

Strahlungsbegleitete π^0 -Photoproduktion am Proton

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Sven Schumann

aus

Raunheim

Bonn, 15. Oktober 2007

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

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online
elektronisch publiziert (Erscheinungsjahr 2008).

1. Referent:	Prof. Dr. R. Beck
2. Referent:	Prof. Dr. H. Schmieden
Tag der Promotion:	6. Februar 2008

QVALIS ARTIFEX PEREO
NERO CLAUDIVS CAESAR AVGVSTVS GERMANICVS

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment zur strahlungsbegleiteten π^0 -Photoproduktion am Proton im Energiebereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz, das in den Jahren 2004 und 2005 am Elektronenbeschleuniger MAMI (**M**ainzer **M**ikrotron) des Instituts für Kernphysik der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt wurde. Die Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ermöglicht im Rahmen eines theoretischen Reaktionsmodells die Angabe des magnetischen Dipolmoments μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz über die Beiträge eines Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ innerhalb der Breite $\Gamma_{\Delta^+} = 120$ MeV der Resonanz. Aufgrund von Paritäts- und Drehimpulserhaltung ist dieser innere Übergang in niedrigster Ordnung durch den $M1$ -Multipol (magnetischer Dipolübergang) gegeben und somit sensitiv auf das magnetische Moment μ_{Δ^+} . Zur Extraktion dieser Größe ist allerdings eine theoretische Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ erforderlich, die unterschiedliche Mechanismen zur Emission des Photons γ' , darunter die Bremsstrahlung des Protons als dominierenden Beitrag, berücksichtigt und das magnetische Dipolmoment als Parameter enthält. Die prinzipielle Machbarkeit einer solchen Untersuchung des $\Delta^+(1232)$ -Zustandes wurde durch ein früheres Experiment mit dem TAPS-Detektor (ebenfalls am Mainzer Mikrotron) im Jahre 1999 gezeigt, das aufgrund der eingeschränkten Statistik allerdings nur eine erste Abschätzung des magnetischen Moments aus den Wirkungsquerschnitten des Photons γ' zu $\mu_{\Delta^+} = (2,7_{-1,3}^{+1,0} \text{stat} \pm 1,5_{\text{syst}} \pm 3,0_{\text{theo}}) \mu_N$ ermöglichte. Mit dem Detektorsystem aus Crystal Ball (672 NaI(Tl)-Kristalle) und TAPS-Vorwärtswand (510 BaF₂-Module) und der Raumwinkelabdeckung dieses Aufbaus von nahezu 4π konnte nun die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit deutlich höherer Statistik untersucht werden; zudem erlaubte die Nutzung eines sowohl linear als auch zirkular polarisierten Photonenstrahls neben der Untersuchung unpolarisierter Wirkungsquerschnitte auch die Betrachtung von Polarisationsobservablen wie der Photonasymmetrie Σ des π^0 -Mesons oder der *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} des Photons γ' .

Das hier beschriebene Experiment wurde mit einem realen Photonenstrahl durchgeführt, der über die Bremsstrahlung des MAMI-Elektronenstrahls mit Energien von $E_0 = 883$ MeV bzw. $E_0 = 570$ MeV an einem Diamant- bzw. Eisenradiator erzeugt wurde. Durch die Impulsbestimmung der gestreuten Elektronen in einem magnetischen Spektrometer (*Glasgow-Mainz-Tagger*) und eine Koinzidenzanalyse mit den Produktdetektoren Crystal Ball und TAPS wurde dieser Photonenstrahl energiemarkiert und ermöglichte somit zusammen mit dem Flüssigwasserstofftarget eine genaue Kenntnis der Eingangsseite der photoinduzierten Reaktionen. Zur Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ wurden alle Endzustandsteilchen mit ihren vollständigen Energie- und Impulsinformationen in den Detektorsystemen nachgewiesen. Das π^0 -Meson wurde dabei aus den zwei Photonen des dominierenden Zerfallskanals rekonstruiert; das Proton konnte durch den Vergleich der Energiedepositionen in Crystal Ball und einem zusätzlichen Innendetektor (*Particle Identification Detector*) bzw. durch eine Kombination verschiedener Verfahren wie Flugzeit- und Pulsformanalyse der TAPS-Signale in Verbindung mit Vetodetektoren für geladene Teilchen identifiziert werden. Der Richtungsvektor des Protons wurde aus den Ansprechmustern zweier zylindrischer Drahtkammern bestimmt.

Die vollständige Messung des Endzustandes und die damit verbundene kinematische Überbestimmung erlaubten eine Vielzahl kinematischer Tests, über die Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ nahezu untergrundfrei identifiziert werden konnten; die verbleibenden Beiträge aus den Konkurrenzreaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ wurden durch Simulationen bestimmt und von den gemessenen Verteilungen subtrahiert.

Mit der in dieser Arbeit beschriebenen Datenanalyse konnten etwa 27000 Ereignisse der strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ rekonstruiert werden, aus denen in Verbindung mit einer Simulation der Detektor- und Analyseeffizienz energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ' , des π^0 -Mesons sowie des Protons in jeweils drei Intervallen der Strahlenergie ($\omega = 325 \dots 375$ MeV, $\omega = 375 \dots 425$ MeV und $\omega = 425 \dots 475$ MeV) bestimmt wurden. Im Energiebereich zwischen 325 MeV und 475 MeV ergeben sich für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ Werte von etwa 60 nb bis 80 nb. Zusätzlich wurden die Photonasymmetrie Σ (linear polarisierte Photonen) und die *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} (zirkular polarisierte Photonen) in Abhängigkeit der abgestrahlten Photonenergie ω' untersucht. Diese Polarisationsobservablen zeigen im Rahmen der statistischen Genauigkeiten zwar keine ausreichende Sensitivität auf das magnetische Dipolmoment μ_{Δ^+} , sind aber für eine qualitative Beurteilung unterschiedlicher Reaktionsmodelle nützlich. Um die Qualität der Datenanalyse einschätzen zu können, wurden weiterhin totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ im Bereich von der jeweiligen Produktionsschwelle bis 800 MeV Strahlenergie bestimmt; die Resultate sind in weitgehender Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen und den experimentellen Werten anderer Messungen.

In Verbindung mit einem Modell der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ erscheint eine deutlich präzisere Bestimmung des magnetischen Dipolmoments μ_{Δ^+} aus den Resultaten des hier beschriebenen Experiments grundsätzlich möglich. Auf theoretischer Seite wird derzeit an einer Erweiterung eines bestehenden Modells in chiraler effektiver Feldtheorie (χ EFT) gearbeitet; allerdings ist die zum jetzigen Zeitpunkt verfügbare χ EFT-Rechnung in den berücksichtigten Reaktionsmechanismen noch unvollständig und kann daher die experimentellen Daten nur eingeschränkt reproduzieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation	3
2.1	Struktur des Nukleons	4
2.2	$SU(3)$ -Flavour-Symmetrie	6
2.3	Magnetische Momente der Baryonen	10
2.4	Experimente zur Bestimmung magnetischer Momente	13
2.5	Magnetisches Moment der $\Delta(1232)$ -Resonanz	14
2.5.1	$\Delta^{++}(1232)$ -Resonanz	16
2.5.2	$\Delta^+(1232)$ -Resonanz	17
2.6	Das Crystal Ball / TAPS-Experiment	19
3	Theoretische Beschreibungen	21
3.1	Modellierung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	21
3.1.1	$\Delta(1232)$ -resonante Prozesse	22
3.1.2	ω -Austausch	24
3.1.3	Nichtresonante Born-Terme	25
3.1.4	Physikalische Observablen	26
3.2	Unitäres Modell der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$	28
3.2.1	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$	29
3.2.2	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$	32
3.2.3	Physikalische Observablen	35
3.3	$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in chiraler effektiver Feldtheorie	39
3.3.1	Physikalische Observablen	43
4	Experimenteller Aufbau	45
4.1	Elektronenbeschleuniger MAMI	46
4.2	Photonenmarkierungsanlage	47
4.3	Zirkular und linear polarisierte Photonen	51
4.4	IH_2 -Targetsystem	56
4.5	Detektorsysteme	57
4.5.1	Crystal Ball	57
4.5.2	Teilchenidentifikationsdetektor	59
4.5.3	Drahtkammern	60
4.5.4	TAPS-Vorwärtswand	62
5	Elektronik und Datenerfassung	65
5.1	Crystal Ball und Innendetektoren	65

5.1.1	Crystal Ball	65
5.1.2	Teilchenidentifikationsdetektor	71
5.1.3	Drahtkammern	72
5.2	TAPS-Vorwärtswand	73
5.3	Photonenmarkierungsanlage	74
5.4	Triggerelektronik und Datenerfassung	75
5.4.1	Energiesummentrigger	76
5.4.2	Bereichsmultiplizitätstrigger	76
5.4.3	Ereignisregister	77
5.4.4	Trigger Control System	79
5.4.5	Auslese und Datenspeicherung	80
6	Datenanalyse	83
6.1	Eichungen der Photonenmarkierungsanlage	84
6.2	Eichungen des Teilchenidentifikationsdetektors	85
6.3	Eichungen des Crystal Ball	85
6.3.1	Zeitabgleich	86
6.3.2	Clusterbestimmung	88
6.3.3	Energieeichung	90
6.4	Eichungen der TAPS-Vorwärtswand	91
6.4.1	Zeitabgleich	91
6.4.2	Clusterbestimmung	92
6.4.3	Energieeichung	92
6.5	Teilchenidentifikation	93
6.5.1	Crystal Ball und Teilchenidentifikationsdetektor	94
6.5.2	TAPS-Vorwärtswand	96
6.6	Spurrekonstruktion	98
6.7	Korrektur der Protonenergien	103
6.8	Polarisationsgrade	105
6.8.1	Zirkularpolarisation	105
6.8.2	Linearpolarisation	106
6.9	Photonenfluß	108
6.10	Targetmassenbelegung	111
6.11	Datenreduktion	112
7	Simulation	115
7.1	Modellierung der Detektorgeometrie	115
7.2	Ereignisgeneratoren	117
7.2.1	Bremsstrahlung und Wechselwirkungspunkt	118
7.2.2	π^0 -Produktion	119
7.2.3	$\pi^0\pi^0$ -Produktion	122
7.2.4	Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion	123
7.2.5	Simulierte Ereignisse	125
7.3	Triggersystem	126
7.3.1	Energiesumme	126
7.3.2	Bereichsmultiplizität	128

7.4	Analyse simulierter Daten	130
7.4.1	Photonenmarkierungsanlage	130
7.4.2	Spurrekonstruktion	130
7.4.3	Weitere Ergänzungen	131
8	Rekonstruktion physikalischer Reaktionen	135
8.1	Koinzidenzanalyse	135
8.2	π^0 -Produktion	137
8.2.1	Ereignisselektion	137
8.2.2	Rekonstruktionseffizienz	141
8.3	$\pi^0\pi^0$ -Produktion	142
8.3.1	Ereignisselektion	143
8.3.2	Rekonstruktionseffizienz	144
8.4	Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion	146
8.4.1	Ereignisselektion	147
8.4.2	Untergrundbeiträge	158
8.4.3	Rekonstruktionseffizienz	162
9	Ergebnisse	169
9.1	π^0 -Produktion	169
9.2	$\pi^0\pi^0$ -Produktion	171
9.3	Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion	173
9.3.1	Energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte	173
9.3.2	Totaler Wirkungsquerschnitt	181
9.3.3	Verhältnis R zum <i>Soft-photon Limit</i> $\omega' \rightarrow 0$	181
9.3.4	Photonasymmetrie Σ	184
9.3.5	<i>Single Spin</i> -Asymmetrie Σ_{circ}	187
9.4	Ausblick	189
A	Protonenergie in der Zweikörperkinematik	191
B	Übersicht der Strahlzeiten zu μ_{Δ^+}	193
C	Tabellen	195
C.1	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	195
C.2	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	197
C.3	Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	198
C.4	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	207
C.5	Verhältnis R zum <i>Soft-photon Limit</i> $\omega' \rightarrow 0$	207
C.6	Photonasymmetrie Σ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	209
C.7	<i>Single Spin</i> -Asymmetrie Σ_{circ}	210
	Literaturverzeichnis	213
	Danksagung	219

1 Einleitung

DIRA NECESSITAS

Untersuchungen des Nukleons, seiner Struktur und seiner verschiedenen Resonanzen in photoinduzierten Mesonproduktionsreaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ oder $\gamma p \rightarrow p\eta$ bilden einen Schwerpunkt im Forschungsprogramm der A2-Kollaboration. Besonders die $\Delta(1232)$ -Resonanz als erster angeregter Zustand des Nukleons stellt dabei aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes und ihres isolierten Charakters im Energiebereich unterhalb von etwa 500 MeV ein interessantes und experimentell einfach zugängliches Untersuchungsobjekt dar.

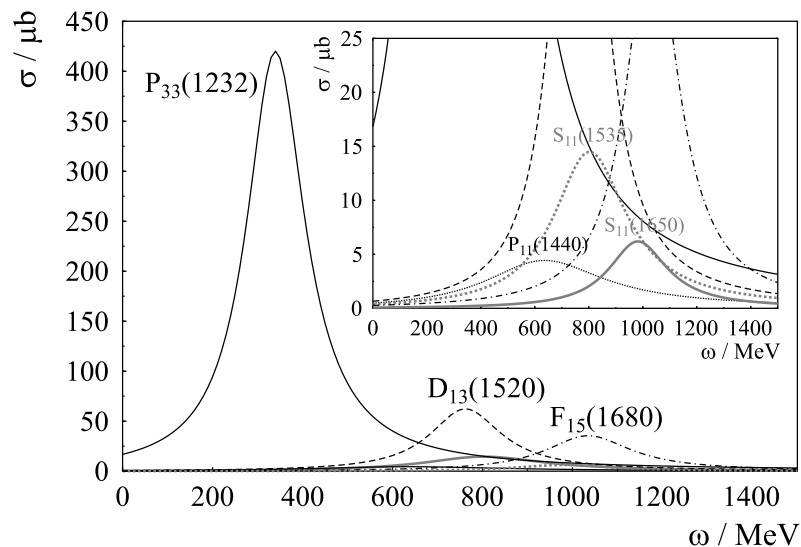


Abbildung 1.1. Über die Pionphotoproduktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ zugängliche Resonanzen des Nukleons in Breit-Wigner-Parametrisierung. Der Energiebereich unterhalb von etwa 500 MeV wird von der P_{33} - oder Δ -Resonanz dominiert; das zweite Resonanzgebiet ergibt sich aus der Überlagerung mehrerer angeregter Zustände des Nukleons.

Eine Möglichkeit, Vorstellungen über die innere Struktur des Nukleons und seiner Anregungen zu testen, liegt in der Betrachtung statischer elektromagnetischer Multipolmomente wie beispielsweise dem magnetischen Dipolmoment μ . Die vorliegende Arbeit beschreibt daher ein Experiment zur strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit dem Crystal Ball / TAPS-Detektoraufbau am Mainzer Mikrotron (MAMI), das in den Jahren 2004 und 2005 durchgeführt wurde und einen Weg zur experimentellen Bestimmung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz eröffnen soll. Damit wird eine im Jahre 1999 von den TAPS- und A2-Kollaborationen ebenfalls in Mainz durchgeführte Messung dieses Reaktionskanals wieder aufgegriffen [Kot01], die zwar die Machbarkeit solcher Untersuchungen magne-

tischer Momente demonstrierte, aufgrund experimenteller Einschränkungen allerdings nur eine grobe Abschätzung für μ_{Δ^+} zuließ. Mit dem neu aufgebauten 4π -Detektorsystem, bestehend aus Crystal Ball und TAPS-Vorwärtswand, kann diese Reaktion nun mit hoher Statistik untersucht werden; zudem erlaubt die Nutzung sowohl linear als auch zirkular polarisierter Photonen die Betrachtung verschiedener Polarisationsobservablen.

Diesen Zielsetzungen entsprechend befasst sich Kapitel 2 dieser Arbeit zunächst mit einigen Überlegungen zur Nukleonstruktur in einem einfachen $SU(3)$ -Konstituentenquarkmodell und den sich daraus ergebenden magnetischen Momenten der verschiedenen Baryonen, bevor die Untersuchung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz über die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion motiviert wird. Kapitel 3 greift einige dieser Überlegungen auf und beschreibt unterschiedliche theoretische Modelle, die zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und zur Extraktion von μ_{Δ^+} aus den verschiedenen Observablen benötigt werden. Die folgenden zwei Kapitel widmen sich dem experimentellen Aufbau; während in Kapitel 4 Elektronenbeschleuniger, Photonenmarkierungsanlage und die unterschiedlichen Detektorkomponenten dargestellt werden, enthält Kapitel 5 eine umfassende Beschreibung der verwendeten Datenerfassungselektronik. Die Schritte auf dem Weg zur Bestimmung physikalischer Observablen sind in insgesamt drei Kapiteln zusammengefasst; Kapitel 6 stellt dabei die allgemeingültigen Vorgänge bei der Datenanalyse wie Kalibrationen oder Teilchenrekonstruktion und -identifikation vor, die zunächst nicht auf spezielle Reaktionskanäle beschränkt sind. Kapitel 7 hingegen beschreibt ausführlich die Simulation der untersuchten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, die für die Bestimmung der Detektorakzeptanz benötigt wird. In Kapitel 8 ist schließlich dargestellt, wie diese unterschiedlichen Reaktionskanäle über kinematische Bedingungen aus den nachgewiesenen Teilchen identifiziert und rekonstruiert werden um jeweils möglichst untergrundfreie Stichproben für die Angabe physikalischer Observablen zu gewinnen. Die Präsentation der Ergebnisse in Kapitel 9 bildet schließlich den Abschluß dieser Arbeit.

Verwendete Einheiten

In dieser Arbeit werden Energien in eV (Elektronenvolt) bzw. aufgrund der in der Mittelenergiephysik betrachteten Größenordnungen in den präfixbehafteten Formen MeV oder gegebenenfalls GeV angegeben. Darüberhinaus wird ein System natürlicher Einheiten mit $\hbar = c = 1$ zugrundegelegt; alle angegebenen Massen, Impulse und Energien tragen daher die gleichen Einheiten. Magnetische Momente werden üblicherweise auf das Kernmagneton $\mu_N = \frac{e}{2M_p}$ bezogen, es gilt also beispielsweise $M_p = 938,272 \text{ MeV}$ und $\mu_p = 2,79 \mu_N$.

2 Motivation

AD MAIOREM DEI GLORIAM

Die Fragen nach dem Aufbau und der Struktur der Materie gehören seit jeher zu den zentralen Themen von Philosophie und Naturwissenschaft. Im abendländischen Kulturkreis kam dabei schon während der klassischen Antike das Prinzip einer atomistischen Weltanschauung auf, die Materie aus kleinsten, unveränderlichen und unteilbaren (*ατομος*) Bestandteilen zusammengesetzt sieht. So beschreibt beispielsweise der römische Dichter und Philosoph Lukrez (TITVS LVCRETIVS CARVS, 98 v. Chr. bis 55 v. Chr.) im zweiten Buch seines didaktischen Epos DE RERVN NATVRA die auf einem solchen atomistischen Materialismus beruhende Naturphilosophie Demokrits (*Δημοκριτος*, 460 v. Chr. bis 371 v. Chr.) und Epikurs (*Επικουρος*, 341 v. Chr. bis 270 v. Chr.)

CORPORA SVNT PORRO PARTIM PRIMORDIA RERVN
 PARTIM CONCILIO QVAE CONSTANT PRINCIPIORVM
 SED QVAE SVNT RERVN PRIMORDIA NVLLA POTEST VIS
 STINGVERE NAM SOLIDO VINCVNT EA CORPORE DEMVM
 ETSI DIFFICILE ESSE VIDETVR CREDERE QVICQVAM
 IN REBVS SOLIDO REPERIRI CORPORE POSSE
 TRANSIT ENIM FVLNEN CAELI PER SAEPTA DOMORVM
 CLAMOR VT AC VOCES FERRVM CANDESCIT IN IGNI
 DISSILIVNTQVE FERRO FERVENTI SAXA VAPORE
 CVM LABEFATATVS RIGOR AVRI SOLVITVR AESTV
 TVM GLACIES AERIS FLAMMA DEVICTA LIQVESCIT
 PERMANAT CALOR ARGENTVM PENETRALEQVE FRIGVS
 QVANDO VTRVMQVE MANV RETINENTES POCVLA RITE
 SENSIMVS INFVSO LYMPHARVM RORE SVPERNE
 VSQVE ADEO IN REBVS SOLIDI NIHIL ESSE VIDETVR
 SED QVIA VERA TAMEN RATIO NATVRAQVE RERVN
 COGIT ADES PAVCIS DVM VERSIBVS EXPEDIAMVS
 ESSE EA QVAE SOLIDO ATQVE AETERNO CORPORE CONSTENT
 SEMINA QVAE RERVN PRIMORDIAQVE ESSE DOCEMVN
 VNDE OMNIS RERVN NVNC CONSTET SVMMA CREATA

Hierbei wird zudem ein erster Versuch deutlich, die vielen unterschiedlichen Erscheinungsformen der Materie durch Kombinationen und Verbindungen einer begrenzten Anzahl verschiedener „Urelemente“ (RES PRIMORDIA) zu erklären; ein Konzept, das sich in neuerer Zeit in der Rückführung auf die Elemente des chemischen Periodensystems oder der Formulierung des Quarkmodells [Gel64] und des damit verbundenen Standardmodells der Teilchenphysik wiederfindet. Gemäß dessen Beschreibung setzt sich die Materie aus je sechs Quarks (u, d, s, c, b, t) und Leptonen ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$) zusammen, während die fundamentalen Wechselwir-

Flavour	Ladung / e	Masse / MeV	Teilchen	Ladung / e	Masse / MeV
up u	$+\frac{2}{3}$	1,5 ... 4,0	e^-	-1	0,511
down d	$-\frac{1}{3}$	5,0 ... 8,5	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$
charm c	$+\frac{2}{3}$	1000 ... 1400	μ^-	-1	105,7
strange s	$-\frac{1}{3}$	80 ... 155	ν_μ	0	$< 0,19$
top t	$+\frac{2}{3}$	174000 ... 178000	τ^-	-1	1777
bottom b	$-\frac{1}{3}$	4000 ... 4500	ν_τ	0	$< 18,2$

Teilchen	vermittelte WW	Ladung / e	Masse / GeV
Photon γ	elektromagn.	0	0
Gluonen g	stark	0	0
W^\pm	schwach	± 1	80,4
Z^0	schwach	0	91,2

Tabelle 2.1. Fundamentale Teilchen im Standardmodell der Teilchenphysik, Angaben aus [PDG02]. Oben: Materiekonstituenten mit halbzahligem Spin (Fermionen), unterschieden nach Quarks (links) und Leptonen (rechts). Unten: Austauscheteilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) der verschiedenen Wechselwirkungen.

kungen (elektromagnetische, starke und schwache Kraft) durch Austauscheteilchen (Photonen, Gluonen und W^\pm - bzw. Z^0 -Bosonen) vermittelt werden. Die große Zahl zwischenzeitlich entdeckter verschiedener Elementarteilchen, aber auch die Hauptbestandteile natürlicher Materie, Protonen und Neutronen, können somit zumindest qualitativ wieder auf eine systematische Beschreibung mit vergleichsweise wenigen fundamentalen Bausteinen zurückgeführt werden.

2.1 Struktur des Nukleons

Im Gegensatz zum Elektron sind Nukleonen, die als Protonen und Neutronen den Atomkern und damit den bei weitem dominierenden Anteil der (leuchtenden oder baryonischen) Materie bilden, keine fundamentalen, punktförmigen Teilchen. Experimentelle Hinweise auf einen ausgedehnten Charakter und eine damit verbundene innere Struktur der Nukleonen sind seit längerer Zeit bekannt; ein erstes Indiz zeigte sich 1933 bei der Messung des magnetischen Moments des Protons [Ste33]. Für ein punktförmiges Teilchen mit Spin $s = \frac{1}{2}$ und Ladung e sagt die Dirac-Theorie ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m} \vec{s} \quad (2.1)$$

mit einem Landé-Faktor $g = 2$ voraus; im Falle nichtausgedehnter Nukleonen sollten sich daher gerade

$$\mu_p = \frac{e}{2M_p} = \mu_N \quad \text{und} \quad \mu_n = 0 \quad (2.2)$$

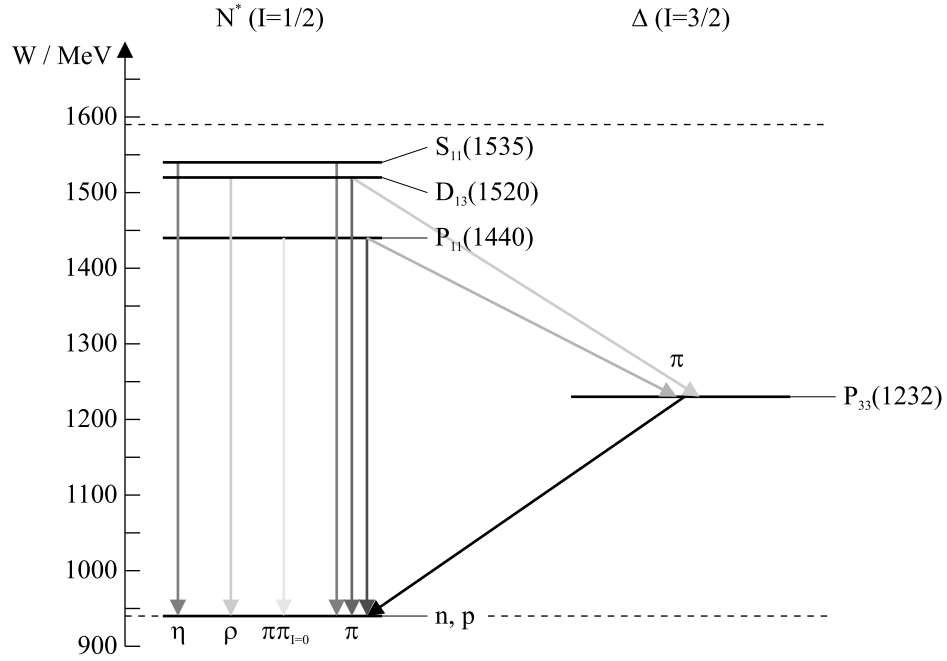


Abbildung 2.1. Nukleonresonanzen N^* bzw. Δ mit ihren wesentlichen Zerfallskanälen [PDG02] in dem von MAMI-B abgedeckten Energiebereich (-----). Die Schattierung der Pfeile symbolisiert die relativen Anteile der einzelnen Übergänge.

ergeben. Die experimentell bestimmten Werte liegen allerdings bei

$$\mu_p = 2,793 \mu_N \quad \text{und} \quad \mu_n = -1,913 \mu_N \quad (2.3)$$

Solche anomalen, d.h. von der Vorhersage für Dirac-Teilchen abweichenden magnetischen Momente sind mit der Annahme punktförmiger Nukleonen nicht vereinbar. Experimentell direkt zugänglich wird die Ausdehnung des Protons in Elektronstreuexperimenten [Hof56], bei denen durch Messungen des differentiellen Streuquerschnittes

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}} \cdot \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.4)$$

die elektromagnetischen Formfaktoren G_E und G_M und daraus der mittlere quadratische Ladungsradius des Protons zu

$$\sqrt{\langle r_p^2 \rangle} = 0,87 \text{ fm} \quad (2.5)$$

bestimmt wurden. Andere Streuexperimente mit geladenen π -Mesonen anstelle von Elektronen zeigten zudem Überhöhungen („Resonanzen“) des totalen Streuquerschnittes am Proton, die durch die Anregung eines Zwischenzustandes mit Spin $J = \frac{3}{2}$ und Isospin $I = \frac{3}{2}$ erklärt wurden [Fer52]; dieser Zustand wurde später mit der $\Delta(1232)$ -Resonanz, dem ersten angeregten Zustand des Nukleons, assoziiert. Im Laufe der Zeit wurden weitere Nukleonresonanzen sowohl mit $I = \frac{1}{2}$ als auch mit $I = \frac{3}{2}$ gefunden, die unter Emission verschiedener Mesonen (π , η , η' , ρ , ...) in den Grundzustand oder niedrigere Resonanzen übergehen (siehe Abb. 2.1).

Ein Nachweis der Zerfallsmesonen ermöglicht somit (in Analogie zur Atomphysik oder zur Untersuchung von γ -Zerfällen der Atomkerne) eine Spektroskopie dieser Resonanzen und erlaubt dadurch Rückschlüsse auf die Struktur und die damit verbundenen inneren Freiheitsgrade des Nukleons, die eine Voraussetzung für die unterschiedlichen beobachteten Anregungen sind.

In der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), stellen Quarks und Gluonen die elementaren Freiheitsgrade dar, die jeweils Träger sogenannter Farbladungen (r, g, b) sind. Physikalisch realisiert sind allerdings immer nur farbneutrale Kombinationen von Quarks, z.B. Mesonen ($q\bar{q}$) oder Baryonen (qqq), wobei die Wechselwirkungen zwischen den Quarks durch Gluonen¹ vermittelt werden. Eine störungstheoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung mittels der QCD gelingt aufgrund der (energieabhängigen) Kopplungsstärke α_s allerdings nur bei hohen Impulsüberträgen bzw. kleinen Abständen („asymptotische Freiheit“). Im Bereich niedriger Energien, etwa beim Versuch einer Beschreibung des Nukleons, hingegen wird ein perturbativer Ansatz einer Potenzreihenentwicklung nach α_s nicht konvergieren. Konstituentenquarkmodelle gehen daher einen anderen Weg und behalten zwar die Vorstellung dreier Quarks zur Beschreibung des Nukleons bei, verzichten dabei allerdings auf Gluonfreiheitsgrade und ersetzen diese durch effektive Quarkpotentiale. Die Massen der drei Konstituentenquarks ergeben sich aus solchen Modellen zu etwa jeweils 300 MeV bis 350 MeV für u - und d -Quarks; diese effektiven Massen müssen dabei allerdings von mit den sogenannten Strommassen (*Current Masses*) aus Tabelle 2.1 unterschieden werden, die mit Werten unter 10 MeV deutlich kleiner sind.

2.2 $SU(3)$ -Flavour-Symmetrie

Eine Motivation für die erste Formulierung des Quarkmodells in [Gel64] war die Beobachtung einer Vielzahl unterschiedlicher Hadronen (stark wechselwirkender Teilchen) bei verschiedenen Beschleunigerexperimenten in den 50er und 60er Jahren. Diese wurden zunächst nach ihren Massen in Mesonen ($\mu\varepsilon\sigma\zeta$, mittel) und Baryonen ($\beta\alpha\rho\nu\zeta$, schwer) unterteilt. Eine weitere Klassifizierung nach Spin und Parität J^P ordnet die jeweiligen Hadronen in verschiedene Multipletts; die Mesonen ($J^P = 0^-$ bzw. 1^-) gruppieren sich dabei in Singulets und Oktetts, während die Baryonen ($J^P = \frac{1}{2}^+$ bzw. $\frac{3}{2}^+$) in einer Oktett- bzw. Dekuplett-Struktur auftreten (siehe Abb. 2.2). Mathematisch können diese Multipletts durch die $SU(3)$ -Gruppe formuliert werden, wenn man zur Beschreibung der Hadronen ein Basistriplett fundamentaler Teilchen, der drei leichtesten Quark-Flavours (u, d, s), und deren Antiteilchen zugrundelegt. Aus den Kombinationsregeln für $SU(3)$ folgen demnach als Flavourmultipletts

$$q\bar{q} = 3 \otimes \bar{3} = 8_S \oplus 1_A \quad (2.6)$$

$$qqq = 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_{M_S} \oplus 8_{M_A} \oplus 1_A \quad (2.7)$$

Da die Gesamtwellenfunktion der Baryonen allerdings nicht ausschließlich durch den Flavouranteil gegeben ist, sind nicht alle diese Multipletts nach Beziehung (2.7) direkt realisiert.

Im Falle einer exakten Symmetrie der drei Flavours sollten *alle* Baryonen in Oktett *und* Dekuplett dieselben Massen haben. Innerhalb der jeweiligen Multipletts ist für Teilchen mit

¹Gluonen tragen gleichzeitig sowohl Farb- als auch Antifarbladung, allerdings immer in Kombinationen, die insgesamt *nicht* farbneutral sind. Freie Gluonen werden daher ebenfalls nicht beobachtet; zudem können Gluonen über ihre Farbe auch direkt miteinander wechselwirken.

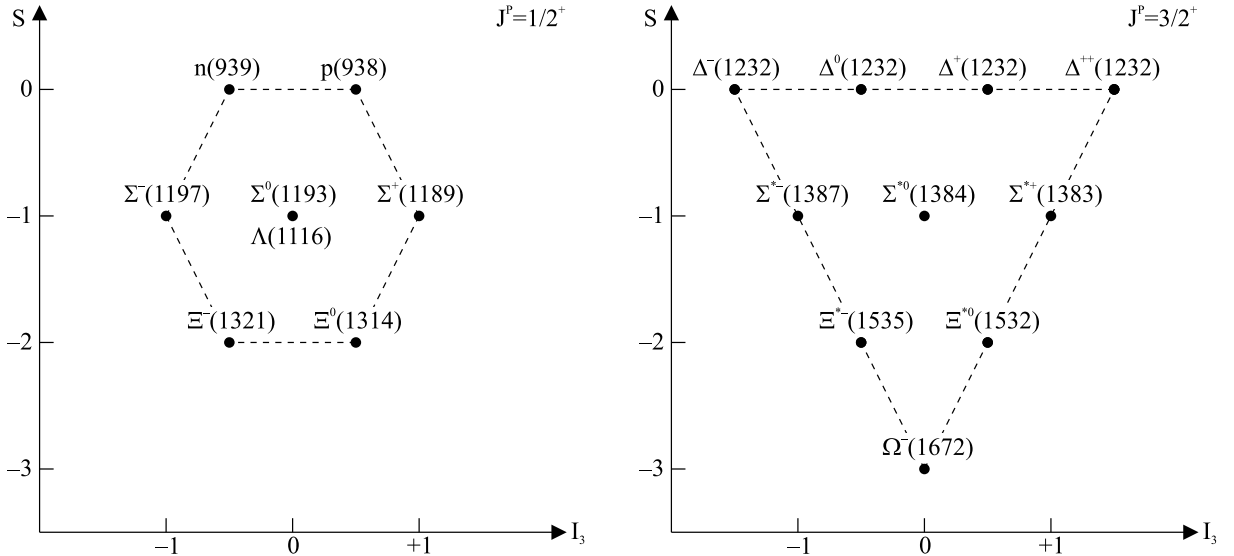


Abbildung 2.2. $SU(3)$ -Oktett (links) und Dekuplett (rechts) für Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ bzw. $\frac{3}{2}^+$. Innerhalb eines Multipletts sind die Teilchen nach Isospinkomponente I_3 und Strangeness S angeordnet.

gleicher Strangeness S die somit geforderte Bedingung der Isospinsymmetrie bei Massendifferenzen von wenigen MeV sehr gut erfüllt; Baryonen unterschiedlicher Strangeness zeigen Abweichungen von typisch 150 MeV pro vorhandenem s -Quark, die auf die höhere Masse dieses Quarks zurückgeführt werden. Beim Übergang zwischen Oktett und Dekuplett hingegen ist die Flavour- bzw. Isospinsymmetrie, die beispielsweise Nukleonen und Δ -Baryonen gleicher Masse erforderte, nicht mehr gegeben. Die Massenunterschiede von $M_\Delta - M_N \simeq 293$ MeV können mit diesem Ansatz allein nicht erklärt werden; derartige Abweichungen werden in erweiterten Quarkmodellen unterschiedlich, beispielsweise durch die Einführung von Spin-Spin-Wechselwirkungen berücksichtigt [Hey83].

Trotz dieser Einschränkungen lassen sich mit dem $SU(3)$ -Quarkmodell vergleichsweise einfach und mit recht guter Präzision einige statische Größen, darunter die magnetischen Momente μ für das Oktett berechnen. Ausgangspunkt hierfür ist die Gesamtwellenfunktion Ψ eines Baryons qqq , die aus den Komponenten der einzelnen Freiheitsgrade zusammengesetzt werden kann

$$\Psi = \psi(\text{Ort}) \times \chi(\text{Spin}) \times \phi(\text{Flavour}) \times \xi(\text{Farbe}) \quad (2.8)$$

Da Baryonen Teilchen mit halbzahligem Spin sind und somit der Fermi-Dirac-Statistik unterliegen, muß deren Wellenfunktion vollständig antisymmetrisch unter dem Austausch zweier Quarks sein (Pauli-Prinzip). Das Symmetrieverhalten der Gesamtwellenfunktion wird dabei durch die einzelnen Komponenten bestimmt. Der winkelabhängige Anteil der Ortswellenfunktion $\psi(r, \theta, \phi)$ kann nach Kugelflächenfunktionen $Y_{L,m_L}(\theta, \phi)$ entwickelt werden; die Vertauschung zweier Teilchen entspricht dann der Ersetzung

$$\theta \rightarrow \pi - \theta \quad \text{und} \quad \phi \rightarrow \phi + \pi \quad (2.9)$$

und resultiert in einem zusätzlichen Faktor $(-1)^L$, der das Symmetrieverhalten der Ortswellenfunktion bestimmt. Für den Grundzustand mit Drehimpuls $L = 0$ ist ψ also symmetrisch.

Die Spins der einzelnen Quarks mit ihren jeweiligen Einstellungen \uparrow und \downarrow werden durch die Gruppe $SU(2)$ repräsentiert; für die Kopplung dreier Spins gilt daher

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = 4_S \oplus 2_{M_S} \oplus 2_{M_A} \quad (2.10)$$

Vier dieser insgesamt acht verschiedenen Kombinationen sind dabei vollständig symmetrisch unter der Vertauschung zweier Spins

$$\uparrow\uparrow\uparrow \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(\downarrow\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow\uparrow + \uparrow\uparrow\downarrow) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(\uparrow\downarrow\downarrow + \downarrow\uparrow\downarrow + \downarrow\downarrow\uparrow) \quad \downarrow\downarrow\downarrow \quad (2.11)$$

Zusätzlich gibt es jeweils zwei Kombinationen $2_{M_S}, 2_{M_A}$ die zwar symmetrisch bzw. antisymmetrisch unter beispielsweise der Vertauschung $1 \leftrightarrow 2$, nicht aber unter den Vertauschungen $1 \leftrightarrow 3$ oder $2 \leftrightarrow 3$ sind (gemischte Symmetrie)

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow) - \sqrt{2} \uparrow\uparrow\downarrow \right] \quad \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\downarrow + \downarrow\uparrow\downarrow) - \sqrt{2} \downarrow\downarrow\uparrow \right] \quad (2.12)$$

und

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow) \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\downarrow - \downarrow\uparrow\downarrow) \quad (2.13)$$

Eine vollständig antisymmetrische Kombination der drei Quarkspins zur Spinwellenfunktion χ ist nicht möglich. Die Flavourwellenfunktion ϕ wird wie bereits motiviert aus dem $SU(3)$ -Basistriplett (u, d, s) konstruiert; bei drei Quarks sind dann insgesamt 27 Kombinationen möglich, die sich auf die Multipletts $(10_S, 8_{M_S}, 8_{M_A}, 1_A)$ nach Gleichung (2.7) mit jeweils verschiedenem Symmetrieverhalten aufteilen. Das Dekuplett 10_S ist vollständig symmetrisch unter der Vertauschung zweier Quarkflavours und entspricht, wie noch gezeigt wird, direkt dem Flavouranteil des Baryonendekupletts für $J^P = \frac{3}{2}^+$

$$\begin{aligned} & ddd \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(ddu + dud + udd) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(duu + udu + uud) \quad uuu \\ & \frac{1}{\sqrt{3}}(dds + dsd + sdd) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uds + dsu + sud) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uus + usu + suu) \\ & \frac{1}{\sqrt{3}}(dss + sds + ssd) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uss + sus + ssu) \\ & sss \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die gemischtsymmetrischen Flavouroktetts 8_{M_S}

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{6}}(udu + duu - 2uud) \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(dud + udd - 2ddu) \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(dsd + sdd - 2dds) \\ & \frac{1}{\sqrt{6}}(usu + suu - 2uus) \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(sus + uss - 2ssu) \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(sds + dss - 2ssd) \\ & \frac{1}{\sqrt{4}}(sdu + dsu - uds - dus) \quad \frac{1}{\sqrt{4}}(usd + sud - sdu - dsu) \end{aligned} \quad (2.15)$$

und 8_{M_A}

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\sqrt{2}}(udu - duu) & \frac{1}{\sqrt{2}}(dud - udd) & \frac{1}{\sqrt{2}}(dsd - sdd) \\
& \frac{1}{\sqrt{2}}(usu - suu) & \frac{1}{\sqrt{2}}(sus - uss) & \frac{1}{\sqrt{2}}(sds - dss) \\
& \frac{1}{\sqrt{4}}(uds - dus + usd - sud) & \frac{1}{\sqrt{4}}(usd - sud + sdu - dsu)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

sind jeweils symmetrisch bzw. antisymmetrisch unter beispielsweise einer Vertauschung $1 \leftrightarrow 2$, nicht aber unter den Vertauschungen $1 \leftrightarrow 3$ oder $2 \leftrightarrow 3$. Die verbleibende Kombination 1_A ist ein vollständig antisymmetrisches Flavour-Singulett

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dsu + sud - usd - sdu - dus) \tag{2.17}$$

Der Farbanteil ξ der Wellenfunktion kann in analoger Weise ebenfalls durch $SU(3)$ mit einem Basistriplett (r, g, b) beschrieben werden. Da *alle* Baryonen farbneutral sind, ist die Farbwellenfunktion nur in Form des vollständig antisymmetrischen Singulett 1_A physikalisch realisiert

$$\xi_A = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb + gbr + brg - rbg - bgr - grb) \tag{2.18}$$

Bei symmetrischer Ortswellenfunktion ψ_S im Grundzustand und antisymmetrischem Farbwellenanteil ξ_A muß daher die Kombination aus Spin χ und Flavour ϕ ebenfalls symmetrisch unter Teilchenaustausch sein, um insgesamt eine vollständig antisymmetrische Gesamtwellenfunktion Ψ des Baryons zu bilden

$$\Psi = \psi_S \times (\chi \times \phi)_S \times \xi_A \tag{2.19}$$

Im einfachsten Falle sind sowohl χ und ϕ symmetrisch, dies entspricht der Kombination des Quadrupletts 4_S (2.11) für den Spin mit dem Dekuplett 10_S (2.14) für den Flavouranteil. Das daraus resultierende Baryonenmultiplett mit Spin $J = \frac{3}{2}$, positiver Parität P und dem Quarkinhalt 10_S ist gerade das Dekuplett aus Abb. 2.2 rechts. Für das Baryonenoktett mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ hingegen müssen die Spinwellenfunktionen gemischter Symmetrie der Dupletts 2_{M_S} (2.12) und 2_{M_A} (2.13) so mit den Flavourokzettts 8_{M_S} (2.15) und 8_{M_A} (2.16) kombiniert werden, daß sich insgesamt ebenfalls wieder ein symmetrischer Spin-Flavour-Anteil ergibt ($2_{M_S} \times 8_{M_S}$ bzw. $2_{M_A} \times 8_{M_A}$). Für ein Proton (Quarkinhalt uud) mit Spin \uparrow beispielsweise kann die Spin-Flavour-Wellenfunktion aus

$$\chi_{\uparrow}^{M_A} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow) \in 2_{M_A} \quad \text{und} \quad \phi_p^{M_A} = \frac{1}{\sqrt{2}}(udu - duu) \in 8_{M_A} \tag{2.20}$$

gebildet werden. Diese beiden Anteile werden kombiniert („ausmultipliziert“), woraus sich

$$(\chi_{\uparrow}^{M_A} \times \phi_p^{M_A}) \sim (u\uparrow d\downarrow u\uparrow + d\downarrow u\uparrow u\uparrow - u\downarrow d\uparrow u\uparrow - d\uparrow u\downarrow u\uparrow) \tag{2.21}$$

ergibt (ohne Normierung). Diese Kombination ist zwar symmetrisch unter dem Quark austausch $1 \leftrightarrow 2$, nicht aber unter $1 \leftrightarrow 3$ oder $2 \leftrightarrow 3$; durch zyklische Vertauschung innerhalb der einzelnen Spin-Flavour-Terme, z.B.

$$d\uparrow u\downarrow u\uparrow \rightarrow d\uparrow u\uparrow u\downarrow \rightarrow u\uparrow d\uparrow u\downarrow \tag{2.22}$$

kann der Ausdruck (2.21) allerdings symmetrisiert werden und man erhält die vollständig symmetrische Spin-Flavour-Wellenfunktion des Protons mit Spin \uparrow

$$\begin{aligned}
 (\chi \times \phi)_{\uparrow,p} = & \frac{1}{\sqrt{18}} (2u\uparrow d\downarrow u\uparrow + 2d\downarrow u\uparrow u\uparrow + 2u\uparrow u\uparrow d\downarrow \\
 & - u\downarrow d\uparrow u\uparrow - d\uparrow u\downarrow u\uparrow - u\downarrow u\uparrow d\uparrow \\
 & - u\uparrow d\uparrow u\downarrow - d\uparrow u\uparrow u\downarrow - u\uparrow u\downarrow d\uparrow)
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Die Bildung eines Spin-Flavour-Singulets ist im Grundzustand mit $L = 0$ nicht möglich, da in diesem Falle das antisymmetrische Flavoursingulett 1_A (2.17) mit einer ebenfalls antisymmetrischen Spinwellenfunktion χ_A kombiniert werden müsste².

Zur einfacheren Konstruktion der Wellenfunktionen für die Oktettbaryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ kann die zugrundeliegende Symmetriegruppe erweitert werden, indem Spin und Flavour gleichberechtigt die Quarkfreiheitsgrade beschreiben. Die entsprechenden Gruppen werden daher in $SU(6)_{\text{Spin-Flavour}} = SU(2)_{\text{Spin}} \times SU(3)_{\text{Flavour}}$ zusammengefasst; das Basissextuplett ist dann $(u\uparrow, d\uparrow, s\uparrow, u\downarrow, d\downarrow, s\downarrow)$. Die Kombination dreier Repräsentanten der so entstandenen Spin-Flavour-Gruppe liefert

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56_S \oplus 70_{M_S} \oplus 70_{M_A} \oplus 20_A \tag{2.24}$$

Das symmetrische 56-Multiplett umfasst dabei sowohl Oktett als auch Dekuplett mit allen jeweiligen $(2J + 1)$ Spineinstellungen

$$56 = 8 \cdot (2J + 1)|_{J=\frac{1}{2}} + 10 \cdot (2J + 1)|_{J=\frac{3}{2}} \tag{2.25}$$

und beschreibt somit einheitlich alle Grundzustandsbaryonen mit den Quarkflavours u, d, s .

2.3 Magnetische Momente der Baryonen

Im Konstituentenquarkmodell können die magnetischen Momente $\vec{\mu}_X$ der Baryonen im Grundzustand mit $L = 0$ direkt über die vektorielle Addition der magnetischen Momente der drei Quarks berechnet werden

$$\vec{\mu}_X = \vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2 + \vec{\mu}_3 \tag{2.26}$$

Da die Quarks hier als punktförmig angesehen werden, sind deren magnetische Momente $\vec{\mu}_i$ analog zu Gleichung (2.1) nach der Dirac-Theorie ($g = 2$) gegeben durch

$$\vec{\mu}_i = g \frac{q_i}{2m_i} \vec{s}_i = \frac{q_i}{2m_i} \vec{\sigma}_i \quad \text{bzw.} \quad \mu_i = \pm \frac{q_i}{2m_i} \quad (\text{Je nach Spinausrichtung}) \tag{2.27}$$

Das magnetische Moment μ_X eines Baryons hängt also von Quarkinhalt und -spins ab und kann daher aus der Spin-Flavour-Wellenfunktion bestimmt werden. So gilt beispielsweise für das Proton

$$\mu_p = \langle \Psi_{p,\uparrow} | \hat{\mu} | \Psi_{p,\uparrow} \rangle = \sum_i \langle (\chi \times \phi)_{\uparrow,p} | \hat{\mu}_i | (\chi \times \phi)_{\uparrow,p} \rangle \tag{2.28}$$

²Dieser Flavoursingulettzustand ist allerdings mit einem Bahndrehimpuls $L = 1$ in Form des $\Lambda(1405)$ realisiert.

Baryon	μ_X / μ_N experimentell	$SU(6)$	angepasste m_q	$m_u = m_d = m_s$
p	2,793	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d$	—	—
n	-1,913	$\frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u$	—	-1,862
Λ	$-0,613 \pm 0,004$	μ_s	—	-0,931
Σ^-	$-1,160 \pm 0,025$	$\frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_s$	-1,092	-0,931
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$	$ \mu_{\Sigma\Lambda} = 1,61 \pm 0,08$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(\mu_d - \mu_u)$	-1,630	-1,613
Σ^+	$2,458 \pm 0,010$	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_s$	2,674	2,793
Ξ^-	$-0,6507 \pm 0,0025$	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_d$	-0,493	-0,931
Ξ^0	$-1,250 \pm 0,014$	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_u$	-1,435	-1,862
Ω^-	$-2,02 \pm 0,05$	$3\mu_s$	-1,839	-2,793

Tabelle 2.2. Experimentelle Werte für die magnetischen Momente μ_X einiger Baryonen (Angaben aus [PDG02]) im Vergleich mit den $SU(6)$ -Vorhersagen für angepasste Quarkmassen m_q bzw. bei voller Flavoursymmetrie mit $m_u = m_d = m_s$.

woraus mit der entsprechenden Spin-Flavour-Wellenfunktion (2.23) das magnetische Moment μ_p des Protons auf μ_u und μ_d zurückgeführt wird³

$$\mu_p = \frac{3}{18} [4(\mu_u - \mu_d + \mu_u) + (\mu_u + \mu_d - \mu_u) + (\mu_d + \mu_u - \mu_u)] = \frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d \quad (2.29)$$

Über den Vergleich mit den experimentell extrem genau bekannten Werten für μ_p und μ_n können dann die magnetischen Momente und über Gleichung (2.27) auch die effektiven Massen der u - und d -Quarks angepasst werden. Das Λ -Hyperon (uds) ermöglicht zudem einen direkten Zugang zu den Eigenschaften des s -Quarks, da in der Berechnung von μ_Λ die Beiträge von u und d herausfallen und sich gerade $\mu_\Lambda = \mu_s$ ergibt. Insgesamt werden somit über die magnetischen Momente der drei leichtesten Baryonen p , n und Λ die charakteristischen Größen der einzelnen Quarkflavours u , d und s festgelegt

$$\begin{aligned} \mu_u &= 1,852 \mu_N & \mu_d &= -0,972 \mu_N & \mu_s &= -0,613 \mu_N \\ m_u &= 338 \text{ MeV} & m_d &= 322 \text{ MeV} & m_s &= 510 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Eine zusätzliche Vereinfachung stellt die Annahme einer Isospinsymmetrie dar, indem der Massenunterschied zwischen u - und d -Quark vernachlässigt wird. Mit $m_u = m_d$ und einer Anpassung an Masse und magnetisches Moment des Protons folgt

$$\mu_u = \frac{2}{3}\mu_p = 1,862 \mu_N \quad \text{und} \quad \mu_d = -\frac{1}{3}\mu_p = -0,931 \mu_N \quad (2.31)$$

In diesem Modell gleicher Konstituentenquarkmassen ergibt sich für das Neutron dann ein magnetisches Moment von $\mu_n = -\frac{2}{3}\mu_p = -1,862 \mu_N$. Eine Erweiterung der Symmetrie auf alle drei Flavours über $m_u = m_d = m_s$ führt dann zu der allgemeinen Beziehung

$$\mu_q = z_q \mu_p \quad (2.32)$$

³Das magnetische Moment des Neutrons ergibt sich hieraus durch einfaches Austauschen der u - und d -Quarks.

Modell	$\mu_{\Delta^{++}} / \mu_N$	μ_{Δ^+} / μ_N	μ_{Δ^0} / μ_N	μ_{Δ^-} / μ_N
$SU(6)$	5,58	2,79	0	-2,79
RQM [Sch93]	4,76	2,38	0	-2,38
Gitter-QCD [Lei92]	$4,91 \pm 0,61$	$2,46 \pm 0,31$	0	$-2,46 \pm 0,31$
χ PT [But94]	$4,00 \pm 0,40$	$2,10 \pm 0,20$	$-0,17 \pm 0,04$	$-2,25 \pm 0,25$
χ QSM [Yan04]	5,40	2,65	-0,09	-2,83
χ BM [Hon99]	3,59	0,75	-2,09	-4,93
QCDSR [Lee98]	$4,40 \pm 0,80$	$2,20 \pm 0,40$	0	$-2,20 \pm 0,40$
LCQSR [Ali00]	$4,39 \pm 1,00$	$2,19 \pm 0,50$	0	$-2,19 \pm 0,50$

Tabelle 2.3. Theoretische Modellvorhersagen für die magnetischen Momente μ_{Δ} der verschiedenen $\Delta(1232)$ -Isobare (RQM: relativistisches Quarkmodell, χ PT: chirale Störungstheorie, χ QSM: chirales Quark-Soliton-Modell, χ BM: chirales Bag-Modell, QCDSR: QCD-Summenregeln, LCQSR: Lichtkegel-QCD-Summenregeln).

und sowohl d - als auch s -Quark haben unter diesen Voraussetzungen dasselbe magnetische Moment. Tabelle 2.2 fasst die experimentell bestimmten Werte und die $SU(6)$ -Vorhersagen sowohl mit angepassten Quarkmassen als auch in voller Flavoursymmetrie für die magnetischen Momente der Oktettbaryonen und des Ω^- zusammen. Für die restlichen Dekuplett baryonen (Δ , Σ^* , Ξ^*) lässt sich das jeweilige μ_X auf analoge Weise im $SU(6)$ -Modell berechnen. So folgt für die verschiedenen $\Delta(1232)$ -Zustände mit der Isospinsymmetrie $m_u = m_d$ und den Wellenfunktionen (2.14) oben

$$\begin{aligned}
\mu_{\Delta^{++}} &= 3\mu_u = 3 \cdot \frac{2}{3}\mu_p = 2\mu_p \\
\mu_{\Delta^+} &= 2\mu_u + \mu_d = 2 \cdot \frac{2}{3}\mu_p - \frac{1}{3}\mu_p = \mu_p \\
\mu_{\Delta^0} &= 2\mu_d + \mu_u = -2 \cdot \frac{1}{3}\mu_p + \frac{2}{3}\mu_p = 0 \\
\mu_{\Delta^-} &= 3\mu_d = -3 \cdot \frac{1}{3}\mu_p = -\mu_p
\end{aligned} \tag{2.33}$$

In dieser Näherung gilt also zusammenfassend

$$\mu_{\Delta} = z_{\Delta} \mu_p \tag{2.34}$$

Mit den an p und n angepassten Quarkmassen (2.30) erhält man nahezu dieselben Zahlenwerte für die magnetischen Momente der einzelnen $\Delta(1232)$ -Ladungszustände, eine geschlossene Darstellung wie (2.34) ist dann allerdings nicht mehr möglich.

All diese Überlegungen zeigen, daß über die magnetischen Momente μ_X ein gewisser Einblick in die innere Struktur der Baryonen ermöglicht wird. Während experimentelle Werte für μ_X im Falle des Oktetts dabei recht gut, für Proton und Neutron sogar mit beeindruckend hoher Genauigkeit bekannt sind, fehlen für das Dekuplett (mit Ausnahme des Ω^-) derartig präzise Informationen über statische elektromagnetische Größen der einzelnen Zustände. Eine Messung magnetischer Momente für Baryonen mit $J^P = \frac{3}{2}^+$ wie der $\Delta(1232)$ -Resonanz kann somit die bislang verfügbaren Informationen ergänzen, die sich im wesentlichen auf Massen und Zerfallsbreiten beschränken, und ist ein interessanter Test für verschiedene theoretische Beschreibungen

der Baryonenstruktur, sei es das hier vorgestellte $SU(6)$ -Konstituentenquarkmodell oder auch andere, erweiterte Ansätze, die über die reinen Symmetrieüberlegungen hinausgehen (siehe Tabelle 2.3).

2.4 Experimente zur Bestimmung magnetischer Momente

Die üblichen Verfahren zur Messung magnetischer Momente μ nutzen deren Wechselwirkungen mit äußeren Magnetfeldern. Im Falle des Protons kann μ_p durch Kernresonanzuntersuchungen an Wasserstoffatomen bestimmt werden, wobei zunächst durch ein äußeres stationäres Magnetfeld \vec{B} eine Aufspaltung zwischen den Spineinstellungen $m_s = \pm\frac{1}{2}$ erzeugt wird. Die Energie der verschiedenen Niveaus ist in diesem Fall durch

$$V = -\vec{\mu}_p \cdot \vec{B} = -g_p \mu_N \vec{s} \cdot \vec{B} \quad (2.35)$$

gegeben; die Energiedifferenz zwischen beiden Spinausrichtungen beträgt dann gerade

$$\Delta V = g_p \mu_N B = \omega_L \quad (2.36)$$

Durch ein zusätzlich angelegtes Hochfrequenzfeld senkrecht zu \vec{B} werden anschließend Dipolübergänge zwischen den aufgespaltenen Zuständen mit $m_s = \pm\frac{1}{2}$ induziert; aus der Resonanz bei der entsprechenden Larmorfrequenz ω_L ergeben sich dann der Landé-Faktor g_p des Protons und daraus das magnetische Moment $\mu_p = (2,792847337 \pm 0,000000029) \mu_N$.

Die Messung des magnetischen Moments μ_n des Neutrons erfolgt ebenfalls über eine solche Resonanzbedingung [Arn47]. Zudem wird ausgenutzt, daß der Streuquerschnitt thermischer Neutronen in magnetisiertem Eisen von der Orientierung des Neutronenspins relativ zur Magnetisierungsrichtung abhängt. Ein kollimierter und thermalisierter Neutronenstrahl, beispielsweise aus einem Kernreaktor, wird daher in einem ersten Eisenblock polarisiert und durchläuft dann ein HF-Feld, in dem durch induzierte Übergänge die Spinausrichtungen der Neutronen verändert werden. Ein zweiter magnetisierter Eisenblock dient als Analysator, so daß das Erreichen der Resonanzfrequenz direkt zu einer Änderung der Intensität des transmittierten Neutronenstrahls führt. Der experimentell bestimmte Wert für das magnetische Moment des Neutrons beträgt $\mu_n = (-1,91304272 \pm 0,000000045) \mu_N$ und hat damit eine vergleichbar hohe Präzision wie μ_p . Die magnetischen Momente der Oktetthyperonen Λ , Σ , Ξ bzw. des Ω^- aus dem Dekuplett sind experimentell in ähnlicher Weise zugänglich. Diese Teilchen sind zwar instabil, ihre Lebensdauern von etwa $\tau \simeq 10^{-10}$ s reichen allerdings aus, um bei genügend hohen Impulsen (z.B. $p \simeq 200$ GeV) Entfernungen von mehreren Metern in einem stationären Magnetfeld zurücklegen zu können. Ein Experiment zur Bestimmung des magnetischen Moments des Λ ist in [Sch78] beschrieben; die Hyperonen werden dabei in der Reaktion

$$pp \rightarrow K^+ \Lambda p \quad (2.37)$$

erzeugt. Die intrinsische Parität des pp -Eingangskanals ist positiv; die des Ausgangskanals $K^+ \Lambda p$ hingegen negativ, so daß eine Reaktion über die starke Wechselwirkung nur mit einem zusätzlichen Bahndrehimpuls \vec{l} möglich wird, dessen Richtung durch

$$\hat{l} = -\hat{p}_p \times \hat{p}_\Lambda \quad (2.38)$$

festgelegt ist. Aufgrund der Drehimpulserhaltung ergibt sich dann am Produktionstarget eine Polarisation der Λ -Hyperonen in Richtung von \hat{l} . Der polarisierte Strahl durchläuft anschließend auf einer Strecke s ein Magnetfeld \vec{B} , das senkrecht zum Λ -Spinvektor steht; der Spin präzediert daher um einen Winkel

$$\phi = \mu_{\Lambda} \cdot \int B ds \quad (2.39)$$

Die Λ -Hyperonen zerfallen paritätsverletzend über die schwache Wechselwirkung

$$\Lambda \rightarrow \pi^{-} p \quad (2.40)$$

so daß aus den Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte auf die Spinausrichtung und den beim Durchgang des Magnetfeldes akkumulierten Präzessionswinkel ϕ des Hyperons geschlossen und daraus μ_{Λ} extrahiert werden kann.

Mit den verschiedenen beschriebenen Experimenten sind sehr erfolgreich die magnetischen Momente der Oktettbaryonen bzw. des Ω^{-} bestimmt worden (siehe auch Tabelle 2.2). Da allerdings die verbleibenden Teilchen des Dekupletts angeregte Zustände dieser Oktettbaryonen darstellen ($n, p \rightarrow \Delta$, $\Sigma \rightarrow \Sigma^{*}$, $\Xi \rightarrow \Xi^{*}$), die mit Lebensdauern von beispielsweise $\tau \simeq 10^{-24}$ s für die $\Delta(1232)$ -Resonanz ausgesprochen kurzlebig sind, ist ein „direktes Experimentieren“ mit diesen Teilchen nicht praktikabel. Informationen über solche Zustände können daher letztlich nur aus deren Zerfällen gewonnen werden.

2.5 Magnetisches Moment der $\Delta(1232)$ -Resonanz

Ein möglicher Weg, Informationen über die statischen elektromagnetischen Eigenschaften der $\Delta(1232)$ -Resonanz aus den Zerfallsprodukten zu deduzieren, wurde im Jahre 1968 von Konratyuk und Ponomarev vorgeschlagen [Kon68]. Hierbei wird das Nukleon in einem Prozeß $\gamma N \rightarrow \Delta$ oder $\pi N \rightarrow \Delta$ zunächst auf ein Energieniveau W im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz angeregt. Aufgrund der recht großen Breite von $\Gamma_{\Delta} = 120$ MeV der Resonanz ist dann ein elektromagnetischer Übergang $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ innerhalb der Resonanzbreite möglich, bevor das Δ unter Emission eines π -Mesons wieder in den Nukleongrundzustand zerfällt (siehe Abb. 2.3). Aus Gründen der Paritäts- und Drehimpulserhaltung sind dabei für den inneren Übergang $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ mit $J_{\Delta}^P = \frac{3}{2}^{+}$ nur bestimmte Multipolordnungen l erlaubt. So muß zum einen für die Drehimpulse die Dreiecksregel

$$|J_1 - J_2| \leq l \leq J_1 + J_2 \quad (2.41)$$

erfüllt sein, zum anderen gilt für die Parität elektrischer bzw. magnetischer Multipolstrahlung

$$\begin{aligned} El: P &= (-1)^l \\ Ml: P &= (-1)^{l+1} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Somit sind für das Photon γ' grundsätzlich die magnetischen $M1$ - und $M3$ -Multipole sowie der elektrische $E2$ -Multipol erlaubt. Der dominierende Beitrag ist hier der magnetische Dipolübergang $M1$; der $M3$ -Übergang hingegen wird durch seine höhere Multipolordnung im Vergleich dazu stark unterdrückt. Die Zeitumkehrinvarianz verbietet zudem den elektrischen Quadrupolübergang $E2$ zwischen zwei exakt identischen Zuständen [Dre01]. Das innerhalb der Resonanzbreite emittierte Photon γ' trägt somit im wesentlichen Informationen über das

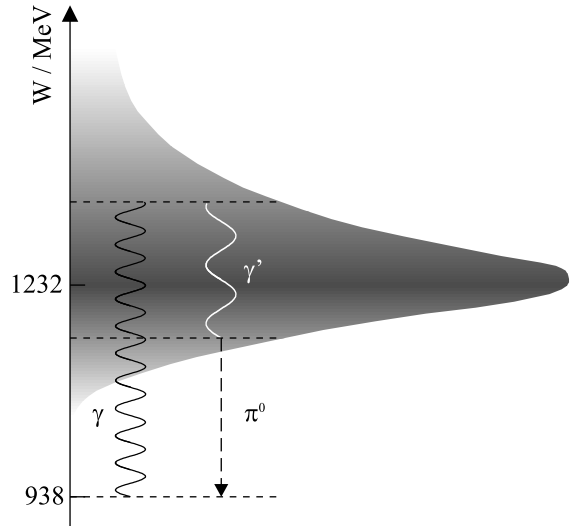


Abbildung 2.3. Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Der Übergang $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ innerhalb der Resonanzbreite wird vom $M1$ -Multipol (magnetischer Dipolübergang) dominiert.

magnetische Dipolmoment der $\Delta(1232)$ -Resonanz; das elektrische Quadrupolmoment als eine weitere statische elektromagnetische Eigenschaft ist über den beschriebenen Reaktionsmechanismus hingegen experimentell nicht zugänglich.

Mit diesem Ansatz zur Bestimmung magnetischer Momente können in verschiedenen Reaktionen drei der vier $\Delta(1232)$ -Isobare direkt untersucht werden; die Ladungszustände Δ^{++} und Δ^0 sind dabei in Pionstreuexperimenten über

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow p\pi^+\gamma' \quad \text{und} \quad \pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \begin{cases} p\pi^-\gamma' \\ n\pi^0\gamma' \end{cases} \quad (2.43)$$

erreichbar, während für Δ^+ photoinduzierte Reaktionen mit ebenfalls zwei denkbaren Endzuständen

$$\gamma p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p\pi^0\gamma' \\ n\pi^+\gamma' \end{cases} \quad (2.44)$$

möglich sind. Der Übergang $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ ist dabei aber nicht der einzige Mechanismus, der zum jeweiligen Endzustand $N\pi\gamma'$ in den Reaktionen (2.43) und (2.44) beitragen kann (siehe auch Abb. 2.4). In erster Linie dominieren hier Bremsstrahlungsprozesse der verschiedenen geladenen Teilchen; dieser Weg zur Emission eines zusätzlichen Photons γ' liefert allerdings keinerlei Informationen über das magnetische Moment μ_Δ . Experimentell sind solche Beiträge nicht von den Multipolübergängen innerhalb der Δ -Resonanz zu trennen. Um deren Anteil an physikalischen Observablen wie Wirkungsquerschnitten oder Asymmetrien einzuschätzen, ist daher ein theoretisches Modell der jeweiligen Reaktion $\pi p \rightarrow N\pi\gamma'$ oder $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ erforderlich (vgl. Kapitel 3), das die (wesentlichen) Mechanismen für die Emission des Photons γ' berücksichtigt. Das magnetische Moment der $\Delta(1232)$ -Resonanz ist also auch mit dem experimentellen Ansatz

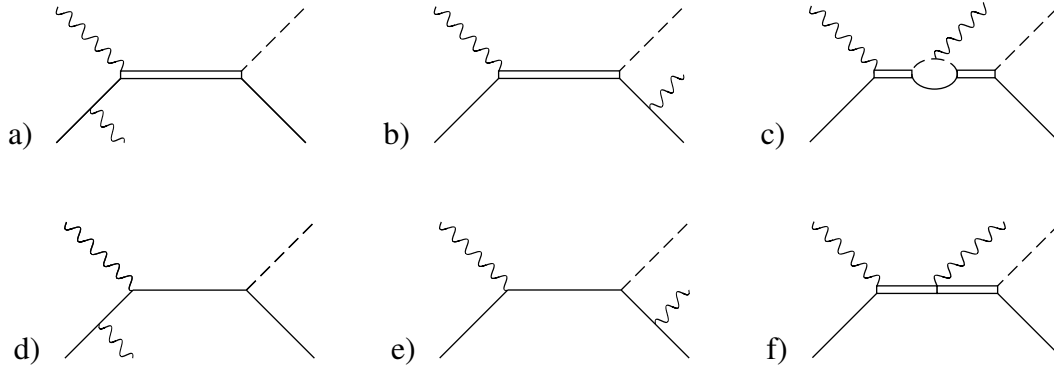


Abbildung 2.4. Einige Mechanismen, die zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ beitragen. Die Protonbremsstrahlung a) und b) bildet den dominierenden Anteil, weiterhin sind Beiträge der π^+ -Bremsstrahlung in Rückstreuprozessen c) und nichtresonante Born-Terme d) und e) möglich. Diagramm f) stellt den auf μ_{Δ^+} sensitiven Übergang $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ dar.

der strahlungsbegleiteten Pionproduktion bzw. -streuung keine direkt zugängliche Observable; die Angabe eines Wertes für μ_{Δ} hängt immer in gewissem Maße von der zugrundegelegten Reaktionsbeschreibung ab. Die derzeitigen Resultate für $\mu_{\Delta^{++}}$ und μ_{Δ^+} , auf die in den folgenden Abschnitten näher eingegangen wird, müssen daher immer im Kontext der experimentellen und theoretischen Möglichkeiten betrachtet werden.

2.5.1 $\Delta^{++}(1232)$ -Resonanz

Der erste experimentell bestimmte Wert für das magnetische Moment $\mu_{\Delta^{++}}$ geht zurück auf eine Messung des fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$\sigma = \frac{d^5\sigma}{d\omega' d\Omega_{\gamma'} d\Omega_{\pi^+}} \quad (2.45)$$

der strahlungsbegleiteten Pionstreuung $\pi^+ p \rightarrow p\pi^+\gamma'$ am *Lawrence Berkeley National Laboratory* (LBNL) [Nef78]. Dieser Reaktionskanal mit jeweils zwei geladenen Teilchen sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand wird dominiert von Bremsstrahlungsprozessen; besonders die π^+ -Mesonen tragen aufgrund ihrer geringeren Masse hier stark bei. Bei den untersuchten Streureaktionen ist allerdings je nach Ladung der π -Mesonen eine konstruktive ($\pi^- p$) bzw. destruktive ($\pi^+ p$) Interferenz der Bremsstrahlungsamplituden möglich; in den Raumbereichen maximaler destruktiver Interferenz wird daher die Sensitivität des Wirkungsquerschnittes (2.45) auf Übergänge des $\Delta^{++}(1232)$ erhöht [Arm72]. Das Modell [Pas78], das zur erstmaligen Angabe eines Wertes für $\mu_{\Delta^{++}}$ verwendet wurde, enthält weder nichtresonante Born-Terme noch Bremsstrahlungsbeiträge von Proton oder π^+ -Meson im Endzustand. Der Einfluß dieser nicht berücksichtigten Anteile lässt sich allerdings durch kinematische Bedingungen verringern; für eine feste Energie ω' des emittierten Photons γ' und eine Schwerpunktsenergie des $\pi^+ p$ -Endzustandes am Maximum der $\Delta(1232)$ -Resonanz kann dann der Wirkungsquerschnitt formuliert werden als

$$\left. \frac{d^5\sigma}{d\omega' d\Omega_{\gamma'} d\Omega_{\pi^+}} \right|_{\Delta} = a + b\mu_{\Delta} + c\mu_{\Delta}^2 \quad (2.46)$$

Referenz	Datensatz	$\mu_{\Delta^{++}}/\mu_N$
Nefkens et al. [Nef78]	LBNL	$4,7 \cdots 6,7$
Heller et al. [Hel87]	LBNL	$5,6 \cdots 7,5$
Wittman [Wit88]	LBNL	$7,0 \cdots 9,8$
Lin et al. [Lin91]	LBNL	$3,7 \cdots 4,2$
Castro, Mariano [Cas01]	LBNL	$6,14 \pm 0,51$
Meyer et al. [Mey88]	PSI / SIN	$6,4 \cdots 9,2$
Bosshard et al. [Bos91]	PSI / SIN	$4,52 \pm 0,50$
Lin et al. [Lin91]	PSI / SIN	$4,6 \cdots 4,9$

Tabelle 2.4. Status der Bestimmung von $\mu_{\Delta^{++}}$ bei der Auswertung beider vorhandener Datensätze mit unterschiedlichen Reaktionsmodellen.

Der Vergleich mit den experimentellen Daten aus [Nef78] liefert in diesem Modell einen Wertebereich $4,7 \mu_N < \mu_{\Delta^{++}} < 6,7 \mu_N$ für das magnetische Moment der $\Delta^{++}(1232)$ -Resonanz.

Eine weitere Messung des fünffach-differentiellen Wirkungsquerschnittes σ gemäß (2.45) für denselben Reaktionskanal wurde einige Jahre später am Paul Scherrer-Institut (PSI), vormals Schweizer Institut für Nuklearforschung (SIN), durchgeführt [Mey88, Bos91]; hierbei wurde zudem mit einem polarisierten Target gearbeitet, so daß zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten die Targetasymmetrie

$$\gamma = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \quad (2.47)$$

untersucht werden konnte. Sowohl der LBNL- als auch der PSI / SIN-Datensatz wurden im Laufe der Zeit mit unterschiedlichen Reaktionsmodellen beschrieben um jeweils einen Wert für das magnetische Moment $\mu_{\Delta^{++}}$ zu bestimmen. Tabelle 2.4 zeigt dabei, daß die Modellabhängigkeit bei der Extraktion von $\mu_{\Delta^{++}}$ tatsächlich ein ungelöstes Problem darstellt, da sich bereits aus denselben Daten (LBNL) je nach zugrundegelegter Reaktionsbeschreibung teilweise deutliche Abweichungen, beispielsweise zwischen [Lin91] und [Wit88], ergeben. Das Modell [Lin91] liefert zudem im Vergleich beider Datensätze unterschiedliche Werte des magnetischen Moments; ob dies auf eine unzureichende theoretische Beschreibung oder auf experimentelle Probleme hindeutet, ist allerdings nicht vollständig geklärt, da die LBNL- bzw. PSI / SIN-Daten aufgrund verschiedener akzeptierter Winkelbereiche für π^+ und γ' nur eingeschränkt vergleichbar sind.

2.5.2 $\Delta^+(1232)$ -Resonanz

Die derzeit einzige Angabe eines Wertes für das magnetische Moment der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz stammt aus einer Untersuchung der Reaktion

$$\gamma p \rightarrow p \pi^0 \gamma' \quad (2.48)$$

durch die A2- und TAPS-Kollaborationen im Jahre 1999. Diese Messung, die am Mainzer Mikrotron (MAMI) mit einem energiemarkierten Photonenstrahl (vgl. Kapitel 4) und dem in Abb. 2.5 dargestellten Aufbau des TAPS-Detektors durchgeführt wurde, ist ausführlich in [Kot01] beschrieben und lieferte energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ und $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}$ für

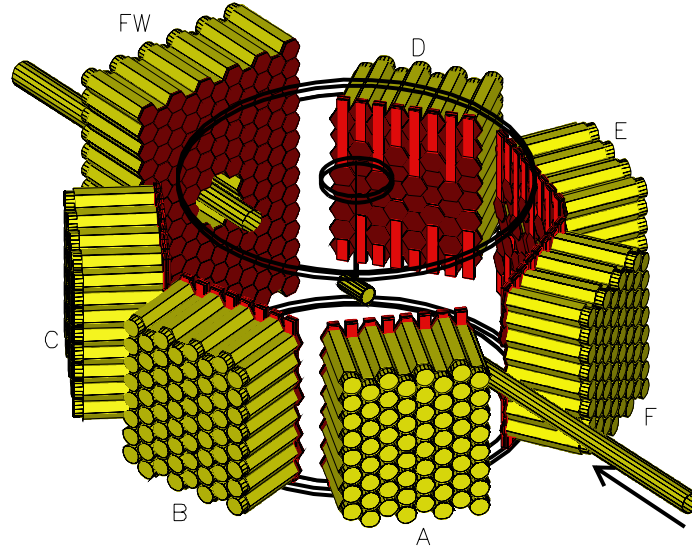


Abbildung 2.5. Gesamtaufbau des TAPS-Detektors (510 BaF₂-Module) im Jahre 1999 am Mainzer Photonenstrahl zur Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ [Kot01].

das Photon γ' . Auch für dieses Experiment gilt, daß eine Angabe eines Wertes für μ_{Δ^+} nur mit Hilfe eines theoretischen Reaktionsmodells möglich ist. Das zur Auswertung der TAPS-Daten verwendete Modell [Dre01] basiert dabei auf einer Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ mit sowohl resonanten Δ -Beiträgen als auch nichtresonanten Born-Termen und stellt für jeden der einzelnen Beiträge den Übergang zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ durch eine eichinvariante Ankopplung des Photons γ' an die jeweils geladenen Teilchen her. Aus der Modellanpassung mit dem anomalen magnetischen Moment⁴ κ_{Δ^+} als freiem Parameter an die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurde ein Wert von

$$\mu_{\Delta^+} = (2,7_{-1,3}^{+1,0} \text{stat} \pm 1,5_{\text{syst}} \pm 3,0_{\text{theo}}) \mu_N \quad (2.49)$$

für das magnetische Moment μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz bestimmt [Kot02]. Die vergleichsweise großen Fehlerbereiche dieses Wertes und auch der Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Modellvorhersagen in Abb. 2.6 zeigen, daß bisher sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite nur eine sehr grobe Abschätzung für μ_{Δ^+} möglich ist. Ein großes experimentelles Problem liegt dabei in der geringen Statistik der beschriebenen Messung; so konnten mit der eingeschränkten Raumwinkelabdeckung des TAPS-Experiments von rund 37% insgesamt nur etwa 470 Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ nachgewiesen werden. Die Blockstruktur des verwendeten Detektoraufbaus führte zudem zu einer vergleichsweise komplizierten und inhomogenen Akzeptanz, was sich in den systematischen Unsicherheiten widerspiegelt. Für eine präzisere Bestimmung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} ist daher neben weiterentwickelten theoretischen Reaktionsmodellen, die in Kapitel 3 zusammengefasst werden, eine erneute Messung mit erheblich höherer Statistik und besser einzuschätzenden systematischen Fehlern erforderlich.

⁴Es gilt $\mu_{\Delta^+} = (1 + \kappa_{\Delta^+}) \frac{M_p}{M_{\Delta}} \mu_N$

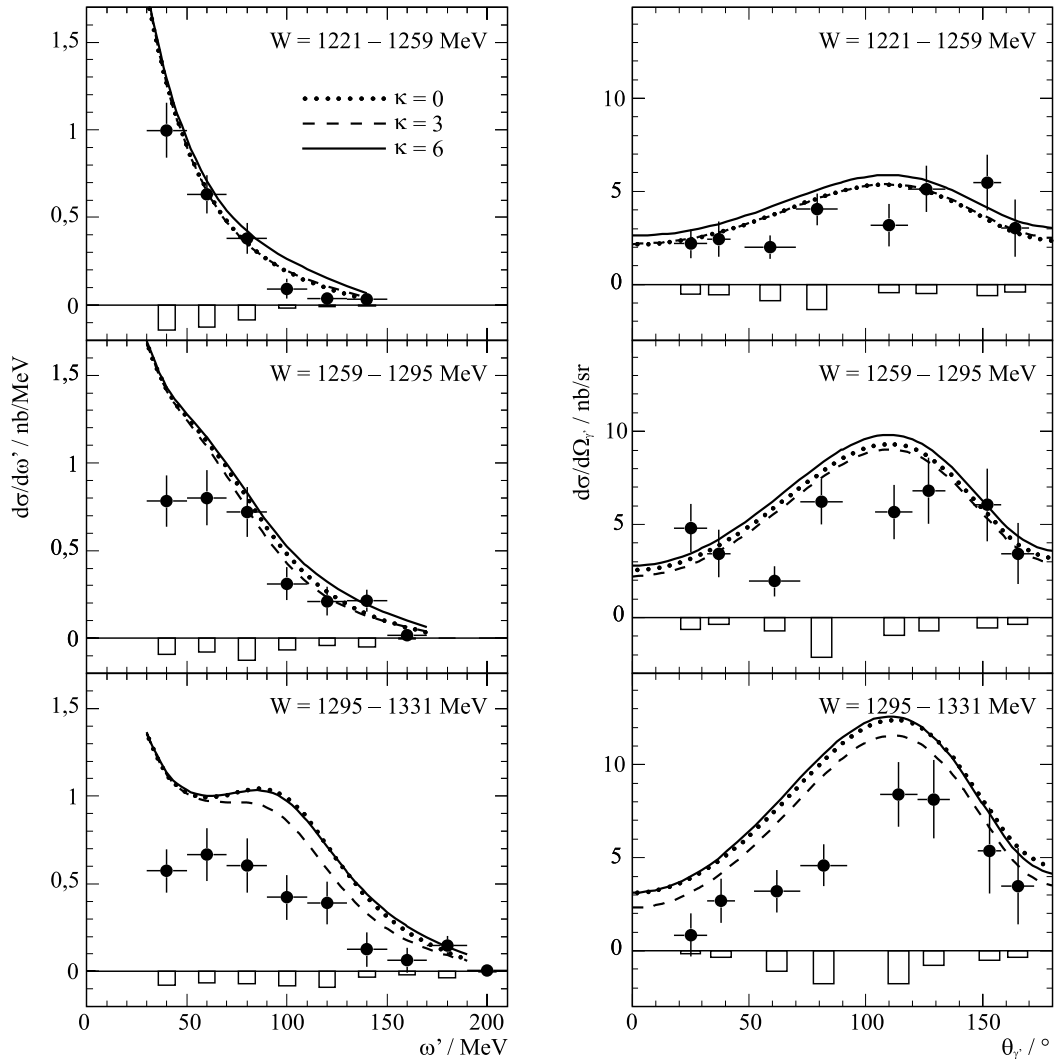


Abbildung 2.6. Energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ' aus [Kot01] für drei verschiedene Strahlenergieintervalle; die Histogramme geben den systematischen Fehler an. Die Kurven repräsentieren Modellrechnungen gemäß [Dre01] für verschiedene Werte des anomalen magnetischen Moments κ_{Δ^+} .

2.6 Das Crystal Ball / TAPS-Experiment

Um die beschriebene experimentelle Situation im Bezug auf μ_{Δ^+} zu verbessern, wurden in den Jahren 2004 und 2005 etwa 800 Stunden Daten des Crystal Ball / TAPS-Experiments am Mainzer Mikrotron zur strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion aufgezeichnet. Mit der Kombination des Crystal Ball und eines ergänzenden TAPS-Aufbaus steht seit 2004 ein Detektorsystem zur Verfügung, das mit einer geometrischen Raumwinkelabdeckung von etwa 96% eine deutlich höhere und homogenere Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit ihrem äußerst kleinen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \simeq 70$ nb erreicht. Die deutlich höhere Statistik dieses neuen μ_{Δ^+} -Experimentes mit dem Crystal Ball stellt allerdings nicht die einzige Verbesserung im

Vergleich zur beschriebenen TAPS-Pilotmessung aus dem Jahre 1999 dar; durch die Verwendung von sowohl linear als auch zirkular polarisierten energiemarkierten Photonen werden in diesem Reaktionskanal zum ersten Mal auch Polarisationsobservablen wie die Photonasymmetrie Σ des π^0 oder eine *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} des Photons γ' experimentell zugänglich. Tests der verschiedenen Reaktionsmodelle für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und eine Extraktion des magnetischen Moments bleiben damit nicht länger auf eine einzelne Observable, den (unpolarisierten) Wirkungsquerschnitt, beschränkt.

3 Theoretische Beschreibungen

DIEM PERDIDI

Wie bereits im vorherigen Kapitel angedeutet, sind die magnetischen Momente μ_Δ der verschiedenen $\Delta(1232)$ -Isobare nur im Rahmen theoretischer Beschreibungen der dabei untersuchten Prozesse $\pi p \rightarrow N\pi\gamma'$ oder $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ zugänglich. Aufgabe solcher Reaktionsmodelle ist es, aus den vielen unterschiedlichen Beiträgen zum jeweiligen Endzustand $N\pi\gamma'$ Vorhersagen für physikalische Observablen anzugeben, um dort den Anteil des $M1$ -Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ und dessen μ_Δ -Abhängigkeit von den verschiedenen Untergrundmechanismen separieren zu können. Im folgenden werden drei Beschreibungen für photoinduzierte Pionproduktionsreaktionen mit dem Hauptaugenmerk auf dem Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ vorgestellt, die das magnetische Moment des so untersuchten $\Delta^+(1232)$ als freien Parameter enthalten. In allen Fällen handelt es sich dabei um feldtheoretische Beschreibungen mit Pionen, Nukleonen und Δ -Zuständen als effektive Freiheitsgrade; die „darunterliegende Physik“, die durch die inneren Strukturen der betrachteten Hadronen gegeben ist, wird dabei über diverse Konstanten parametrisiert und nicht weiter aufgelöst.

3.1 Modellierung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

Eine erste Beschreibung der strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion, die nicht wie beispielsweise der Ansatz aus [Mac99] auf die alleinige Berücksichtigung Δ -resonanter Terme beschränkt bleibt, findet sich in [Dre01] und wird in dieser Arbeit zur Akzeptanzkorrektur der gemessenen Wirkungsquerschnitte verwendet (siehe Kapitel 7 und 8). Ausgangspunkt dieses Modells ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, deren effektive Lagrangedichte mit den wesentlichen Diagrammen aus Abb. 3.1 konstruiert wird. Der Übergang zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ geschieht anschließend durch die eichinvariante Kopplung des Photons γ' an die einzelnen Reaktionsmechanismen, woraus sich die hier berücksichtigten Prozesse aus Abb. 3.2 ergeben. Das Modell [Dre01] trifft dann Vorhersagen für den unpolarisierten fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

$$\frac{d^5\sigma}{d\omega'd\Omega_{\gamma'}d\Omega_{\pi^0}^*} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{32W} \frac{\omega'}{\omega} \frac{|\vec{q}^*|}{W^*} \cdot \left(\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} \sum_{s_N} \sum_{s'_N} |\varepsilon_\mu(k, \lambda) \varepsilon'_\nu(k', \lambda') \mathcal{M}^{\nu\mu}|^2 \right) \quad (3.1)$$

mit ω , $\varepsilon_\mu(k, \lambda)$ bzw. ω' , $\varepsilon'_\nu(k', \lambda')$ der Energie und dem Polarisationsvektor des ein- bzw. auslaufenden Photons, W , W^* der Schwerpunktsenergie im γp - bzw. $p\pi^0$ -Ruhesystem, $|\vec{q}^*|$ dem π^0 -Impuls und $\mathcal{M}^{\nu\mu}$ dem Tensor der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Summiert wird jeweils über alle Einstellungen der Photonhelizitäten λ , λ' bzw. der Spinprojektionen s_N , s'_N des Protons.

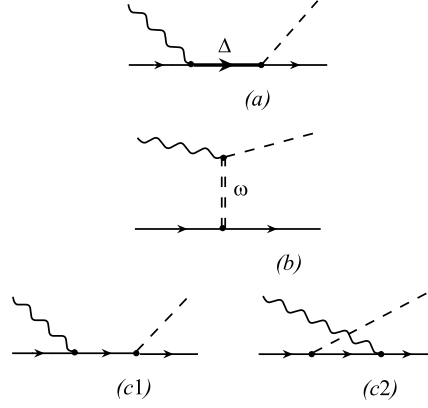


Abbildung 3.1. Diagramme zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [Dre01]. Die in diesem Modell berücksichtigten Reaktionsmechanismen zur π^0 -Produktion sind die Anregung der Δ -Resonanz (a), ω -Austausch (b) und nichtresonante Born-Terme (c1), (c2).

3.1.1 $\Delta(1232)$ -resonante Prozesse

Um die verschiedenen Beiträge zum Tensor $\mathcal{M}^{\nu\mu}$ in (3.1) anzugeben, werden zunächst die verschiedenen Reaktionsmechanismen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ betrachtet. Diagramm 3.1(a) stellt dabei mit der resonanten π^0 -Produktion den dominierenden Prozeß dar. Die beteiligte $\Delta(1232)$ -Resonanz als Spin- $\frac{3}{2}$ -Zustand lässt sich durch ein Rarita-Schwinger-Feld beschreiben; die Resonanzbreite wird durch die Darstellung der Masse

$$M_\Delta \rightarrow M_\Delta + \frac{i}{2}\Gamma_\Delta \quad (3.2)$$

mit einem komplexen Pol im entsprechenden Propagator berücksichtigt. Masse und Breite der $\Delta(1232)$ -Resonanz werden in diesem Modell mit $M_\Delta = 1210$ MeV, $\Gamma_\Delta = 100$ MeV parametrisiert. Dieser Ansatz einer „komplexen Masse“ hat gegenüber Breit-Wigner-Propagatoren mit energieabhängigen Breiten den Vorteil, daß beim Übergang zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ die Eichinvarianz gewährleistet bleibt. Die Amplitude der Δ -resonanten π^0 -Produktion 3.1(a) ist dann gegeben durch

$$\varepsilon_\mu(k, \lambda)\mathcal{M}_{(a)}^\mu = ie\frac{2}{3}\frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi}q^\alpha\varepsilon_\mu(k, \lambda)\bar{N}(p'_N, s'_N)\tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta)\left[G_M\Gamma_M^{\beta\mu} + G_E\Gamma_E^{\beta\mu}\right]N(p_N, s_N) \quad (3.3)$$

mit dem (reduzierten) Δ -Propagator $\tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta)$ und den magnetischen bzw. elektrischen $\gamma N\Delta$ -Vertices $\Gamma_M^{\beta\mu}$, $\Gamma_E^{\beta\mu}$. Für die $\pi N\Delta$ -Kopplungskonstante wird hier der experimentell aus dem Zerfall $\Delta \rightarrow N\pi$ bestimmte Wert $f_{\pi N\Delta} \simeq 1,95$ verwendet; die magnetische $\gamma N\Delta$ -Kopplung wird gemäß einer MAID2000-Analyse mit $G_M = 3,02$ angenommen, während die elektrische Kopplung G_E aufgrund des geringen $E2/M1$ -Verhältnisses von etwa $-2,5\%$ für den Übergang $\gamma N \rightarrow \Delta$ (siehe auch [Leu01]) vernachlässigt wird.

Durch die eichinvariante Ankopplung eines Photons an die geladenen Teichen in 3.1(a) ergeben sich nun die Δ -resonanten Diagramme 3.2(a1)–(a3) der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Die externe Bremsstrahlung des Protons im Ein- bzw. Ausgangskanal wird dabei durch 3.2(a1), (a3)

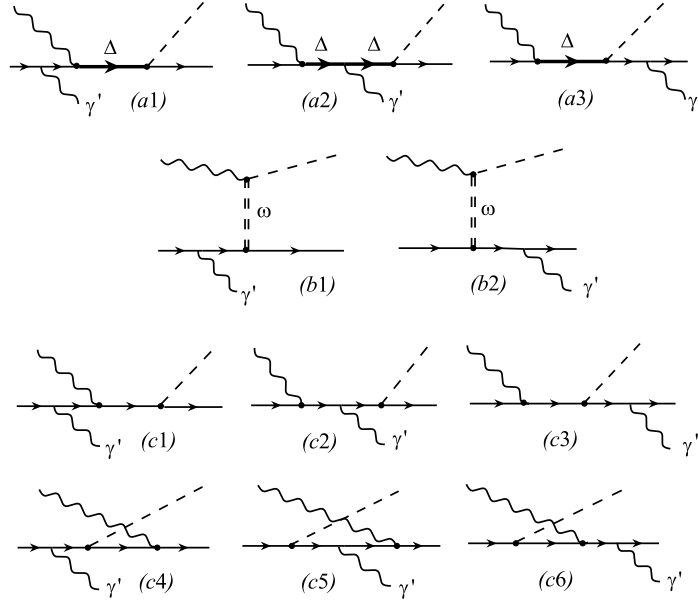


Abbildung 3.2. Diagramme zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ [Dre01]. Die dargestellten Prozesse ergeben sich aus den Diagrammen 3.1 durch die eichinvariante Ankopplung des Photons γ' an die jeweils geladenen Teilchen und berücksichtigen daher dieselben Reaktionsmechanismen: Δ -Anregung (a1)–(a3), ω -Austausch (b1), (b2) und Born-Terme (c1)–(c6). Nur Diagramm (a2) ist sensitiv auf das anomale magnetische Moment κ_Δ .

beschrieben und die entsprechenden Beiträge zum Tensor $\mathcal{M}^{\nu\mu}$ lauten

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(a1)}^{\nu\mu} = & ie^2 \frac{2}{3} \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} q^\alpha \bar{N}(p'_N, s'_N) \tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta) \left[G_M \Gamma_M^{\beta\mu} + G_E \Gamma_E^{\beta\mu} \right] \\ & \cdot \frac{(\not{p}_N - \not{k}' + M_N)}{-2p_N \cdot k'} \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\rho} \frac{k'_\rho}{2M_N} \right] N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.4)$$

und

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(a3)}^{\nu\mu} = & ie^2 \frac{2}{3} \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} q^\alpha \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\rho} \frac{k'_\rho}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' + M_N)}{2p'_N \cdot k'} \\ & \cdot \tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta) \left[G_M \Gamma_M^{\beta\mu} + G_E \Gamma_E^{\beta\mu} \right] N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Diese Terme berücksichtigen dabei in der magnetischen Kopplung des Photons auch das anomale magnetische Moment $\kappa_p = 1,79$ des Protons. Im Grenzfall verschwindender Photonenergien $\omega' \rightarrow 0$ (*Soft-photon Limit*) wäre die Kopplung des Photons an die externen Protonlinien der einzige Beitrag. Im Falle endlicher Energien für γ' muß allerdings schon zur Erhaltung der Eichinvarianz die Emission eines Photons aus dem intermediären Δ -Zustand berücksichtigt werden.

Aus Diagramm 3.2(a2) ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(a2)}^{v\mu} &= ie^2 \frac{2}{3} \frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} q^\alpha \bar{N}(p'_N, s'_N) \tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta) \Gamma_{\gamma\Delta\Delta}^{\beta\beta'} \tilde{G}_{\beta'\delta}(p_\Delta) \\ &\cdot \left[G_M \Gamma_M^{\delta\mu} + G_E \Gamma_E^{\delta\mu} \right] N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit dem $\gamma\Delta\Delta$ -Vertex $\Gamma_{\gamma\Delta\Delta}$

$$\Gamma_{\gamma\Delta\Delta}^{\beta\beta'} = g^{\beta\beta'} \left(\gamma^\nu - i\kappa_\Delta \sigma^{\nu\lambda} \frac{k'_\lambda}{2M_\Delta} \right) + \frac{1}{3} (\gamma^\beta \gamma^\nu \gamma^{\beta'} - \gamma^\beta g^{\nu\beta'} - \gamma^{\beta'} g^{\nu\beta}) \quad (3.7)$$

Dieser Vertex enthält dabei sowohl die Kopplung des Photons an das Spin- $\frac{3}{2}$ -Feld eines punktförmigen Teilchens ($\kappa = 0$) als auch das anomale magnetische Moment κ_Δ der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Bei einer solchen Kopplung des Photons γ' an den resonanten Zwischenzustand ist daher in diesem Modell nur der $M1$ -Multipol (über den Parameter μ_Δ bzw. κ_Δ) als dominierender Übergang berücksichtigt; höhere Multipolmomente ($E2$, $M3$) hingegen werden vernachlässigt (vgl. auch Abschnitt 2.5).

3.1.2 ω -Austausch

Neben den bislang beschriebenen Δ -resonanten Beiträgen müssen für eine präzise Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (und damit auch $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$) zusätzlich verschiedene nichtresonante Mechanismen ausgewertet werden. Ein solcher Prozeß vor allem im höherenergetischen Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz ist dabei der Austausch von Vektormesonen, vornehmlich des ω -Mesons; das ρ -Meson hingegen kann aufgrund einer deutlich kleineren Kopplungskonstante $g_{\rho NN}$ im Vergleich zu $g_{\omega NN}$ hier vernachlässigt werden. Im Falle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist die Amplitude eines solchen ω -Austausches aus Diagramm 3.1(b) gegeben durch

$$\begin{aligned} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \mathcal{M}_{(b)}^\mu &= -ieg_{\omega NN} \frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\pi} \frac{1}{t - m_\omega^2} \varepsilon^{\lambda\mu\alpha\beta} k_\lambda (k - q)_\alpha \varepsilon_\mu(k, \lambda) \\ &\cdot \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma_\beta + \kappa_\omega i\sigma_{\beta\sigma} \frac{(k - q)^\sigma}{2M_N} \right] N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die hier relevanten Parameter sind die Masse des ω -Mesons mit $m_\omega = 782,6$ MeV und die Kopplungskonstanten $g_{\omega\pi\gamma} = 0,314$ bzw. $g_{\omega NN} = 15$. Der Wert für $g_{\omega\pi\gamma}$ stammt dabei aus der Analyse des Zerfalls $\omega \rightarrow \pi\gamma$, während $g_{\omega NN}$ aus der Analyse von $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bei hohen Photonenergien bestimmt wurde. Die Tensorkopplung über κ_ω wird hier aufgrund ihrer geringen Stärke im weiteren Verlauf vernachlässigt ($\kappa_\omega = 0$).

Die korrespondierenden Prozesse 3.2(b1), (b2) für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ergeben sich wiederum durch Kopplung des Photons an die Protonlinien des Anfangs- bzw. Endzustandes; die Beiträge des ω -Austausches zum Tensor $\mathcal{M}^{v\mu}$ in Gleichung (3.1) sind

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(b1)}^{v\mu} &= -ie^2 g_{\omega NN} \frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\pi} \frac{1}{t - m_\omega^2} \varepsilon^{\lambda\mu\alpha\beta} k_\lambda (k - q)_\alpha \bar{N}(p'_N, s'_N) \\ &\cdot \left[\gamma_\beta + \kappa_\omega i\sigma_{\beta\sigma} \frac{(k - q)^\sigma}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}_N - \not{k}' + M_N)}{-2p_N \cdot k'} \\ &\cdot \left[\gamma^\nu + \kappa_\rho i\sigma^{\nu\rho} \frac{k'_\rho}{2M_N} \right] N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{(b2)}^{\nu\mu} &= -ie^2 g_{\omega NN} \frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\pi} \frac{1}{t - m_\omega^2} \varepsilon^{\lambda\mu\alpha\beta} k_\lambda (k - q)_\alpha \bar{N}(p'_N, s'_N) \\
&\cdot \left[\gamma^\nu + \kappa_p i \sigma^{\nu\rho} \frac{k'_\rho}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' + M_N)}{2p'_N \cdot k'} \\
&\cdot \left[\gamma_\beta + \kappa_\omega i \sigma_{\beta\sigma} \frac{(k - q)^\sigma}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.10}$$

3.1.3 Nichtresonante Born-Terme

Während die Mechanismen des ω -Austausches hauptsächlich im oberen Energiebereich der Δ -Resonanz beitragen, sind bei niedrigen Energien zusätzlich nichtresonante Born-Terme als π^0 -Produktionsmechanismen zu berücksichtigen. Aus den Diagrammen 3.1(c1), (c2) für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ergeben sich bei pseudovektorieller πNN -Kopplung mit $f_{\pi NN}^2 = 0,08 \cdot 4\pi$ die Amplituden

$$\begin{aligned}
\varepsilon_\mu(k, \lambda) \mathcal{M}_{(c1)}^\mu &= -e \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{N}(p'_N, s'_N) \not{q} \gamma_5 \frac{(\not{p}'_N + \not{k} + M_N)}{2p_N \cdot k} \\
&\cdot \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.11}$$

und

$$\begin{aligned}
\varepsilon_\mu(k, \lambda) \mathcal{M}_{(c2)}^\mu &= -e \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \varepsilon_\mu(k, \lambda) \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] \\
&\cdot \frac{(\not{p}'_N - \not{k} + M_N)}{-2p'_N \cdot k} \not{q} \gamma_5 N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Der Übergang zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ durch die Ankopplung des Photons γ' an die Protonlinien führt dann zu den sechs Diagrammen 3.2(c1)–(c6) und deren Beiträgen zu $\mathcal{M}^{\nu\mu}$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{(c1)}^{\nu\mu} &= -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \not{q} \gamma_5 \frac{(\not{p}'_N + \not{k} - \not{k}' + M_N)}{2p_N \cdot (k - k') - 2k \cdot k'} \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] \\
&\cdot \frac{(\not{p}'_N - \not{k}' + M_N)}{-2p_N \cdot k'} \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.13}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{(c2)}^{\nu\mu} &= -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \not{q} \gamma_5 \frac{(\not{p}'_N + \not{k} - \not{k}' + M_N)}{2p_N \cdot (k - k') - 2k \cdot k'} \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] \\
&\cdot \frac{(\not{p}'_N + \not{k} + M_N)}{2p_N \cdot k} \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{(c3)}^{\nu\mu} &= -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' + M_N)}{2p'_N \cdot k'} \not{q} \gamma_5 \\
&\cdot \frac{(\not{p}'_N + \not{k} + M_N)}{2p_N \cdot k} \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.15}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{(c4)}^{\nu\mu} &= -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N - \not{k} + M_N)}{-2p'_N \cdot k} \not{q} \gamma_5 \\
&\cdot \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' + M_N)}{-2p_N \cdot k'} \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] N(p_N, s_N)
\end{aligned} \tag{3.16}$$

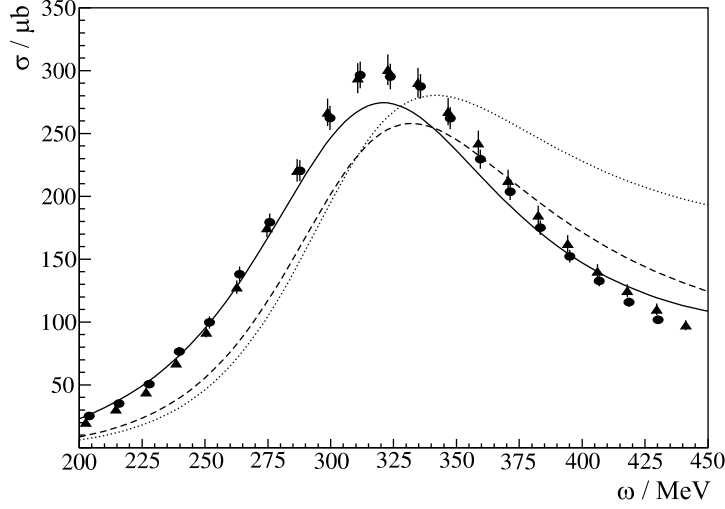


Abbildung 3.3. Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$; die Kurven berücksichtigen jeweils verschiedene Reaktionsmechanismen [Dre01]: Δ -Anregung (-----), Δ -Anregung und ω -Austausch (-----) bzw. alle Mechanismen aus Abb. 3.1 (—). Die experimentellen Daten stammen aus [Mac96] (\bullet) und [Ahr00] (\blacktriangle).

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(c5)}^{v\mu} = & -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N - \not{k} + M_N)}{-2p'_N \cdot k} \\ & \cdot \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' - \not{k} + M_N)}{-2p'_N \cdot (k - k') - 2k \cdot k'} \not{\epsilon} \gamma_5 N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{(c6)}^{v\mu} = & -e^2 \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N}(p'_N, s'_N) \left[\gamma^\nu - \kappa_p i \sigma^{\nu\sigma} \frac{k'_\sigma}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N + \not{k}' + M_N)}{2p'_N \cdot k'} \\ & \cdot \left[\gamma^\mu + \kappa_p i \sigma^{\mu\rho} \frac{k_\rho}{2M_N} \right] \frac{(\not{p}'_N - \not{k} + \not{k}' + M_N)}{-2p'_N \cdot (k - k') - 2k \cdot k'} \not{\epsilon} \gamma_5 N(p_N, s_N) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Um die Bedingung der Eichinvarianz sowohl für das einlaufende als auch für das auslaufende Photon zu erfüllen, müssen *alle* sich aus den Termen (3.13) bis (3.18) ergebenden Amplituden berücksichtigt werden.

3.1.4 Physikalische Observablen

Um die Gültigkeit des so konstruierten Modells [Dre01] zu belegen, wird die als Ausgangspunkt der Beschreibung gewählte Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ mit den hier berücksichtigten Reaktionsmechanismen aus Abb. 3.1 untersucht. Der Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes σ mit experimentellen Werten für die π^0 -Produktion in Abb. 3.3 zeigt, daß die Anregung der $\Delta(1232)$ -Resonanz zwar den dominierenden Beitrag darstellt, für eine korrekte Reproduktion von σ allerdings nicht ausreicht. Im niederenergetischen Bereich tragen besonders die Born-Diagramme 3.1(c1), (c2) deutlich bei, während bei höheren Energien der ω -Austausch 3.1(b) dominiert und den Wirkungsquerschnitt reduziert, der von den resonanten Prozessen hier zunehmend überschätzt wird. Insgesamt erreicht der Ansatz [Dre01] eine recht gute Beschreibung

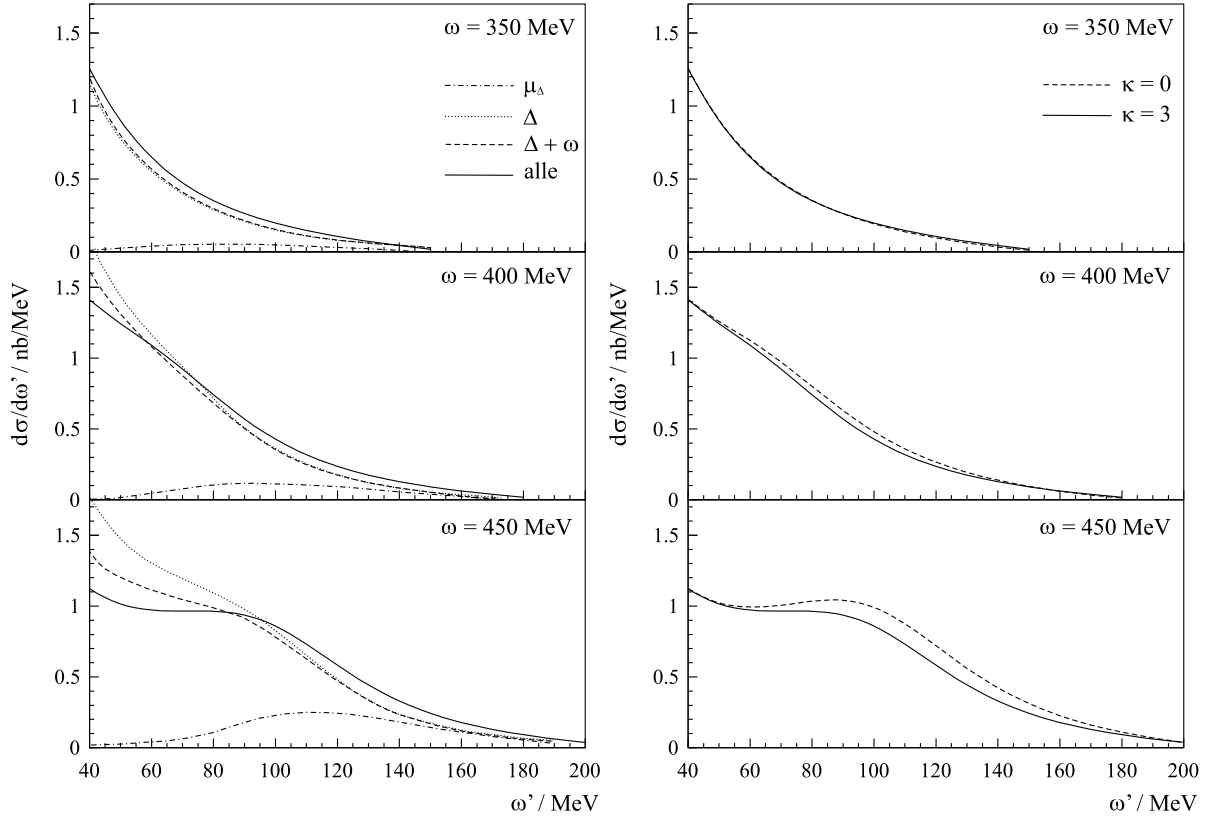


Abbildung 3.4. Energiedifferentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ des Photons γ' für drei Intervalle der Strahlenergie ω [Dre01]. Links: Beiträge der verschiedenen Reaktionsmechanismen bei $\kappa_\Delta = 3$. Rechts: Vorhersage für zwei Werte des anomalen magnetischen Moments $\kappa_\Delta = 0$ bzw. $\kappa_\Delta = 3$.

der π^0 -Produktion; die verbleibenden Abweichungen werden dabei mit Rückstreuprozessen $\Delta \rightarrow N\pi \rightarrow \Delta$ erklärt, die in diesem Modell nicht ausgewertet werden. Dies hat auch direkte Auswirkungen auf die Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, da somit $n\pi^+$ -Zwischenzustände, bei denen das Photon γ' an das intermediäre π^+ -Meson koppelt, in dieser Rechnung nicht enthalten sind.

Ansonsten berücksichtigt der Übergang zu $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ über die Ankopplung des Photons an die Diagramme der π^0 -Produktion sowohl die resonanten als auch die wesentlichen nicht-resonanten Mechanismen. Der *einzig*e zusätzliche Parameter ist dabei das anomale magnetische Moment κ_Δ der $\Delta(1232)$ -Resonanz in Gleichung (3.7), da die Kopplung von γ' in den nicht von κ_Δ abhängigen Mechanismen durch die Bedingung der Eichinvarianz bereits vollständig festgelegt ist; alle weiteren Konstanten bleiben zudem im Vergleich zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ unverändert. Ein Wert für κ_Δ bzw. μ_Δ kann also direkt aus der Anpassung der Modellvorhersagen an experimentelle Daten bestimmt werden; die Sensitivität auf das (anomale) magnetische Moment wird in Abb. 3.4 am Beispiel des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ des Photons γ' demonstriert. Besonders bei niedrigen Strahlenergien ω wird dieser Wirkungsquerschnitt von der externen Bremsstrahlung des Protons in den resonanten Prozessen 3.2(a1), (a3) mit dem typischen $\frac{1}{\omega}$ -Verlauf dominiert, bei höheren Werten für ω zeigt sich allerdings un-

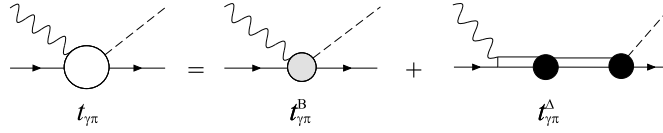


Abbildung 3.5. Aufteilung der T -Matrix $t_{\gamma\pi}$ für die Pionphotoproduktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ in Δ -resonante und nichtresonante Beiträge $t_{\gamma\pi}^{\Delta}$ und $t_{\gamma\pi}^B$ [Chi04].

terhalb von $\omega' \simeq 100$ MeV eine teilweise Auslöschung der Bremsstrahlungsbeiträge durch destruktive Interferenz der einzelnen Reaktionsmechanismen. Der Anteil des inneren $M1$ -Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ aus Diagramm 3.2(a2) nimmt mit steigender Strahlenergie zu und zeigt eine sich zu höheren Werten von ω' verschiebende breite Verteilung. Die Sensitivität des Wirkungsquerschnittes auf κ_{Δ} hängt direkt vom Beitrag dieses Prozesses ab; bei niedrigen Energien ω ist daher praktisch keine Abweichung zwischen den Vorhersagen für beispielsweise $\kappa_{\Delta} = 0$ und $\kappa_{\Delta} = 3$ erkennbar und auch im hohen Energiebereich bleiben die Unterschiede mit etwa 10% bis 15% vergleichsweise gering.

3.2 Unitäres Modell der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$

Ausgehend von der im vorigen Abschnitt zusammengefassten Rechnung nach [Dre01] wurde in [Chi04] eine erweiterte Beschreibung der strahlungsbegleiteten Pionproduktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ vorgestellt. Dieses unitäre Modell berücksichtigt nun $N\pi$ -Rückstreuungseffekte im *Soft-photon Limit*, d.h. für $\omega' \rightarrow 0$ und umfasst zudem beide für den Zerfall der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz relevanten Reaktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\gamma'$. Grundlage für die Beschreibung der strahlungsbegleiteten Prozesse sind wiederum die jeweils korrespondierenden Reaktionen $\gamma p \rightarrow N\pi$, an die eichinvariant das Photon γ' gekoppelt wird. Auch dieses Modell wertet den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5\sigma}{d\omega' d\Omega_{\gamma'} d\Omega_{\pi}} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{32W} \frac{\omega'}{\omega} \frac{|\vec{q}|^2}{|\vec{q}|(E'_N + E_{\pi}) + \omega' E_{\pi} \cos \theta_{\gamma'\pi}} \cdot \left(\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} \sum_{s_N} \sum_{s'_N} |\varepsilon_{\mu}(k, \lambda) \varepsilon'_{\nu}(k', \lambda') \mathcal{M}^{\nu\mu}|^2 \right) \quad (3.19)$$

aus, im Gegensatz zu (3.1) gelten hierbei allerdings sämtliche Angaben direkt im γp -Schwerpunktsystem. Es bezeichnen somit ω , $\varepsilon_{\mu}(k, \lambda)$ bzw. ω' , $\varepsilon'_{\nu}(k', \lambda')$ die Energie und den Polarisationsvektor des ein- bzw. auslaufenden Photons, $W = \sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie und $\mathcal{M}^{\nu\mu}$ dem Tensor der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$. Die Viererimpulse des Nucleons bzw. des Pions sind gegeben durch (E_N, \vec{p}_N) und (E_{π}, \vec{q}) , während $\theta_{\gamma'\pi}$ den Öffnungswinkel zwischen π -Meson und dem Photon γ' darstellt. Summiert wird jeweils über alle Einstellungen der Photonhelizitäten λ , λ' bzw. der Spinprojektionen s_N , s'_N des Nucleons.

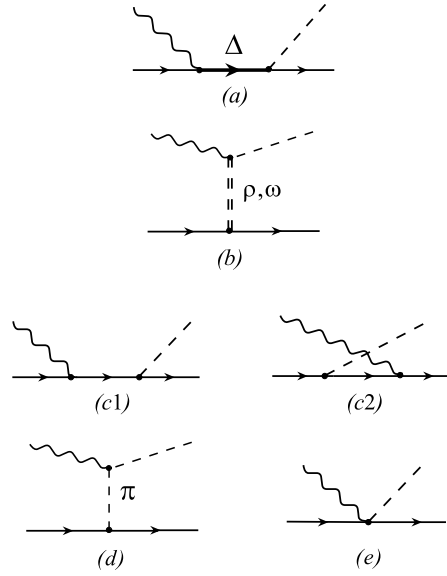


Abbildung 3.6. Diagramme zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ [Chi04]. Die in diesem Modell berücksichtigten Reaktionsmechanismen zur Pionphotoproduktion sind die Anregung der Δ -Resonanz (a), Vektormesonaustausch (b), nichtresonante Born-Diagramme (c1), (c2) sowie Pion-Pol- und Kroll-Rudermann-Term (d), (e).

3.2.1 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$

In dem für dieses Modell gewählten dynamischen Ansatz zur Beschreibung der Pionphotoproduktion kann die entsprechende T -Matrix

$$t_{\gamma\pi} = v_{\gamma\pi} + v_{\gamma\pi} g_0 t_{\pi N} \quad (3.20)$$

mit dem Übergangoperator $v_{\gamma\pi}$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$, dem Propagator g_0 und der πN -Streumatrix $t_{\pi N}$ beschrieben werden. In der hier verwendeten *On-shell*-Näherung, d.h. wenn Pion und Nukleon des Zwischenzustandes jeweils auf der Massenschale liegen, sind die Impulse dieser intermediären Teilchen dann ausschließlich von der Schwerpunktsenergie $W_{N\pi}$ der betrachteten Reaktion abhängig und im cm -System mit $\vec{q} = -\vec{p}_N$ gilt

$$t_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}; W_{N\pi}) = v_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}) - \frac{i}{32\pi^2} \frac{|\vec{q}|}{W_{N\pi}} \sum_{s'_N} \int d\Omega_{q'} T_{N\pi}(\vec{q}, -\vec{q}; \vec{q}', -\vec{q}') v_{\gamma\pi}(\vec{q}', \vec{k}) \quad (3.21)$$

mit

$$T_{N\pi}(\vec{q}, \vec{p}_N; \vec{q}', \vec{p}'_N) = \bar{u}(p'_N, s'_N) \left[A + \frac{1}{2}(\not{q} + \not{q}') B \right] u(p_N, s_N) \quad (3.22)$$

wobei A und B skalare Funktionen der Mandelstam-Variablen s und t sind, d.h. von Schwerpunktsenergie und Viererimpulsübertrag abhängen, und hier aus den Partialwellen $f_{l\pm}(W_{N\pi})$ einer SAID-Analyse konstruiert werden. Für die Dirac-Spinoren wird im folgenden die Normierung $\bar{u}u = 2M_N$ zugrundegelegt.

Zur Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz bietet sich weiterhin eine Zerlegung des Übergangspotentials $v_{\gamma\pi}$ und der T -Matrix $t_{\gamma\pi}$ in

$$\begin{aligned} v_{\gamma\pi} &= v_{\gamma\pi}^B + v_{\gamma\pi}^\Delta \\ t_{\gamma\pi} &= t_{\gamma\pi}^B + t_{\gamma\pi}^\Delta \end{aligned} \quad (3.23)$$

mit den Anteilen $v_{\gamma\pi}^\Delta, t_{\gamma\pi}^\Delta$ zur Beschreibung der resonanten Prozesse und $v_{\gamma\pi}^B, t_{\gamma\pi}^B$ für die verschiedenen nichtresonanten Beiträge (Born-Diagramme, Austausch von Vektormesonen usw.) an. Für die verschiedenen Terme von $t_{\gamma\pi}$ folgt dann mit (3.20)

$$\begin{aligned} t_{\gamma\pi}^B &= v_{\gamma\pi}^B + v_{\gamma\pi}^B g_0(W_{N\pi}) t_{\pi N}(W_{N\pi}) \\ t_{\gamma\pi}^\Delta &= v_{\gamma\pi}^\Delta + v_{\gamma\pi}^\Delta g_0(W_{N\pi}) t_{\pi N}(W_{N\pi}) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Der nichtresonante Übergangoperator $v_{\gamma\pi}^B$ wird in diesem Modell ähnlich wie in Abschnitt 3.1 aus den Diagrammen 3.6(b)–(e) konstruiert; für die entsprechenden elektromagnetischen γNN - und $\gamma\pi\pi$ -Vertices in den einzelnen Reaktionsmechanismen gilt

$$\mathcal{L}_{\gamma NN} = -e\bar{N} \left[\hat{e}_N \gamma_\mu A^\mu - \frac{\kappa_N}{2M_N} \sigma_{\mu\nu} \partial^\nu A^\mu \right] N \quad (3.25)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma\pi\pi} = e \left[(\partial_\mu \vec{\pi})^\dagger \times \vec{\pi} \right]_3 A^\mu \quad (3.26)$$

Hierbei bezeichnen N und $\vec{\pi}$ die Nukleon- und Pionfelder, A^μ das elektromagnetische Vektorpotential und κ_N das jeweilige anomale magnetische Moment des Nukleons ($\kappa_p = 1,79$ bzw. $\kappa_n = -1,91$). Im Falle des Pion-Nukleon-Vertex in 3.6(c1), (c2) berücksichtigt dieses Modell ausschließlich die pseudovektorielle Kopplung

$$\mathcal{L}_{\pi NN}^{PV} = \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \bar{N} \gamma_\mu \gamma_5 \vec{\tau} N \cdot \partial^\mu \vec{\phi}_\pi \quad (3.27)$$

mit der üblichen Kopplungskonstante $f_{\pi NN}^2 = 0,081 \cdot 4\pi$ und den Pauli-Isospinmatrizen $\vec{\tau}$. Der Vektormesonaustausch (ρ, ω) gemäß Diagramm 3.6(b) ist gegeben durch die entsprechenden Wechselwirkungslagrangedichten

$$\mathcal{L}_{V\pi\gamma} = \frac{eg_{V\pi\gamma}}{m_\pi} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (\partial^\mu A^\nu) \pi_i \partial^\rho (\omega^\sigma \delta_{i3} + \rho_i^\sigma) \quad (3.28)$$

und

$$\mathcal{L}_{VNN} = g_{VNN} \bar{N} \left(\gamma_\mu V^\mu - \frac{\kappa_V}{2M_N} \sigma_{\mu\nu} \partial^\nu V^\mu \right) N \quad (3.29)$$

wobei $V = (\rho, \omega)$ das jeweilige Mesonfeld angibt; die benötigten Modellparameter sind die jeweiligen Kopplungsstärken $g_{V\pi\gamma}$, g_{VNN} und κ_V der Vektormesonen. Die Werte der Photokopplungen $g_{\rho^+\pi\gamma} = 0,103$, $g_{\rho^0\pi\gamma} = 0,131$ und $g_{\omega\pi\gamma} = 0,314$ stammen auch hier aus Analysen der Zerfälle $\rho \rightarrow \pi\gamma$ und $\omega \rightarrow \pi\gamma$; für die hadronischen Kopplungen werden Stärken von $g_{\rho NN} = 2,63$, $\kappa_\rho = 6,1$ und $g_{\omega NN} = 20$, $\kappa_\omega = 0$ zugrundegelegt.

Bei der Auswertung des resonanten Reaktionsmechanismus 3.6(a) wird ausschließlich die $\Delta(1232)$ -Anregung betrachtet; höherliegende Zustände gehen nicht in die Berechnungen ein¹. Auch dieses Modell beschreibt die $\Delta(1232)$ -Resonanz in $v_{\gamma\pi}^\Delta$ durch den Rarita-Schwinger-Propagator $\tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta)$ für ein Spin- $\frac{3}{2}$ -Feld. In Hinblick auf die Erhaltung der Eichinvarianz bei der späteren Ankopplung des Photons γ' in den Reaktionen $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ wird dabei analog zu [Dre01] die Breite des Δ -Zustandes über eine Massendarstellung in $\tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta)$ mit einem (energieunabhängigen) komplexem Pol

$$M_\Delta \rightarrow M_\Delta - \frac{i}{2}\Gamma_\Delta \quad (3.30)$$

berücksichtigt; die Parameter bleiben mit $M_\Delta = 1210$ MeV, $\Gamma_\Delta = 100$ MeV ebenfalls unverändert. Für die Vertices in Diagramm 3.6(a) gilt dann

$$\mathcal{L}_{\pi N\Delta} = \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \bar{\Delta}^\mu \vec{T}^\dagger N \cdot \partial_\mu \vec{\pi} + h.c. \quad (3.31)$$

und

$$\mathcal{L}_{\gamma N\Delta} = ie \bar{\Delta}^\mu T_3^\dagger \Gamma_{\mu\nu} N A^\nu + h.c. \quad (3.32)$$

mit den Nukleon-, Pion- und Δ -Feldern N , $\vec{\pi}$, Δ^μ und dem Operator \vec{T} für den Isospinübergang $N \leftrightarrow \Delta$. Der Wert der $\pi N\Delta$ -Kopplungskonstante $f_{\pi N\Delta} \simeq 1,95$ ergibt sich wiederum aus dem Zerfall $\Delta \rightarrow N\pi$. Der $\gamma N\Delta$ -Vertex $\Gamma^{\mu\nu}$ setzt sich aus den magnetischen und elektrischen Kopplungen des Photons zusammen und hat daher die Form

$$\Gamma^{\mu\nu} = G_M \Gamma_M^{\mu\nu} + G_E \Gamma_E^{\mu\nu} \quad (3.33)$$

Für die entsprechenden Kopplungsstärken verwendet dieses Modell die Werte $G_M = 3,00$ und $G_E = 0,065$. Der Übergangoperator $v_{\gamma\pi}^\Delta$ der resonanten Pionproduktion ist also zusammenfassend

$$v_{\gamma\pi}^\Delta = -e C_{\pi n} \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} q^\alpha \varepsilon^\mu(k, \lambda) \bar{u}(p'_N, s'_N) \tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta) \left[G_M \Gamma_M^{\beta\mu} + G_E \Gamma_E^{\beta\mu} \right] u(p_N, s_N) \quad (3.34)$$

mit $C_{N\pi} = -\frac{\sqrt{2}}{3}$ für $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ bzw. $C_{N\pi} = \frac{2}{3}$ für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, womit für den resonanten Prozeß in diesem Reaktionskanal gerade wieder Gleichung (3.3) folgt.

Eine Beurteilung der so aus den Diagrammen 3.6 und dem Ansatz (3.20) konstruierten Beschreibung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow N\pi$ ist auch hier über den Vergleich experimenteller Resultate mit den Modellvorhersagen möglich. Die totalen Wirkungsquerschnitte in Abb. 3.7 zeigen, daß dieses unitäre Modell (—) im Energiebereich von der jeweiligen Pionproduktionsschwelle bis hinauf zu Photonenergien ω von etwa 450 MeV für beide Reaktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht. Wird die T -Matrix $t_{\gamma\pi}$ näherungsweise durch das Übergangspotential $v_{\gamma\pi} = v_{\gamma\pi}^B + v_{\gamma\pi}^\Delta$ ersetzt, folgt daraus eine im wesentlichen zum Modell [Dre01] äquivalente *Tree Level*-Rechnung (-----). Der Unterschied zwischen beiden Vorhersagen zeigt somit den Einfluß der Rückstreuungseffekte, die in dem dynamischen Ansatz (3.20) mitberücksichtigt werden; diese Anteile sind besonders im Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ vergleichsweise groß, so daß der *Tree Level*-Ansatz den Wirkungsquerschnitt dort deutlich unterschätzt.

¹Insbesondere die $P_{11}(1440)$ -Resonanz kann daher aufgrund ihrer großen Breite von etwa 350 MeV im hochenergetischen Bereich zu Diskrepanzen zwischen Modellvorhersage und experimentellen Daten führen. Solche Abweichungen ergeben sich dabei hauptsächlich durch Beiträge der $P_{11}(1440)$ -Resonanz zum $M_{1-}^{1/2}$ -Multipol.

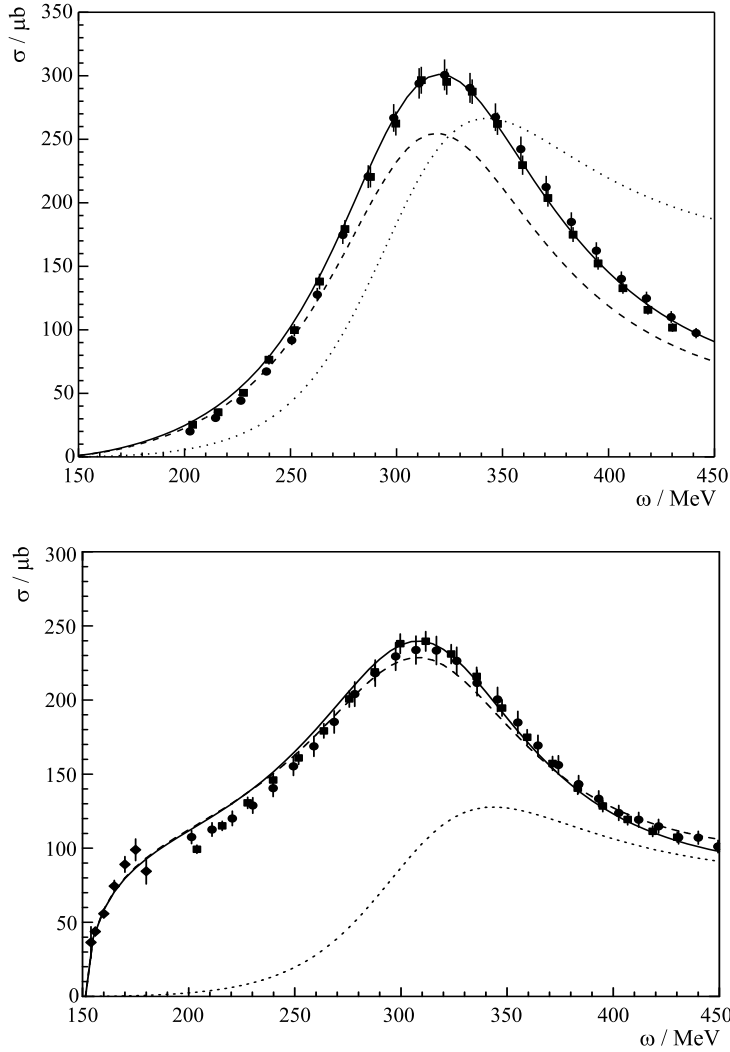


Abbildung 3.7. Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (oben) bzw. $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (unten). Dargestellt sind die Vorhersagen sowohl des vollständigen unitären Modells [Chi04] (—) als auch der auf [Dre01] basierenden *Tree Level*-Rechnung (----) und der unitarisierte Beitrag der $\Delta(1232)$ -Resonanz (·····). Die experimentellen Daten stammen aus [Ahr00] (\bullet), [Mac96] (\blacksquare) und [McP64] (\blacklozenge).

3.2.2 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$

Der Übergang von der Beschreibung der Pionproduktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ zum strahlungsbegleiteten Prozeß $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ geschieht analog zu Abschnitt 3.1 durch die Kopplung eines Photons γ' an die jeweils geladenen Teilchen in den einzelnen Mechanismen aus Abb. 3.6. Dies führt zu den Diagrammen 3.8, mit denen zunächst eine *Tree Level*-Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ konstruiert wird. Die deutlich größere Anzahl der Diagramme verglichen mit Abb. 3.2 geht auf die nun mögliche π^+ -Bremsstrahlung zurück. Die nichtresonanten Diagramme 3.8(b)–(e) können grundsätzlich mit den bereits für $\gamma p \rightarrow N\pi$ verwendeten Lagrangedichten $\mathcal{L}_{\gamma NN}$, $\mathcal{L}_{\gamma\pi\pi}$, $\mathcal{L}_{\pi NN}$, $\mathcal{L}_{V\pi\gamma}$ und \mathcal{L}_{VNN} ausgewertet werden; Vertices für $\gamma\pi NN$ und $\gamma\gamma\pi\pi$ lassen sich dabei über

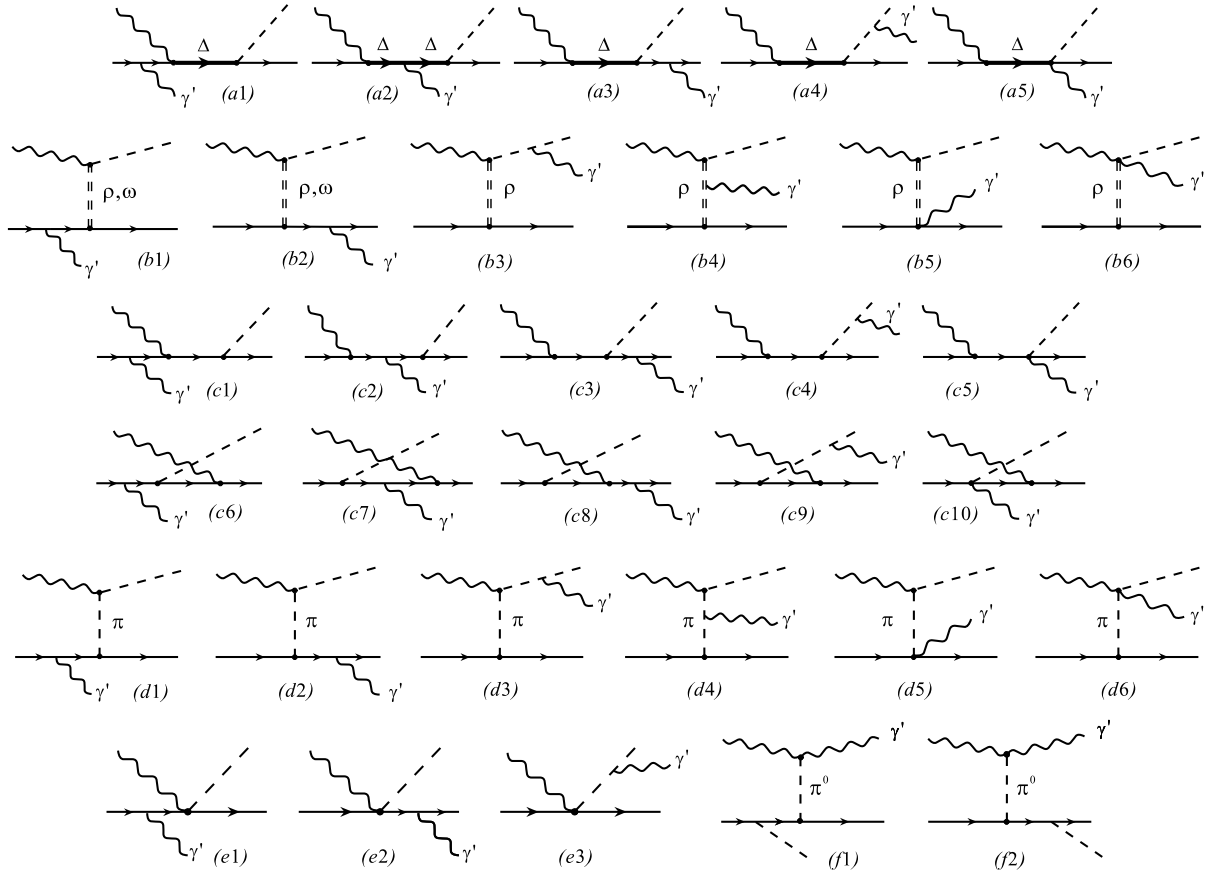


Abbildung 3.8. Diagramme zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ [Chi04]. Die in diesem Modell berücksichtigten Reaktionsmechanismen zur Pionphotoproduktion sind Δ -resonante Prozesse (a1)–(a5), Vektormesonaustausch (b1)–(b6), Born-Diagramme (c1)–(c10), Pion-Pol- und Kroll-Rudermann-Terme (d1)–(d6), (e1)–(e3), sowie anomale Diagramme (f1), (f2).

minimale Substitution aus $\mathcal{L}_{\pi NN}$ und $\mathcal{L}_{\gamma\pi\pi}$ berechnen, indem dort ∂^μ durch die kovariante Ableitung $\partial^\mu + iQA^\mu$ mit der Ladung Q des jeweiligen Pions ersetzt wird. Die anomalen Diagramme 3.8(f1), (f2) des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ stellen eine Erweiterung in den berücksichtigten Mechanismen gegenüber [Dre01] dar und können über eine Wess-Zumino-Witten-Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{WZW} = \frac{\alpha_{em}}{8\pi f_\pi} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} F^{\alpha\beta} \pi^0 \quad (3.35)$$

mit dem Mesonfeld π^0 und einer Zerfallskonstante $f_\pi = 92,4 \text{ MeV}$ berechnet werden. Im *Soft-photon Limit* für $\omega' \rightarrow 0$ verschwinden diese Beiträge aufgrund ihrer linearen Abhängigkeit vom Impuls k' des emittierten Photons.

Die Δ -resonanten Reaktionsmechanismen 3.8(a) ergeben sich mit Ausnahme von Diagramm (a2) ebenfalls aus den bereits beschriebenen Termen $\mathcal{L}_{\gamma N\Delta}$, $\mathcal{L}_{\pi N\Delta}$, $\tilde{G}_{\alpha\beta}(p_\Delta)$ und $\Gamma^{\mu\nu}$. Zur Be-

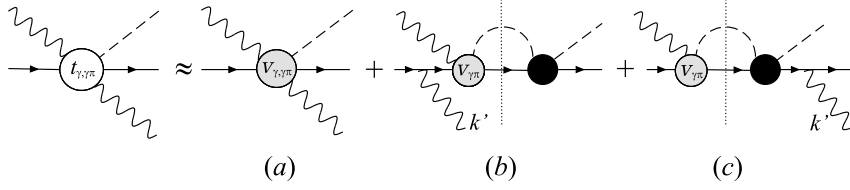


Abbildung 3.9. T -Matrix für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \gamma'$ [Chi04]. Die Potentiale $v_{\gamma,\gamma\pi}$ (a) und $v_{\gamma\pi}$ (b), (c) ergeben sich aus den Diagrammen 3.8 und 3.6. Die Beiträge der Rückstreuung werden in der *Soft-photon*-Näherung mit $\omega' \rightarrow 0$ ausgewertet. Für diese Streuung des $N\pi$ -Zwischenzustandes in der *On-shell*-Näherung wird die vollständige T -Matrix $t_{\pi N}$ (●) berücksichtigt.

schreibung des Prozesses $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ wird zusätzlich noch der $\gamma\Delta\Delta$ -Vertex benötigt; hierfür gilt

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\gamma\Delta\Delta} = e_{\Delta} \bar{\Delta}^{\beta'} & \left[g_{\beta'\beta} \left(\gamma_{\nu} A^{\nu} - \frac{\kappa_{\Delta}}{2M_{\Delta}} \sigma_{\nu\lambda} \partial^{\lambda} A^{\nu} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} (\gamma_{\beta} \gamma_{\nu} \gamma_{\beta'} - \gamma_{\beta} g_{\nu\beta'} - \gamma_{\beta'} g_{\nu\beta}) A^{\nu} \right] \Delta^{\beta} \end{aligned} \quad (3.36)$$

wobei in Analogie zu [Dre01] an dieser Stelle das anomale magnetische Moment κ_{Δ} als zusätzlicher Parameter zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ eingeführt wird. Dieser $\gamma\Delta\Delta$ -Vertex und damit auch κ_{Δ} sind grundsätzlich abhängig von den Quadraten k'^2 , p_{Δ}^2 und $p_{\Delta}'^2$ der Viererimpulse des emittierten Photons sowie des Δ -Zustands vor und nach dem $M1$ -Übergang. Die Bedingung reeller Photonen γ' führt dabei allerdings direkt zu $k'^2 = 0$ und diese Abhängigkeit verschwindet. Solange das Modell auf einen Energiebereich um die $\Delta(1232)$ -Resonanz beschränkt bleibt, gilt zudem die Annahme $p_{\Delta}^2 = M_{\Delta}^2$. Bei niedrigen Energien ω' des emittierten Photons ist schließlich auch $p_{\Delta}'^2 = M_{\Delta}^2$ näherungsweise erfüllt und κ_{Δ} kann hier als Konstante angesehen werden.

Als nächster Schritt werden diesem Modell Rückstreuereffekte im Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ hinzugefügt, wobei ausschließlich $N\pi$ -Zwischenzustände auf der Massenschale berücksichtigt werden (*On-shell*-Näherung). Im Grenzfall verschwindender Photonenergien ω' ist dabei die T -Matrix der strahlungsbegleiteten Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ direkt proportional zu derjenigen für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (siehe Abb. 3.5), die im vorigen Abschnitt konstruiert wurde. Ausgehend von der *Tree-Level*-Beschreibung für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und dem Ansatz aus Abb. 3.9 folgt dann

$$\begin{aligned} t_{\gamma,\gamma\pi}(\vec{k}', \vec{q}, W_{N\pi}; \vec{k}, \sqrt{s}) & \approx v_{\gamma,\gamma\pi}(\vec{k}', \vec{q}; \vec{k}) + e \varepsilon'_{\nu}(k', \lambda') \left(\frac{p_N^{\nu}}{p_N' \cdot k'} - \frac{p_N^{\nu}}{p_N \cdot k'} \right) \\ & \cdot \left[t_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}; \sqrt{s}) - v_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}) \right] \end{aligned} \quad (3.37)$$

Der erste Term $v_{\gamma,\gamma\pi}$ in (3.37) folgt dabei aus der Summe der Diagramme 3.8 für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und ist zwangsläufig eichinvariant im Bezug auf beide Photonen im Anfangs- und Endzustand. In Grenzfall $\omega' \rightarrow 0$ wird daraus

$$v_{\gamma,\gamma\pi}(\vec{k}', \vec{q}; \vec{k}) \xrightarrow{k' \rightarrow 0} \varepsilon'_{\nu}(k', \lambda') \left(\frac{p_N^{\nu}}{p_N' \cdot k'} - \frac{p_N^{\nu}}{p_N \cdot k'} \right) v_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}) \quad (3.38)$$

mit $v_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k})$, wie es sich aus den jeweiligen Diagrammen 3.6 für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ergibt. Der zweite Term in (3.37) beschreibt die Rückstreubeiträge; da hierbei nur die führende Ordnung in k' berücksichtigt wird, kann $t_{\gamma\pi}$ unter der Annahme von $\vec{p}_N = -\vec{k}$, $\vec{p}'_N = -\vec{q}$ und \sqrt{s} mit $s = (k + p_N)^2$ berechnet werden. Damit folgt sofort aus (3.37) und (3.38)

$$t_{\gamma,\gamma\pi}(\vec{k}', \vec{q}, W_{N\pi}; \vec{k}, \sqrt{s}) \xrightarrow{k' \rightarrow 0} \varepsilon'_v(k', \lambda') \left(\frac{p_N^{\prime v}}{p'_N \cdot k'} - \frac{p_N^v}{p_N \cdot k'} \right) t_{\gamma\pi}(\vec{q}, \vec{k}; \sqrt{s}) \quad (3.39)$$

mit der vollen T -Matrix $t_{\gamma\pi}$ aus dem Ansatz (3.20) der unitären Beschreibung für die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$. Der in Abb. 3.9 dargestellte Ansatz berücksichtigt in den Termen (b) und (c) sowohl $p\pi^0$ - als auch $n\pi^+$ -Zwischenzustände; die Beschränkung auf die *Soft-photon*-Näherung im zweiten Term von (3.37) umfasst dabei allerdings keine Bremsstrahlung eines intermediären π^+ als Produktionsmechanismus für das Photon γ' .

3.2.3 Physikalische Observablen

Das Modell [Chi04] beschreibt neben unpolarisierten Wirkungsquerschnitten auch verschiedene polarisationsabhängige Größen und verbindet zudem die Observablen der als Ausgangspunkt genutzten Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ mit denen des strahlungsbegleiteten Prozesses $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$. So zeigt Abb. 3.10 links den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, multipliziert mit ω' um den $\frac{1}{\omega'}$ -Verlauf durch die dominierenden Bremsstrahlungsanteile zu beseitigen. Hierbei wird deutlich, daß sich die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für $\omega' \rightarrow 0$ einem konstanten Wert annähert. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im Grenzfall verschwindender Photonenergien aufgrund der eichinvarianten Kopplung des Photons γ' die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ in den strahlungslosen Prozeß $\gamma p \rightarrow N\pi$ übergeht und bei $\omega' \rightarrow 0$ vollständig durch Bremsstrahlungsprozesse der externen Protonlinien festgelegt ist. In diesem *Soft-photon Limit* folgt dann bei Integration des fünffach differentiellen Wirkungsquerschnittes (3.19) über die Winkel des Photons γ'

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega' d\Omega_\pi} \xrightarrow{\omega' \rightarrow 0} \frac{1}{\omega'} \cdot \frac{e^2}{2\pi^2} \cdot W(v) \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} \quad (3.40)$$

mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi}$ für $\gamma p \rightarrow N\pi$ und einer Gewichtungsfunktion

$$W(v) = -1 + \left(\frac{v^2 + 1}{2v} \right) \cdot \ln \left(\frac{v+1}{v-1} \right) \quad (3.41)$$

mit $v = \sqrt{1 - \frac{4M_N^2}{t}}$ und $t = (k - q)^2$. Eine weitere Integration über die Pionwinkel führt zu

$$\frac{d\sigma}{d\omega'} \xrightarrow{\omega' \rightarrow 0} \frac{1}{\omega'} \cdot \frac{e^2}{2\pi^2} \int d\Omega_\pi W(v) \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} = \frac{1}{\omega'} \cdot \sigma_\pi \quad (3.42)$$

mit einem gewichteten totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$

$$\sigma_\pi = \frac{e^2}{2\pi^2} \int d\Omega_\pi W(v) \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} \quad (3.43)$$

Eine Größe, die nun die Verbindung zwischen dem strahlungslosen Prozeß $\gamma p \rightarrow N\pi$ und der

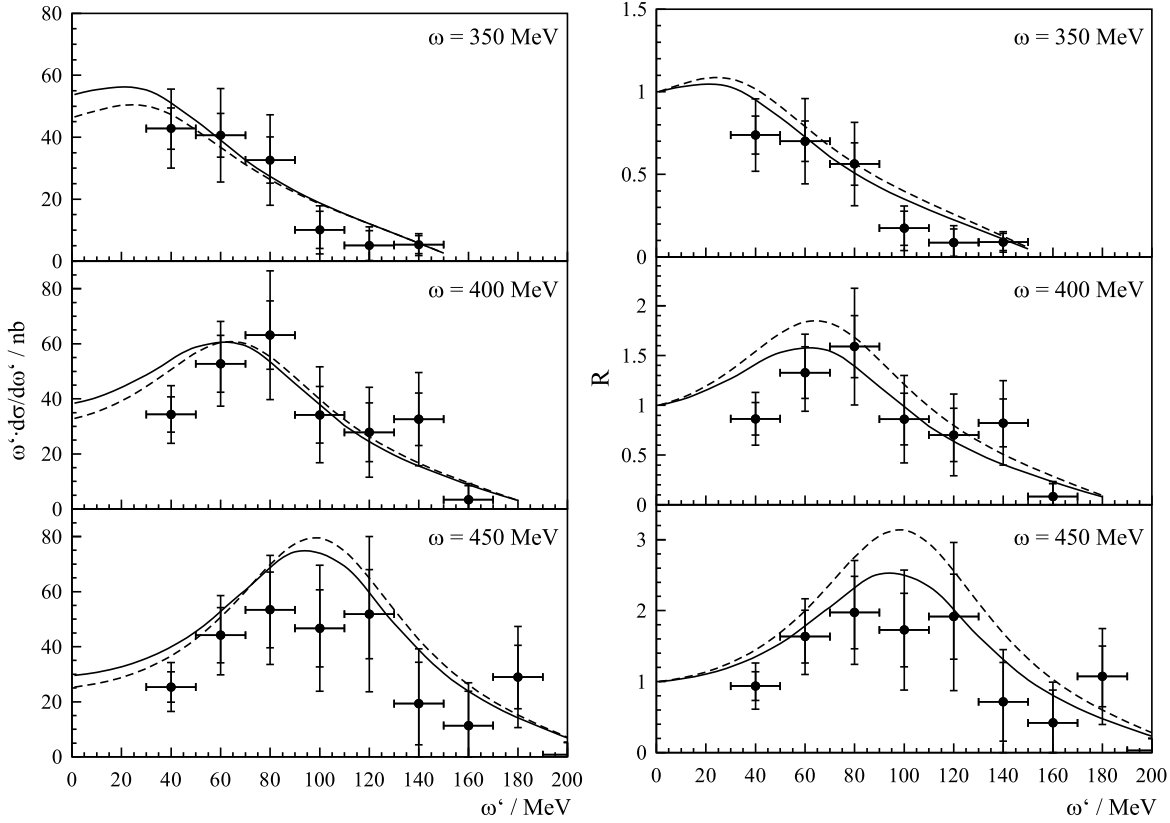


Abbildung 3.10. Verteilungen der Photonenergien ω' für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in drei Strahlenergieintervallen [Chi04]. Links: Energiedifferentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ multipliziert mit ω' . Rechts: Verhältnis R nach Definition (3.44) zum gewichteten Wirkungsquerschnitt σ_π der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Dargestellt sind jeweils die Vorhersagen des vollen unitären Modells (—) und der *Tree Level*-Rechnung (-----) für $\kappa_\Delta = 3$. Die experimentellen Daten stammen aus [Kot02].

strahlungsbegleiteten Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ herstellt, ist das Verhältnis der jeweiligen Wirkungsquerschnitte

$$R = \frac{1}{\sigma_\pi} \cdot \omega' \frac{d\sigma}{d\omega'} \rightarrow 1 \quad \text{für } \omega' \rightarrow 0 \quad (3.44)$$

Für die *Tree Level*-Rechnung und das vollständige unitäre Modell ist das in (3.44) geforderte Niedrigenergieverhalten von R exakt erfüllt; auch die experimentellen Daten aus [Kot02] zeigen für kleine Werte von ω' einen mit $R \rightarrow 1$ verträglichen Verlauf. Bei höheren Energien des Photons γ' gibt es Abweichungen von diesem Wert, was auf Beiträge anderer Mechanismen (z.B. des inneren $M1$ -Übergangs) als der externen Bremsstrahlungsprozesse hindeutet. Weiterhin zeigt sich in R eine deutlich größere Abweichung zwischen *Tree Level*-Rechnung (-----) und der vollständigen unitären Beschreibung (—) als bei alleiniger Betrachtung des energiedifferentiellen Wirkungsquerschnittes; hier wirken sich offenbar die Rückstreuprozesse im strahlungslosen Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus (siehe auch Abb. 3.7). Das unitäre Modell erreicht daher bei höheren Strahlenergien ω eine etwas bessere Übereinstimmung mit den bisherigen experimentellen Daten aus [Kot02].

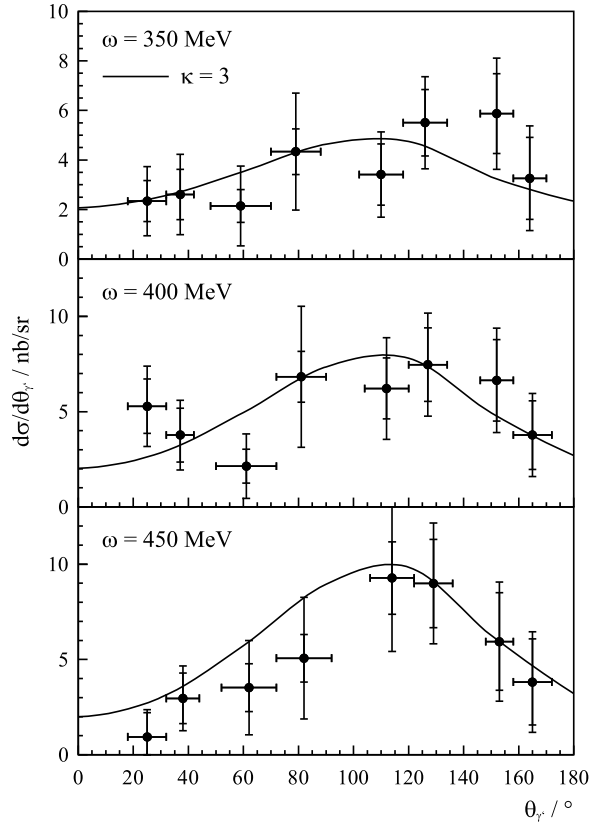


Abbildung 3.11. Winkeldifferentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in drei Strahlenergieintervallen [Chi04]. Der Wirkungsquerschnitt ist integriert über die π^0 -Winkel und Photonenergien $\omega' > 30$ MeV. Die Vorhersagen des unitären Modells gelten für $\kappa_{\Delta} = 3$; die experimentellen Daten stammen aus [Kot02].

Der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}$ aus Abb. 3.11 folgt in der dargestellten Form aus der Integration von (3.19) über die Pionwinkel und den Energiebereich $\omega' > 30$ MeV des emittierten Photons. Bei niedrigen Strahlenergien ω zeigt sich dabei ein weitgehend flacher Verlauf, der in den höheren Energieintervallen in eine breite Verteilung um einen Winkel von etwa $\theta_{\gamma'} = 110^\circ$ übergeht. Dieses Verhalten entsteht aus der Interferenz der externen Bremsstrahlungsbeiträge mit den Δ -resonanten Prozessen; eine ausschließliche Betrachtung des Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ ohne die Berücksichtigung anderer Reaktionsmechanismen ergäbe eine Winkelverteilung mit einem Maximum bei $\theta_{\gamma'} = 90^\circ$.

Neben den verschiedenen unpolarisierten Wirkungsquerschnitten trifft [Chi04] auch Vorhersagen für unterschiedliche Polarisationsobservablen. Abb. 3.12 zeigt die Energieabhängigkeit der Photonasymmetrie

$$\Sigma = \frac{1}{\cos 2\phi_{\pi}} \cdot \frac{\sigma_{\parallel}(\phi_{\pi}) - \sigma_{\perp}(\phi_{\pi})}{\sigma_{\parallel}(\phi_{\pi}) + \sigma_{\perp}(\phi_{\pi})} \quad (3.45)$$

mit $\sigma_{\parallel}(\phi_{\pi})$, $\sigma_{\perp}(\phi_{\pi})$ den (differentiellen) Wirkungsquerschnitten für zwei um 90° gedrehte Ausrichtungen (\parallel , \perp) der Polarisationsebene des einlaufenden linear polarisierten Photonenstrahls und einem Azimutwinkel ϕ_{π} des produzierten Pions. Die Photonasymmetrie für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

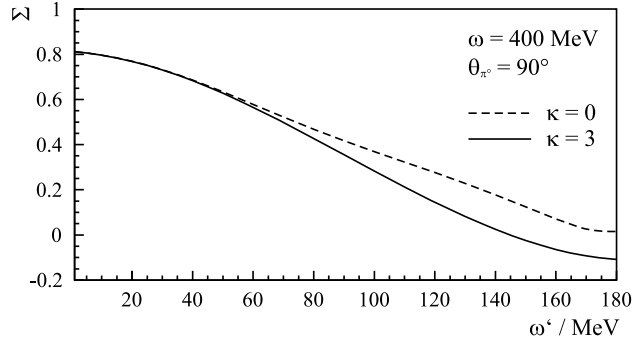


Abbildung 3.12. Vorhersagen des unitären Modells für die Energieabhängigkeit der Photonasymmetrie Σ für linear polarisierte Photonen bei zwei Werten für κ_{Δ} in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ [Chi04].

fällt dabei mit steigender Energie ω' kontinuierlich ab, zeigt allerdings bis $\omega' \simeq 80$ MeV praktisch keine Sensitivität auf κ_{Δ} bzw. μ_{Δ} . Auch für Σ gilt im übrigen, daß im Grenzübergang $\omega \rightarrow 0$ die Größe der Asymmetrie durch die strahlungslose Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ gegeben ist.

Zusätzlich untersucht das beschriebene unitäre Modell auch das Verhalten der *Single Spin*-Asymmetrie

$$\Sigma_{\text{circ}} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \quad (3.46)$$

mit den Wirkungsquerschnitten σ_+ , σ_- für die Helizitätseinstellungen $\lambda = \pm 1$ der einlaufenden zirkular polarisierten Photonen. Für einen Zweikörperendzustand wie in der Reaktion $\gamma p \rightarrow N\pi$ gilt, daß eine solche Asymmetrie aufgrund der Paritätserhaltung identisch verschwindet, da alle Teilchen zwangsläufig in einer Ebene liegen. In der Dreikörperreaktion $\gamma p \rightarrow N\pi\gamma'$ hingegen ergibt sich ein Winkel $\Phi_{\gamma'}$ zwischen dem emittierten Photon und der durch $\vec{k} \times \vec{q}$ aufgespannten Reaktionsebene. Abb. 3.13 zeigt die Energieabhängigkeit von Σ_{circ} für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ bei einer teilweisen Integration über die Photonwinkel $\theta_{\gamma'}$, $\Phi_{\gamma'}$ in vier Quadranten, entsprechend einer Emission von γ' in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung bzw. oberhalb oder unterhalb der Reaktionsebene. Der Verlauf von Σ_{circ} ist in beiden auf die Reaktionsebene bezogenen Hemisphären erwartungsgemäß spiegelbildlich, im Integral über den vollen Raumwinkel des Photons verschwindet die Asymmetrie daher. Im *Soft-photon Limit* geht $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ zudem wieder in die Zweikörperreaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ über, so daß auch hier $\Sigma_{\text{circ}} = 0$ gelten muß. Die externen Bremsstrahlungsprozesse tragen somit nicht zu dieser Asymmetrie bei; diese Observable hebt also gerade den von κ_{Δ} abhängigen Mechanismus 3.8(a2) hervor. Für Vorwärtswinkel des Photons γ' ändert sich Σ_{circ} gemäß der Vorhersage [Chi04] daher von 0% auf bis zu 30% bei $\omega' \simeq 100$ MeV, wenn κ_{Δ} zwischen 0 und 6 variiert wird.

Die verschiedenen hier dargestellten Observablen beziehen sich allesamt auf die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, obwohl das Modell [Chi04] auch eine simultane Beschreibung von $\gamma p \rightarrow n\pi^+\gamma'$ umfasst. Bei Bremsstrahlungsprozessen in diesem Kanal koppelt das Photon γ' dabei an das deutlich leichtere Pion, so daß diese Reaktionsmechanismen sehr viel stärker zum gesamten Wirkungsquerschnitt beitragen als die Protonbremsstrahlung in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Insgesamt sind die Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow n\pi^+\gamma'$ etwa um einen Faktor 10 größer als in der strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion, während der Anteil des auf κ_{Δ} sensitiven Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ im wesentlichen gleich bleibt. Zur Bestimmung des magnetischen Moments

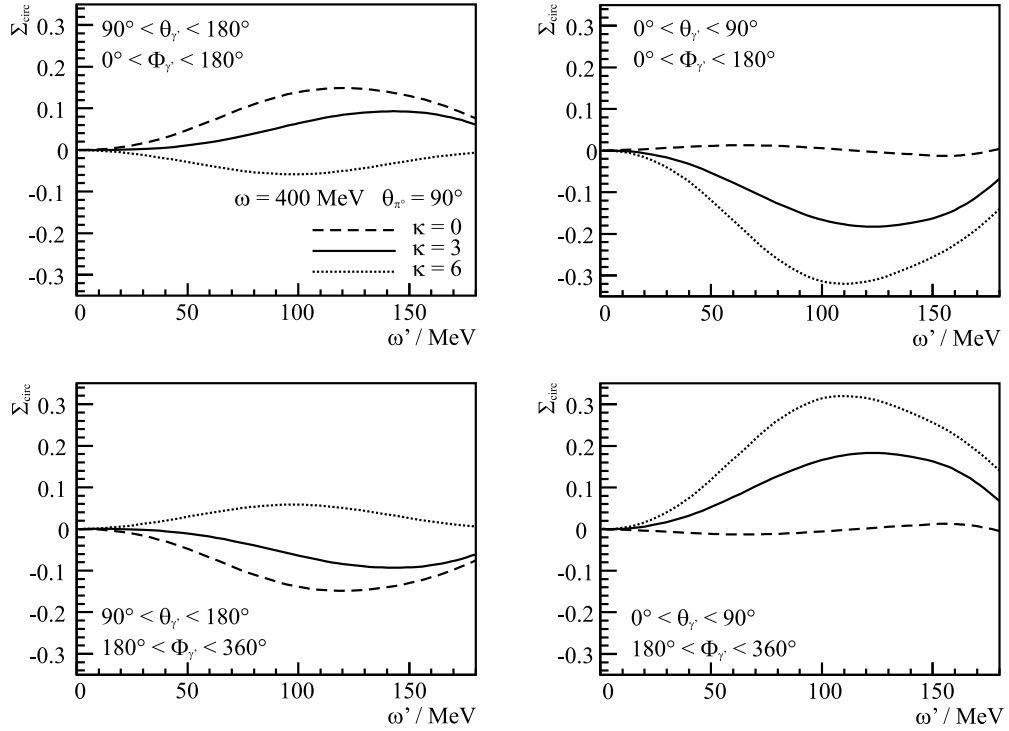


Abbildung 3.13. Vorhersagen des unitären Modells für die Energieabhängigkeit der *Single Spin-Asymmetrie* Σ_{circ} für zirkular polarisierte Photonen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Dargestellt ist der Verlauf von Σ_{circ} für drei Werte von κ_{Δ} bei der Integration der Photonwinkel über den jeweils angegebenen Quadranten [Chi04].

μ_{Δ^+} ist $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ daher der wesentlich besser geeignete Kanal; die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\gamma'$ kann allerdings eine zusätzliche Überprüfung der verschiedenen Modellvorhersagen und der Beschreibung der nichtresonanten Prozesse ermöglichen.

3.3 $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in chiraler effektiver Feldtheorie

Ein weiterer Ansatz zur Extraktion eines Wertes für das magnetische Moment μ_{Δ^+} beschreibt die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit den Konzepten der chiralen effektiven Feldtheorie (χ EFT). Das in [Pas05] zusammengefasste Modell berücksichtigt Pionen, Nukleonen und Δ -Zustände als Niederenergiefreiheitsgrade. Ausgangspunkt der Beschreibung ist zunächst die effektive Lagrangedichte, wie sie sich aus der chiralen Störungsrechnung (χ PT) für Pion- und Nukleonfelder ergibt. Die Beiträge der Δ -Resonanz werden dann im Rahmen der sogenannten δ -Entwicklung ausgewertet; die betrachtete Impulsskala liegt dabei unterhalb von $\Lambda = 4\pi f_{\pi} \simeq 1$ GeV. Die Lagrangedichte lässt sich mit $\Delta = M_{\Delta} - M_N = 293$ MeV daher grundsätzlich nach zwei Parametern $\delta, \varepsilon \ll \Lambda$ mit

$$\delta = \frac{\Delta}{\Lambda} \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{m_{\pi}}{\Lambda} \quad (3.47)$$

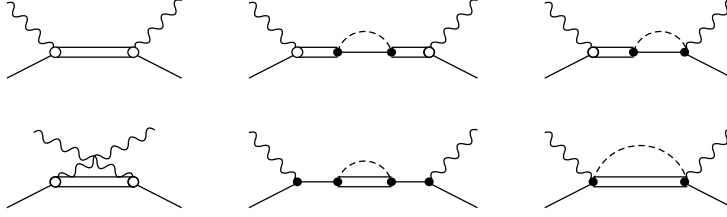


Abbildung 3.14. Beispielprozesse der Comptonstreuung mit ODR- (*One- Δ -Reducible*, oben) sowie ODI-Diagrammen (*One- Δ -Irreducible*, unten); doppelte Linien repräsentieren Δ -Propagatoren [Pas06].

entwickeln. Dies kann allerdings (näherungsweise) vereinfacht werden zu

$$\varepsilon = \frac{m_\pi}{\Delta} \cdot \frac{\Delta}{\Lambda} = \delta \cdot \frac{m_\pi}{\Delta} \simeq \delta^2 \quad (3.48)$$

Somit ist nur δ als Parameter erforderlich; bei der Festlegung, welche Diagramme für eine gegebene Ordnung $\mathcal{O}(\delta^n)$ der Entwicklung berücksichtigt werden müssen (*Power Counting*), ist der ermittelte Index n nun allerdings vom jeweils betrachteten Impuls p abhängig, da in den unterschiedlichen Energiebereichen ($p \simeq m_\pi$ bzw. $p \simeq \Delta$) der Impuls unterschiedlich (mit δ^2 bzw. δ) zu n beiträgt. So hat bei niedrigen Energien ein Diagramm mit L Schleifen, N_N , N_π , N_Δ Nukleon-, Pion- bzw. Δ -Propagatoren und V_i Vertices der Dimension i den Index

$$n = 2n_{\chi PT} - N_\Delta = 2 \sum_i iV_i + 4L - N_N - 2N_\pi - N_\Delta \quad (3.49)$$

mit $n_{\chi PT}$ der Ordnung, wie sie sich aus der χPT mit ausschließlich Pion- und Nukleonfeldern ergibt. Im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz hingegen gilt

$$n = n_{\chi PT} - N_\Delta - 2N_{ODR} \quad (3.50)$$

Dabei bezeichnet N_{ODR} die Anzahl der ODR-Propagatoren (*One- Δ -Reducible*) mit einem direkten Austausch eines Resonanzzustandes (siehe Abb. 3.14)

$$S_{ODR} \sim \frac{1}{s - M_\Delta^2} \sim \frac{1}{2M_\Delta} \cdot \frac{1}{p - \Delta} \quad (3.51)$$

Während die ODR-Propagatoren bei niedrigen Impulsen also von der Ordnung $\mathcal{O}(\delta^{-1})$ sind, werden deren Beiträge im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz mit $p \simeq \Delta$ sehr groß. Diese Terme können allerdings in einem einzelnen Propagator

$$S_{ODR}^* = \frac{1}{S_{ODR}^{-1} - \Sigma} \sim \frac{1}{p - \Delta - \Sigma} \quad (3.52)$$

mit der Selbstenergie Σ des $\Delta(1232)$ zusammengefasst werden. Die Entwicklung dieser Selbstenergie ist dabei von führender Ordnung p^3 ; im Impulsbereich $p \simeq \Delta$ ergibt sich also $\mathcal{O}(\delta^{-3})$ für einen solchen „bekleideten“ ODR-Propagator² [Pas06].

²Für den Nukleonpropagator gilt $S_N \sim \frac{1}{p}$, was im Niederenergiebereich zu einer Ordnung $\mathcal{O}(\delta^{-2})$ führt. Die Beiträge der Δ -Resonanz mit $\mathcal{O}(\delta^{-1})$ sind gegenüber dem Nukleon dann also um eine Potenz des Parameters $\delta < 1$ unterdrückt. Im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz hingegen ergibt sich für S_N eine Ordnung $\mathcal{O}(\delta^{-1})$, so daß hier der Nukleonbeitrag gegenüber den ODR-Propagatoren mit $\mathcal{O}(\delta^{-3})$ um zwei Potenzen von δ schwächer ist.

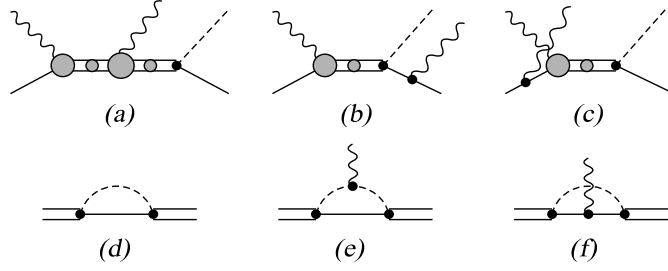


Abbildung 3.15. Berücksichtigte *Next-to-Leading Order*-Diagramme (a)–(c) in δ -Entwicklung für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ [Pas05]. Die grau unterlegten Bereiche enthalten die Einschleifenkorrekturen der Diagramme (d)–(f); doppelte Linien repräsentieren Δ -Propagatoren.

Bei der Betrachtung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ gilt nun, daß die beste Sensitivität auf das magnetische Moment μ_{Δ^+} erreicht wird, wenn einerseits die einlaufende Photonenergie ω im Bereich von $\Delta = M_{\Delta} - M_N$ ist und andererseits die Energie ω des emittierten Photons in der Größenordnung von m_{π} liegt. Die Reaktionsamplitude ist dann in der beschriebenen δ -Entwicklung und einer *Next-to-Leading Order*-Rechnung (NLO) durch die Diagramme 3.15(a)–(c) gegeben. Die Beiträge der $\Delta(1232)$ -Resonanz zur Lagrangedichte hierbei sind

$$\mathcal{L}_{\Delta}^{(1)} = \bar{\Delta}_{\mu} (i\gamma^{\mu\nu\alpha} D_{\alpha} - M_{\Delta} \gamma^{\mu\nu}) \Delta_{\nu} + \frac{ih_A}{2f_{\pi}M_{\Delta}} \left[\bar{N} T_a \gamma^{\mu\nu\lambda} (\partial_{\mu} \Delta_{\nu}) D_{\lambda} \pi^a + h.c. \right] \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\Delta}^{(2)} &= \frac{ie\kappa_{\Delta}}{2M_{\Delta}} \bar{\Delta}_{\mu} \Delta_{\nu} F^{\mu\nu} + \frac{3ieg_M}{2M_N(M_N + M_{\Delta})} \left[\bar{N} T_3 \partial_{\mu} \Delta_{\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + h.c. \right] \\ &\quad - \frac{eh_A}{2f_{\pi}M_{\Delta}} \left[\bar{N} T_a \gamma^{\mu\nu\lambda} A_{\mu} \Delta_{\nu} \partial_{\lambda} \pi^a + h.c. \right] \end{aligned} \quad (3.54)$$

$$\mathcal{L}_{\Delta}^{(3)} = \frac{-3eg_E}{2M_N(M_N + M_{\Delta})} \left[\bar{N} T_3 \gamma_5 \partial_{\mu} \Delta_{\nu} F^{\mu\nu} + h.c. \right] \quad (3.55)$$

wobei der Index n in $\mathcal{L}^{(n)}$ die Ordnung der elektromagnetischen Kopplung e und die Anzahl der Ableitungen von Pion- und Photonfeldern angibt. Weiterhin bezeichnen M_{Δ} und M_N die Δ - und Nukleonmasse, Δ^{μ} , N und π^a mit $a = 1, 2, 3$ die Δ -, Nukleon- und Pionfelder, D^{μ} die kovariante Ableitung, $F^{\mu\nu}$, $\tilde{F}^{\mu\nu}$ den (dualen) elektromagnetischen Feldstärketensor und T_a den Isospinübergang $N \leftrightarrow \Delta$. Die verwendeten Kopplungskonstanten sind $f_{\pi} = 92,6$ MeV, $g_M = 2,94$ und $g_E = -0,96$; der Parameter $h_A \simeq 2,85$ berücksichtigt die Breite $\Gamma_{\Delta} \simeq 115$ MeV der $\Delta(1232)$ -Resonanz (siehe unten). Ausdruck (3.54) ist zudem von dem (festzulegenden) anomalen magnetischen Moment κ_{Δ} abhängig; höhere Multipolmomente werden auch hier nicht berücksichtigt.

Zusätzlich zu den durch $\mathcal{L}_{\Delta}^{(1,2,3)}$ gegebenen Vertices umfassen die grau unterlegten Bereiche der Diagramme 3.15(a)–(c) auch die in 3.15(d)–(f) dargestellten Einschleifenkorrekturen der Δ -Propagatoren. So ist die Selbstenergie (d) gegeben durch

$$\Sigma^{\mu\nu}(p) = A(p^2) \gamma^{\mu\nu\alpha} p_{\alpha} + B(p^2) \gamma^{\mu\nu} \quad (3.56)$$

mit skalaren Funktionen $A(p^2)$ und $B(p^2)$ nach dimensionaler Regularisierung

$$\begin{aligned} A(p^2) &= -\frac{1}{2}C^2 \int_0^1 dx x \mathcal{M}^2(L-1 + \ln \mathcal{M}^2) \\ B(p^2) &= -\frac{1}{2}C^2 r \int_0^1 dx \mathcal{M}^2(L-1 + \ln \mathcal{M}^2) \end{aligned} \quad (3.57)$$

und

$$\mathcal{M}^2 = x\mu^2 + (1-x)r^2 - x(1-x)\frac{p^2}{M_\Delta^2} - i\varepsilon \quad (3.58)$$

Dabei bezeichnen μ und r die Massenverhältnisse

$$\mu = \frac{m_\pi}{M_\Delta} \quad \text{und} \quad r = \frac{M_N}{M_\Delta} \quad (3.59)$$

sowie

$$C = \frac{h_A M_\Delta}{8\pi f_\pi} \quad \text{und} \quad L = \frac{-2}{4-d} + \gamma_E + \ln\left(\frac{4\pi M_\Delta}{\Lambda}\right) \quad (3.60)$$

mit $d \rightarrow 4$ der Anzahl der Dimensionen und $\gamma_E = -\Gamma'(1) \simeq 0,5772$. Der Δ -Propagator in NLO-Rechnung nach der Renormierung lautet dann

$$S_{\mu\nu}(p) = \frac{-\mathcal{P}_{\mu\nu}^{3/2}(p)}{(\not{p} - M_\Delta)[1 - i\text{Im}\Sigma'(M_\Delta)] - i\text{Im}\Sigma(M_\Delta)} \quad (3.61)$$

mit dem Spin- $\frac{3}{2}$ -Projektionsoperator $\mathcal{P}_{\mu\nu}^{3/2}(p)$ und den Definitionen

$$\begin{aligned} \Sigma(M_\Delta) &= M_\Delta A(M_\Delta^2) + B(M_\Delta^2) \\ \Sigma'(M_\Delta) &= M_\Delta A(M_\Delta^2) + 2M_\Delta \frac{\partial}{\partial p^2} \left[M_\Delta A(p^2) + B(p^2) \right]_{p^2=M_\Delta^2} \end{aligned} \quad (3.62)$$

Diese Funktionen Σ , Σ' werden komplexwertig, sobald die Masse des Δ -Zustandes oberhalb der Pionproduktionsschwelle liegt ($M_\Delta > M_N + m_\pi$ im *cm*-System). In diesem Fall ist also $\mathcal{M}^2 < 0$ und für die Imaginärteile von Σ , Σ' folgt

$$\begin{aligned} \text{Im}\Sigma(M_\Delta) &= -\frac{2\pi}{3}M_\Delta C^2(\alpha+r)\lambda^3 \\ \text{Im}\Sigma'(M_\Delta) &= -2\pi C^2 \lambda \left[\alpha(1-\alpha)(\alpha+r) - \frac{1}{3}\lambda^2(r+r^2-\mu^2) \right] \end{aligned} \quad (3.63)$$

mit den Abkürzungen $\alpha = \frac{1}{2}(1+r^2-\mu^2)$ und $\lambda = \sqrt{\alpha^2-r^2}$. Die Breite der $\Delta(1232)$ -Resonanz ist dann bestimmt durch

$$\Gamma_\Delta = -2\text{Im}\Sigma(M_\Delta) \quad (3.64)$$

so daß aus dem experimentellen Wert $\Gamma_\Delta \simeq 115$ MeV und den Definitionen (3.60) bzw. (3.63) der bereits erwähnte Parameter $h_A \simeq 2,85$ folgt.

Die Korrekturen gemäß der Diagramme 3.15(e), (f) müssen aufgrund des emittierten Photons γ' in der Auswertung des $\gamma\Delta\Delta$ -Vertex $\Gamma^{\mu\alpha\beta}$ berücksichtigt werden. Bei Vernachlässigung der Terme für höhere (E2, M3) elektromagnetische Übergänge $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ nimmt dieser Vertex die Form

$$\bar{u}_\alpha(p')\Gamma^{\mu\alpha\beta}(p,p')u_\beta\varepsilon_\mu = e\bar{u}_\alpha(p')\left[\not{\varepsilon}F(q^2) + \frac{(p'+p)\cdot\varepsilon}{2M_\Delta}G(q^2)\right]u^\alpha \quad (3.65)$$

an, wobei das magnetische Moment hier über $F(0) = \kappa_\Delta + 1$ auftritt. Aufgrund der Ward-Takahashi-Identität

$$q_\mu\Gamma^{\mu\alpha\beta}(p,p') = e\left[(S^{-1})^{\alpha\beta}(p') - (S^{-1})^{\alpha\beta}(p)\right] \quad (3.66)$$

gilt für $F(q^2)$ und $G(q^2)$ zudem die Beziehung

$$F(0) + G(0) = 1 - \Sigma'(M_\Delta) \quad (3.67)$$

so daß die Selbstenergiekorrekturen 3.15(e), (f) durch die jeweiligen Ausdrücke für $G^{(e,f)}(q^2)$ gegeben sind. Für reelle Photonen ($q^2 = 0$) lauten diese Beiträge daher

$$G^{(e)}(0) = -C^2 \int_0^1 dx x(1-2x)(x-r) \cdot \{L + \ln[x\mu^2 + (1-x)r^2 - x(1-x) - i\varepsilon]\} \quad (3.68)$$

$$G^{(f)}(0) = -C^2 \int_0^1 dx x^2(1-x-r) \cdot \{L + \ln[x\mu^2 + (1-x)\mu^2 - x(1-x) - i\varepsilon]\} \quad (3.69)$$

Durch die komplexwertigen Selbstenergiekorrekturen Σ, Σ' und den darauf zurückzuführenden Imaginärteil des $\gamma\Delta\Delta$ -Vertex wird in diesem Modell auch das magnetische Moment μ_Δ , das hier über κ_Δ als Niederenergiekonstante in $\mathcal{L}_\Delta^{(2)}$ (3.54) eingeht, komplex und trägt somit dem instabilen Charakter der $\Delta(1232)$ -Resonanz Rechnung.

3.3.1 Physikalische Observablen

Die Vorhersagen der χ EFT-Beschreibung [Pas05] für die Energieabhängigkeit einiger Observablen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ sind in Abb. 3.16 dargestellt. Auch dieses Modell wertet unter anderem das in (3.44) definierte Verhältnis R zwischen dem energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und dem gewichteten totalen Wirkungsquerschnitt σ_π der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus (Abb. 3.16 oben). Der erwartete Verlauf $R \rightarrow 1$ im *Soft-photon Limit* wird von der χ EFT-Rechnung dabei exakt reproduziert; für höhere Photonenergien zeigen sich wiederum Abweichungen von diesem Niedrigenergieverhalten, die mit den bisherigen Daten aus [Kot02] in guter Übereinstimmung sind. Der Beitrag des $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ -Überganges, der die Sensitivität auf das magnetische Moment der $\Delta(1232)$ -Resonanz herstellt, ist dabei proportional zu $|\mu_\Delta|^2$ [Pas07]; eine Extraktion von μ_Δ aus dieser Observable wird also umso schwieriger, je kleiner der entsprechende Wert des magnetischen Moments ist.

Für die Photonasymmetrie Σ mit linear polarisierten Photonen (Abb. 3.16 Mitte) prognostiziert die χ EFT-Rechnung nur geringe Variationen sowohl in der Abhängigkeit von ω' als auch für unterschiedliche Werte des magnetischen Moments. Insbesondere die Energieabhängigkeit steht damit aufgrund der in [Pas05] nicht berücksichtigten Born-Diagramme höherer Ordnung im Widerspruch zu den Vorhersagen des unitären Modells [Chi04], das eine Abnahme von Σ mit steigender Photonenergie ω' vorhersagt (vgl. Abb. 3.12). Im *Soft-photon Limit* $\omega' \rightarrow 0$

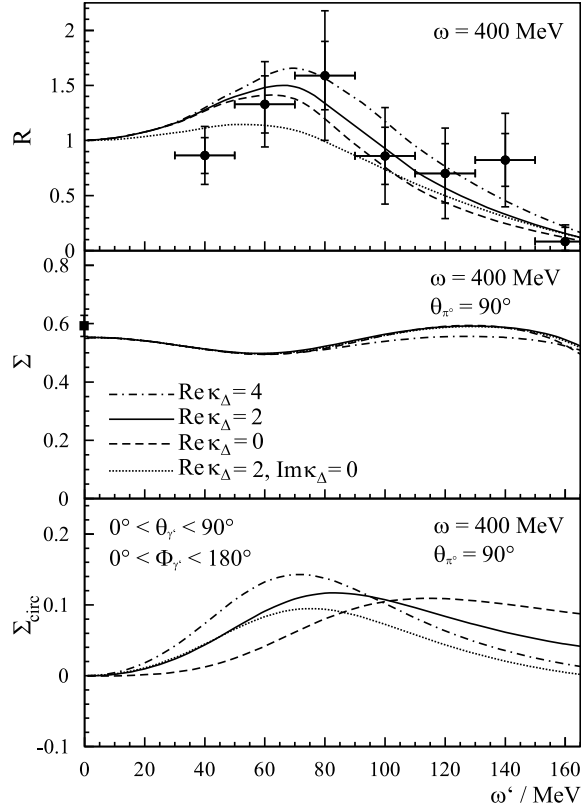


Abbildung 3.16. Vorhersagen der NLO-Rechnung [Pas05] für verschiedene Observablen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in Abhängigkeit der Photonenergie ω' . Rechts: Verhältnis R nach Definition (3.44) zum gewichteten Wirkungsquerschnitt σ_π der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$; die experimentellen Daten stammen aus [Kot02]. Mitte: Photonasymmetrie Σ für linear polarisierte Photonen; der dargestellte Datenpunkt der Asymmetrie für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus [Bec00] beschreibt das Verhalten im *Soft-photon Limit* $\omega' \rightarrow 0$. Unten: *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} für zirkular polarisierte Photonen bei der Integration der Photonwinkel über den angegebenen Quadranten.

wird allerdings die Asymmetrie der in diesem Falle maßgeblichen Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ durch die Beschreibung [Pas05] besser reproduziert. Im Rahmen des χEFT -Modells stellt die Photonasymmetrie Σ daher im wesentlichen einen Test der Reaktionsbeschreibung dar und erlaubt eine Beurteilung, inwieweit die Δ -resonanten Graphen aus Abb. 3.15 tatsächlich den Prozeß $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ dominieren. Die *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} für zirkular polarisierte Photonen (Abb. 3.16 unten), die aus Symmetriegründen für Zweikörperprozesse wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und damit auch im *Soft-photon Limit* der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ identisch verschwindet, betont auch in dieser Beschreibung den auf das magnetische Moment μ_Δ sensitiven Reaktionsmechanismus $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$; bei höheren Photonenergien $\omega' \gtrsim 50 \text{ MeV}$ ist die Größe der *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} daher direkt proportional zu μ_Δ .

4 Experimenteller Aufbau

VTI NON ABVTI

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau des Crystal Ball / TAPS-Experiments an MAMI vorgestellt, der in den Jahren 2004 und 2005 für die Messungen zur Bestimmung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz genutzt wurde. Neben dem Elektronenbeschleuniger MAMI (**M**ainzer **M**ikrotron) werden die weiteren zur Durchführung von Experimenten mit reellen Photonen notwendigen Anlagen wie die Photonenmarkierungsanlage (*Glasgow-Mainz Tagger*) und das Flüssigwasserstofftarget beschrieben, bevor auf die Detektorsysteme Crystal Ball und TAPS und deren Einzelkomponenten eingegangen wird.

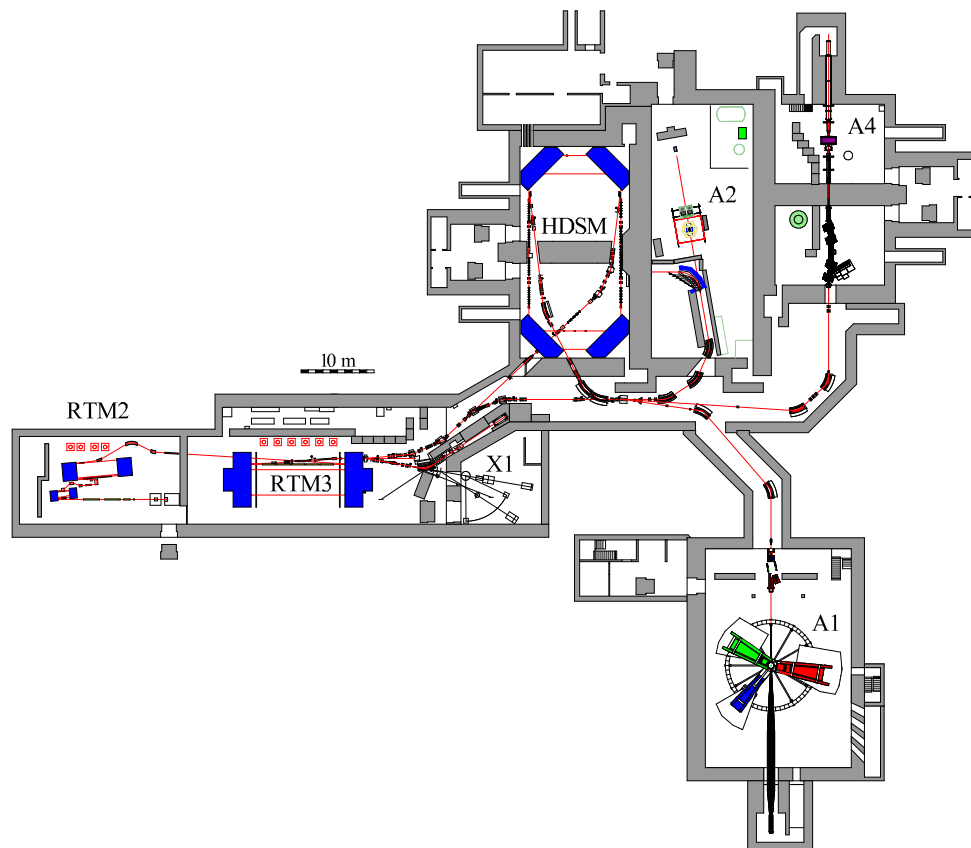


Abbildung 4.1. Beschleuniger- und Experimentierhallen des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz. Die vierte Beschleunigerstufe für MAMI-C, das harmonische doppelseitige Mikrotron (HDSM) mit einer Endenergie von 1,5 GeV befand sich während des μ_{Δ^+} -Experiments noch im Aufbau.

4.1 Elektronenbeschleuniger MAMI

Der Elektronenbeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz besteht in der Ausbaustufe MAMI-B aus einer Kaskade von drei Rennbahnmikrotrons (*Race Track Microtron*, RTM). Das Prinzip eines solchen Rennbahnmikrotrons beruht auf der Rückführung des Elektronenstrahls durch zwei 180° -Dipolmagnete homogener Feldstärke und der wiederholten Nutzung einer Hochfrequenz-Linearbeschleunigerstruktur. Aufgrund des Energiegewinns beim Durchgang durch die Beschleunigungssektion nehmen die Radien der Elektronenbahnen in den Umlenkmagneten bei jedem Umlauf zu; da die Phasenlage der Elektronen auf die Hochfrequenz abgestimmt sein muß, um für alle Bahnen eine Beschleunigung zu erreichen, ergeben sich folgende Kohärenzbedingungen [Jan06]:

- Die Länge der ersten vollständigen Rückführungsbahn muß ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge der Beschleuniger-Hochfrequenz (HF) sein (statische Kohärenzbedingung).
- Die Längendifferenz zweier aufeinanderfolgender Bahnen muß ebenfalls ein ganzzahliges Vielfaches der HF-Wellenlänge sein (dynamische Kohärenzbedingung).

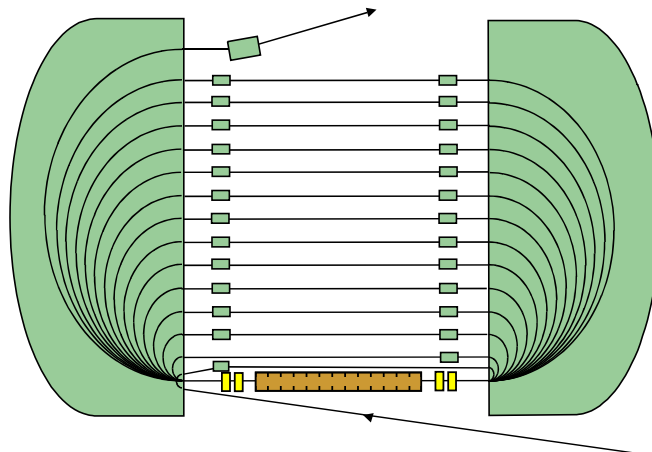


Abbildung 4.2. Schematische Darstellung eines Rennbahnmikrotrons. Eingezeichnet sind die beiden Umlenkdipole, die HF-Beschleunigungssektion, der Extraktionsmagnet und Fokussierungsquadrupole.

Die HF-Beschleunigungssektionen in allen drei Mikrotrons arbeiten bei einer Frequenz von 2,45 GHz; der Elektronenstrahl besteht also aus sogenannten *Bunches*, die im Abstand von etwa 400 ps aufeinanderfolgen. Für experimentelle Anwendungen mit Zeitauflösungen im Bereich von rund 1 ns sind die einzelnen *Bunches* nicht mehr unterscheidbar; MAMI gilt daher als Dauerstrich- oder *cw*-Beschleuniger und ist damit optimal für Koinzidenzexperimente geeignet, da bei einem makroskopischen Tastverhältnis von 100% der Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen gering gehalten werden kann.

MAMI kann sowohl polarisierten als auch unpolarisierten Strahl liefern. Zur Erzeugung unpolarisierter Elektronen dient eine thermionische Elektronenkanone (EKAN), bei der Elektronen aus einer Glühkathode austreten und auf eine Energie von 100 keV vorbeschleunigt werden.

Weiterhin steht eine Photokathodenquelle (PKAN) zur Verfügung, in der longitudinal polarisierte Elektronen mit einem Polarisationsgrad von rund 80% durch zirkular polarisiertes Laserlicht aus einem Halbleiterkristall (GaAsP) ausgelöst werden. Die Helizität des Laserstrahls bestimmt dabei die Polarisation der Elektronen parallel bzw. antiparallel zur Strahlrichtung; die Umschaltung zwischen beiden Polarisierungen geschieht durch eine Pockelszelle im Strahlengang des Lasers. Um systematische Effekte zu unterdrücken wird die Polarisationsrichtung in regelmäßigen Abständen pseudozufallsgesteuert umgeschaltet. Die Ausrichtung des Elektronenspins am Experimentaufbau kann durch einen Wien-Filter hinter der Quelle und eine Feinabstimmung der Endenergie des dritten Mikrotrons eingestellt werden.

Vor dem Eintritt in die RTM-Kaskade muß der aus der Elektronenquelle austretende Primärstrahl auf relativistische Energien gebracht werden. Dazu dient ein Linearbeschleuniger (Injektorlinac), der den Elektronenstrahl mit einer Energie von 3,5 MeV in das erste Mikrotron einschließt. Die RTM-Kaskade beschleunigt dann die Elektronen auf 14 MeV (RTM1), 180 MeV (RTM2) bzw. bis zu 855 MeV¹ (RTM3).

	RTM1	RTM2	RTM3
Einschußenergie	3,455 MeV	14,35 MeV	179,5 MeV
Endenergie	14,35 MeV	179,5 MeV	854,6 MeV
Rückführungsbahnen	18	51	90
Energiegewinn pro Umlauf	0,599 MeV	3,24 MeV	7,50 MeV
Magnetfeld	0,1026 T	0,555 T	1,2842 T
Gewicht eines Umlenkmagneten	1,3 t	43 t	450 t

Tabelle 4.1. Parameter der drei Rennbahnmikrotrone von MAMI-B [Jah91].

Aus RTM3 kann der Strahl mit Energien zwischen 180 MeV und 855 MeV in Schritten von 15 MeV ausgekoppelt werden, bevor er über das Strahlführungssystem in die verschiedenen Experimentierhallen des Instituts transportiert wird. Der Elektronenstrahl von MAMI-B zeichnet sich durch hohe Stabilität, eine geringe Energiebreite ($\Delta E/E < 2 \cdot 10^{-4}$) und niedrige Strahlmittenanzen ($0,04 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ vertikal bzw. $0,14 \cdot \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ horizontal) aus. Der maximale Strom beträgt $100 \mu\text{A}$ für unpolarisierte Elektronen bzw. $30 \mu\text{A}$ bei Nutzung eines polarisierten Strahls; die typischen Strahlströme während des μ_{Δ^+} -Experiments lagen allerdings nur bei 8,5 bis 12 nA.

4.2 Photonenmarkierungsanlage

Zur Untersuchung photoinduzierter Reaktionen muß aus dem von MAMI gelieferten Elektronenstrahl ein Strahl reeller Photonen erzeugt werden. Freie Elektronen können ohne Anwesenheit weiterer Teilchen allerdings keine reellen Photonen emittieren, da ansonsten keine gleichzeitige Erfüllung von Energie- und Impulserhaltung möglich wäre. Der Elektronenstrahl wird

¹Durch Erhöhung des Magnetfeldes in den Umlenkdiolen von RTM3 und der HF-Leistung der Beschleunigungssektion läßt sich die maximale Endenergie von MAMI-B auf bis zu 883 MeV steigern.

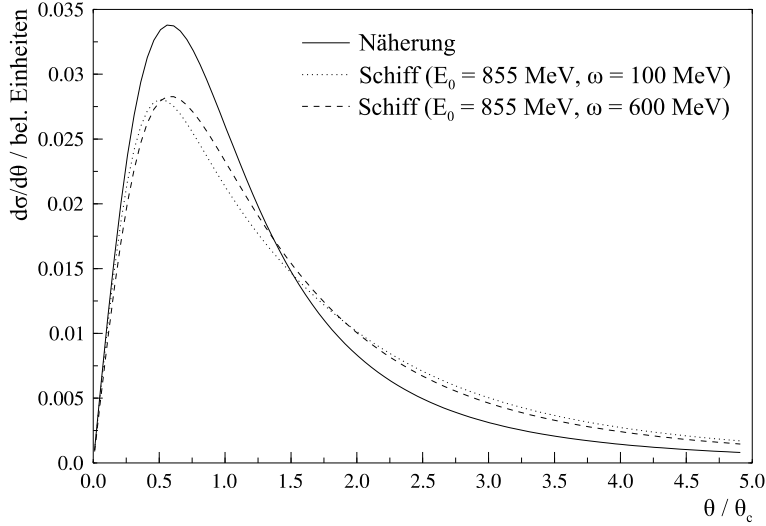


Abbildung 4.3. Verteilung des differentiellen Streuquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\theta}$ für die durch Gleichung (4.4) gegebene Näherung bzw. für zwei exakte Rechnungen gemäß [Sch51]. Der Öffnungswinkel θ ist in Einheiten des charakteristischen Winkels θ_c , siehe Gleichung (4.5), angegeben.

daher an einem Bremsstrahlungstarget (Radiator) gestreut. Die Beschleunigung im Coulomb-Feld eines Kerns des Radiatormaterials dient dabei zum Ausgleich der Energie- und Impulsbilanz. Hierbei findet zwar ein Impulsübertrag vom Elektron auf den Kern statt; der Energieübertrag ist jedoch durch den großen Massenunterschied zwischen Elektron und Kern praktisch vernachlässigbar. Es gelten also in guter Näherung:

$$\vec{k} = \vec{p}_0 - \vec{q} - \vec{p}_e \quad (4.1)$$

$$\omega = E_0 - E_e \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnen ω , \vec{k} Energie und Impuls des emittierten Photons, \vec{q} den Impulsübertrag auf den Kern und E_0 , \vec{p}_0 bzw. E_e , \vec{p}_e Energie und Impuls des Elektrons vor bzw. nach dem Bremsstrahlungsprozeß. Energie- und Winkelverteilungen der Bremsstrahlungsphotonen werden näherungsweise beschrieben durch

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \sim \frac{1}{\omega} \quad (4.3)$$

und (siehe Abb. 4.3)

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_c^2)^2} \quad (4.4)$$

mit dem sog. charakteristischen Winkel θ_c , für den in der Näherung kleiner Winkel und relativistischer Elektronen gilt

$$\theta_c = \sqrt{\langle \theta_c^2 \rangle} \simeq \frac{m_e}{E_0} \quad (4.5)$$

Rund 50% der Bremsstrahlungsphotonen werden in einen Konus mit dem Öffnungswinkel θ_c emittiert; große Winkel treten hingegen nur mit sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten auf. Für

eine maximale MAMI-Strahlenergie von 883 MeV errechnet sich $\theta_c = 0,58$ mrad, so daß die Photonen stark vorwärtsgerichtet sind und die Bezeichnung *Photonenstrahl* tatsächlich gerechtfertigt ist. Durch Kollimation läßt sich der Öffnungswinkel des Strahls noch weiter verringern, üblicherweise werden Kollimatoren mit Durchmessern zwischen 3 mm und 5 mm verwendet, die sich in rund 2,5 m Abstand zum Radiator befinden.

Die durch Gleichung (4.2) gegebene Energiebilanz des Bremsstrahlungsprozesses kann nun genutzt werden um bei bekannter Strahlenergie E_0 durch eine Bestimmung der Energie E_e der gestreuten Elektronen die Energie ω der emittierten Photonen festlegen („markieren“) zu können. Dadurch steht die Photonenergie ω als kinematische Eingangsgröße zur Verfügung, der Photonenstrahl wird durch die Energiemarkierung quasimonochromatisch. Zur Bestimmung von E_e befindet sich hinter dem Radiator der *Glasgow-Mainz Tagger*, ein Magnetspektrometer mit hoher Impulsakzeptanz [Ant91].

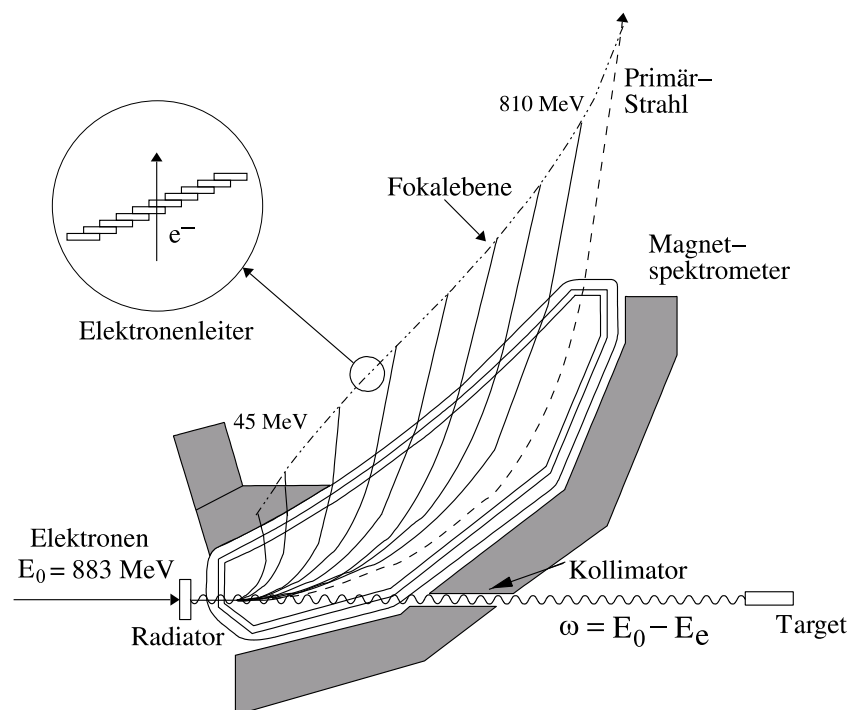


Abbildung 4.4. Photonenmarkierungsanlage (*Tagger*) der A2-Kollaboration.

Ein rund 65 t schwerer Dipolmagnet entfernt zunächst den Primärstrahl, der den Radiator ohne Wechselwirkung passiert hat, aus der Ausbreitungsrichtung des Photonenstrahls und führt ihn zum Elektronenstrahlfänger. Dort werden die Elektronen in einem Faradaybecher gestoppt, wodurch der Strahlstrom kontinuierlich überwacht werden kann. Die im Radiator gestreuten Elektronen werden im Magnetfeld des Dipols (1,048 T bei $E_0 = 883$ MeV) abhängig von ihrer Energie E_e auf Bahnen mit unterschiedlichen Krümmungsradien abgelenkt und durch ein ortsauflösendes Detektorsystem in der Fokalebene des Dipolspektrometers nachgewiesen. Dieser Fokalebenen-detektor (Elektronen- oder Taggerleiter) besteht aus 353 Plastikszintillatoren (NE 111) von jeweils 2 mm Dicke, die von Hamamatsu R1635 Photomultipliern ausgelesen werden. Die Szintillatorstreifen sind so angeordnet, daß jedes Element mit den Nachbarelemen-

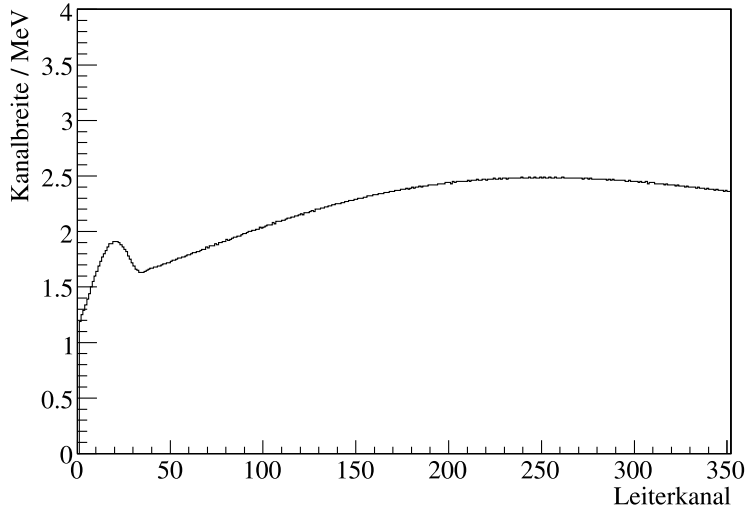


Abbildung 4.5. Energiebreite der Leiterkanäle bei $E_0 = 883$ MeV. Die Detektoren für niedrige Elektronenergien liegen nicht mehr im Bereich optimaler Fokussierung des Dipolspektrometers [Hal96].

ten jeweils zur Hälfte überlappt. Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen wird für einen gültigen Treffer eine Koinzidenz zweier überlappender Elemente gefordert; dadurch erhält man 352 logische Detektorkanäle, die einen Energiebereich von 6% bis 95% der Einschußenergie E_0 überdecken [Hal96]. Für $E_0 = 883$ MeV ergibt sich daraus eine Energieauflösung von rund 2 MeV pro Leiterkanal; die exakte Energieauflösung hängt von der Position auf der Leiter ab und ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die Taggerleiter ist in rund 40 mm Abstand zur wahren Fokalebene montiert. Da die intrinsische Auflösung des Dipols bei etwa 100 keV liegt, hat dies nur geringen Einfluß auf die Energieauflösung, bietet aber die Möglichkeit ein weiteres hochauflösendes Detektorsystem (*Tagger Microscope*), wie es z.B. in [Rei99] beschrieben ist, in der Fokalebene zu plazieren.

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist eine genaue Kenntnis des Photonennflusses während des Experiments erforderlich; diese Flußbestimmung wird ebenfalls vom Tagger übernommen. Jeder der 352 Kanäle verfügt dazu über einen freilaufenden Zähler, der die Gesamtzahl $N_e(i)$ der im Taggerkanal i detektierten Elektronen aufzeichnet. Da allerdings durch die Kollimation Photonen aus dem Strahl entfernt werden, bzw. Elektronen auch strahlungslos (z.B. durch Møller-Streuung) Energie im Radiator verlieren können, kann die Zahl der Elektronen auf der Taggerleiter nicht mit der Anzahl der Photonen am Reaktionsort gleichgesetzt werden. Es müssen daher noch Proportionalitätsfaktoren $\eta_{\text{tag}}(i)$, die sogenannten Markierungseffizienzen (*Tagging Efficiencies*) für den Leiterkanal i

$$\eta_{\text{tag}}(i) = \frac{N_\gamma(i)}{N_e(i)} < 1 \quad (4.6)$$

bestimmt werden. Hierbei sind $N_e(i)$ die Anzahl der in Kanal i insgesamt nachgewiesenen Elektronen und $N_\gamma(i)$ die Zahl der Photonen, die mit einem Elektron in Taggerkanal i koinzident detektiert wurden. Insbesondere bei der Nutzung linear polarisierter Photonen ist eine kanalweise Betrachtung der Markierungseffizienzen unumgänglich, da der polarisierte Anteil stärker vorwärtsgerichtet ist und somit durch die Kollimation weniger beeinträchtigt wird.

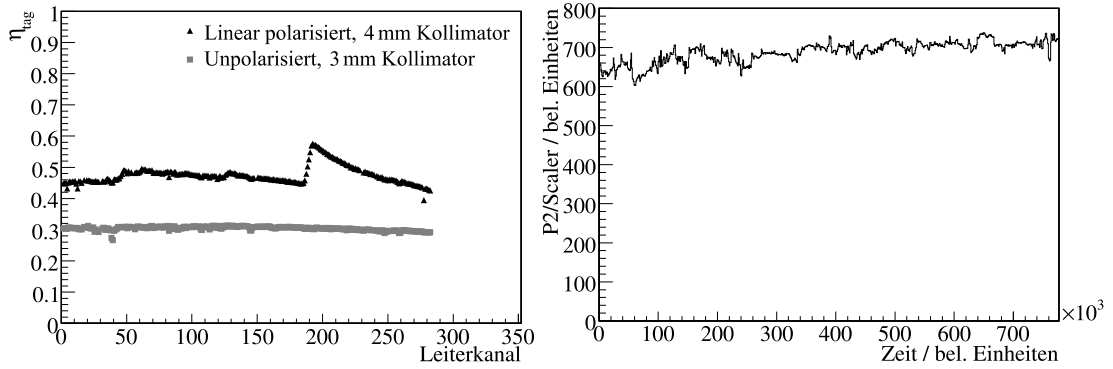


Abbildung 4.6. Markierungseffizienzen des Taggingsystems. Links: Absolute Markierungseffizienzen (284 Leiterkanäle) für linear polarisierte bzw. unpolarisierte Photonen. Der unpolarisierte Photonenstrahl wurde stärker kollimiert. Rechts: Zeitlicher Verlauf des Relativmonitors ($P2/Scaler$) zur Überwachung der mittleren Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$.

Um Absolutwerte der Markierungseffizienzen zu messen wird ein Bleiglas-Čerenkov-Detektor mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% in den Photonenstrahl gefahren und es werden bei sehr niedriger Strahlintensität $N_e(i)$ und $N_\gamma(i)$ bestimmt. Solche speziellen Messungen der Markierungseffizienzen wurden während des μ_{Δ^+} -Experiments in regelmäßigen Abständen durchgeführt. Zusätzlich dient eine Ionisationskammer (P2), die sich direkt vor dem Photonenstrahlfänger befindet, als Relativmonitor für Schwankungen der mittleren Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ während des Experiments. Das Verhältnis des P2-Signals zur integralen Rate der Elektronenzähler der Taggerleiter ($P2/Scaler$) ist dabei proportional zur gemittelten Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ aller Kanäle.

Der mit dem Tagger erreichbare Fluß energiemarkierter Photonen wird durch die maximal möglichen Zählraten der einzelnen Detektorelemente begrenzt. Um die Photomultiplier nicht übermäßig zu belasten wird die Einzelzählrate der Detektoren auf rund 1 MHz begrenzt. Diese Zählrate wird aufgrund des $\frac{1}{\omega}$ -Verlaufs des Bremsstrahlungsspektrums nur von den Elementen mit höchster Elektronenergie erreicht; insgesamt ergibt sich ein Photonenfluß von ungefähr 10^8 s^{-1} . Deaktiviert man durch Abschalten der Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier Kanäle im Bereich niedriger Photonenergien, läßt sich der Fluß in den verbleibenden Bereichen erneut bis zur maximalen Einzelzählrate steigern. Üblicherweise wird durch Abschalten der Kanäle 285 bis 352 auf die Energiemarkierung von Photonen unterhalb von 200 MeV verzichtet.

4.3 Zirkular und linear polarisierte Photonen

Um sowohl Helizitäts- als auch Photonasymmetrien bestimmen zu können ist es erforderlich, daß der Photonenstrahl mit definierter zirkularer bzw. linearer Polarisation erzeugt werden kann. Die Produktion zirkular polarisierter Photonen geschieht über den Helizitätstransfer des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls auf die im Radiator erzeugten Bremsstrahlungspotonen. Wie schon bei der Erzeugung des polarisierten Elektronenstrahls sind dabei Helizität des Photonenstrahls und die longitudinale Spinausrichtung der Elektronen direkt voneinander abhängig;

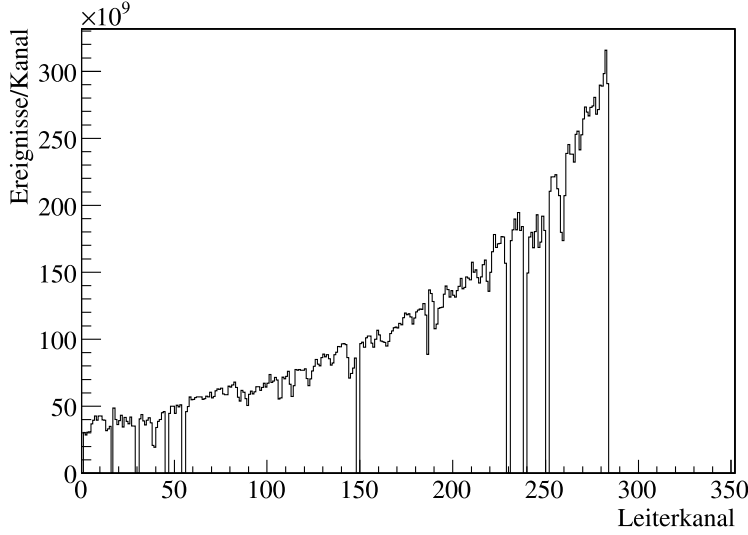


Abbildung 4.7. Bremsstrahlungsspektrum der im Tagger nachgewiesenen Elektronen. Die Kanäle 285 bis 352 wurden deaktiviert um den Fluß im Bereich hochenergetischer Photonen zu steigern.

aus der aktuellen Einstellung der Pockelszelle der polarisierten Elektronenquelle kann also die momentane Helizität des Photonenstrahls bestimmt werden. Hierbei ist zu beachten, daß die Ausrichtung des Elektronenspins u.a. von der Endenergie in RTM3 abhängig ist, siehe Abschnitt 4.1. Die Helizitätseinstellung des Laserlichts in der polarisierten Quelle kann daher nicht in allen Fällen direkt auf die zirkular polarisierten Bremsstrahlungsphotonen übertragen werden. So ergibt sich z.B. für eine Strahlenergie von $E_0 = 570,19$ MeV eine Spinfehlstellung am Radiator von -179° [Kra07]; es kommt in diesem Fall also zu einer Umkehrung der Elektronenspinausrichtung beim Transport durch die RTM-Kaskade, was bei der Auswertung der von der Quelle gelieferten Helizitätsinformation berücksichtigt werden muß.

Der Polarisationsgrad P_γ^{circ} , der durch Helizitätstransfer von den Elektronen auf die Photonen erreichbar ist, hängt sowohl von der Elektronenergie E_0 als auch von der Photonenergie ω ab (und trivialerweise vom Polarisationsgrad P_e des Elektronenstrahls). Es gilt [Ols59]

$$P_\gamma^{\text{circ}} = P_e \cdot \frac{\omega \left(E_0 + \frac{1}{3}(E_0 - \omega) \right)}{E_0^2 + (E_0 - \omega)^2 - \frac{2}{3}E_0(E_0 - \omega)} \quad (4.7)$$

Die Elektronpolarisation wird für das μ_{Δ^+} -Experiment mit $P_e = (82 \pm 5\%)$ angegeben [Kra07]. Eine genauere Bestimmung der Elektron- oder Photonpolarisation war leider nicht möglich.

Linear polarisierte Photonen können durch kohärente Bremsstrahlung an einem Diamantradiador erzeugt werden. Dabei wird die regelmäßige Struktur des Kristallgitters und ihr Einfluß auf Bremsstrahlungsprozesse ausgenutzt. Je nach Ausrichtung des Kristalls zum einlaufenden Elektronenstrahl kann ein Impulsübertrag auf den gesamten Kristall ohne Anregung eines Phonons stattfinden. Bedingung hierfür ist, daß der Impulsübertrag \vec{q} des Elektrons aus Gleichung (4.1) gerade einem reziproken Gittervektor \vec{g} des Kristalls entspricht (Bragg-Bedingung)

$$\vec{q} = \vec{g} \quad (4.8)$$

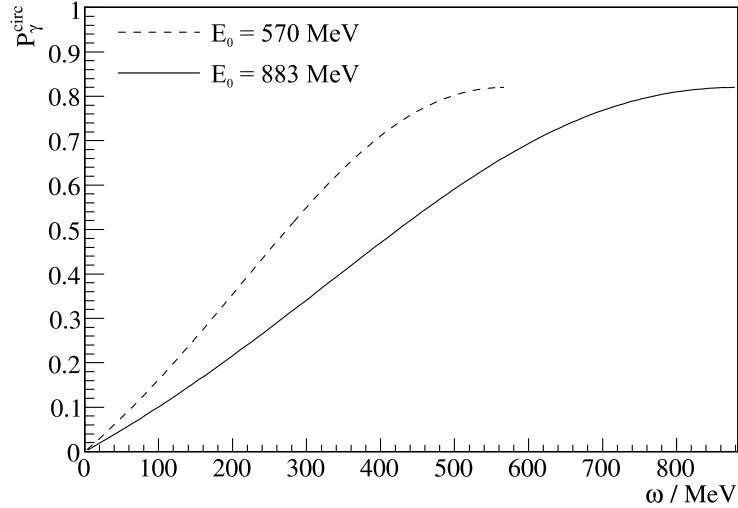


Abbildung 4.8. Polarisationsgrad P_γ^{circ} des Photonenstrahls im Abhängigkeit der Photonenergie ω nach Gleichung (4.7) für eine Elektronpolarisation von $P_e = 82\%$ und zwei MAMI-Strahlenergien E_0 .

Das in einem solchen Prozeß emittierte Photon stammt also aus einer kohärenten Streuung, an der viele Kristallatome gleichmäßig beteiligt sind. Der elektrische Feldvektor \vec{E} des Photons schwingt in einer Ebene, die durch den Impuls \vec{p}_0 des einlaufenden Elektrons und den (im kohärenten Fall von der Gitterstruktur des Radiatorkristalls abhängigen) Rückstoßimpuls \vec{q} aufgespannt wird. Durch geeignete Ausrichtung des Kristalls kann ein Energiebereich ausgewählt werden, in dem Photonen kohärent erzeugt werden und eine definierte Polarisation aufweisen. Diese Bereiche weisen deutliche Diskontinuitäten auf, die immer dann auftreten, sobald ein reziproker Gittervektor \vec{g} durch Änderung der Photonenergie nicht mehr im kinematisch erlaubten Bereich des Impulsübertrags \vec{q} liegt.

Bei ideal starren Kristallen wären ausschließlich Impulsüberträge \vec{q} möglich, die einem reziproken Gittervektor \vec{g} entsprechen. In der Realität führt die thermische Bewegung der Atome zu individuellen Auslenkungen einzelner Gitterpunkte, was eine Lockerung der idealen Kristallstruktur bedeutet. Der Impulsübertrag kann in einem solchen Fall wieder an einzelne Atome abgegeben werden; es tritt dann die herkömmliche (inkohärente) Bremsstrahlung mit ihrem charakteristischen $\frac{1}{\omega}$ -Spektrum auf. Das resultierende Bremsstrahlungsspektrum an einem realen Kristall ist also immer eine Kombination kohärenter und inkohärenter Beiträge; die Wahrscheinlichkeit $f(|\vec{q}|)$ für einen kohärenten Streuprozess ist durch den Debye-Waller-Faktor gegeben

$$f(|\vec{q}|) = e^{-A(T, \Theta_D) \vec{q}^2} \quad (4.9)$$

Die von der Temperatur T bzw. der Debye-Temperatur Θ_D des Materials abhängige Funktion $A(T, \Theta_D)$ beschreibt dabei die mittlere thermische Auslenkung der Gitteratome. In Abb. 4.9 sind Bremsstrahlungsspektren sowohl für die Streuung an einem amorphen Radiator (Eisen) als auch an einem Diamantkristall dargestellt. Während der Eisenradiator zu dem typischen $\frac{1}{\omega}$ -Spektrum führt, sieht man in Spektrum des Diamantradiators charakteristische Überhöhungen. Eine Division des kristallinen Spektrums durch das amorphe Spektrum ergibt den relativen Anteil der kohärenten Beiträge, die an den Diskontinuitäten steil abfallen.

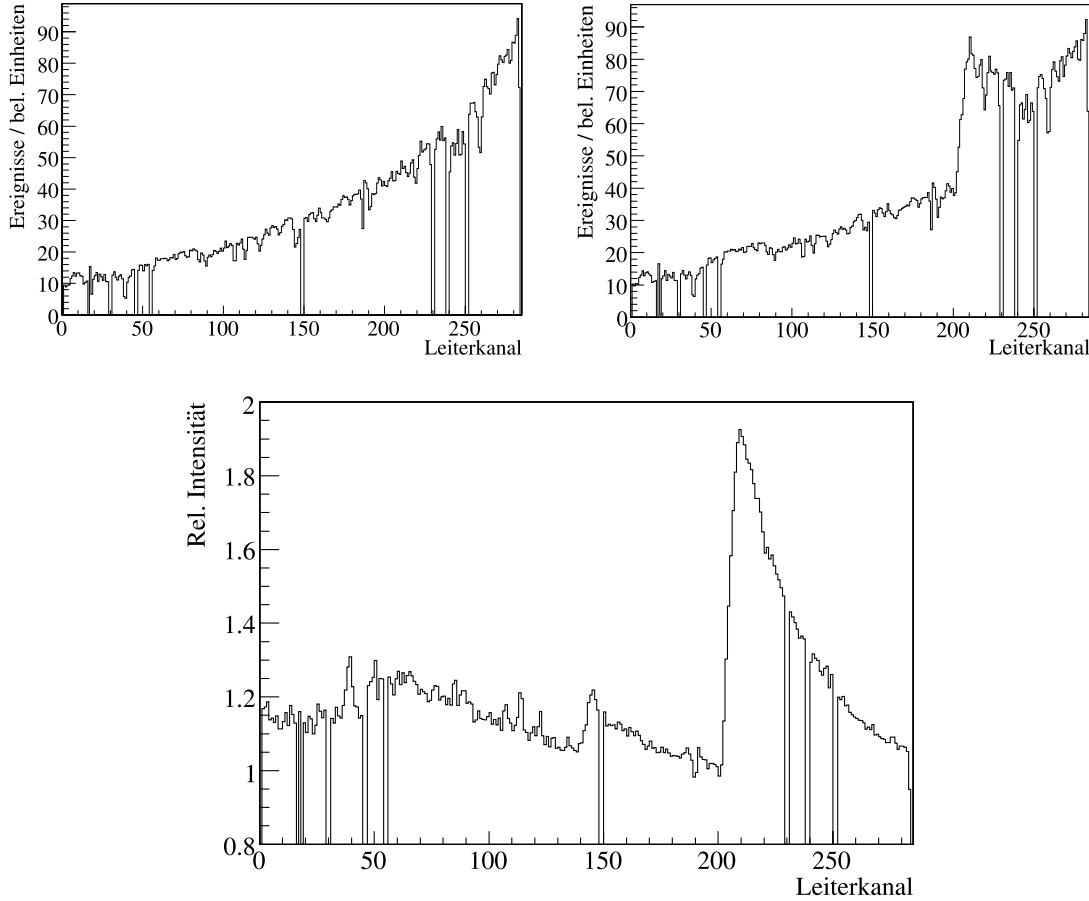


Abbildung 4.9. Vergleich verschiedener Bremsstrahlungsspektren. Links oben: Inkohärente Bremsstrahlung an einem Eisenradiator mit typischem $\frac{1}{\omega}$ -Verlauf. Rechts oben: Spektrum bei Streuung an einem Diamant radiator. Unten: Relative Intensität (*Diamant/Eisen*) der kohärenten Beiträge. Diese fallen zu höheren Photonenergien (niedrigere Leiterkanäle) steil ab.

Der Polarisationsgrad P_{γ}^{lin} ist sowohl von der gewählten Photonenergie ω_d an der Diskontinuität als auch von der Maximalenergie E_0 abhängig; an der Kante des kohärenten Bereichs wird der Polarisationsgrad maximal und folgt der Beziehung

$$P_{\gamma}^{\text{lin},x_d} = \frac{2(1-x_d)}{1+(1-x_d)^2} \quad (4.10)$$

mit der relativen Photonenergie $x_d = \frac{\omega_d}{E_0}$ der Diskontinuität [Leu01]. Ein Verschieben des kohärenten Bereiches hin zu höheren Energien verringert den Anteil polarisierter Photonen; die Erhöhung der Strahlenergie E_0 hingegen bedeutet eine Absenkung der relativen Photonenergie x_d und führt somit zu einem höheren Polarisationsgrad.

Kohärente Bremsstrahlung wird im wesentlichen unter extremen Vorwärtswinkeln ($\theta_{\text{koh}} \simeq 0$) emittiert, sie folgt also nicht der breiteren Winkelverteilung für den inkohärenten Fall nach Gleichung (4.4). Eine Kollimation des Photonenstrahls beeinträchtigt die kohärent erzeugten Photonen daher kaum und entfernt hauptsächlich inkohärente Anteile aus dem Strahl; der Pola-

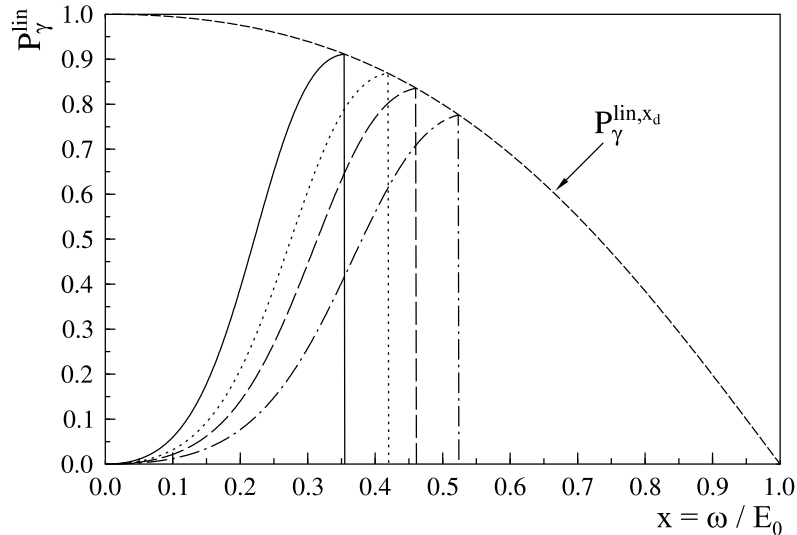


Abbildung 4.10. Polarisationsgrad P_γ^{lin} des Photonenstrahls im Abhängigkeit der relativen Photonenergie $x = \frac{\omega}{E_0}$ für verschiedene Positionen x_d der Diskontinuität. Die Einhüllende $P_\gamma^{\text{lin}, x_d}$ beschreibt dem Maximalwert des Polarisationsgrades, der an der Stelle x_d erreicht wird [Leu01].

risationsgrad und auch die Markierungseffizienz im polarisierten Energiebereich wird dadurch erhöht.

Um Bremsstrahlungsphotonen kohärent mit definierter Polarisationsrichtung innerhalb eines einstellbaren Energiebereiches zu erzeugen muß der Radiatorkristall in allen drei Raumrichtungen ausgerichtet werden können. Dazu dient das in [Sch95] beschriebene Goniometer (Abb. 4.11); mit drei Drehtischen (A, H, V) und zwei Translationstischen (X, Z) kann der Radiatorkristall im Raum positioniert werden. Die einzelnen Achsen ermöglichen folgende Bewegungen:

- A: Drehung um eine Raumachse parallel zum Elektronenstrahl (azimutale Achse).
- H: Drehung um eine horizontale Raumachse senkrecht zum Elektronenstrahl.
- V: Drehung um eine vertikale Raumachse senkrecht zum Elektronenstrahl.
- X: senkrechte Verschiebung horizontal zum Elektronenstrahl.
- Z: senkrechte Verschiebung vertikal zum Elektronenstrahl.

Im Schnittpunkt der Achsen A, H, Z und V ist ein $100 \mu\text{m}$ dicker Diamant montiert. Diamant hat einen großen Debye-Waller-Faktor, man erhält dementsprechend einen hohen Anteil kohärenter Beiträge im Bremsstrahlspektrum. Aufgrund des kubischen Diamant-Kristallgitters (*fcc*, kubisch flächenzentriert) stehen die Basisvektoren des reziproken Gitters paarweise senkrecht aufeinander. Die Kristallachsen lassen sich daher in einer definierten Startposition parallel zu den Goniometerachsen A, H, und V ausrichten. Ausgehend von dieser Startposition kann der ausgewählte reziproke Gittervektor \vec{g}_1 gezielt in den kinematisch erlaubten Bereich der Impulsüberträge gelegt und somit die Polarisationsrichtung der kohärenten Bremsstrahlung gewählt werden. Dazu werden die Achsen H und V um die Winkel ϕ_1^{H} bzw. ϕ_1^{V} soweit aus

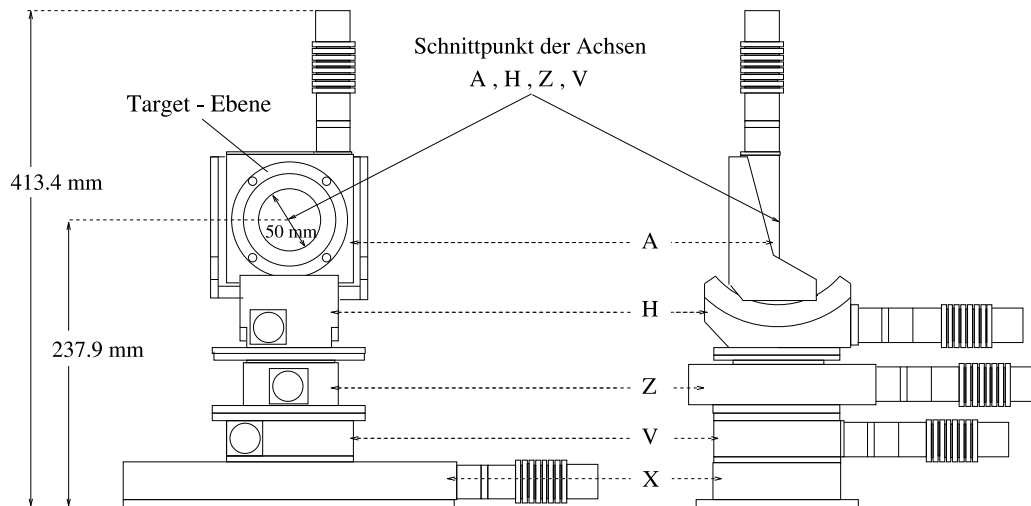


Abbildung 4.11. Schematische Darstellung des Goniometers in Front- und Seitenansicht.

der Startposition gedreht, bis die Diskontinuität bei der gewünschten Photonenergie liegt. Eine Drehung (wiederum aus der Startposition) der Achsen H und V um $\phi_2^H = \phi_1^V$ bzw. $\phi_2^V = \phi_1^H$ hingegen wählt aufgrund der Symmetrie des kubischen Gitters einen reziproken Gittervektor \vec{g}_2 aus, der gerade senkrecht auf \vec{g}_1 steht. Die Diskontinuität liegt weiterhin bei derselben Photonenergie, allerdings dreht sich die Polarisationssebene um 90° . Während des μ_{Δ^+} -Experiments wurde die Polarisationssebene in regelmäßigen Abständen automatisch durch die Goniometersteuerung zwischen beiden Einstellungen umgeschaltet.

4.4 $^1\text{H}_2$ -Targetsystem

Für Messungen am Proton ist flüssiger Wasserstoff ($^1\text{H}_2$) als Reaktionstarget besonders geeignet, da hierbei im Vergleich zu anderen Wasserstoff enthaltenden Substanzen (z.B. Wasser oder diverse organische Verbindungen) ausschließlich freie Protonen als Reaktionstarget angeboten werden und somit Untergrundreaktionen an anderen Elementen entfallen. Ein derartiges Target erfordert allerdings ein Kühlsystem, das Wasserstoff bis unter den Kondensationspunkt von 20,39 K abkühlen kann. Diese Aufgabe wird vom existierenden Kryosystem des DAPHNE-Detektors übernommen. Der Verflüssiger zum Kühlen des Wasserstoff- bzw. Deuteriumgases arbeitet nach dem Gifford-McMahon-Prinzip und nutzt ^4He als Kühlmittel, welches adiabatisch von 21 bar Druck auf 9 bar entspannt wird. Über Wärmetauscher wird das Targetgas in zwei Stufen zunächst auf 80 K und anschließend auf bis zu 17 K abgekühlt [Mah99]. Zu Beginn des Kühlprozesses ist der gesamte Wasserstoffvorrat gasförmig bei einem Druck von 1390 mbar. Im Betrieb werden etwa 25% des Gases verflüssigt, dabei entstehen rund 319 cm^3 flüssiger Wasserstoff und der Druck des Restgases fällt auf rund 1080 mbar. Das verflüssigte Gas fließt zunächst in ein Reservoir und wird von dort in die Targetzelle weitergeleitet. Die Temperatur des Systems wird durch einen Regelkreis konstant bei 20 K gehalten, der den flüssigen Wasserstoff bei Bedarf über zwei Heizelemente mit jeweils 3 W Leistung erwärmt.

Die Targetzelle ist $(47,6 \pm 0,3)$ mm lang, hat einen Durchmesser von 40 mm und besteht aus

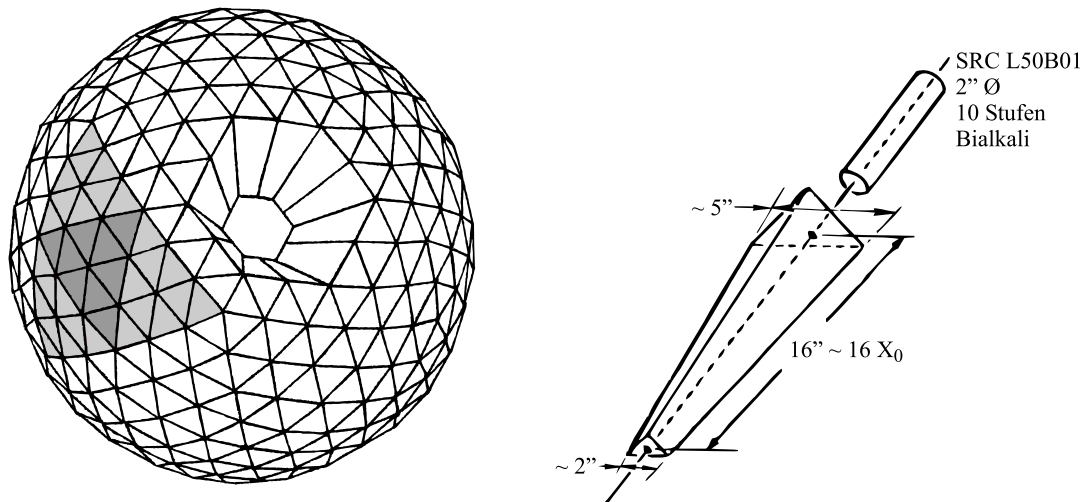


Abbildung 4.12. Links: Geometrie des Crystal Ball. Hervorgehoben ist eines der 20 *Major Triangles* mit seiner Unterteilung in vier *Minor Triangles*. Zusätzlich erkennt man einen der hexagonalen Strahlführungsbereiche. Rechts: Ein einzelner dreieckiger NaI(Tl)-Detektor mit Photomultiplier.

Kaptonfolie von $125 \mu\text{m}$ Dicke. Zur thermischen Isolation ist die Zelle von acht Lagen isolierender Folie ($8 \mu\text{m}$ Mylar beschichtet mit $2 \mu\text{m}$ Aluminium) umschlossen. Im Verlauf des Experimentbetriebs stellte sich heraus, daß sich an der Vorderseite der Targetzelle Eis abgelagerte; daher wurde zusätzlich ein weiterer Kaptonzylinder ($25 \mu\text{m}$ Wandstärke) um die Isolationschicht herum angebracht. Targetzelle und Versorgungsleitungen liegen innerhalb eines Strahlrohrs aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) mit 1mm Wandstärke und einem Durchmesser von 82mm . Innerhalb des mit einer Kapton-Folie abgeschlossenen Strahlrohrs herrscht ein Vakuum von rund $3 \cdot 10^{-7} \text{mbar}$ [Tho04].

4.5 Detektorsysteme

Mit dem Wasserstofftarget und der Energieinformation der Photonenmarkierungsanlage ist die Eingangsseite einer photoinduzierten Reaktion kinematisch festgelegt. Die Reaktionsprodukte auf der Ausgangsseite werden durch verschiedene Detektorsysteme identifiziert und ihre Energien bzw. Richtungen gemessen, so daß idealerweise für jedes an einer Reaktion beteiligte Teilchen ein vollständiger Vierervektor (E, \vec{p}) bestimmt werden kann.

4.5.1 Crystal Ball

Der Crystal Ball, die Hauptkomponente der verwendeten Detektorsysteme, ist ein segmentierter sphärischer NaI(Tl)-Detektor, dem die Geometrie eines regelmäßigen Ikosaeders, bestehend aus 20 identischen gleichseitigen Dreiecken (*Major Triangles*), zugrunde liegt. Jede dieser Ikosaederflächen ist nochmals in vier kleinere gleichseitige Dreiecke unterteilt (*Minor Triangles*), die wiederum jeweils aus neun ebenfalls dreieckigen NaI(Tl)-Kristallen bestehen. Die gesamte Oberfläche ist somit in 720 Segmente unterteilt; um die Ein- und Austrittsöffnungen des Strahl-

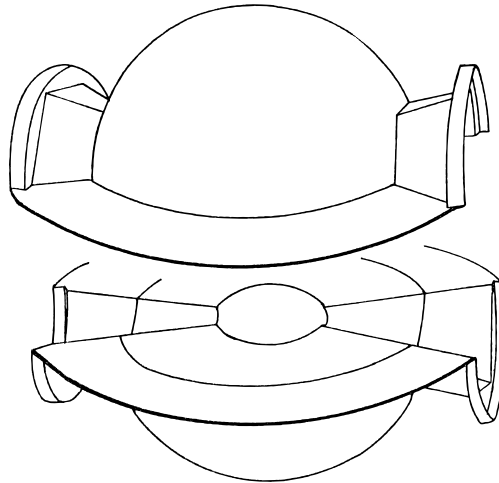


Abbildung 4.13. Halbkugelschalen des Crystal Ball aus Edelstahl und Aluminium. Nicht dargestellt sind die Glasfenster der Außenwand und die dort angebrachten Photomultiplier.

tunnels freizulassen sind allerdings jeweils 24 Kristallpositionen in zwei gegenüberliegenden Bereichen nicht besetzt. Durch die verbleibenden 672 Kristalle wird ein Bereich von rund 93% des gesamten Raumwinkels abgedeckt [Cha77].

Die Grundform der Kristalle ist ein Pyramidenstumpf mit dreieckigen Grundflächen; um eine bessere Annäherung der Ikosaederstruktur an die Kugelform zu ermöglichen, gibt es insgesamt elf leicht verschiedene Kristallgeometrien. Die Kantenlängen der Grundflächen betragen rund 5,1 cm an der nach innen zeigenden Fläche bzw. etwa 12,7 cm an der Außenseite. Die Detektor-kristalle sind ungefähr 40,6 cm lang, was etwa 15,7 Strahlungslängen X_0 entspricht. Mit diesen Abmessungen der einzelnen Detektoren können π^\pm -Mesonen mit kinetischen Energien von bis zu 240 MeV und Protonen mit bis zu 425 MeV gestoppt werden. Für die transversale Ausbreitung elektromagnetischer Schauer gilt, daß typischerweise 98% der Energie in einer Gruppe von 13 Kristallen deponiert werden [Nef95]. Zur optischen Isolierung ist jeder Kristall mit 150 μm dickem Papier und 50 μm Aluminiumfolie umhüllt. Diese Ummantelung wurde so gewählt, daß die Isolation mit einem Minimum an inaktivem Material erreicht wird um Energieverluste in der Ummantelung möglichst gering zu halten.

Der Crystal Ball ist aus zwei getrennten Hemisphären zusammengesetzt, daher sind jeweils 336 Kristalle in einer Halbkugelschale zwischen einer Innenwand aus 3 mm starkem Edelstahl und einer 25 mm starken Außenwand aus Aluminium montiert. Diese äußere Aluminiumschale hat einen Radius von 66 cm, es ergibt sich also ein Hohlraum im Inneren des Crystal Ball mit rund 51 cm Durchmesser. Die Größe der hexagonalen Öffnungen für die Ein- und Austrittsbereiche begrenzt den Radius des Strahl tunnels, in dem Target und Innendetektoren (siehe Abschnitte 4.5.2 und 4.5.3) positioniert werden, auf 11,3 cm. Jeder Detektor-kristall wird über einen eigenen Photomultiplier (SRC L50B01) ausgelesen; die Ankopplung der Photomultiplier erfolgt über Glasfenster in der Außenwand der Halbschale. Zwischen diesen Glasfenstern und den nach außen zeigenden Kristallflächen befindet sich ein Abstand von etwa 12 mm, der belassen wurde, um die Montage der Kristalle zu erleichtern. Ein weiterer Zwischenraum von rund 25 mm liegt zwischen dem Glasfenster und der Kathode des zugehörigen Photomultipliers; die-

ser Abstand soll die Effizienz der magnetischen Abschirmung erhöhen. An den Grenzschichten der verschiedenen Medien kommt es dadurch allerdings durch Reflexionen zu Lichtverlusten, wodurch die Lichtausbeute reduziert wird. Der Abstand zwischen Kristall und Glasfenster bewirkt dabei einen Lichtverlust von ungefähr 60%, der Lücke zwischen Fenster und Photokathode führt zu einer weiteren Lichteinbuße von 25 bis 30% [Car76].

Die Halbkugelschalen sind hermetisch abgeschlossen und werden auf niedrigem Innendruck gehalten. Zusammen mit Stahlseilen, die zwischen Innen- und Außenwand gespannt sind, soll damit die Stabilität der Konstruktion erhöht werden; zusätzlich wird eine Schädigung der hygroskopischen NaI(Tl)-Kristalle durch Luftfeuchtigkeit verhindert. Beide Halbkugeln können unabhängig voneinander um den Targetmittelpunkt justiert werden. Die obere Hemisphäre kann zusätzlich motorgetrieben angehoben und abgesenkt werden; im abgesenkten Zustand verbleibt allerdings ein Spalt von rund 5 mm zwischen den beiden Halbkugeln. Dieser Zwischenraum bildet zusammen mit den 3 mm dicken Edelstahlwänden einen inaktiven Bereich von rund $1,6\% \cdot 4\pi$ in der Äquatorregion des Crystal Ball. Von dieser Ausnahme abgesehen wird der Azimutwinkel ϕ vollständig abgedeckt; die Akzeptanz im Polarwinkel θ wird durch die Ein- und Austrittsöffnungen des Strahl tunnels auf einen Bereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ begrenzt. In Tabelle 4.2 sind die wesentlichen Daten des Detektors zusammengefasst.

Winkelakzeptanz (polar)	$20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$
Winkelakzeptanz (azimutal)	$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$
Winkelauflösung (polar)	$\sigma(\theta) = 2^\circ \dots 3^\circ$
Winkelauflösung (azimutal)	$\sigma(\phi) = \frac{2^\circ \dots 3^\circ}{\sin \theta}$
Länge der NaI(Tl)-Kristalle	$15,7 X_0$
Energieauflösung	$\frac{\sigma(E)}{E} = 2\% \cdot (E/\text{GeV})^{-\frac{1}{4}}$
Zeitauflösung	2,5 ns FWHM

Tabelle 4.2. Eigenschaften des Crystal Ball-Detektors

4.5.2 Teilchenidentifikationsdetektor

Im Strahl tunnel des Crystal Ball zwischen Targetzelle und Drahtkammern befindet sich der von der Universität Glasgow entwickelte Teilchenidentifikationsdetektor (*Particle Identification Detector*, PID). Der Zweck dieses $\frac{dE}{dx}$ -Detektors ist es, passierende geladene Teilchen über das Verhältnis der Energiedepositionen im PID bzw. im Crystal Ball zu unterscheiden und Zeitinformationen für diese Teilchen zu liefern. Außerdem kann der PID genutzt werden um Triggersignale beim Durchgang geladener Teilchen durch den Innenbereich des Crystal Ball zu generieren. Idealerweise wäre der PID daher zwischen den Drahtkammern und den NaI(Tl)-Kristallen des Crystal Ball positioniert, da es in diesem Fall zu keiner Beeinträchtigung bei der Spurrekonstruktion geladener Teilchen durch das Passieren des Detektors käme. Zwischen der äußeren der verwendeten DAPHNE-Drahtkammern (siehe Abschnitt 4.5.3) und dem Crystal Ball befindet sich allerdings nur rund 1 mm Abstand, so daß der PID zwischen Target und innerer Drahtkammer installiert werden mußte. Die Massenbelegung des Detektors wurde daher

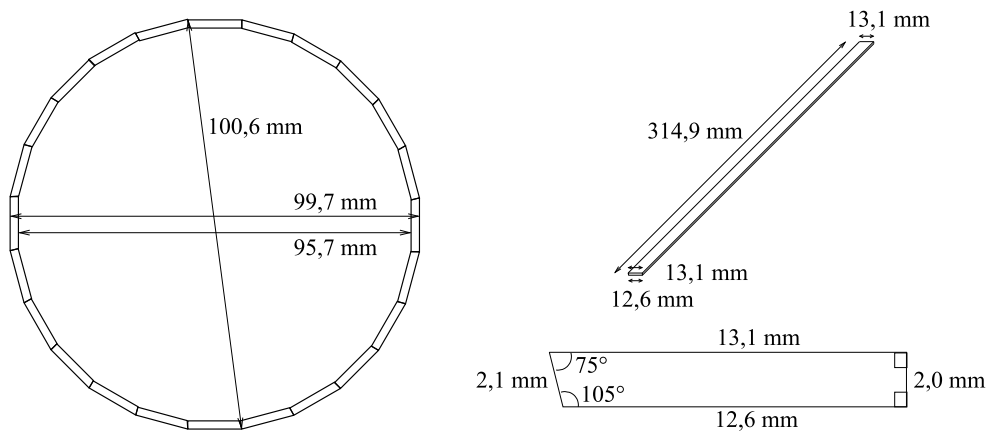


Abbildung 4.14. Links: Geometrie des Teilchenidentifikationsdetektors. Rechts: Abmessungen eines einzelnen PID-Szintillatorstreifens [Dow03].

trotz Einbußen bei der Energiedeposition und Lichtausbeute so gering wie möglich gehalten um negative Effekte auf die Ortsauflösung der Drahtkammern zu minimieren. Weiterhin reduziert ein geringes Gewicht des PID die Gefahr einer Beschädigung der umgebenden Drahtkammer.

Der PID ist ein zylindrischer Detektor aus 24 streifenförmigen EJ204-Plastikszintillatoren, die in Vorwärtsrichtung jeweils von einem Photomultiplier (Hamamatsu R1635) ausgelesen werden. Das Szintillatormaterial wurde aufgrund seiner geringen Dichte und der kurzen Signalanstiegszeit von rund 0,7 ns gewählt. Die Detektorstreifen (Maße 314,9 mm × 13,1 mm × 2,0 mm) verlaufen parallel zur Strahlachse und decken somit jeweils einen Bereich des Azimutwinkels ϕ von 15° ab. Jeder Streifen ist mit aluminiumbeschichteter Mylarfolie optisch isoliert; zusätzlich wird der Detektor durch schwarze Kunststoffolie gegen Umgebungslicht abgeschirmt. Die Szintillatoren werden durch Aluminiumringe an den Enden des Detektors getragen, der strahlabwärts angebrachte Ring dient zusätzlich als Halterung und Kühlkörper für die Photomultiplier [Dow03]. Ein Auslesen der Streifen in Rückwärtsrichtung war aufgrund des Targetsystems aus Platzgründen nicht möglich.

4.5.3 Drahtkammern

Bei der Wahl des Spurdetektors wurde auf die zwei inneren der insgesamt drei Vieldrahtproportionalkammern (*Multi Wire Proportional Chamber*, MWPC) des DAPHNE-Detektors zurückgegriffen. Aufgrund ihrer zylindrischen Form decken sie den gesamten Bereich des Azimutwinkels ϕ und einen Polarwinkel θ von 21° bis 159° ab.

Jede Kammer besteht aus einer inneren und einer äußeren Röhre aus 1 mm starkem Rohacell (Polymethacrylimid [Röh01]), die beidseitig mit $25 \mu\text{m}$ dicker Kaptonfolie überzogen sind. Die Außenflächen der Röhren sind zur Abschirmung gegen elektromagnetische Einstrahlungen zusätzlich aluminiumbeschichtet. Diese Hartschaumröhren dienen als Träger für die Kathodenstreifen ($0,1 \mu\text{m}$ dick, 4 mm breit) aus Aluminium, die im Abstand von 0,5 mm und in einem Winkel von 45° zur Zylinderachse auf dem Trägermaterial angebracht sind. Die Windungen der Streifen der inneren und äußeren Röhre haben entgegengesetzten Drehsinn und kreuzen sich zweimal. Der Abstand der Kathodenzyylinder beträgt 8 mm; zwischen ihnen sind parallel zur Zy-

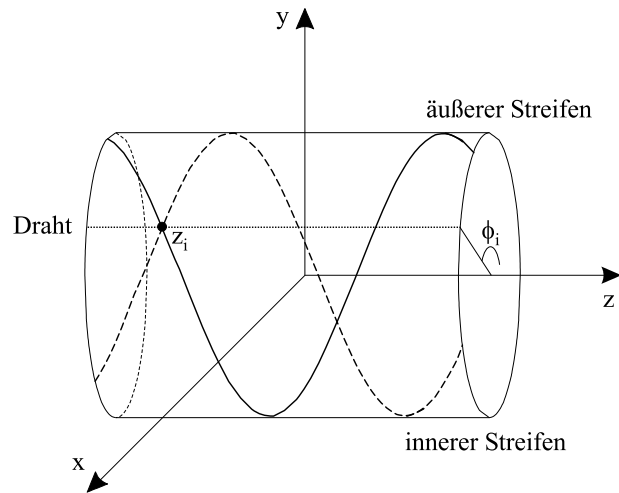


Abbildung 4.15. Schematische Darstellung einer einzelnen DAPHNE-Drahtkammer. Die Rekonstruktion des Durchgangspunktes eines geladenen Teilchens geschieht über den Kreuzungspunkt der drei Nachweisebenen (innere/äußere Streifen bzw. Drähte).

linderachse die Anodendrähte aus Wolfram mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ im Abstand von $2\ \text{mm}$ gespannt. Das Kammervolumen ist mit einem Gasgemisch aus $74,5\%$ Argon, 25% Ethan und $0,5\%$ Tetrafluormethan (Freon-R14) gefüllt, in dem beim Durchgang geladener Teilchen Elektron-Ion-Paare entlang der Teilchenspur produziert werden. Die bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen werden zum Anodendraht hin beschleunigt und erzeugen dabei ihrerseits weitere Ladungspaare (Sekundärionisation). Die Signale der auf den Kathodenstreifen influenzierten Ladungen werden verstärkt und über Analog-Digital-Wandler erfasst. Dadurch wird eine Schwerpunktbildung der Ladungsinformation möglich, wodurch die Ortsauflösung der Streifen nicht auf die geometrischen Abstände beschränkt bleibt. Die Drähte hingegen liefern ausschließlich logische Signale; üblicherweise ist allerdings nur ein einzelner Draht pro Spur beteiligt, so daß der Verzicht auf Analogsignale hier keine wesentliche Einschränkung darstellt.

	MWPC 1	MWPC 2
Länge	360 mm	560 mm
Innenradius	60 mm	92 mm
Außenradius	68 mm	100 mm
Anodendrähte	192	288
Innere Streifen	60	92
Äußere Streifen	68	100
Betriebsspannung	2450 V	2480 V

Tabelle 4.3. Parameter der im Crystal Ball verwendeten DAPHNE-Drahtkammern.

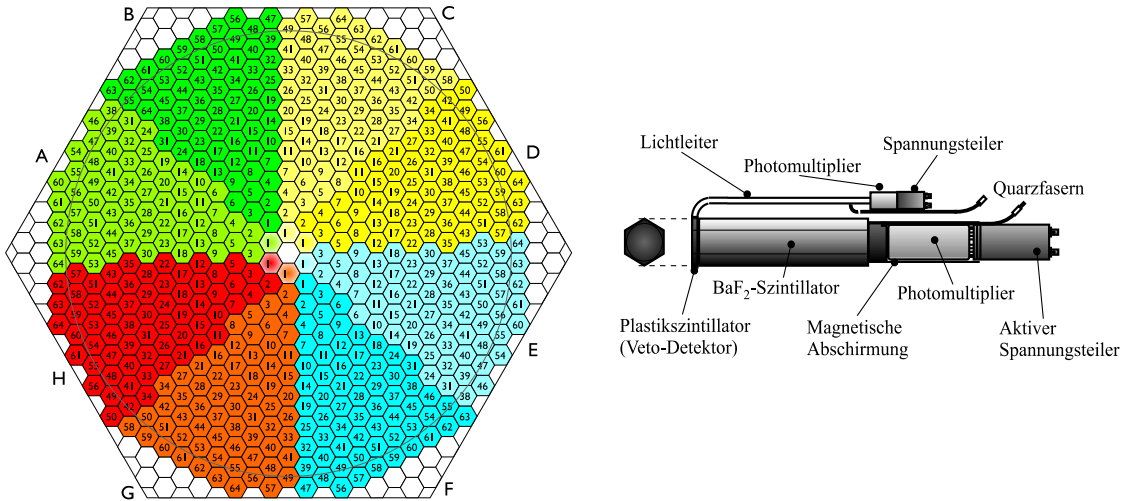


Abbildung 4.16. Links: Anordnung der 510 TAPS-BaF₂-Module als Vorwärtswand für den Crystal Ball. TAPS ist in acht Segmente unterteilt, von denen jeweils zwei zu einer logischen Einheit für die Triggererzeugung zusammengefaßt werden. Rechts: Ein einzelnes BaF₂-Modul mit Vetodetektor und Photomultiplier.

Die z -Koordinate des Durchgangspunktes $\vec{x}_i = (r, \phi, z)_i$ eines Teilchens in Kammer i wird über den Kreuzungspunkt der mittleren Streifenpositionen der inneren und der äußeren Lage bestimmt. Durch die mehrfache Kreuzung der Streifenlagen ist diese Positionsbestimmung noch nicht eindeutig; diese Mehrdeutigkeit wird allerdings durch die Drahtinformation aufgelöst. Der Draht liefert auch den ϕ -Winkel des Durchgangspunktes, der Radius r ist durch die Geometrie der Kammer festgelegt, siehe Abb. 4.15. Sind die Durchgangspunkte in beiden Drahtkammern bestimmt, liegt die Richtungsinformation des Teilchens z.B. in der Form (ϕ, θ) fest. Die dabei erreichten Auflösungen liegen bei rund $\Delta\phi = 1,4^\circ$ bzw. $\Delta\theta = 1,9^\circ$ bei einer Rekonstruktionseffizienz von 90 bis 95% für Protonen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Die Tabelle 4.3 faßt die wesentlichen Parameter der beiden Drahtkammern zusammen; weitere Details zur Spurrekonstruktion finden sich in Abschnitt 6.6.

4.5.4 TAPS-Vorwärtswand

Das Photonenspektrometer TAPS (*Two/Three Arm Photon Spectrometer*) wurde in der Vergangenheit bereits in vielen Experimenten am MAMI genutzt, unter anderem auch in dem Pilotexperiment zur Bestimmung des magnetischen Moments der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz [Kot01]. Der Gesamtdetektor, der als ortsauflösendes Kalorimeter für den Nachweis hochenergetischer Photonen konzipiert wurde, ist aus einzelnen Modulen zusammengesetzt und kann dadurch leicht an die unterschiedlichen experimentellen Erfordernisse verschiedener Einrichtungen angepaßt werden.

Hauptkomponente eines TAPS-Einzeldetektors ist ein hexagonaler BaF₂-Szintillator (Schlüsselweite 5,9 cm, Länge 25 cm, entsprechend 12 Strahlungslängen X_0), der sich zu einem Endzylinder mit 5,4 cm Durchmesser und 2,5 cm Länge verengt. Ein solches Modul kann π^\pm -Mesonen mit kinetischen Energien von bis zu 180 MeV und Protonen mit bis zu 360 MeV

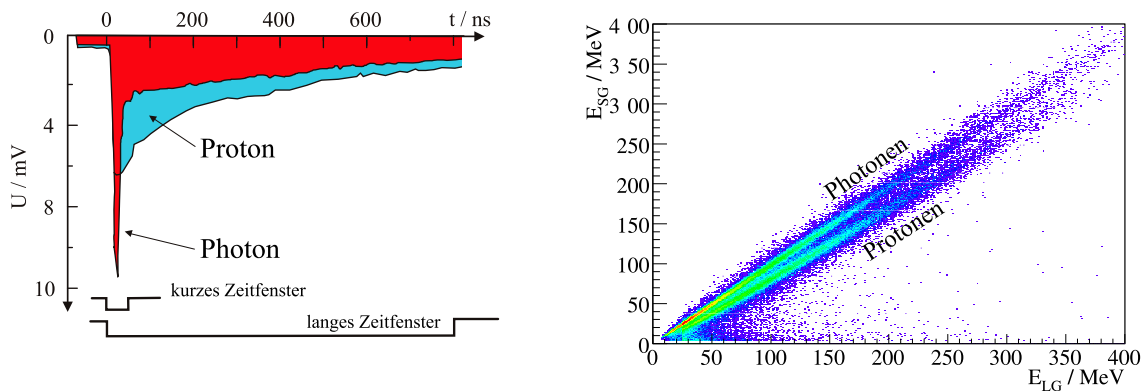


Abbildung 4.17. Links: BaF₂-Signalförmigkeiten für Photonen bzw. Protonen. Die beiden Zeitfenster zeigen die verschiedenen Integrationszeiten für die schnelle Komponente (kurzes Zeitfenster, SG) und für die Gesamtenergie (langes Zeitfenster, LG). Rechts: Energiedeposition E_{SG} innerhalb des kurzen Integrationsfensters aufgetragen gegen die Gesamtenergie E_{LG} .

stoppen. Zusätzlich ist vor dem Kristall ein 5 mm dicker Plastiksintillator (NE102A) als Vetodetektor (*Charged Particle Veto*, CPV) für den Durchgang geladener Teilchen angebracht. Der mit Aluminiumfolie (15 μm) und acht Lagen Kunststoffolie (PTFE², 38 μm) optisch isolierte BaF₂-Kristall wird von einem Photomultiplier (Hamamatsu R2059-01) ausgelesen; das Signal des Plastiksintillators wird über eine Glasfaser zum Rand des Detektors geführt, wo die Informationen mehrerer Detektormodule von Multianodenphotomultipliern erfasst werden [Jan98].

Eine Besonderheit von BaF₂ als Szintillatormaterial ist das Auftreten zweier unterschiedlicher Beiträge zum Szintillationslicht, einer schnellen Komponente mit einer Abklingzeit von $\tau_f = 0,7$ ns bei einer Wellenlänge von $\lambda_f = 210$ nm und einer deutlich langsameren Komponente mit $\tau_s = 620$ ns bei einer Wellenlänge des Szintillationslichtes von $\lambda_s = 310$ nm. Die schnelle Komponente ermöglicht aufgrund ihrer kurzen Anstiegszeit eine hervorragende Zeitauflösung, während die langsame Komponente durch ihre recht hohe Lichtausbeute für eine gute Energieauflösung sorgt. Der wesentliche Unterschied beider Komponenten ist allerdings die unterschiedliche Abhängigkeit der Lichtintensität von der Ionisationsdichte der einlaufenden Teilchen. Durch eine getrennte Erfassung des Detektorsignals innerhalb eines kurzen (*Short Gate*, SG) und eines langen (*Long Gate*, LG) Integrationsfensters kann das Verhältnis der Energieinformation der schnellen Komponente und der Gesamtenergie zur Unterscheidung verschiedener Teilchenarten dienen (siehe Abb. 4.17). Durch die TAPS-Zeitauflösung von $\Delta t = 0,5$ ns FWHM werden außerdem zuverlässige Flugzeit-Messungen (*Time Of Flight*, TOF) ermöglicht; in Verbindung mit den Signalen der Vetodetektoren stehen also bis zu drei unterschiedliche Informationen zu Identifikation einlaufender Teilchen zur Verfügung.

TAPS wird im hier beschriebenen experimentellen Aufbau als Detektor in Vorwärtsrichtung für Polarwinkel θ bis 20°, die vom Crystal Ball aufgrund des vorderen Tunnelbereiches nicht mehr abgedeckt werden, genutzt. Dazu sind 510 TAPS-Detektormodule strahlabwärts vor dem Crystal Ball positioniert, die so entstandene TAPS-Vorwärtswand (siehe Abb. 4.16) hat einem

²Polytetrafluorethylen, *Teflon*

Abstand von 173,3 cm zum Targetmittelpunkt. TAPS dient hierbei im wesentlichen zum Nachweis von Photonen; die Akzeptanz für geladene Teilchen ist besonders für Polarwinkel θ zwischen 10° und 20° stark eingeschränkt, da inaktives Material wie die Photomultiplier des PID und diverse elektronische Komponenten zur Auslese der Drahtkammern in diesen Bereich hineinragen und eine starke Abschirmung bewirken.

Abstand vom Target	173,3 cm
Winkelakzeptanz (polar)	$2^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$
Winkelakzeptanz (azimutal)	$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$
Winkelauflösung	0,7° FWHM
Energieauflösung	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,79\%}{\sqrt{E}} + 1,8\%$
Zeitauflösung	0,5 ns FWHM

Tabelle 4.4. Eigenschaften der TAPS-Vorwärtswand.

5 Elektronik und Datenerfassung

VIDEO MELIORA PROBOQVE DETERIORA SEQVOR

Mit dem Aufbau des Crystal Ball in Mainz wurde gleichzeitig eine komplett neue Datenerfassung installiert, da die bestehende Elektronik, wie sie noch am Brookhaven National Laboratory (BNL) genutzt wurde, den Anforderungen für das μ_{Δ^+} -Experiment am MAMI nicht mehr entsprach. Dieses in den 1970er Jahren entwickelte Datenerfassungssystem war nur zur Verarbeitung einiger Ereignisse pro Sekunde ausgelegt, wie sie typischerweise an Elektron-Positron-Collidern auftreten; die in Mainz erwarteten Ereignisraten von rund 1 kHz konnte das bestehende System nicht bewältigen.

Dieses Kapitel beschreibt sowohl die neue Elektronik des Crystal Ball als auch die davon weitgehend unabhängigen Datenerfassungen der Photonenmarkierungsanlage und der TAPS-Vorwärtswand. Ergänzt werden diese Darstellungen durch eine Erläuterung des Triggersystems, wie es in den μ_{Δ^+} -Messungen verwendet wurde.

5.1 Crystal Ball und Innendetektoren

Bei der Zusammenstellung der Digitalisierungselektronik für den Crystal Ball wurden im wesentlichen bereits existierende Baugruppen verwendet, da Eigenentwicklungen aufgrund des hohen Zeit- und Personalaufwands kaum zu realisieren waren. So werden z.B. für die Erfassung von Zeit- und Energieinformationen TDCs und ADCs genutzt, die ursprünglich für das COMPASS-Experiment entwickelt wurden. Dies hat weitreichende Auswirkungen auf die Erzeugung und Verteilung von Triggersignalen, die ebenfalls in das Konzept der COMPASS-Datenerfassung integriert werden mußte. Eine Besonderheit der COMPASS-Elektronik liegt darin, daß die verwendeten ADCs und TDCs freilaufend sind, die Datennahme wird dabei im Gegensatz zu konventionellen Systemen nicht erst mit dem Triggersignal gestartet. Stattdessen werden die Eingangsdaten kontinuierlich digitalisiert und zwischengespeichert. Erst bei einer positiven Ausleseentscheidung werden die bereits erfassten Daten eines Ereignisses aus den Puffern übernommen. Das Triggersignal kann also *nach* den Analogsignalen bei den Wandlermodulen eintreffen; die Signale der Detektoren müssen nicht aufwendig verzögert werden, bis eine Triggerentscheidung getroffen wurde. Eine schematische Darstellung der Datenerfassung sowohl des Crystal Ball als auch des PID bzw. der Drahtkammern ist in Abb. 5.1 gezeigt; umfassendere Erklärungen finden sich in [Kra07].

5.1.1 Crystal Ball

Die erste Stufe in der elektronischen Datenaufnahme stellen die Photomultiplier zur Erfassung des Szintillationslichtes der 672 NaI(Tl)-Kristalle dar. Die Einzeldetektoren des Crystal Ball werden von Sekundärelektronenvervielfachern des Typs SRC L50B01 ausgelesen, die aufgrund ihrer Linearität über einen großen dynamischen Bereich ausgewählt wurden und mit einer spe-

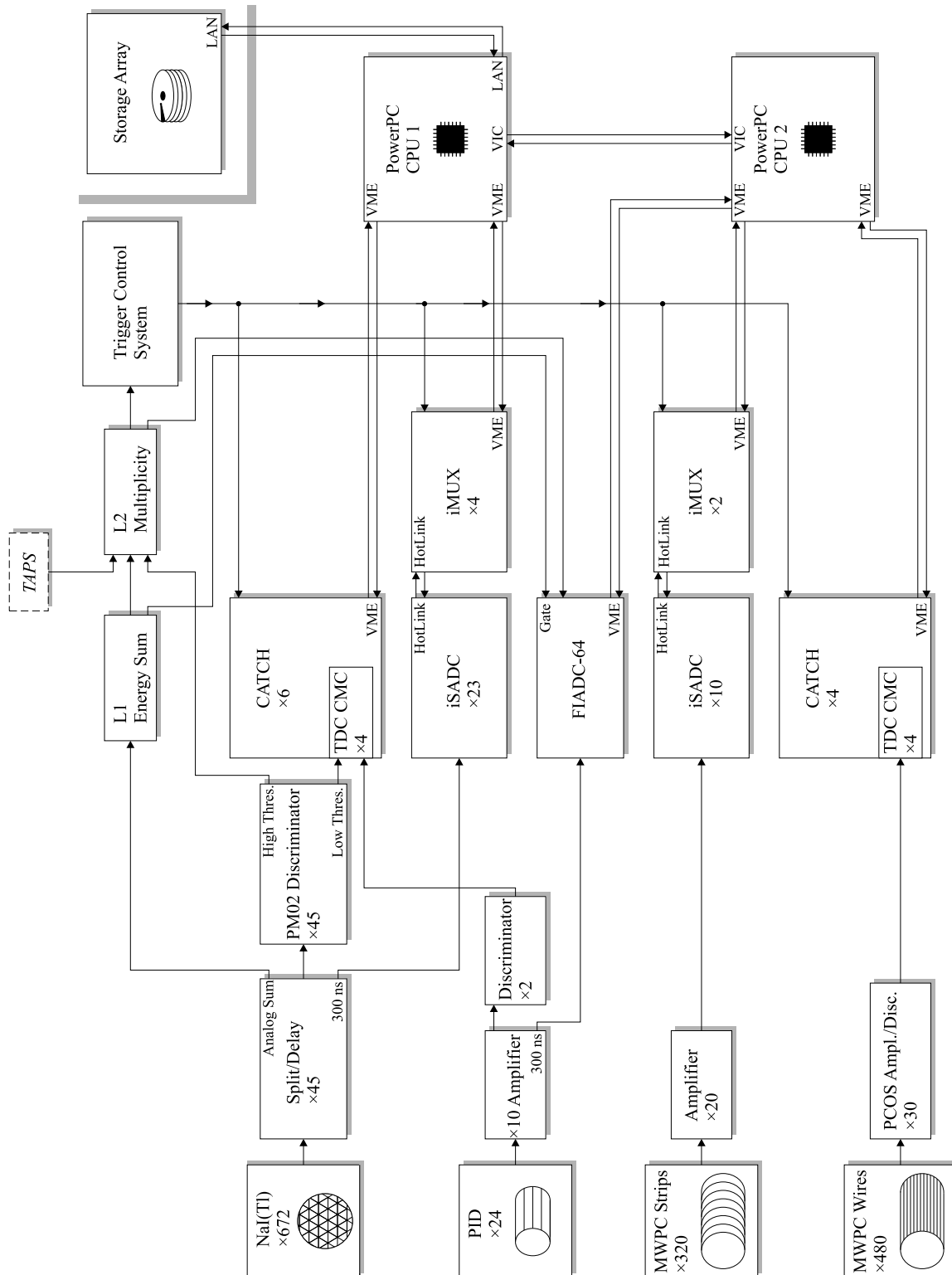


Abbildung 5.1. Schematische Darstellung der Ausleseelektronik und Triggerverteilung für den Crystal Ball und dessen Innendetektoren (PID und Drahtkammern). TAPS trägt mit maximal vier Sektoren zum Multiplizitätstrigger (siehe Abschnitt 5.4) bei.

ziell entwickelten Basisschaltung betrieben werden. Jeder Photomultiplier hat zehn Dynoden; über ein Potentiometer zwischen der dritten und der vierten Dynode kann die Verstärkung eines Photomultipliers individuell angepasst werden. Die Photomultiplierpulse werden in der Basisschaltung durch Koppelkondensatoren (20 nF) von Gleichspannungsanteilen befreit und über einen 2:1-Übertrager in ein geschirmtes *Twisted-Pair*-Kabel (124 Ω) eingespeist. Die Signalübertragung zur nächsten Stufe der Datenerfassungselektronik geschieht differentiell um Einstreuungen von Störsignalen zu reduzieren. Das Signal wird also auf zwei Leitungen einmal direkt und einmal invertiert übertragen; der Empfänger interpretiert nur die Signaldifferenzen, wodurch die Übertragung unempfindlich auf Störungen wird, die auf beiden Leitungen gleichzeitig auftreten.

Jeweils acht benachbarte Detektoren des Crystal Ball werden zu logischen Gruppen, den sogenannten *Bunches* zusammengefasst; diese Gruppierung wird auch in die nicht mit Kristallen bestückten Ein- und Austrittsbereiche für den Photonenstrahl fortgesetzt, so daß sich insgesamt 720 logische Kanäle, aufgeteilt auf 90 *Bunches*, ergeben (siehe Abb. 5.2). Die Informationen von 16 Detektoren aus zwei aufeinanderfolgenden *Bunches* werden zu aktiven Splittern (45 Module) geführt, die die differentiellen Eingangssignale in zwei Ausgangssignale aufteilen und weiterhin Analogsummen von jeweils vier Kanälen zur Verfügung stellen. Aus diesen Vierersummen bildet der Splitter zusätzlich eine Analogsumme aller 16 Eingangskanäle, die für den L1-Energiesummentrigger (siehe Abschnitt 5.4) genutzt wird. Einer der Ausgänge für die 16 Einzelsignale ist passiv um 300 ns verzögert¹ und wird für den Anschluß der ADCs verwendet; der unverzögerte Ausgang ist mit den PM02-Diskriminatoren (ebenfalls 45 Stück) verbunden.

Die PM02-Diskriminatoren, ursprünglich für den WASA-Detektor entwickelt und für den Crystal Ball angepasst, erzeugen die notwendigen Signale für die TDCs und für die Logik des Multiplizitätstriggers. Jeder der 16 Eingangskanäle ist mit zwei *Leading Edge*-Diskriminatoren (MAX962-Komparatoren) ausgestattet. Üblicherweise werden beide Diskriminatorstufen auf verschiedene Schwellen, eine niedrige (*Low Threshold*, etwa 2 MeV) und eine hohe (*High Threshold*, etwa 15 MeV im μ_{Δ^+} -Experiment) eingestellt. Die programmierbare Logik des Moduls führt zusätzlich eine Kompensation der Anstiegszeit (*Rise Time Compensation*) durch; die Ausgangssignale beider Diskriminatorstufen haben danach dasselbe Zeitverhalten. Das logische ODER von 16 durch die hohe Schwelle diskriminierten Kanälen trägt als getroffener Bereich zum L2-Multiplizitätstrigger (siehe Abschnitt 5.4.2) bei, die Ausgangssignale der Diskriminatoren mit niedriger Schwelle werden für die CATCH-TDCs verwendet.

CATCH (COMPASS Accumulate, Transfer and Control/Cache Hardware) ist ein universelles Datenerfassungssystem, das in Form von 9U-Modulen für den VMEbus einerseits und sogenannten Eingangskarten (*Front End*-Karten) andererseits realisiert ist. Die Eingangskarten übernehmen dabei spezialisierte Funktionen zur Datenerfassung (TDC, Scaler) während das CATCH-Modul beim Eintreffen eines Triggersignals die *Front End*-Karten ausliest, deren Daten in einem einheitlichen Format (S-Link-Datenblock) zusammenstellt und bis zu Auslese zwischenspeichert [Grü02]. In jedes CATCH-Modul können bis zu vier Eingangskarten, die als *Common Mezzanine Cards* (CMC) ausgeführt sind, eingesteckt werden. Zusätzlich wird über die P2-Verbindung zur Busplatine eine Empfängerkarte für Informationen des *Trigger Control Systems* (TCS, siehe Abschnitt 5.4.4) angeschlossen. Über diese TCS-Empfängerkarte erhält das CATCH-Modul sowohl ein systemweites Taktsignal von 38,88 MHz, über das die gesamte Ausleseelektronik synchronisiert wird, als auch Triggerinformationen, die zu den Eingangs-

¹Die Verzögerung ist bei den genutzten ADCs mit dem COMPASS-Triggersystem nicht erforderlich; allerdings wurden die Splitter vor der Auswahl des ADC-Typs entwickelt.

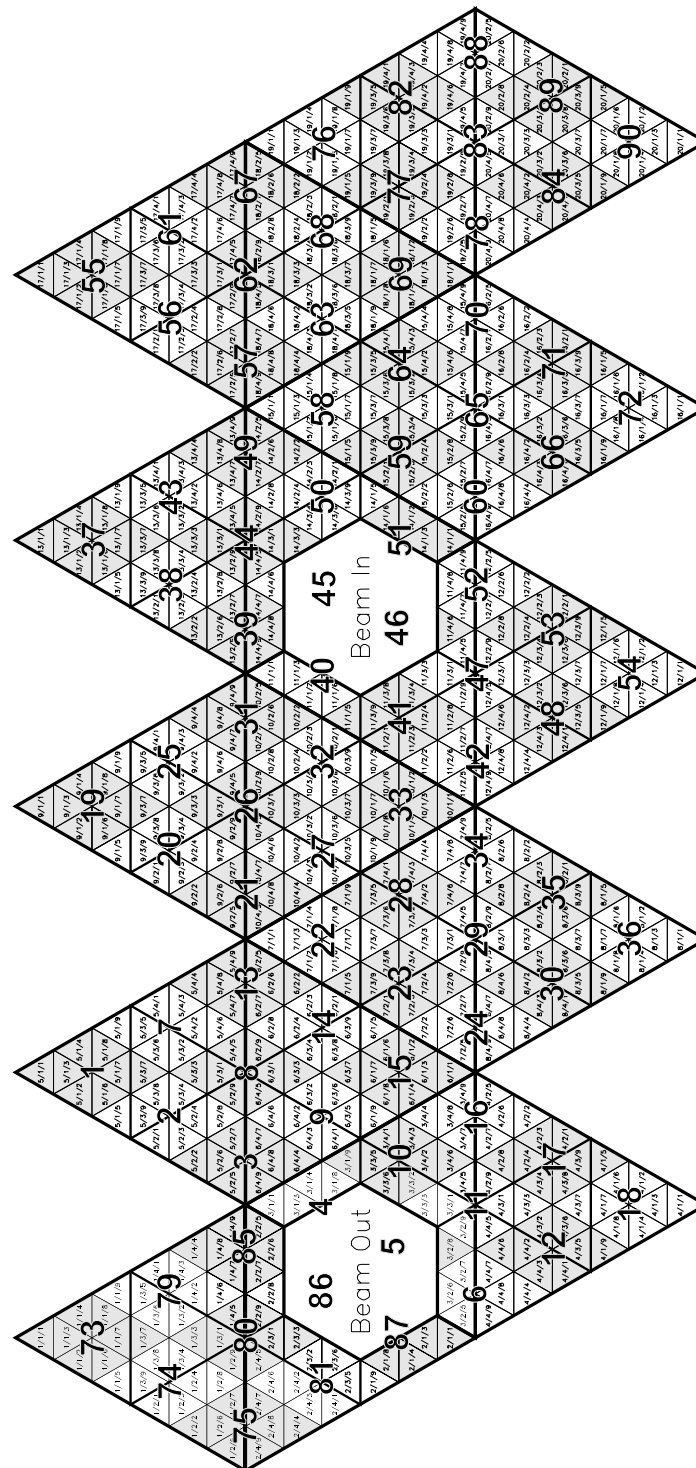


Abbildung 5.2. Anordnung der 90 *Bunches* in der Crystal Ball-Geometrie. Die kleinen Zahlen entsprechen der Detektornummer nach dem Schema *Major Triangle / Minor Triangle / Kristall*. Zwei aufeinanderfolgende *Bunches* bilden einen Teilbereich des L2-Multiplizitätstriggers (siehe Abschnitt 5.4.2).

karten weitergeleitet werden. Das CATCH-Modul wird über den P1-Anschluß der Busplatine (VME) bzw. den P3-Anschluß (S-Link) ausgelesen.

Die Erfassung von Zeitinformationen des Crystal Ball wird von 24 TDC-Eingangskarten in sechs CATCH-Modulen übernommen. Jede Eingangskarte besitzt vier $\mathcal{F}1$ -TDC-Chips, die jeweils acht Kanäle bei einer Zeitauflösung von 117 ps zur Verfügung stellen. Die TDCs arbeiten als synchronisierte 16-Bit²-Zähler, deren Zählerstände bei einem gültigen Treffer totzeitfrei in einem Puffer abgelegt und dort ausgelesen werden. Um aus den einzelnen Zählerständen die tatsächlichen Zeitinformationen rekonstruieren zu können, wird das L1-Triggersignal als Referenz miterfasst und in der späteren Datenanalyse jeweils von den Zählerständen der einzelnen Kanäle subtrahiert. Dabei muß berücksichtigt werden, daß in einem der beiden beteiligten Zähler ein Überlauf stattgefunden haben könnte.

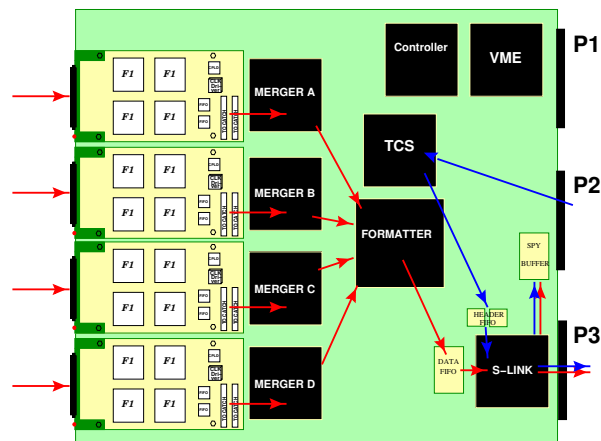


Abbildung 5.3. Datenfluß innerhalb des CATCH-Moduls [Sch02]. Die S-Link-Verbindung wird in der Crystal Ball-Elektronik nicht verwendet, stattdessen wird über den VMEbus der *Spy Buffer* ausgelesen.

Die Signale der NaI(Tl)-Kristalle, die an den verzögerten Ausgängen der Splitter abgegriffen und zur Bestimmung der Energieinformationen genutzt werden, bestehen aufgrund der Pulsformung in der PMT-Basisschaltung bzw. den Split-Modulen aus zwei verschiedenen Bereichen. Der eigentliche Puls, der eine Anstiegszeit von rund 75 ns besitzt und danach innerhalb von ungefähr 500 ns wieder auf die Nulllinie zurückfällt, wird gefolgt von einem Überschwinger (*Tail*), der die gleiche Fläche aufweist, wie der vorangegangene Signalbereich. Die Energiedeposition im Kristall ist proportional zur Fläche bzw. Höhe des eigentlichen Signalbereiches, allerdings besteht auch eine direkte Proportionalität zwischen Signal und *Tail*. Die Rekonstruktion der Energieinformation könnte daher aus unterschiedlichen Teilbereichen des Gesamtsignals durchgeführt werden; verschiedene Möglichkeiten dazu wurden in [Sch04] untersucht.

Die beschriebenen Pulse werden von Sampling-ADCs³ (iSADC108032) aufgezeichnet, in-

²Der maximale Zählerstand liegt bei 62054 und damit unter dem zu erwartendem Wert von $2^{16} - 1 = 65535$; bei Überschreiten dieses Zählerstandes findet ein Überlauf statt und der Zähler startet erneut bei 0.

³Dieser ADC-Typ wird oft „Flash-ADC“ genannt. Dieser Begriff bezeichnet allerdings nur ein spezielles, besonders schnelles Verfahren zur Digitalisierung analoger Spannungswerte, das nicht auf die Verwendung in abtastenden ADCs beschränkt und daher nicht zur Charakterisierung der verwendeten Sampling-ADCs geeignet ist. Tatsächlich werden nur die drei niederwertigsten der insgesamt zehn Bit Sampleauflösung des iSADC durch das *Flash*-Verfahren bestimmt [Ana02].

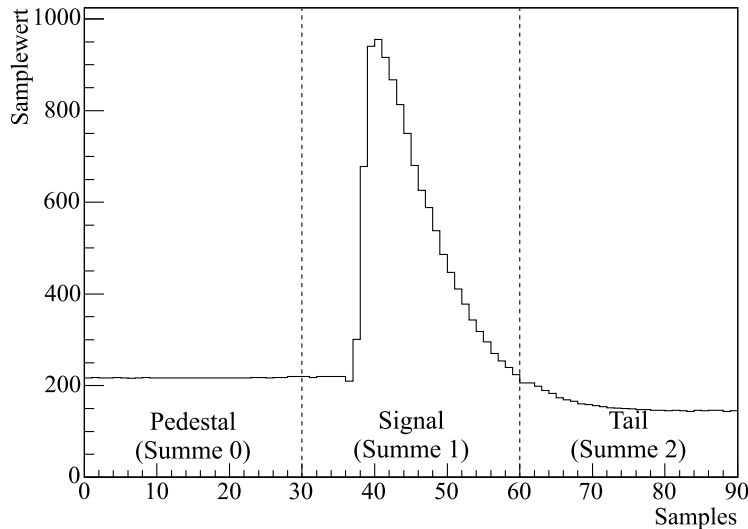


Abbildung 5.4. Digitalisierter NaI(Tl)-Puls bei 38,88 MHz Abtastrate und 90 Samples. Das Gesamtsignal wird in die Bereiche *Pedestal*, *Signal* und *Tail* unterteilt, die von den ADC-Summen 0 bis 2 erfasst werden.

dem kontinuierlich die Analogsignale durch regelmäßige Bestimmungen der Pulshöhe digitalisiert werden. Diese Abtastung (*Sampling*) der Eingangssignale geschieht durch 32 AD9214-A/D-Wandler mit einer Auflösung von 10 Bit pro Sample, die Abtastrate wird durch die TCS-Frequenz von 38,88 MHz vorgegeben. Die anschließende Verarbeitung der Samples geschieht in zwei FPGAs, die als ZR0 bzw. ZR1 bezeichnet werden. Diese ZR-Chips puffern zunächst die digitalen Eingangsdaten der ADC-Chips in einem 512 Worte großen Schieberegister, das zum Ausgleich der Triggerlatenz dient. Ebenso wie bei den CATCH-Modulen löst das *nach* dem Ereignis eintreffende Triggersignal nur noch die Bearbeitung der bereits digitalisierten Daten aus; die ZR-Chips können bis zu 128 Samples pro Ereignis und Kanal weiterverarbeiten. Für den Crystal Ball werden aufgrund der Besonderheiten der Signalform aus insgesamt 90 Samples pro Kanal und Ereignis drei Summen über die verschiedenen Teilbereiche des Pulses gebildet. Durch passende Ausrichtung der Summationsbereiche an das Signal werden folgende Abschnitte getrennt erfasst (siehe Abb. 5.4):

- Die Nulllinie vor dem Puls (*Pedestal*, ADC-Summe 0),
- der eigentliche Puls bis zum erneuten Nulldurchgang (*Signal*, ADC-Summe 1),
- ein Teil des Überschwingbereiches (*Tail*, ADC-Summe 2).

Die Messung der Nulllinie für jedes Ereignis ermöglicht bei der Datenanalyse offsetfreie ADC-Spektren, ohne daß eigene *Pedestal*-Messungen erforderlich sind. Zusätzlich werden auch eventuelle Verschiebungen der Nullposition bei jedem Ereignis automatisch aufgezeichnet und können durch Differenzbildung zwischen *Pedestal*- und *Signal*-Summe korrigiert werden. Neben der Bildung dieser drei Summen führen die ZR-Chips auch eine Unterdrückung der nicht an einem Ereignis beteiligten Detektorkanäle durch. Dazu wird die Differenz zwischen den Summen 0 und 1 bestimmt und die Information des Kanals verworfen, wenn diese Differenz unterhalb

einer einstellbaren Schwelle liegt. Die ADC-Summen 0 und 1 müssen daher aus derselben Anzahl an Abtastwerten gebildet werden, da nur dann die aufsummierten Werte vergleichbar sind; die Firmware für die ZR-FPGAs unterstützt derzeit keine Gewichtungsfaktoren zur Berücksichtigung verschieden langer Signalteile. Für den Crystal Ball werden die Summenwerte aller drei Bereiche für die nicht unterdrückten Detektorkanäle aufgezeichnet. Die Rekonstruktion der Energieinformation in der Datenanalyse geschieht derzeit aus der Differenz zwischen Signal und *Pedestal*, die Information des Überschingers wird nicht benutzt. Eine weitere Reduktion der Daten durch die ZR-Chips wäre daher durch die Bildung einer einzigen offsetkorrigierten Summe aus Signal- und *Pedestal*-Bereich und Verwerfen der *Tail*-Information möglich. Dieser Betriebsmodus wurde für die Auslese der Drahtkammerstreifen (siehe Abschnitt 5.1.3) genutzt, sobald die entsprechende Firmware für die ADCs verfügbar war.

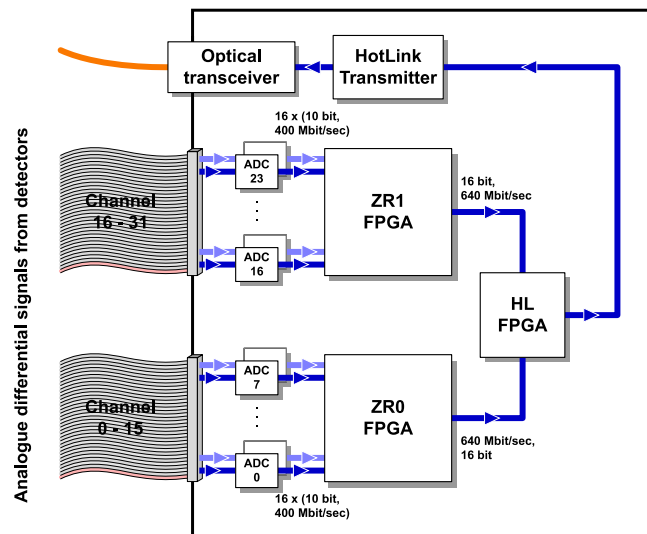


Abbildung 5.5. Datenfluß und Verarbeitungseinheiten innerhalb des iSADC [itr03].

Der iSADC hat die Bauform eines 6U-VME-Moduls; die P1- und P2-Anschlüsse der VME-Busplatine dienen allerdings nur zur Versorgung mit den Betriebsspannungen von +5 V und -12 V. Der ADC selbst hat keine Verbindung zum VMEbus. Die Auslese der ADC-Daten erfolgt daher über ein zusätzliches Modul, das iMUX8, welches die Datenströme von 8 SADC-Modulen zusammenfasst (multiplext), Triggersignale vom TCS empfängt und an die ADCs weiterleitet und eine VME- bzw. S-Link-Schnittstelle für die Datenerfassung bereitstellt. Die Verbindung zwischen iMUX und den ADC-Modulen erfolgt eine bidirektionale optische Verbindung, die sogenannte *HotLink*-Schnittstelle. Zur Auslese der 720 logischen Kanäle des Crystal Ball werden 23 iSADC-Module benutzt, deren Daten von 4 iMUX-Modulen zusammengefasst und an den VMEbus weitergegeben werden.

5.1.2 Teilchenidentifikationsdetektor

Von den 24 Plastikszintillatorstreifen des Teilchenidentifikationsdetektors werden sowohl Zeit- als auch Energieinformationen erfasst. Die Analogsignale der PID-Photomultiplier werden dazu zunächst verstärkt ($\times 10$, LeCroy 612) und in einen ADC- bzw. TDC-Zweig aufgespal-

ten. Die Digitalisierung der um 300 ns verzögerten Signale des ADC-Zweiges wird von einem FIADC-64-Modul (Fast Integrating ADC, 64 Kanäle) mit 12 Bit Auflösung übernommen, das eine für integrierende ADCs besonders kurze Konversionszeit von nur 120 ns hat. Dieser ADC benötigt für die Digitalisierung der Ladungsinformation ein Integrationsfenster, das vom L1-Triggersignal abgeleitet wird; das Ereignis muß allerdings innerhalb von 300 ns nach der Konversion durch ein Signal des L2-Triggers bestätigt werden, ansonsten verwirft das Modul die Daten. Aus dem TDC-Zweig erzeugen zunächst *Leading Edge*-Diskriminatoren (LeCroy 4413) digitale Logiksignale; diese werden, da von den insgesamt 768 Kanälen der jeweils vier TDC-Karten in sechs CATCH-Modulen nur 720 Kanäle für die NaI(Tl)-Detektoren zzgl. ein Kanal als Zeitreferenz erforderlich sind, von denselben CATCH-TDCs verarbeitet, die auch die Zeiterfassung des Crystal Ball übernehmen.

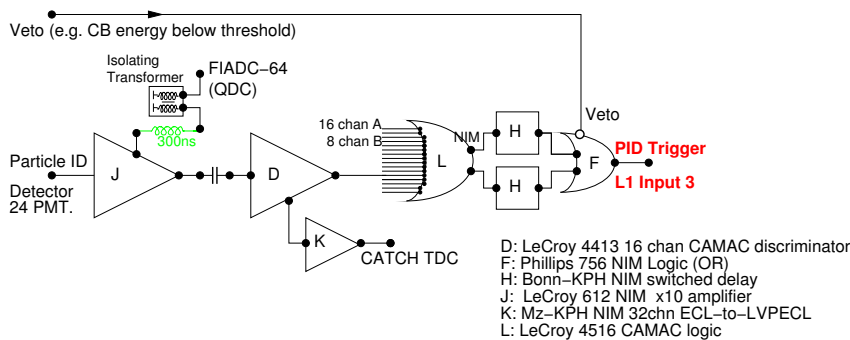


Abbildung 5.6. Elektronik des Teilchenidentifikationsdetektors [Kra07]. Das logische ODER der Signale der 24 Szintillatorstreifen kann als alternativer L1-Trigger (siehe Abschnitt 5.4) genutzt werden, wovon im μ_{Δ^+} -Experiment allerdings kein Gebrauch gemacht wurde.

5.1.3 Drahtkammern

Aus den Signalen der insgesamt 480 Drähte beider DAPHNE-Drahtkammern wird zunächst über PCOS-Diskriminatorkarten (LeCroy 2735PC) ein logisches Ansprechmuster gebildet und dieses anschließend über vier weitere, mit TDC-Karten bestückte CATCH-Module aufgezeichnet. Dazu ist eine Wandlung der ECL-Ausgangssignale der PCOS-Karten nach LVDS erforderlich, die von speziell entwickelten ECL-nach-LVDS-Pegelwandlern durchgeführt wird. Die Ladungsinformationen der 320 Kathodenstreifen hingegen werden zunächst verstärkt (Alcatel 1757) und anschließend von insgesamt zehn iSADC-Karten an zwei iMUX-Modulen digitalisiert. Wie in Abschnitt 4.5.3 bereits erwähnt, wird so in der späteren Datenanalyse eine Bildung von Ladungsschwerpunkten in den Streifenlagen der Drahtkammern möglich, und die Ortsauflösung bei der Bestimmung des Durchstoßpunktes eines geladenen Teilchens kann über die mechanische Anordnung der Streifen hinaus verbessert werden. Seit September 2004 wird von den Sampling-ADCs nur noch ein offsetkorrigierter Summenwert für die Ladungsinformation geliefert. Zuvor wurden mangels entsprechender ADC-Firmware wie bei den NaI(Tl)-Kristallen des Crystal Ball drei Summenwerte aus jeweils 30 Samples gebildet und aufgezeichnet, wobei der *Tail*-Bereich hier keine nutzbaren Informationen enthielt. Das Signal der Drahtkammerstreifen ist verhältnismäßig kurz und besteht bei der Abtastfrequenz von 38,88 MHz nur aus rund

zehn Samplewerten. Die θ - bzw. z -Auflösung der Drahtkammern ist daher aufgrund des relativ großen Quantisierungsfehlers bei kurzen Signalen schlechter als innerhalb des DAPHNE-Aufbaus (siehe auch Abschnitt 6.6).

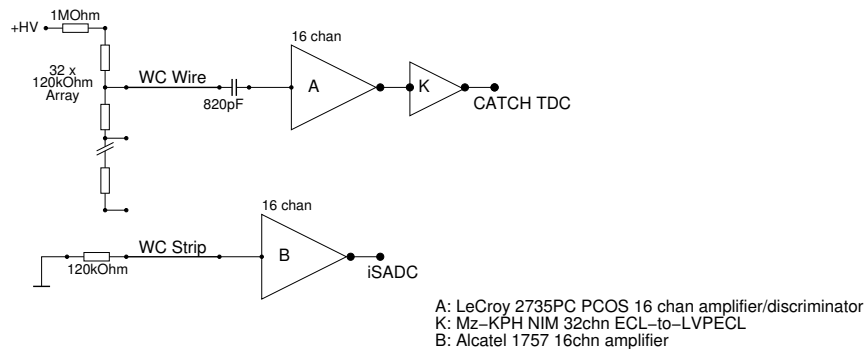


Abbildung 5.7. Elektronik zur Auslese der Anodendrähte (oben) bzw. der Kathodenstreifen (unten) beider Drahtkammern.

5.2 TAPS-Vorwärtswand

Während die Crystal Ball-Datenerfassung aus unabhängigen Modulen für jede Teilaufgabe (Signalaufteilung, Zeitmessung, Energiemessung) aufgebaut ist, verfolgt die TAPS-Ausleseelektronik ein gänzlich anderes Konzept. Hierbei werden alle wesentlichen Verarbeitungsschritte für eine bestimmte Anzahl von Detektorkanälen von einem einzigen Modul durchgeführt. Grundlage für die TAPS-Elektronik ist ein kommerziell erhältliches VME-Modul (12-Bit-ADC, CAEN V874A), welches die Digitalisierung und die Abwicklung von Buszugriffen übernimmt. Ergänzt wird diese Trägerplatine durch eine aufgesteckte Erweiterungskarte (*Piggyback*), die die Verarbeitung der TAPS-spezifischen Signale von vier BaF₂-Kristallen übernimmt.

Die Energieinformation eines einzelnen Detektorkanals wird von vier analogen Ladungswandlern (QAC, *Charge-to-Analogue Converter*) erfasst; diese integrieren das Eingangssignal sowohl über die schnelle (40 ns) als auch über die langsame (2 μ s) Komponente des BaF₂-Szintillationslichtes. Um die Genauigkeit über den gesamten dynamischen Bereich zu erhöhen, werden diese Integrationen jeweils mit zwei verschiedenen Verstärkungen durchgeführt.

Zwei *Leading Edge*-Diskriminatoren (LED) pro Detektorkanal können für die Erzeugung von Triggersignalen genutzt werden (so trägt das logische ODER der LED-Signale eines TAPS-Sektors zum L2-Trigger bei, siehe Abschnitt 5.4). Der *Constant Fraction*-Diskriminator (CFD) löst die Erzeugung der Integrationsfenster der Ladungswandler aus und steuert einen TAC (*Time-to-Analogue Converter*), der die Zeitinformationen des TAPS-Einzeldetektors erfasst. Die TACs laufen im *Common Stop Mode*, werden also individuell durch den CFD gestartet und durch das Triggersignal gestoppt.

Die so erhaltenen analogen Informationen der vier Ladungs- und des Zeitwandlers pro Detektorkanal werden über einen seriellen Multiplexer an das VME-Trägermodul übergeben, dort durch den Analog-Digitalwandler digitalisiert und am VMEbus bereitgestellt. Jeweils 16 Module, entsprechend 64 BaF₂-Kristallen, werden von einem VME-Rechner ausgelesen; zusätzlich

zu diesen acht CPUs erfassen zwei weitere Rechner die Informationen der CAMAC-Module (Zähler und TDCs) zur Auslese der Veto-Detektoren. Diese insgesamt zehn VME-Rechner senden anschließend ihre Datenströme über eine Netzwerkverbindung an einen PC, der die Ereignisteile prüft und zusammensetzt. Eine detaillierte Darstellung der TAPS-Elektronik kann [Dre04] entnommen werden.

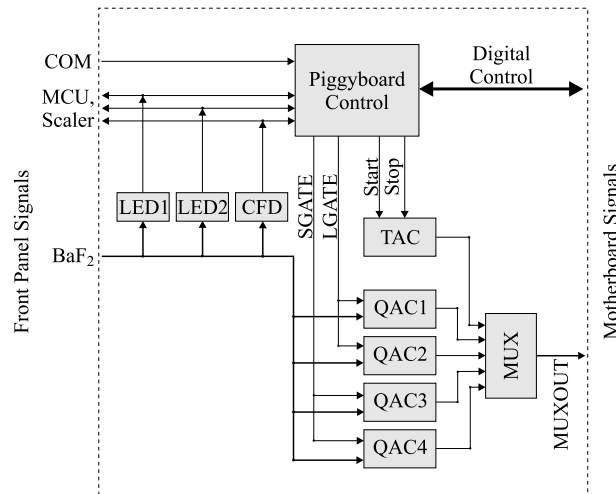


Abbildung 5.8. Blockdiagramm der TAPS-Ausleseelektronik für einen einzelnen Detektorkanal. Die Zeit- und Ladungsinformationen werden an die Trägerplatine weitergeleitet und dort digitalisiert.

5.3 Photonenmarkierungsanlage

Die FASTBUS-basierte Ausleseelektronik des Tagging-Systems erfüllt zwei unterschiedliche Aufgaben. Zum einen erfasst sie für jedes registrierte Ereignis die Trefferzeiten der in der Fokalebene detektierten Elektronen, zum anderen zeichnen freilaufende Zähler die Gesamtzahl der nachgewiesenen Elektronen auf, so daß daraus über die Markierungseffizienz der integrale Photonenfluß im Experiment bestimmt werden kann. Wie in Abschnitt 4.2 bereits beschrieben, werden zunächst durch Koinzidenzschaltung zweier benachbarter Detektorelemente aus den 353 überlappenden Plastikszieltillationszählern der Taggerleiter 352 logische Kanäle gebildet. Deren Signale laufen zu 1-Bit-Schieberegistern (*Latches*, STR136D), die alle innerhalb eines Zeitfensters von 160 ns eintreffenden Eingangspulse zu den Tagger-TDCs durchschalten. Dieses Fenster wird durch das Triggersignal geöffnet, das um 200 ns verzögerte Triggersignal dient als gemeinsames Stoppsignal (*Common Stop*) für die TDCs. Beim Eintreffen des Stoppsignals blockieren die Schieberegister also bereits wieder die eingehenden Signale, die TDCs bestimmen daher ausschließlich Trefferzeiten innerhalb des *Latch*-Zeitfensters. Diese Zeitinformationen werden über eine FASTBUS-VME-Schnittstelle der Crystal Ball-Datenerfassung zur Verfügung gestellt.

Parallel zur TDC-Schaltung registrieren Zählermodule (STR200) kontinuierlich alle Signale der Taggerleiter; der Zählvorgang wird allerdings durch das Triggersystem blockiert, sobald die Datenerfassung nach einem Triggersignal verriegelt wird. Dadurch ist später keine Korrektur

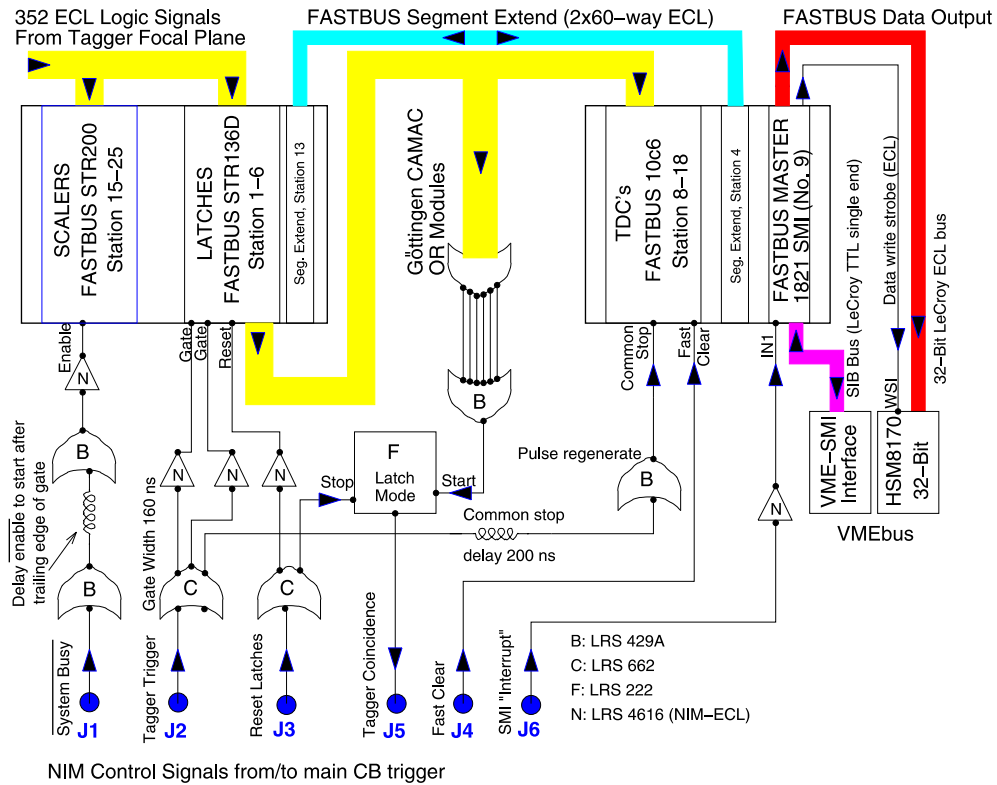


Abbildung 5.9. Elektronik der Photonenmarkierungsanlage zur Auslese der Zeit- und Trefferinformationen der Elektronenleiter.

des Photonenflusses auf die Totzeit des Experiment erforderlich. Eine Auslese der Zählerstände wird jeweils nach 1000 akzeptierten Ereignissen zusammen mit anderen Informationen wie dem Signal der P2-Ionisationskammer, der Ereignisrate und der Totzeit in einem speziellen Ereignistyp (*Scaler Read*) durchgeführt.

Zusätzlich stellt die Taggerelektronik ein aus den Schieberegistern abgeleitetes logisches ODER aller 352 Kanäle bereit, das im Triggersystem genutzt werden kann um eine Koinzidenz zwischen Experiment und Photonenmarkierungsanlage zu verlangen. In der Crystal Ball-Elektronik wird diese Möglichkeit allerdings nicht genutzt, da durch die hohe Trefferrate auf der Taggerleiter eine Koinzidenz praktisch immer gegeben ist.

5.4 Triggerelektronik und Datenerfassung

Besonders zur Untersuchung von Reaktionen mit äußerst kleinen Wirkungsquerschnitten wie der strahlungsbegleiteten Pionproduktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit $\sigma_{\text{tot}} \simeq 70 \text{ nb}$ ist ein Triggersystem erforderlich, das eine möglichst gute Unterscheidung zwischen interessanten und uninteressanten Ereignissen schon während der Messung durchführt. Zusätzlich müssen für die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte die Einflüsse des Triggersystems auf die Akzeptanz für Ereignisse verschiedener Reaktionen simulierbar sein. Für den Crystal Ball wurde ein zweistufiges System aufgebaut; die Triggerentscheidung der ersten Stufe (L1), die nach wenigen zehn Nano-

sekunden vorliegt, muß anschließend in der zweiten Stufe (L2) durch weitere Bedingungen an das Ereignis bestätigt werden. Für das μ_{Δ^+} -Experiment basiert die Triggerentscheidung in L1 auf der insgesamt im Crystal Ball deponierten Energie, während L2 die Zahl der Endzustandsphotonen in den Detektorsystemen berücksichtigt. Dadurch soll schon während der Messung eine gezielte Selektion von Ereignissen aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ (drei Photonen) insbesondere gegenüber der dominierenden Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (zwei Photonen) erreicht werden.

5.4.1 Energiesummentrigger

Die erste Stufe des Triggersystems löst ein Signal aus, sobald die analoge Summe aller Signale der NaI(Tl)-Detektoren des Crystal Ball eine einstellbare Schwelle überschreitet. Dabei ist zu beachten, daß die BaF₂-Kristalle der TAPS-Vorwärtswand *nicht* zu dieser Energiesumme beitragen, da von der TAPS-Elektronik kein passendes Analogsignal herausgeführt wird.

Ausgangspunkt zur Bildung der Energiesumme des Crystal Ball sind die Analogsummen von jeweils 16 Kanälen (2 benachbarte *Bunches*), die von den Split-Modulen bereitgestellt werden; analoge FIFO-Module (LeCroy 428F) mit vier Eingängen addieren deren Signale sukzessive in drei Stufen bis zur vollständigen Analogsumme aller NaI(Tl)-Detektoren. Aus [Unv04] kann die genaue Zuordnung der NaI(Tl)-Kristalle zu den Teilbereichen der Energiesumme entnommen werden. Die resultierende Analogsumme mit einer Amplitude von rund 1,8 mV/MeV wird aufgespalten und zu zwei Diskriminatoren (LeCroy 621) geführt. Einer dieser Diskriminatoren dient dabei zur Einstellung der Energieschwelle von rund 59 MeV, über den anderen wird eine einfache Kompensation der Signalanstiegszeit durchgeführt. Dazu wird am zweiten Diskriminator eine niedrige Schwelle eingestellt und das Ausgangssignal verzögert; eine anschließende Koinzidenzschaltung der Ausgangssignale beider Diskriminatoren verknüpft die Bedingung der hohen Schwelle mit dem Schaltzeitpunkt der niedrigen Schwelle. Diese Kompensation der Anstiegszeit wird durchgeführt, da das L1-Triggersignal sowohl als Zeitreferenz für die CATCH-TDCs als auch zur Erzeugung des Integrationsfensters für den FIADC dient.

5.4.2 Bereichsmultiplizitätstrigger

Die zweite Stufe des Triggersystems, der Bereichsmultiplizitätstrigger, trifft eine Ausleseentscheidung basierend auf der Anzahl der während eines Ereignisses getroffenen Bereiche in den Detektoren. Für den Crystal Ball sind diese Teilbereiche durch die Zuordnung der Kristalle zu den PM02-Diskriminatoren vorgegeben und bestehen aus zwei aufeinanderfolgenden *Bunches* (siehe auch Abb. 5.2). Das logische ODER der 16 durch die hohe Schwelle diskriminierten Kanäle eines Diskriminators signalisiert, ob der Bereich getroffen, d.h. ob in mindestens einem dieser Kristalle eine Energie von mehr als 15 MeV deponiert wurde. Die TAPS-Elektronik liefert jeweils ein logisches ODER für jeden der vier Sektoren (siehe Abb. 4.16), wobei die Signale der BaF₂-Kristalle eine LED-Schwelle von 25 MeV überschreiten müssen.

Die ODER-Signale der insgesamt 49 Bereiche beider Detektoren werden in NIM-Signale umgesetzt und von vier Diskriminatoren (LeCroy 4413) erfasst. Diese Module treiben einen Strom von 1 mA pro angesprochenem Eingangskanal in den 50-Ω-Abschluß. Eine Bedingung an die minimale Bereichsmultiplizität lässt sich dann durch weitere Diskriminatoren realisieren; so wird eine Multiplizität $M \geq 3$ durch eine Schwelle zwischen 100 mV und 150 mV verlangt. Für das μ_{Δ^+} -Experiment wurden sowohl $M \geq 2$ (Schwelle bei 87 mV) als auch $M \geq 3$ (Schwelle bei 118 mV) als L2-Triggersignale bereitgestellt. Durch programmierbare Untersetzermodule

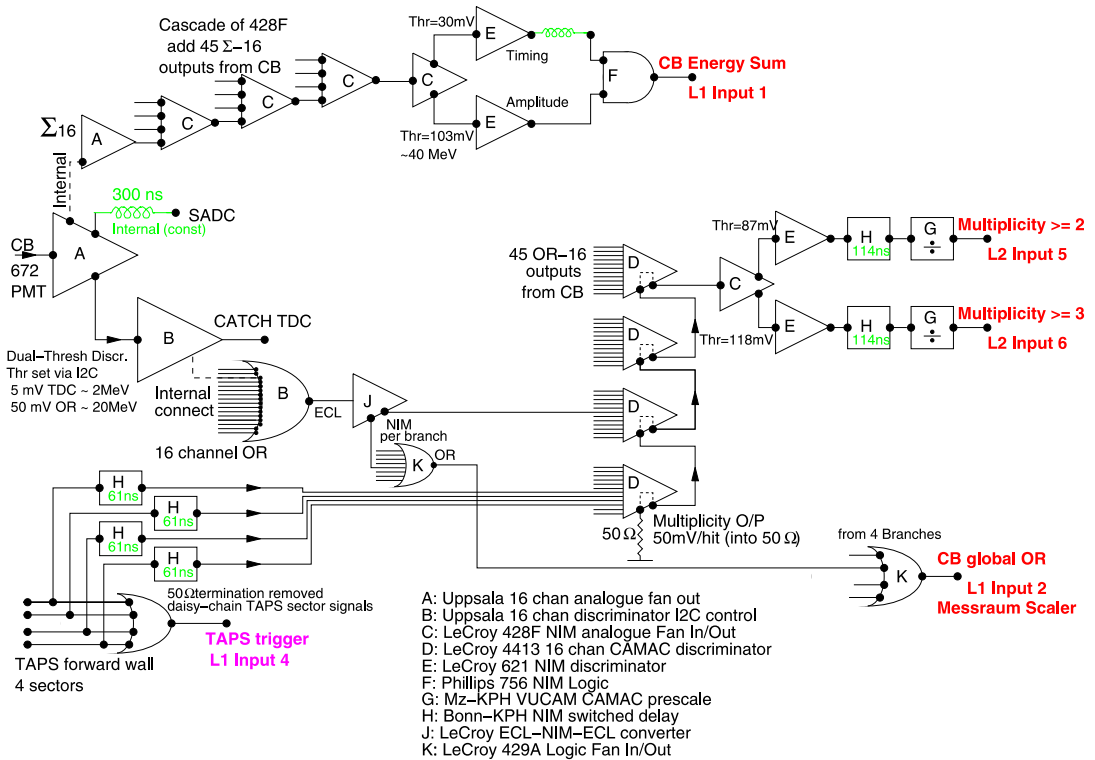


Abbildung 5.10. Energiesummentrigger (L1) bzw. Bereichsmultiplizitätstrigger (L2). Das resultierende L1-Trigger signal liegt an dem mit *L1 Input 1* bezeichneten Punkt an, die Signale für die verschiedenen Multiplizitäten des L2-Trigger sind an *L2 Input 5* bzw. *L2 Input 6* verfügbar.

(VUCAM, Vielkanal-Unter-setzer für CAMAC) kann die relative Häufigkeit der verschiedenen Multiplizitäten beeinflusst werden; in den μ_{Δ^+} -Messungen wurden die $M \geq 2$ -Ereignisse um einen Faktor 49 unter-setzt⁴, um die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ für Test- und Kalibrationszwecke mit-zuerfassen.

Das beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Trefferzahl in den Detektorsystem kann zu Fehlbewertungen führen, wenn Treffer am Rande eines Bereiches stattfinden und durch Auf-schauern ein weiteres Gebiet zur Multiplizität beiträgt oder wenn mehrere Teilchen innerhalb eines einzigen Bereiches auftreffen und dadurch eine zu geringe Multiplizität ermittelt wird. Al-lerdings hat sich dieses System mit den gewählten Bereichsgrößen trotz des einfachen Konzepts gut bewährt.

5.4.3 Ereignisregister

Das Ereignisregister (siehe Abb. 5.11) ist die zentrale Schaltung der Ausleselogik und verar-beitet die eingehenden Triggersignale beider Stufen. Gesteuert wird es durch zwei Speicherregister

⁴Das Unter-setzermodul im Zweig für $M \geq 2$ blockiert 48 aufeinanderfolgende Ereignisse, bevor ein Ereignis akzeptiert wird. Vor dem VUCAM erfüllt jedes Ereignis mit $M \geq 3$ selbstverständlich auch $M \geq 2$, nach der Unter-setzung allerdings kommt es zu der Situation, daß für Ereignisse scheinbar zwar $M \geq 3$ gilt, nicht aber $M \geq 2$.

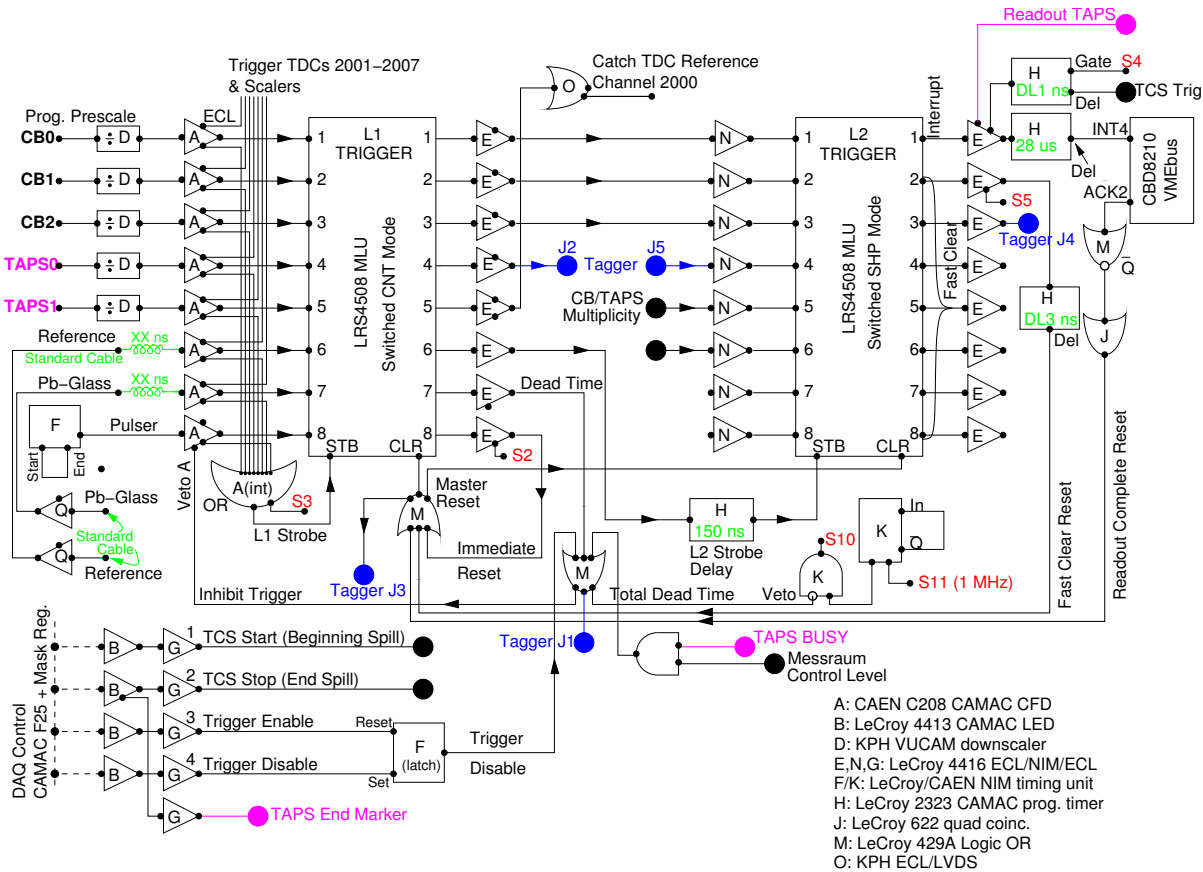


Abbildung 5.11. Ereignisregister für das Crystal Ball-Triggersystem. Zwei programmierbare Speicherregister verarbeiten die L1- und L2-Triggersignale.

(*Memory Lookup Unit*, MLU), die analog zu den Triggersignalen, die sie verarbeiten, als L1- und L2-Register bezeichnet werden und jeder gültigen Kombination der Eingangssignale ein vorher festgelegtes Ausgangsmuster zuordnen.

Das Eingangsmuster des L1-Registers wird durch die verschiedenen Triggersignale der ersten Stufe gebildet; einzelne Triggertypen (siehe Tabelle 5.1) lassen sich durch einen Diskriminator ausmaskieren. Das logische ODER aller Triggersignale an L1-*Strobe* löst die Mustererkennung im L1-Register aus. Ungültige (nicht definierte) Kombinationen der Eingangssignale setzen das System zurück; wird das Eingangsmuster hingegen als gültig akzeptiert, gibt die MLU das zugeordnete Bitmuster auf die Ausgänge. Dieses Ausgangsmuster

- verriegelt über den Eingangsdiskriminator das Ereignisregister (Ausgang 7),
- stoppt die Tagger-TDCs (Ausgang 4),
- gibt die Zeitreferenz für die CATCH-TDCs (Ausgang 5),
- öffnet das Integrationsfenster für den FIADC
- und startet über L2-*Strobe* die Mustererkennung im L2-Register (Ausgang 6).

Das Speicherregister L2 prüft anschließend auf ein gültiges Triggersignal an den Eingängen 5 (Multiplizität $M \geq 2$) oder 6 (Multiplizität $M \geq 3$) und erhält über die drei niederwertigsten Bits Informationen über den L1-Triggertyp⁵. Das Signal an Eingang 4 (Koinzidenz mit dem Taggingssystem) wird durch die Programmierung des L2-Registers *nicht* berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.3). Bei einer positiven Ausleseentscheidung werden schließlich die Triggersignale für den FIADC und das *Trigger Control System* (siehe Abschnitt 5.4.4) generiert, die TAPS-Auslese gestartet und mit einer Verzögerung von $28 \mu\text{s}$ den VME-Rechnern signalisiert, mit der Datenerfassung zu beginnen. Durch diese Wartezeit ist gewährleistet, daß die CATCH- und iMUX-Module die Daten der Eingangskarten übernommen haben und zur Auslese bereithalten. Die Eingangsbitmuster beider Speicherregister werden ebenfalls Teil des aufgezeichneten Datenstroms; in der Datenanalyse können mit diesen Informationen zusätzliche Bedingungen an die L1- und L2-Trigger gestellt werden wie das Verwerfen von *Pedestal*-Messungen oder eine Beschränkung auf Ereignisse mit $M \geq 3$. Sobald die TAPS- und Crystal Ball-Datenerfassung abgeschlossen ist, wird das Ereignisregister wieder freigegeben und die Verriegelung der Ausleseelektronik aufgehoben.

Eingang	Name	Beschreibung	Aktiv
1	CB0	Crystal Ball-Energiesumme	✓
2	CB1	Crystal Ball-Diskriminator-ODER	
3	CB2	PID-Diskriminator-ODER	
4	TAPS0	TAPS-Diskriminator-ODER	
5	TAPS1	TAPS-Pulser für <i>Pedestal</i> -Messung	✓
7	Pb-Glass	Messung der Markierungseffizienz	(✓)

Tabelle 5.1. Verschiedene Triggertypen für L1. Die Spalte „Aktiv“ gibt an, ob dieser Trigger im μ_{Δ^+} -Experiment genutzt wurde. Der Bleiglas-Trigger wurde nur für die Messungen zur Markierungseffizienz aktiviert.

5.4.4 Trigger Control System

Ebenso wie die CATCH- und iSADC/iMUX-Module wurde das *Trigger Control System* (TCS) ursprünglich für das COMPASS-Datenerfassungssystem entwickelt. Im Crystal Ball-Aufbau verteilt das TCS die vom Ereignisregister erzeugten Triggersignale an die Auslesemodule und stellt ein systemweites Taktsignal von 38,88 MHz zur Synchronisation aller Komponenten bereit. Kernkomponente des *Trigger Control System* ist der TCS Controller, ein 6U-VME-Modul, das eingehende Signale der (konventionellen) Triggerlogik verarbeitet, mit zusätzlichen Informationen wie z.B. Triggertyp und Ereignisnummer ergänzen kann und an die TCS-Empfänger weiterleitet. Die Kommunikation zwischen dem Controller und den TCS-Empfängern geschieht über ein optisches Netzwerk, in dem die Signale einer Laserdiode (*TTC Laser Crate*) über einen

⁵Dem L2-Register wird so signalisiert, einige L1-Triggertypen wie TAPS1 (siehe Tabelle 5.1) auch bei nicht-erfüllten Multiplizitäten zu akzeptieren.

passiven Splitter auf bis zu 32 optische Fasern verteilt werden. Die Laserdiode wird mit einer Frequenz von 155,52 MHz ($4 \cdot 38,88$ MHz) moduliert; mit dieser Symbolrate können zwei Datenkanäle (A und B) biphas-kodiert mit 38,88 MHz im Zeitmultiplexverfahren über einzelne Glasfasern übertragen werden. Datenkanal A stellt dabei das eigentliche Triggersignal (1 Bit) dar, das somit in einem Zeitraster von 25,72 ns liegt. Über Kanal B werden die vom Controller ergänzten Informationen und Steuersignale bitweise übertragen. Weiterhin kann auf der Empfängerseite durch die regelmäßigen Wechsel des Signalpegels das Taktsignal zurückgewonnen werden [Gru01]. Die TCS-Empfänger (3U-VME-Karten am P2-Anschluß beim CATCH-Modul, im iMUX integriert) schließlich leiten Taktsignal und Triggerinformationen an die *Front End*-Elektronik weiter.

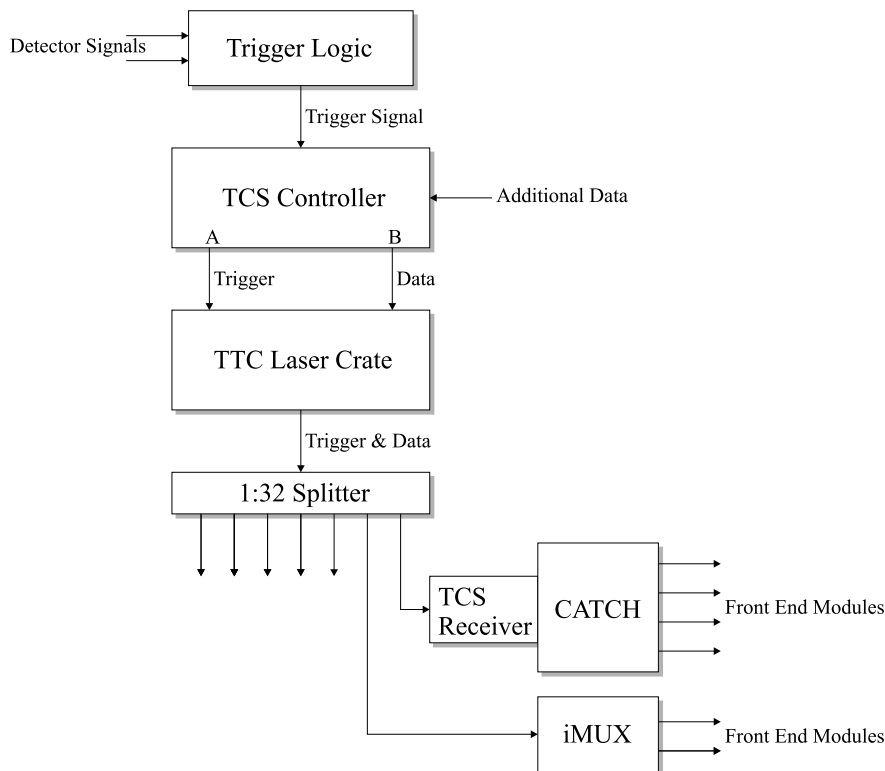


Abbildung 5.12. Schematische Darstellung des *Trigger Control Systems*.

5.4.5 Auslese und Datenspeicherung

Die von den Auslesemodulen CATCH, iMUX und FIADC gelieferten Daten des Crystal Ball und der Innendetektoren werden von zwei PowerPC-basierten VME-Rechnern (CPU 1 und CPU 2) ausgelesen. CPU 1 erfasst dabei die ADC- und TDC-Daten der NaI(Tl)-Detektoren des Crystal Ball ($6 \times$ CATCH, $4 \times$ iMUX) während CPU 2 Ladungsinformationen und Ansprechmuster der Drahtkammern ($4 \times$ CATCH, $2 \times$ iMUX) aufzeichnet. Die Zeitinformationen des Teilchenidentifikationsdetektors sind bereits im Datenstrom der Crystal Ball-TDCs enthalten, die Auslese des FIADC-Moduls wird von CPU 2 durchgeführt. CPU 1 erfasst über die FASTBUS-VME-Schnittstelle zusätzlich die Daten der Photonenmarkierungsanlage.

Beide VME-Rechner sind über eine VIC-Verbindung (VME Interconnect) miteinander verbunden; die leistungsfähigere CPU 1 übernimmt auf diese Weise den Datenstrom von CPU 2 und sendet die Ereignisinformationen von Crystal Ball und Tagger über eine optische GBit-Ethernet-Verbindung an einen PC im Messraum. Dieser Rechner empfängt zusätzlich die Informationen der parallel laufenden TAPS-Datenerfassung, kombiniert beide Datenströme anhand der Ereignisnummern und schreibt das nun vollständige Ereignis auf ein RAID-5-System mit 2 TByte Festplattenspeicher. Bei einem Datenvolumen von durchschnittlich 2,4 GByte/h ist dieser Speicherplatz ausreichend für rund 850 Stunden Nettomesszeit.

6 Datenanalyse

QVOT CAPITA TOT SENSVS

Die mit dem in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen experimentellen Aufbau gewonnenen Meßdaten liegen in Form digitalisierter Detektorsignale vor, aus denen schrittweise die physikalischen Ereignisse rekonstruiert werden müssen. Die Analyse dieser Daten erfolgt mit AcqRoot [Ann04], einer objektorientierten Software zur Datenerfassung und -analyse, die auf dem CERN-Programmpaket ROOT basiert. Durch den objektorientierten Ansatz können die Detektorsysteme bei der Modellierung in der Analysesoftware in einzelne Bestandteile untergliedert werden, die unabhängig voneinander verschiedene Aufgaben erfüllen.

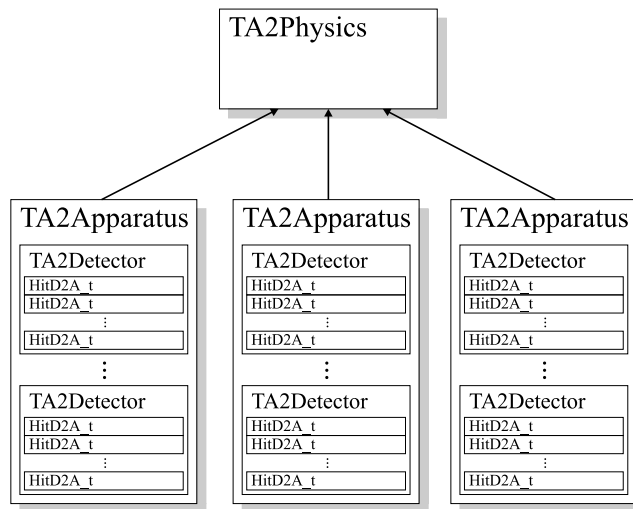


Abbildung 6.1. Schematische Darstellung der Struktur innerhalb der Analysesoftware AcqRoot. Ein Beispiel für ein Detektorsystem (TA2Apparatus) ist der Crystal Ball, der aus den Detektoren NaI(Tl)-Kalorimeter, PID und Drahtkammer besteht. Jeder dieser Detektoren (TA2Detector) setzt sich aus einzelnen Elementen (HitD2A.t) wie NaI(Tl)-Kristalle, Plastiksintillatoren oder Drähte/Streifen zusammen.

So gibt es einzelne Detektorelemente (HitD2A.t), die ausschließlich die Umrechnung der ADC- und TDC-Daten in Energien und Zeiten durchführen. Detektoren (TA2Detector) verarbeiten die Daten ihrer einzelnen Elemente und bestimmen daraus Größen wie Gesamtenergie eines elektromagnetischen Schauers oder Spuren eines geladenen Teilchens. Diese Informationen der einzelnen Detektoren werden wiederum von Detektorsystemen (TA2Apparatus) zu Lorentzvektoren physikalischer Teilchen kombiniert. Den höchsten Abstraktionsgrad in dieser Struktur stellt die Rekonstruktion physikalischer Reaktionen (TA2Physics) dar, die die von den Detektorsystemen gelieferten Vierervektoren verarbeitet.

Dieses Kapitel beschreibt die Vorgehensweisen, mit denen aus den Informationen der einzelnen Detektorsysteme schrittweise die nachgewiesenen Teilchen identifiziert und in ihren Energien und Impulsen rekonstruiert werden. Am Ende der hier dargestellten Analyseschritte liegen somit die vollständigen Vierervektoren aller erfassten Teilchen vor, die die Grundlage für eine Rekonstruktion physikalischer Reaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ oder $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ bilden. Auf die anschließende Untersuchung dieser Reaktionen wird detailliert in Kapitel 8 eingegangen.

Neben dieser Ereignisrekonstruktion sind zur Angabe physikalischer Observablen allerdings auch diverse Normierungsgrößen wie Polarisationsgrade, Photonenfluß oder Targetmassenbelegung erforderlich, die sich teilweise aus den aufgezeichneten Meßdaten ergeben und deren Bestimmung ebenfalls hier erläutert wird.

6.1 Eichungen der Photonenmarkierungsanlage

Für die Bestimmung von Photonenergien nach Gleichung (4.2) mit dem Taggingssystem muß die Energie der in der Fokalebene des Dipolspektrometers detektierten Elektronen aus dem Nachweisort bestimmt werden. Das Programm `tagcalv7a` der Universität Glasgow berechnet dazu aus der Elektronenstrahlenergie oder der mit einer NMR-Sonde bestimmten Magnetfeldstärke des Dipols¹ anhand einer Feldkarte des Magneten die Trajektorien für verschiedene Energien der gestreuten Elektronen. Durch die Endpunkte dieser Bahnen in der Fokalebene wird dann jedem Taggerkanal eine (mittlere) Elektronenergie E_e zugeordnet, so daß zusammen mit der Energie E_0 des Elektronenstrahls die Photonenergie ω gegeben ist.

Da die Zuordnung eines Elektrons auf der Taggerleiter zu dem reaktionsauslösenden Photon über eine zeitliche Koinzidenzbedingung zwischen Taggingssystem und Produktdetektoren vorgenommen wird (siehe auch Abschnitt 8.1), ist außerdem ein definiertes Zeitverhalten der Photonenmarkierungsanlage erforderlich. Grundlage für einen Zeitabgleich der einzelnen Leiterkanäle sind die Messungen der Markierungseffizienz, da hierbei das Zeitverhalten des Triggersignals deutlich besser ist als mit dem L1-Energiesummentrigger der Produktionsdaten. Die TDCs des Taggingystems werden durch das jeweils letzte registrierte Elektron gestartet und durch das L1-Triggersignal gestoppt; die Zeitinformation eines Leiterkanals ist also gegeben durch

$$t_{\text{tag}} = t_{\text{L1}} - t_e \quad (6.1)$$

Da der Energiesummentrigger in L1 aus den Beiträgen vieler einzelner NaI(Tl)-Detektoren des Crystal Ball gebildet wird, deren Signallaufzeiten (z.B. durch leicht unterschiedliche Kabellängen) im experimentellen Aufbau zudem nicht exakt abgeglichen sind, ist das Zeitverhalten dieses Triggersignals vergleichsweise ungenau. Während der *Tagging Efficiency*-Messungen hingegen wird der L1-Trigger nur von einem einzelnen Bleiglas-Čerenkov-Detektor im Strahlengang generiert, der zudem eine recht gute Zeitauflösung von rund 1,0 ns (FWHM) aufweist. Die erreichbare Zeitauflösung in t_{tag} ist daher deutlich besser als bei der Verwendung des Energiesummentriggers als Zeitreferenz. Weiterhin treten aufgrund des niedrigen Strahlstroms während der Bestimmung der Markierungseffizienz praktisch keine zufälligen Koinzidenzen in dem 160 ns breiten Zeitfenster der Tagger-TDCs auf (siehe Abb. 6.2). Durch Anpassen von Gaußverteilungen an die Zeitspektren der einzelnen Leiterkanäle und Verschieben der Lage

¹Die Beziehung zwischen Magnetfeldstärke und Strahlenergie ist eindeutig, da der Primärstrahl durch den Dipolmagneten in den Strahlfänger geführt werden muß.

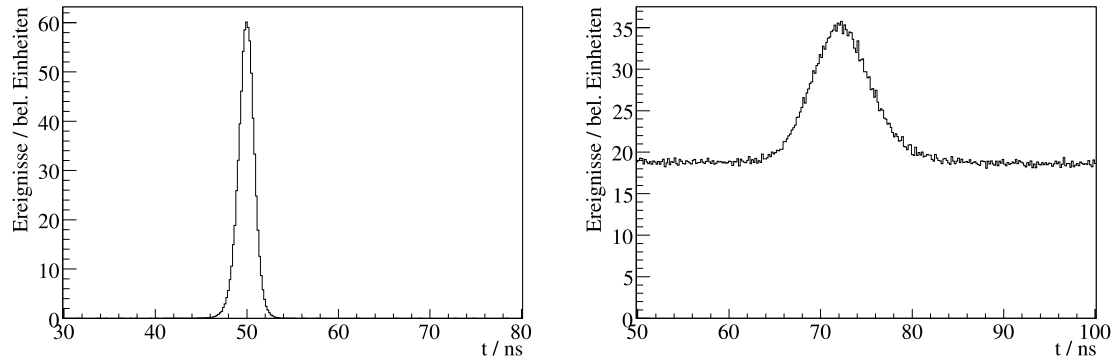


Abbildung 6.2. Zeitauflösung der Tagger-TDCs bei verschiedenen L1-Triggern als Zeitreferenz. Links: Bleiglas-Čerenkov-Detektor als Zeitreferenz (*Tagging Efficiency*-Messung). Die Zeitauflösung nach dem Abgleich der einzelnen Kanäle beträgt $\Delta t_{\text{tag}} = 2,0$ ns (FWHM). Rechts: Energiesumme des Crystal Ball als Zeitreferenz (Experimenttrigger). Hierbei ergibt sich eine Zeitauflösung von $\Delta t_{\text{tag}} = 7,6$ ns (FWHM), zusätzlich ist aufgrund des hohen Strahlstroms ein großer Anteil zufälliger Koinzidenzen im Zeitfenster der Tagger-TDCs sichtbar.

des Koinzidenzpeaks wird dann der Relativabgleich der Taggerzeiten durchgeführt. Die hierbei erreichte Zeitauflösung des Tagging-Systems beträgt $\Delta t_{\text{tag}} = 2,0$ ns (FWHM).

6.2 Eichungen des Teilchenidentifikationsdetektors

Der Teilchenidentifikationsdetektor (PID) im Inneren des Crystal Ball ermöglicht durch den Vergleich der Energiedepositionen in den NaI(Tl)-Kristallen bzw. den Plastiksintillatorstreifen eine Unterscheidung verschiedener Teilchenarten (siehe Abschnitt 6.5.1) und liefert in dieser Analyse die Zeitinformatoren für geladene Teilchen. Die dafür erforderlichen Energie- und Zeitkalibrationen für die ADC- und TDC-Daten der 24 Plastiksintillatoren wurden von der Universität Glasgow bereitgestellt [Cod05]. Die Energieeichung des PID beruht auf der Anpassung zweier Gaußverteilungen auf exponentiellem Untergrund an die Peaks für Protonen bzw. für minimal ionisierende Teilchen wie π^\pm -Mesonen (siehe Abb. 6.3); danach erfolgt ein Abgleich der Kalibrationsfaktoren für die einzelnen Plastiksintillatorstreifen, so daß Positionen und Abstand der beiden Peaks für alle Detektorelemente identisch sind. Ein Zeitabgleich des PID wird durch die Anpassung von Gaußkurven an die Verteilungen der von den CATCH-TDCs gelieferten Rohzeiten und ein anschließendes Verschieben der Mittelwerte durchgeführt; im Verlauf dieser Analyse hat sich diese Kalibration bei der Betrachtung von Relativzeiten der Protonen in einer Koinzidenzanalyse (siehe Abschnitt 8.1) als hinreichend gut herausgestellt.

6.3 Eichungen des Crystal Ball

Im Verlauf der Datenanalyse sollen aus den Informationen der einzelnen NaI(Tl)-Kristalle zunächst physikalische Teilchen und anschließend ganze Reaktionen (siehe Kapitel 8) rekonstruiert werden. Dafür ist als erster Schritt eine Umrechnung der von den ADCs und TDCs

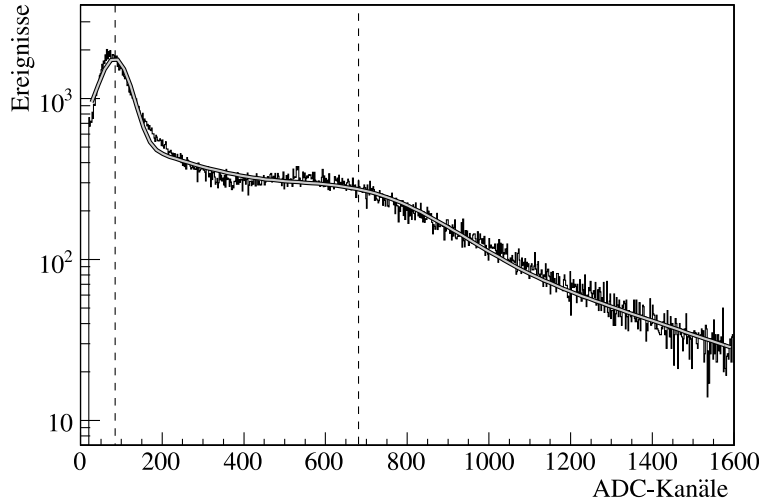


Abbildung 6.3. Energieabgleich des Teilchenidentifikationsdetektors [Cod05]. An die Peaks von minimal ionisierenden Teilchen bzw. Protonen wurde jeweils eine Gaußverteilung angepasst; der verbliebene Untergrund im Spektrum folgt einem exponentiellen Abfall. Die senkrechten Linien geben die Positionen der beiden Peaks an, die in allen 24 Kanälen identisch ausgerichtet wurden.

gelieferten digitalen Daten in physikalisch sinnvolle Einheiten wie MeV für Energien oder ns für Zeiten und ein Abgleich dieser Werte erforderlich. Zudem müssen die Informationen vieler einzelner Kristalle so zusammengefasst werden, daß daraus die Energien und Impulse der nachgewiesenen Teilchen rekonstruiert werden können.

6.3.1 Zeitabgleich

Trotz der von den PM02-Diskriminatoren (siehe Abschnitt 5.1) durchgeführten Anstiegszeitkompensation der *Leading Edge*-Diskriminatorstufen verbleibt insbesondere bei niedrigen Energiedepositionen in den NaI(Tl)-Kristallen eine deutliche Pulshöhenabhängigkeit der Zeitinformation (*Time Walk*, siehe Abb. 6.4 oben). Für jeden der 672 Kanäle des Crystal Ball wird daher aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ diese Energieabhängigkeit der einzelnen Trefferzeiten bestimmt und anschließend korrigiert (*Walk Correction*). Dies geschieht allerdings nicht durch eine direkte Betrachtung der von den TDCs gelieferten Zeitinformation; vielmehr werden jeweils die Zeitdifferenzen zwischen den am Ereignis beteiligten NaI(Tl)-Kristallen und dem vom Proton getroffenen PID-Plastikszintillator ausgewertet. Die Trefferzeiten der mit CATCH-TDCs ausgelesenen Detektoren errechnen sich aus der Differenz der Zählerstände zwischen dem jeweils getroffenen Einzelkanal und der vom Triggersignal gegebenen Zeitreferenz, es gilt also für Crystal Ball und Teilchenidentifikationsdetektor

$$t_{\text{CB}} = t_{\text{NaI}} - t_{\text{Ref}} \quad \text{und} \quad t_{\text{PID}} = t_{\text{Strip}} - t_{\text{Ref}} \quad (6.2)$$

woraus sich als Relativzeit zwischen NaI(Tl)-Kristall und PID-Streifen ergibt

$$\begin{aligned} t_{\text{CB}} - t_{\text{PID}} &= t_{\text{NaI}} - t_{\text{Ref}} - t_{\text{Strip}} + t_{\text{Ref}} \\ &= t_{\text{NaI}} - t_{\text{Strip}} \end{aligned} \quad (6.3)$$

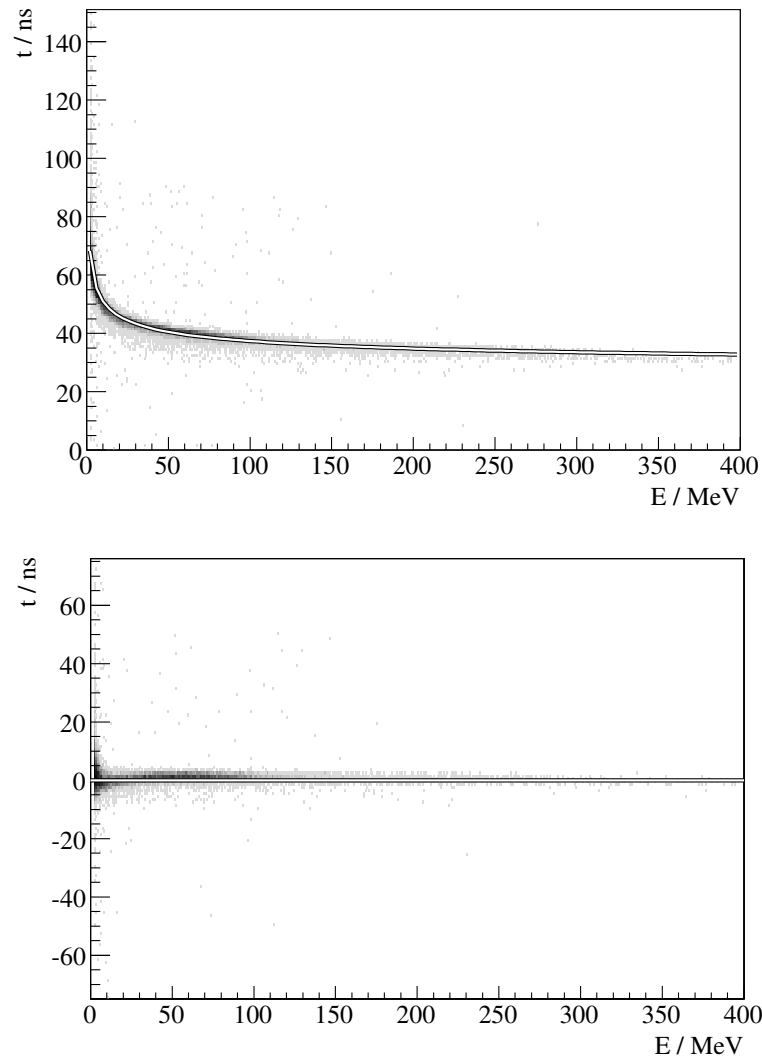


Abbildung 6.4. Korrektur der Pulshöhenabhängigkeit im Zeitverhalten exemplarisch für einen einzelnen Kanal des Crystal Ball. Dargestellt ist die Zeitdifferenz zum PID-Treffer in Abhängigkeit der Energiedeposition im NaI(Tl)-Kristall. Oben: Vor der Korrektur; zusätzlich ist die angepasste Korrekturfunktion t_{theo} gemäß Gleichung (6.4) eingezeichnet. Unten: Nach der Korrektur; die Gerade repräsentiert den Sollwert von $t_{\text{corr}} = 0$ ns.

Somit kann das unter Beteiligung vieler, nicht exakt abgeglicherer Einzeldetektoren entstandene und daher vergleichsweise ungenaue Referenzsignal des Triggers (je nach Arbeitsweise der beteiligten TDCs) durch Summen- oder Differenzbildung zwischen zwei Detektorsystemen aus den Relativzeiten eliminiert werden².

²Für dieses Verfahren zur Korrektur der Pulshöhenabhängigkeit können selbstverständlich auch Relativzeiten zu anderen Detektorsystemen, z.B. der Photonenmarkierungsanlage verwendet werden. Bei der Nutzung der Zeitdifferenz zum Taggingssystem ist allerdings der hohe Anteil zufälliger Koinzidenzen (siehe Abschnitt 8.1) zu berücksichtigen, im PID hingegen ist die Zuordnung der korrekten Trefferzeit des Protons (auch durch kinematische Bedingungen an den ϕ -Winkel nach der Rekonstruktion des π^0) üblicherweise eindeutig.

Das Auftragen der so gewonnenen Zeitinformation eines NaI(Tl)-Kristalls gegen die jeweils deponierte Energie und Anpassen einer (empirischen) Funktion

$$t_{\text{theo}} = a + b \cdot E^c \quad (6.4)$$

mit freien Parametern $a, b, c \in \mathbb{R}$ liefert dann die gesuchte Energieabhängigkeit des Zeitverhaltens für diesen Kanal. Anschließend wird die so bestimmte Funktion t_{theo} , welche die zu erwartende Trefferzeit bei gegebener Energie angibt, von der jeweiligen gemessenen Kristallzeit t_{meas} subtrahiert und dadurch die Pulshöhenabhängigkeit beseitigt; die Abweichung vom aufgrund der Energie erwarteten Wert stellt also die korrigierte Zeit $t_{\text{corr}} = t_{\text{meas}} - t_{\text{theo}}$ dar. Durch Bestimmung eines individuellen Parametersatzes a, b, c für jeden Kristall liegen alle korrigierten Zeiten zwangsläufig um $t_{\text{corr}} = 0$ ns, so daß ein weiterer Relativabgleich der einzelnen Crystal Ball-Kanäle nicht mehr erforderlich ist.

6.3.2 Clusterbestimmung

Durch die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer wird die Energie eines Teilchens in vielen Fällen nicht in einem einzigen NaI(Tl)-Detektor des Crystal Ball deponiert sondern verteilt sich über einen Bereich von mehreren Kristallen. Der erste Schritt bei der Rekonstruktion der nachgewiesenen Teilchen besteht also darin, die während eines Ereignisses getroffenen Kristalle zu Gruppen, sogenannten Clustern, zusammenzufassen. Aus den Informationen der einzelnen Detektoren eines solchen Clusters ergeben sich dann Eigenschaften wie Energie, Richtung und Trefferzeit des dort nachgewiesenen Teilchens.

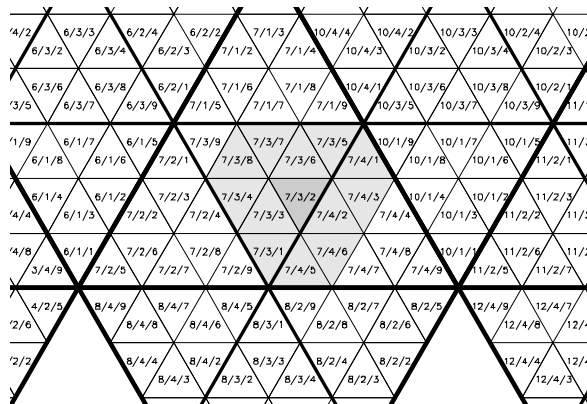


Abbildung 6.5. Ausschnitt aus der Geometrie des Crystal Ball. Der markierte Bereich gibt die Kristalle rund um den zentralen Detektor mit der höchsten Energiedeposition an, die bei der Clusterbestimmung berücksichtigt werden.

Das hier verwendete Verfahren zur Clusterbestimmung basiert auf der Tatsache, daß im Crystal Ball typischerweise 98% der Schauerenergie in einer Gruppe von 13 Kristallen deponiert werden (siehe Abschnitt 4.5.1 und Abb. 6.5). Daher wird zunächst der Kristall mit der höchsten Energiedeposition (der Zentralkristall eines Clusters) gesucht und die Energien der maximal zwölf umgebenden Detektoren addiert, sofern diese jeweils eine Schwelle von 2 MeV überschritten haben. Dieses Vorgehen wird solange wiederholt, bis alle am Ereignis beteiligten Kri-

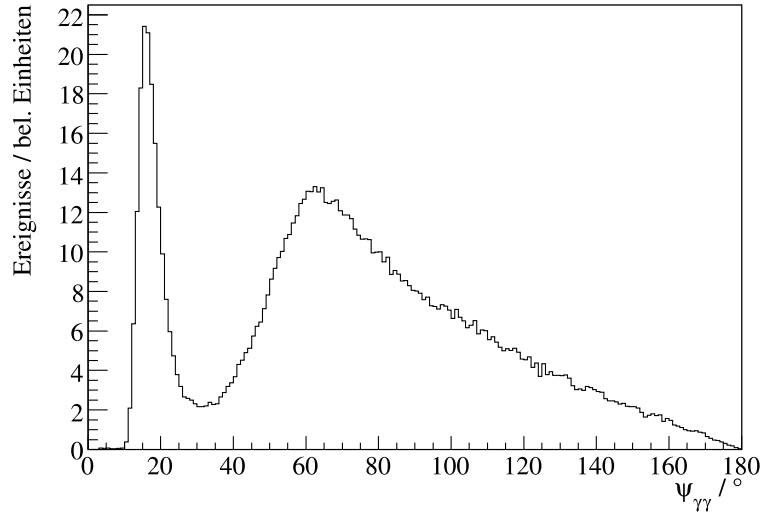


Abbildung 6.6. Öffnungswinkel $\psi_{\gamma\gamma}$ zwischen zwei Clustern im Crystal Ball. Dieses Bild ist der Analyse von Ereignissen mit drei als Photonen identifizierten Clustern entnommen. Die Korrelation zweier Cluster mit Winkeln um 20° ist auf Clusterpaare zurückzuführen, bei denen die Energie eines einzelnen Schauers in mehr als 13 Kristallen deponiert wurde.

stalle verarbeitet worden sind; ein einzelner Kristall kann dabei nur zu jeweils einem Cluster beitragen, so daß keine Energieinformation mehr als einmal verwendet wird.

Ein so gebildeter Cluster wird akzeptiert, wenn die gesamte Energiedeposition des Teilchens in den beteiligten Kristallen größer als 25 MeV ist, ansonsten wird der Cluster verworfen. Für die Impulsrekonstruktion muß neben der Energie allerdings auch die Richtung des Teilchens in Bezug auf den Targetmittelpunkt bekannt sein. Diese Richtungsinformation ergibt sich aus der Position des Clusterschwerpunktes, der aus dem gewichteten Mittel der Ortsinformationen der einzelnen Kristalle bestimmt wird; als Gewichtungsfaktor dient hierbei die Wurzel der im Kristall deponierten Energie. Die Trefferzeit des Teilchens lässt sich auf eine ähnliche Weise über das energiegewichtete Mittel der Einzelzeiten nach der Korrektur der Pulshöhenabhängigkeit rekonstruieren, es gelten also

$$\vec{r}_{\text{Cl}} = \frac{\sum_i \vec{r}_i \cdot \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \quad \text{und} \quad t_{\text{Cl}} = \frac{\sum_i t_{\text{corr},i} \cdot E_i}{\sum_i E_i} \quad (6.5)$$

In einigen Fällen ist ein Bereich von 13 Kristallen nicht ausreichend um tatsächlich die gesamte Energiedeposition eines Schauers zu erfassen. Aus dem verbleibenden Teil der Schauerenergie kann dann ein weiterer Cluster gebildet werden, der bei Überschreiten der Schwelle von 25 MeV die Signatur der Reaktion im Detektor verfälscht. Derartige künstliche Cluster zeichnen sich allerdings durch eine Korrelation mit dem ursprünglichen Schauerbereich aus, die anhand des Öffnungswinkels $\psi_{\gamma\gamma}$ der Richtungsvektoren beider Cluster (siehe Abb. 6.6) sichtbar wird. Winkel unterhalb von 30° deuten dabei auf künstlich erzeugte Cluster hin, was in der weiteren Analyse berücksichtigt werden muß (siehe Kapitel 8).

6.3.3 Energieeichung

Die Energieeichung des Crystal Ball beruht auf dem Nachweis und dem Abgleich der Energien von Zerfallsphotonen des π^0 -Mesons aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, indem die gemessenen Photonenergien mit den aus der Reaktionskinematik zu erwartenden Werten verglichen werden. Das Verfahren ist ausführlich in [Bru07], Anhang B beschrieben und wird aus diesem Grund hier nur kurz skizziert.

Um die gemessenen Energien der Zerfallsphotonen betrachten zu können muß zunächst die Gesamtenergie des ursprünglichen π^0 -Mesons bekannt sein. Aufgrund der Zweikörperkinematik kann für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ die Energie ε des Pions aus dessen Polarwinkel θ_{π^0} und der Energie ω des einlaufenden Photons anhand der Beziehung

$$2\omega|\vec{q}|\cos\theta_{\pi^0} = 2\varepsilon(\omega + M) - 2\omega M - m^2 \quad (6.6)$$

berechnet werden, wobei $|\vec{q}| = \sqrt{\varepsilon^2 - m^2}$ den Impuls des Pions und M bzw. m die Massen des Protons und des π^0 -Mesons bezeichnen. Gleichung (6.6) liefert zunächst zwei mögliche Lösungen für ε , von denen im weiteren Verlauf diejenige verwendet wird, die näher an dem gemessenen Wert liegt. Aus der so bestimmten Energie des π^0 -Mesons ergeben sich dann die Energien der Zerfallsphotonen durch eine Transformation aus dem Ruhesystem des Pions, in dem beide Photonenergien jeweils der Hälfte der π^0 -Ruhemasse entsprechen. Es gilt also im Laborsystem

$$E_\gamma = \frac{E_\gamma^{cm}}{\gamma(1 - \beta \cos\theta_{\gamma\gamma})} \quad (6.7)$$

mit dem Öffnungswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen den beiden Zerfallsphotonen und den relativistischen Variablen β und γ des Pions. Diese aus der Kinematik berechneten Photonenergien E_γ dienen nun zum Vergleich mit den gemessenen Werten. Die dafür erforderliche Selektion von Ereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ geschieht über drei Bedingungen:

- Nachweis von zwei als Photonen (siehe Abschnitt 6.5.1) identifizierten Clustern,
- invariante Masse der beiden Photonen $m_{\gamma\gamma} = 135 \pm 50$ MeV,
- fehlende Masse $m_X = 938 \pm 100$ MeV.

Für die Kristalle eines Clusters, in dem mehr als 70% der Gesamtenergie im zentralen Detektor deponiert wurden, wird das Verhältnis zwischen nach Gleichung (6.7) erwarteter und gemessener Energie aufgetragen; die Anpassung einer Gaußverteilung liefert mit ihrem Mittelwert μ einen Korrekturfaktor für die Verstärkung³ g des betrachteten Detektorkanals. Die neue Verstärkung eines Kristalls nach dem Abgleich ist also $g' = \mu \cdot g$.

Im Verlauf dieser Kalibration werden Abschätzungen für die im Detektor gemessenen Energien benötigt; so ergibt sich der Polarwinkel θ_{π^0} aus dem Richtungsvektor des Pionimpulses, der wiederum durch Addition der Photonimpulse gebildet wird. Weiterhin beeinflusst die Änderung der Verstärkung g eines Kristalles über die Schauerbreitungen die Beiträge der Nachbardetektoren. Daher müssen mehrere Iterationen des Verfahrens durchgeführt werden, bis sich ausgehend von der Annahme einer durchschnittlichen Verstärkung für alle Kristalle stabile Werte für

³Der Umrechnungsfaktor von ADC-Kanälen nach Energien in MeV wird hier als „Verstärkung“ (*Gain*) bezeichnet. Dies ist auch der einzige erforderliche Parameter bei der Kalibration, da die ADC-Informationen bereits um die *Pedestal*-Position korrigiert sind, siehe Abschnitt 5.1.1.

die einzelnen Detektoren einstellen. Hierbei haben sich vier bis fünf Durchläufe als ausreichend erwiesen, bis keine wesentliche Veränderung der Kalibration mehr erreicht wurde. Eine Beurteilung der Kalibration ist z.B. über die Breite der invarianten Masse des π^0 -Mesons möglich, siehe Tabelle 6.1.

Strahlzeit	$\sigma(m_{\pi^0})$, vorher	$\sigma(m_{\pi^0})$, nachher
Juli / August 2004	8,88 MeV	8,29 MeV
September 2004	9,02 MeV	8,33 MeV
Januar 2005 (883 MeV)	9,18 MeV	8,39 MeV
Januar 2005 (570 MeV)	9,04 MeV	8,20 MeV

Tabelle 6.1. Breite der invarianten π^0 -Masse für die Daten der verschiedenen μ_{Δ^+} -Strahlzeiten vor und nach dem Abgleich der Verstärkungsfaktoren [Bru07].

6.4 Eichungen der TAPS-Vorwärtswand

Da die TAPS-Vorwärtswand ebenso wie der Crystal Ball ein zusammengesetztes Detektorsystem aus einzelnen Szintillatorkristallen ist, sind auch die grundlegenden Schritte in der Datenanalyse ähnlich. So müssen ebenfalls Energie- und Zeitkalibrationen durchgeführt und elektromagnetische Schauer in den Kristallen rekonstruiert werden um Energie-, Impuls- und Zeitinformationen der nachgewiesenen Teilchen zu erhalten. Die Vorgehensweisen dabei sind in [Boi07] und [Zeh07] ausführlich dargestellt, weshalb hier nur ein Überblick gegeben wird.

6.4.1 Zeitabgleich

Um von der ausgezeichneten Zeitauflösung der BaF₂-Detektoren profitieren zu können ist auch bei TAPS ein direkter Abgleich der von den TDCs gelieferten Daten aufgrund des schlechten Zeitverhaltens des Experimenttriggers nicht sinnvoll. Stattdessen werden die Informationen sowohl der TAPS-Vorwärtswand als auch der Photonenmarkierungsanlage kombiniert und ein Abgleich der Relativzeiten durchgeführt [Zeh07]. Wie in Abschnitt 6.1 bereits dargestellt, liefert das Taggingssystem die Zeitdifferenz zwischen den Treffern der individuellen Elektronenzählern und dem L1-Triggersignal

$$t_{\text{tag}} = t_{\text{L1}} - t_e \quad (6.8)$$

Eine analoge Beziehung gilt auch für die *Common Stop*-TDCs der BaF₂-Detektoren, die von den einzelnen CFDs gestartet und vom Trigger gestoppt werden

$$t_{\text{TAPS}} = t_{\text{L1}} - t_{\text{BaF}_2} \quad (6.9)$$

Somit lässt sich auf ähnliche Weise wie zwischen Crystal Ball und PID das Zeitverhalten des Triggersystems durch Betrachtung einer Relativzeit eliminieren, es gilt hier

$$\begin{aligned} t_{\text{TAPS}} - t_{\text{tag}} &= t_{\text{L1}} - t_{\text{BaF}_2} - t_{\text{L1}} + t_e \\ &= t_e - t_{\text{BaF}_2} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Die einzelnen Kanäle der Taggerleiter sind hierbei bereits mit Hilfe der Messungen der Markierungseffizienz zeitlich gegeneinander ausgerichtet; die Photonenmarkierungsanlage bildet also eine gemeinsame Zeitreferenz für die BaF₂-Kristalle der TAPS-Vorwärtswand. Daher werden die TDC-Spektren der 510 TAPS-Kanäle so gegeneinander verschoben, daß die Relativzeit jedes einzelnen Kristalls zum Taggingssystem bei demselben Wert (hier 0 ns) liegt. Die damit erreichte Zeitauflösung des Gesamtsystems aus TAPS und Tagger liegt bei $\Delta t = 1,5$ ns (FWHM). Der beschriebene Abgleich verwendet ausschließlich als Photonen identifizierte Treffer, da deren Flugzeiten nur von der konstanten Entfernung zum Target abhängen. Somit sind auch alle TAPS-Zeitinformationen als relativ zum Zeitverhalten von Photonen anzusehen.

6.4.2 Clusterbestimmung

Die Suche nach zusammenhängenden Treffergebieten in der TAPS-Vorwärtswand arbeitet mit einer abgewandelten Version der Clusterbestimmung im Crystal Ball. Hier werden ausgehend vom Zentralkristall mit der höchsten Energiedeposition zunächst die Energien der (maximal) sechs Detektoren im ersten Ring rund um den zentralen Kristall aufaddiert. Diese sechs Kristalle sind anschließend die Ausgangspunkte für eine rekursive Suche nach jeweils benachbarten Detektoren, die zur Gesamtenergie eines Clusters beitragen. Ein Abbruch dieser Suche findet statt, sobald entweder dem zusammenhängenden Bereich keine weiteren Treffer mehr zugeordnet werden können oder eine Distanz von sieben Kristallen zum Zentraldetektor überschritten wurde. Aus den Daten der einzelnen Kristalle innerhalb eines so gebildeten Clusters kann nun die Schauerenausbreitung rekonstruiert werden. Die Richtungsinformation des nachgewiesenen Teilchens ergibt sich wie beim Crystal Ball aus den Positionen der beteiligten Kristalle, die mit der Wurzel der jeweils deponierten Energie gewichtet aufsummiert werden

$$\vec{r}_{\text{Cl}} = \frac{\sum_i \vec{r}_i \cdot \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \quad (6.11)$$

Als relevante Zeitinformation des Clusters wird im weiteren Verlauf der Analyse die Trefferzeit des Zentraldetektors mit der maximalen Energiedeposition verwendet.

6.4.3 Energieeichung

Da die BaF₂-Kristalle in Verbindung mit den Photomultipliern und der Datenerfassungselektronik einen linearen Zusammenhang zwischen der erfassten Pulshöhe und der Energiedeposition gewährleisten [Pfe98], ist die Kenntnis zweier Eichpunkte (siehe Abb. 6.7 links) für jeden Kanal ausreichend um jeweils Offset und Verstärkung angeben zu können. Der erste dieser beiden Eichpunkte ergibt sich direkt aus dem Maximum N_0 des *Pedestal*-Peaks im jeweiligen ADC-Spektrum, was einer Energie von $E_0 = 0$ MeV entspricht. Diese Messungen der Nulllinie der Datenerfassungselektronik werden über den gesamten Verlauf der Meßzeit regelmäßig durch den Pulsgenerator im L1-Triggersystem (TAPS1-Trigger, siehe Abschnitt 5.4.3) ausgelöst. Neben der Bestimmung des Energienullpunktes ist damit auch eine kontinuierliche Überwachung der *Pedestal*-Position möglich. Der zweite Eichpunkt wird aus der Auswertung von Messungen der Höhenstrahlung gewonnen; solche Kalibrationsmessungen fanden jeweils vor und nach den einzelnen Strahlzeiten statt. Da alle TAPS-Kristalle dieselbe geometrische Form haben und in der verwendeten Anordnung sich jedes Detektormodul in horizontaler Lage befindet, ist die Energiedeposition minimal ionisierender Höhenstrahlungsteilchen in allen

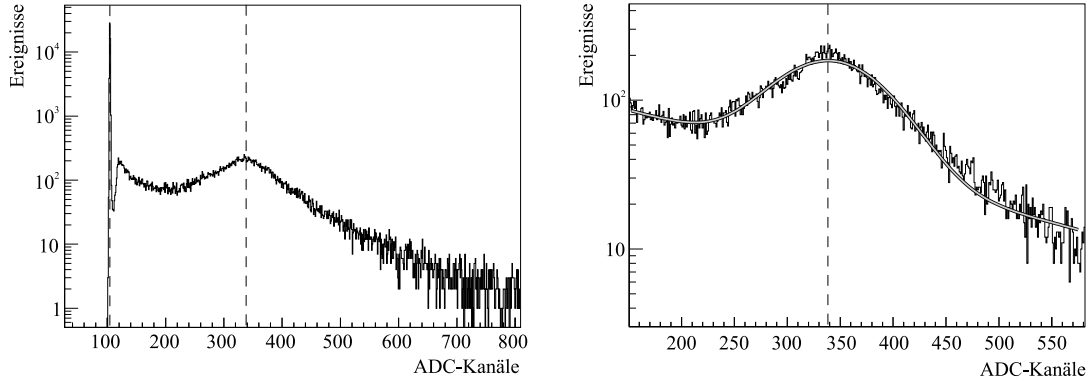


Abbildung 6.7. Energieeichung der TAPS-Detektoren mit Höhenstrahlung. Links: Energiespektrum der Höhenstrahlungsteilchen aus der Messung mit einem TAPS-BaF₂-Kristall. Die senkrechten Linien markieren die beiden Eichpunkte bei 0 MeV (*Pedestal*) und 37,7 MeV (mittlere Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen im Kristall). Rechts: Anpassung einer Gaußverteilung auf exponentiell abfallendem Untergrund an das Spektrum zur genauen Bestimmung der Peakposition [Boi07].

Kristallen identisch. In BaF₂ haben solche Teilchen einen differentiellen Energieverlust von $\frac{dE}{dx} = 6,39 \text{ MeV/cm}$, woraus sich bei einer Detektordicke von 5,9 cm eine mittlerer Energiedeposition von $E_1 = 37,7 \text{ MeV}$ ergibt [Sch01]. Die Bestimmung dieses Peaks für minimal ionisierende Teilchen im ADC-Spektrum eines TAPS-Detektors geschieht durch Anpassen einer Kombination von exponentiell abfallendem Untergrund und einer Gaußverteilung (siehe Abb. 6.7 rechts). Deren Mittelwert μ liefert dann den ADC-Kanal N_1 des zweiten Eichpunktes E_1 [Boi07]. Die in einem Kristall deponierte Energie E in MeV ergibt sich somit aus der gemessenen Kanalzahl N gemäß

$$E = \frac{E_1 - E_0}{N_1 - N_0} \cdot (N - N_0) \quad (6.12)$$

Die Gesamtenergie eines Clusters, die durch Aufsummieren der nach Gleichung (6.12) bestimmten Energien der Einzelkristalle gebildet wird, kann allerdings nicht direkt als Energie des nachgewiesenen Teilchens, z.B. eines Photons, verwendet werden. Vielmehr muß diese Clusterenergie mit einem energieunabhängigen Faktor f_{TAPS} korrigiert werden um Schauerverluste in den Randkristallen eines Clusters auszugleichen [Kot01]. Solche Verluste entstehen z.B. durch die CFD-Schwellen, so daß Energiedepositionen unterhalb dieser Schwellen nicht erfasst und daher bei der Clusterbestimmung nicht berücksichtigt werden können. Aus dem Vergleich der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ zweier π^0 -Zerfallsphotonen mit der tatsächlichen Masse m_{π^0} ergibt sich in dieser Analyse ein Korrekturfaktor von

$$f_{\text{TAPS}} = \frac{m_{\gamma\gamma}}{m_{\pi^0}} = 1,19 \quad (6.13)$$

6.5 Teilchenidentifikation

Nach der beschriebenen Rekonstruktion der elektromagnetischen Schauer in den NaI(Tl)- und BaF₂-Kristallen ist noch keine zuverlässige Aussage über die Art der nachgewiesenen Teilchen

möglich. Daher werden die erfassten Cluster im nächsten Schritt der Datenanalyse mit den Informationen weiterer Detektoren (PID, CPV) ergänzt oder auf andere spezielle Eigenschaften hin überprüft, die jeweils charakteristisch für eine bestimmte Teilchensorte sind. Sobald jedem Cluster eine Teilchenhypothese zugeordnet ist, können die Vierervektoren der nachgewiesenen Teilchen mit (für die jeweilige Hypothese) korrekten Energie- und Impulsbeziehungen rekonstruiert werden.

6.5.1 Crystal Ball und Teilchenidentifikationsdetektor

Allein aus den Informationen der NaI(Tl)-Kristalle des Crystal Ball kann keine eindeutige Unterscheidung zwischen verschiedenen Teilchenarten abgeleitet werden. Zur Identifikation der detektierten Teilchen werden daher zusätzlich Winkelinformationen und Energiedepositionen in den Plastikszintillatorstreifen des Teilchenidentifikationsdetektors herangezogen. Zunächst wird aus einem Vergleich der Azimutwinkel der getroffenen PID-Streifen und der ermittelten NaI(Tl)-Cluster entschieden, ob ein Treffer auf ein neutrales oder ein geladenes Teilchen zurückzuführen ist (siehe Abb 6.8 oben). Dazu wird die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ zwischen jedem PID-Treffer und jedem Cluster im Crystal Ball ausgewertet; ein Trefferpaar in beiden Detektoren wird als zusammengehörig und damit als von einem geladenen Teilchen verursacht angesehen, wenn die Bedingung $|\Delta\phi| < 15^\circ$ erfüllt ist. Kann einem NaI(Tl)-Cluster kein PID-Treffer zugeordnet werden, wird das entsprechende Teilchen vorläufig als Photon aufgefasst.

Eine weitere Differenzierung geladener Teilchen ist über den Vergleich des Energieverlusts in den Plastikszintillatorstreifen und der gesamten Energiedeposition $E_{\text{tot}} = E_{\text{CB}} + E_{\text{PID}}$ möglich (siehe Abb 6.8 unten). Der Energieverlust des Teilchens im PID muß hierfür allerdings zunächst auf zwei Effekte korrigiert werden:

- Aufgrund der θ -abhängigen Wegstrecke des Teilchens durch den Szintillatorstreifen wird die Energieinformation des PID mit dem Sinus des Polarwinkels des zugehörigen Clusters im Crystal Ball gewichtet; der Energieverlust wird also auf die Dicke des Plastikszintillators (bei $\theta = 90^\circ$) normiert.
- Wie in Abschnitt 4.5.2 beschrieben, werden die PID-Streifen aus Platzgründen nur strahl-
abwärts von Photomultipliern ausgelesen. Das Szintillationslicht wird also abhängig von der z -Koordinate des Teilchendurchgangs auf dem Weg zum Photomultiplier unterschiedlich stark abgeschwächt. Zur Korrektur dieser Abschwächung wird (wieder aus dem Polarwinkel θ des zugehörigen Crystal Ball-Clusters) die Wegstrecke des Szintillationslichtes berechnet gemäß

$$a = \begin{cases} l/2 - r/\tan \theta_{\text{CB}} & \theta_{\text{CB}} \neq 90^\circ \\ l/2 & \theta_{\text{CB}} = 90^\circ \end{cases} \quad (6.14)$$

mit l der Länge eines Szintillatorstreifens und r dem Radius des PID. Aus dieser Wegstrecke a erhält man durch lineare Interpolation zwischen zwei von insgesamt sieben Stützstellen (a_n, f_n) einen Korrekturfaktor $f(a)$ für die tatsächlich im Plastikszintillator deponierte Energie [Wat05].

Die korrigierte Energiedeposition im Teilchenidentifikationsdetektor ergibt sich also aus

$$E_{\text{PID}} = f(a) \cdot \sin \theta_{\text{CB}} \cdot E_{\text{PID}}^0 \quad (6.15)$$

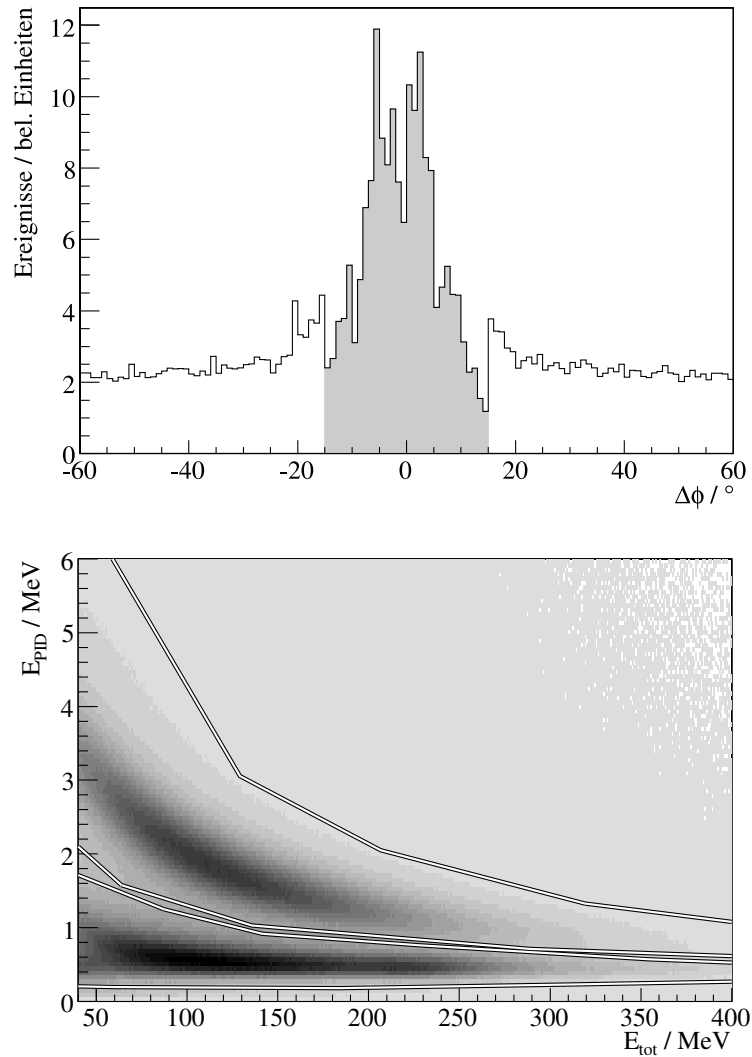


Abbildung 6.8. Teilchenidentifikation mit dem Crystal Ball und dem PID. Oben: Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ zwischen getroffenen Plastikszintillatoren und NaI(Tl)-Clustern. Ein Teilchen wird als geladen angesehen, wenn $\Delta\phi$ im grau unterlegten Bereich von $\pm 15^\circ$ liegt. Unten: Unterscheidung zwischen Protonen (oberes Band), minimal ionisierenden Teilchen wie π^\pm (unteres Band) und „unbekannten Teilchen“ (restliche Bereiche) über die Energiedepositionen im PID und Crystal Ball.

Je nachdem in welchem Bereich der $(E_{\text{tot}}, E_{\text{PID}})$ -Ebene die Energieinformationen liegen, wird das geladene Teilchen nun als Proton oder minimal ionisierendes Teilchen (üblicherweise π^\pm) klassifiziert; Treffer, die zwar als geladen erkannt wurden, allerdings in keinem der einer bestimmten Teilchenart zugeordneten Schnittbereich liegen, z.B. Elektronen, gelten als „unbekannte Teilchen“ und werden nicht weiter verwendet. Für die so erkannten Protonen und minimal ionisierenden Teilchen wird in der weiteren Analyse statt der Zeitinformation des NaI(Tl)-Clusters die Trefferzeit des zugehörigen PID-Szintillators verwendet.

Für die bisher als Photonen eingestuft Treffer erfolgt im Anschluß an die Teilchenidentifikation durch den PID noch ein Vergleich der Richtungsinformation zwischen NaI(Tl)-Cluster

und den von den Drahtkammern bereitgestellten Spuren (siehe Abschnitt 6.6). Stellt sich dabei heraus, daß für ein als neutral erkanntes Teilchen eine passende Spur vorliegt, ist das entsprechende Teilchen trotz des Fehlens eines PID-Treffers als geladen anzusehen. Derartige Teilchen werden ebenfalls als Protonen akzeptiert; eventuelle Fehlidentifikationen (z.B. eines π^\pm als Proton) werden hierbei zunächst in Kauf genommen und müssen durch weitere (kinematische) Bedingungen erkannt werden.

6.5.2 TAPS-Vorwärtswand

Zur Identifikation der in der TAPS-Vorwärtswand nachgewiesenen Teilchen werden verschiedene Informationen und Verfahren kombiniert, die in [Gre07] dargestellt sind. Eine grundlegende Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Teilchen geschieht über die Auswertung der vor den BaF₂-Kristallen angebrachten Vetodetektoren (*Charged Particle Veto*, CPV). Ein Cluster wird dabei auf ein geladenes Teilchen zurückgeführt, wenn die Vetokachel vor dem Zentraldetektor oder vor einem der sechs Detektoren im ersten Ring rund um den zentralen Kristall des Clusters angesprochen hat. Die Trefferinformationen des Vetosystems ermöglicht allerdings keine weitergehende Unterscheidung geladener Teilchen, so daß eine Trennung beispielsweise zwischen Protonen und Elektronen mit anderen Methoden durchgeführt werden muß. Die Analyse der BaF₂-Pulsform (*Pulse Shape Analysis*, PSA) über die Energiedepositionen E_{LG} und E_{SG} innerhalb des langen bzw. kurzen Integrationsfensters bietet eine solche Möglichkeit zur Identifikation verschiedener Teilchenarten. Ausschlaggebend für die Teilchenhypothese ist dabei nur das Resultat der Pulsformanalyse für den zentralen Detektorkristall eines Clusters, d.h. für den Nachweisort des Primärteilchens. Eine Unterscheidung kann über den direkten Vergleich von E_{LG} und E_{SG} wie in Abb. 6.9 oben und Schnitte zwischen den Ursprungsstrahlen der einzelnen Teilchensorten realisiert werden, allerdings ermöglicht eine Umrechnung der Energieinformationen E_{LG} , E_{SG} in ein System von Polarkoordinaten R , ϕ eine zuverlässigere Trennung [Hej98]. In der Polardarstellung gilt für die betrachteten Größen

$$R = \sqrt{E_{LG}^2 + E_{SG}^2} \quad \text{und} \quad \phi = \arctan\left(\frac{E_{SG}}{E_{LG}}\right) \quad (6.16)$$

Da Photonen und Elektronen den größten Teil ihrer Energie bereits in der schnellen Komponente des BaF₂-Szintillationslichtes deponieren, E_{LG} und E_{SG} also praktisch gleich groß sind, ergibt sich in diesem Fall ein Winkel von $\phi = 45^\circ$. Findet hingegen ein nennenswerter Anteil der Energiedeposition erst nach dem Schließen des kurzen Integrationsfensters statt, resultiert dies in Winkeln $\phi < 45^\circ$. Zur Teilchenidentifikation wird daher eine Trennlinie zwischen den beiden Bändern in Abb. 6.9 unten gezogen; Teilchen rechts dieser Linie werden abhängig von der zugehörigen Vetoinformation als Photonen bzw. Elektronen, Teilchen links der Linie hingegen als Protonen eingestuft. Die genaue Lage der Trennlinie wird aus dem Verlauf des Photonbandes in der Polardarstellung abgeleitet; dieser wiederum ergibt sich aus der Projektion verschiedener Radiusintervalle auf die ϕ -Achse und der Anpassung einer Gaußverteilung an den jeweiligen Photonpeak. Dadurch erhält man sowohl den genauen Winkel ϕ_γ als auch die Standardabweichung σ_γ im betrachteten Intervall für R . Die Trennlinie wird nun so definiert, daß sie in einem Abstand von $3\sigma_\gamma$ parallel zum Photonband verläuft; die Pulsformanalyse berücksichtigt also einen individuellen Linienverlauf für jeden BaF₂-Detektor.

Der vergleichsweise große Abstand von 173,3 cm zwischen TAPS-Vorwärtswand und dem Targetmittelpunkt und die ausgezeichnete Zeitauflösung der BaF₂-Detektoren ermöglicht zu-

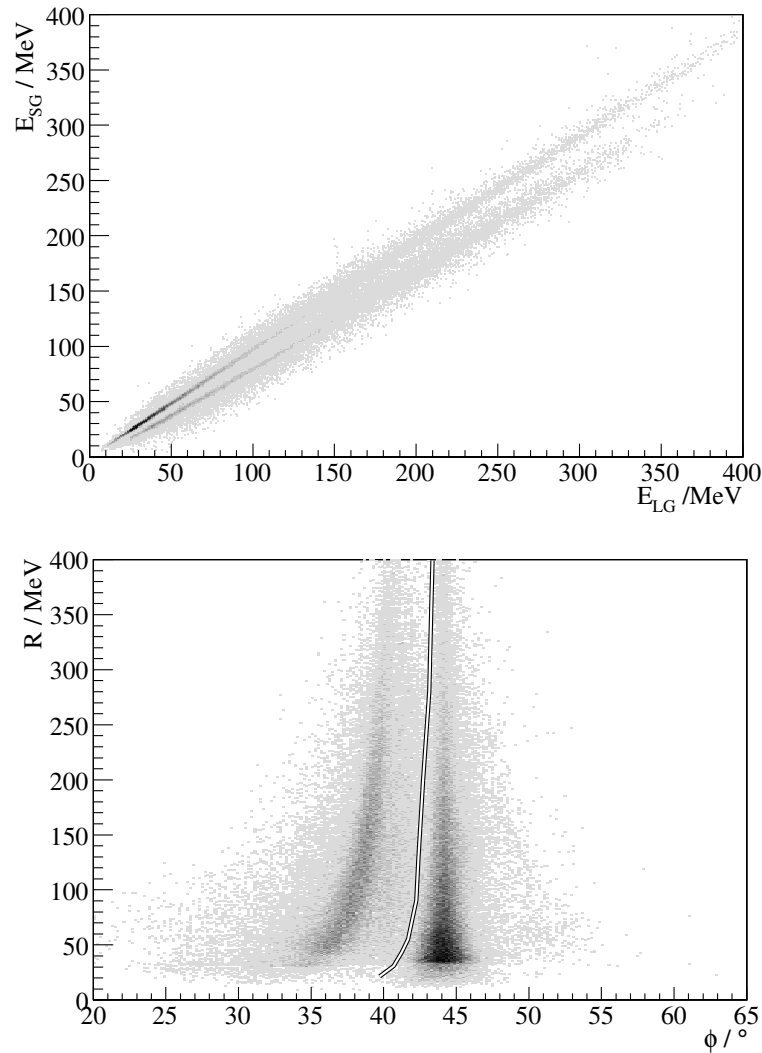


Abbildung 6.9. Pulsformanalyse der BaF₂-Signale. Oben: Direkter Vergleich der Energiedepositionen E_{LG} und E_{SG} innerhalb des langen bzw. kurzen Integrationsfensters. Unten: Darstellung in Polarkoordinaten R, ϕ nach Gleichung (6.16). Elektronen und Photonen liegen innerhalb des Photonbandes um 45° , Protonen hingegen bei kleineren Winkeln. Zusätzlich eingezeichnet ist die Trennlinie zwischen beiden Bändern, die im Abstand von $3\sigma_\gamma$ zum Zentrum des Photonbandes verläuft.

sätzlich eine Untersuchung des Flugzeitverhaltens (*Time of Flight*, TOF) der nachgewiesenen Teilchen. Eine derartige Betrachtung wird in dieser Analyse nur bei Clustern durchgeführt, die durch CPV und PSA bereits als Elektronen eingestuft worden sind. Für diese Teilchen wird dazu die Differenz zwischen der Zeit des betreffenden TAPS-Clusters und der mittleren Zeit aller Photonen im Crystal Ball gebildet⁴ und gegen die deponierte Energie aufgetragen. Ergibt sich eine Energie-Flugzeit-Relation, die innerhalb des Protonbandes in Abb. 6.10 liegt, wird die PSA-Information als fehlerhaft angesehen und der Cluster als Proton akzeptiert. Tabelle 6.2

⁴Auch hier beseitigt die Betrachtung einer Relativzeit den Einfluß des Triggerzeitpunktes auf das Zeitverhalten des zu untersuchenden Teilchens.

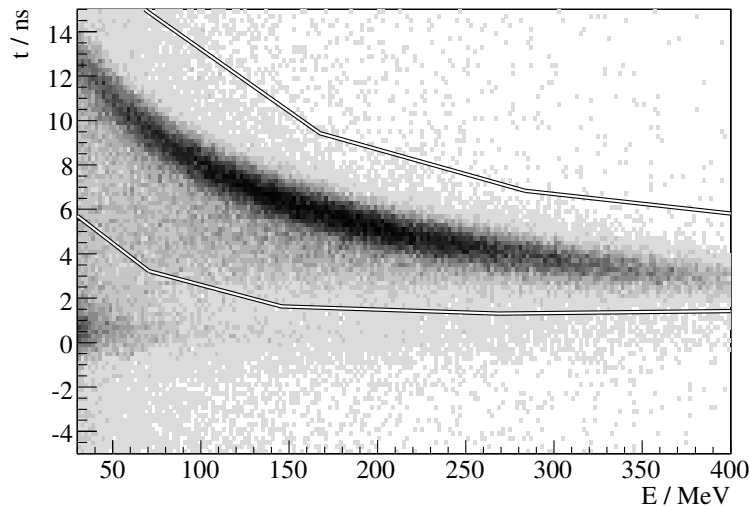


Abbildung 6.10. Relation zwischen Energie und Flugzeit für in TAPS nachgewiesene geladene Teilchen. Cluster mit Vetotreffern werden unabhängig vom Resultat der Pulsformanalyse als Protonen identifiziert, wenn sie innerhalb des dargestellten Bandes liegen.

fasst zusammen, wie die einzelnen Informationen von Vetodetektoren, Pulsformanalyse und gegebenenfalls Flugzeitverhalten zu einer Teilchenhypothese kombiniert werden.

CPV	PSA	TOF	Teilchenhypothese
nein	\Rightarrow	–	Photon
ja	\Leftarrow	–	Proton
nein	\Leftarrow	–	Proton
ja	\Rightarrow	\in	Proton
ja	\Rightarrow	\notin	Elektron

Tabelle 6.2. Entscheidungstabelle zur Teilchenidentifikation mit TAPS. Ausgewertet werden die Vetoinformation (CPV), die Pulsformanalyse (PSA) und gegebenenfalls das Flugzeitverhalten (TOF). Das Vetosystem liefert eine „ja/nein“-Entscheidung, ob ein Teilchen geladen ist; die Untersuchung der Pulsform ergibt eine Position links (\Leftarrow) oder rechts (\Rightarrow) der Trennlinie zwischen Photon- und Protonband. Die Flugzeitbetrachtung gibt an, ob das Teilchen innerhalb (\in) oder außerhalb (\notin) des Protonbandes liegt, allerdings wird dies nicht für alle Kombinationen aus PSA und CPV ausgewertet (–).

6.6 Spurrekonstruktion

Die von den beiden zylindrischen DAPHNE-Drahtkammern gelieferten Ansprechmuster der Drähte bzw. die Ladungsinformation der jeweils getroffenen Streifen bilden die Grundlage für die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen. Im ersten Schritt werden daher die einzelnen

Treffer in jeder Detektorlage auf zusammenhängende Bereiche untersucht; aus den beteiligten Elementen dieser Cluster ergeben sich dann die mittleren Draht- bzw. Streifenpositionen, an denen ein Teilchen die Kammern passiert hat. Bei Drahtclustern erhält man das Zentrum des angesprochenen Bereiches durch eine einfache Mittelwertbildung der Drähte w_i

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \sum_i w_i \quad (6.17)$$

Für die mittlere Position von Clustern in den inneren oder äußeren Streifenlagen hingegen werden die von den Sampling-ADCs erfassten Ladungsinformationen berücksichtigt; die Berechnung erfolgt hier über eine Schwerpunktbildung aus den Streifen s_i

$$\bar{s} = \frac{\sum_i s_i \cdot \tilde{q}_i}{\sum_i \tilde{q}_i} \quad (6.18)$$

wobei \tilde{q} die auf ein Referenzsignal normierte Ladungsinformation darstellt. Dieser Referenzwert wurde durch definierte Signale eines Pulsengenerators erzeugt, die in die Ausleseelektronik der Drahtkammerstreifen eingespeist wurden. Die daraus bestimmten Normierungsfaktoren gleichen die leicht unterschiedlichen Signalverstärkungen der einzelnen Detektorkanäle aus und erlauben dadurch eine präzisere Bestimmung der mittleren Streifenposition.

Im Idealfall produziert ein Teilchen beim Durchgang durch eine Drahtkammer sowohl in beiden Streifenlagen S_i und S_e als auch in der Drahtebene W jeweils einen Cluster. Durch die Position in W ist der Azimutwinkel des Durchgangspunktes ϕ_w sofort gegeben, die Bestimmung der z -Koordinate erfolgt über die Kreuzungspunkte des äußeren und des inneren Streifens. Aus diesen Punkten ergeben sich sowohl z_{ss} als auch ϕ_{ss} , man erhält allerdings zunächst *zwei* mögliche Lösungen $(z_{ss}, \phi_{ss})_{1,2}$, deren Azimutwinkel sich gerade um 180° unterscheiden. Diese Mehrdeutigkeit wird anschließend durch den Vergleich mit ϕ_w aufgehoben; der korrekte Punkt ergibt sich aus einer Bedingung an die Differenz der unabhängig voneinander gewonnenen Winkelinformationen ϕ_{ss} und ϕ_w

$$\Delta\phi_{ss,w} = |\phi_{ss} - \phi_w| \quad (6.19)$$

die Werte um 0 bzw. π für die beiden möglichen Lösungen annimmt. Für die Auswahl des korrekten Kreuzungspunktes (z_{ss}, ϕ_{ss}) wird daher $\Delta\phi_{ss,w} < 0,1$ rad verlangt. Mit der Auswahl einer der beiden Lösungen liegen alle Koordinaten des Durchgangspunktes vor, der somit in der Form (r_w, ϕ_w, z_{ss}) angegeben werden kann. Dabei bezeichnet r_w den Radius der Drahtebene, die genau zwischen den beiden Streifenlagen liegt, siehe auch Tabelle 4.3.

Mit diesem Verfahren können allerdings nur gültige Durchgangspunkte bestimmt werden, solange zusammenhängende Trefferbereiche in *allen* drei Lagen der jeweiligen Kammer vorliegen. Bei defekten oder nicht erfassten Elementen (Streifen oder Drähte) hingegen sind zunächst unterschiedliche Situationen zu berücksichtigen:

- Innerhalb eines eigentlich zusammenhängenden Bereiches ist ein einzelnes Detektorelement ausgefallen; der Cluster zerfällt daher in zwei getrennte Bereiche.
- Mehrere nebeneinanderliegende Elemente liefern kein ausreichendes Signal oder der Cluster besteht nur aus einem einzelnen Element, das nicht erfasst wurde.

Der erste Fall kann recht einfach berücksichtigt werden, indem bei der Clusterbestimmung grundsätzlich Lücken von einem Element innerhalb eines zusammenhängenden Bereiches über-

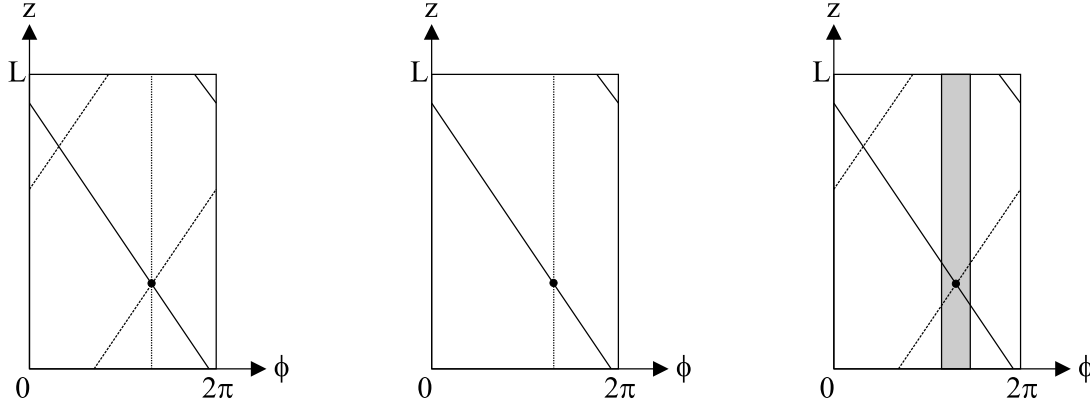


Abbildung 6.11. Rekonstruktion des Durchgangspunktes in einer Drahtkammer. Links: Idealer Fall, es liegen Informationen aller drei Nachweisebenen vor. Die Mehrdeutigkeit in den Kreuzungspunkten der Streifen wird durch die Drähte aufgelöst. Mitte: Die Information einer Streifenlage fehlt. Der Durchgangspunkt wird durch die Kreuzung der verbleibenden Streifen mit den Drähten bestimmt. Rechts: Die Information der Drähte fehlt. Die Mehrdeutigkeit in den Kreuzungspunkten wird daher durch einen Szintillator des PID aufgelöst.

gangen werden; der minimale Abstand zweier Cluster beträgt also immer mindestens zwei Elemente. Im zweiten Falle hingegen fehlt die komplette Information einer Nachweisebene; üblicherweise sind allerdings die Daten der zwei verbleibenden Lagen für die Rekonstruktion eines Durchgangspunktes ausreichend. Hierbei muß wiederum beachtet werden, welche Detektorlage nicht zur Rekonstruktion beiträgt.

Fehlt die Information entweder der inneren oder der äußeren Streifen, kann die z -Koordinate alternativ auch über den Kreuzungspunkt zwischen W und der verbleibenden Streifenlage S_i oder S_e bestimmt werden. Der rekonstruierte Punkt ist dann gegeben durch (r_w, ϕ_w, z_{sw}) . Bei der Rekonstruktion von z_{sw} aus den Drähten und der vorhandenen Streifenlage wird zusätzlich auch die Nummer des fehlenden Streifens in der anderen Lage errechnet. Mit dieser Information können anschließend Lösungen bevorzugt werden, bei denen der rekonstruierte Streifen bekanntermaßen defekt ist.

In Fällen, in denen zwar beide Streifenlagen S_i und S_e Informationen liefern, allerdings keine Position in der Drahtebene W bekannt ist, wird zunächst so vorgegangen wie im idealen Fall. Es werden also aus den Kreuzungspunkten von S_i und S_e wieder die zwei möglichen Lösungen $(z_{ss}, \phi_{ss})_{1,2}$ berechnet. Die Mehrdeutigkeit wird hier allerdings durch die Winkelinformationen der angesprochenen Elemente des Teilchenidentifikationsdetektors aufgelöst. Analog zu Gleichung (6.19) liegt die Differenz der Azimutwinkel ϕ_{ss} und dem zentralen Winkel ϕ_p des getroffenen Plastikszintillators des PID

$$\Delta\phi_{ss,p} = |\phi_{ss} - \phi_p| \quad (6.20)$$

um 0 für die korrekte bzw. um π für die falsche Lösung, hier allerdings aufgrund der Breite eines einzelnen PID-Elements in einem größeren Bereich um den jeweiligen Wert. In diesem Falle wird eine Lösung als korrekt akzeptiert, falls die Bedingung $\Delta\phi_{ss,w} < 0,26$ rad (entsprechend rund 15°) erfüllt ist. Die Koordinaten des so rekonstruierten Durchgangspunktes sind dann durch (r_w, ϕ_{ss}, z_{ss}) gegeben.

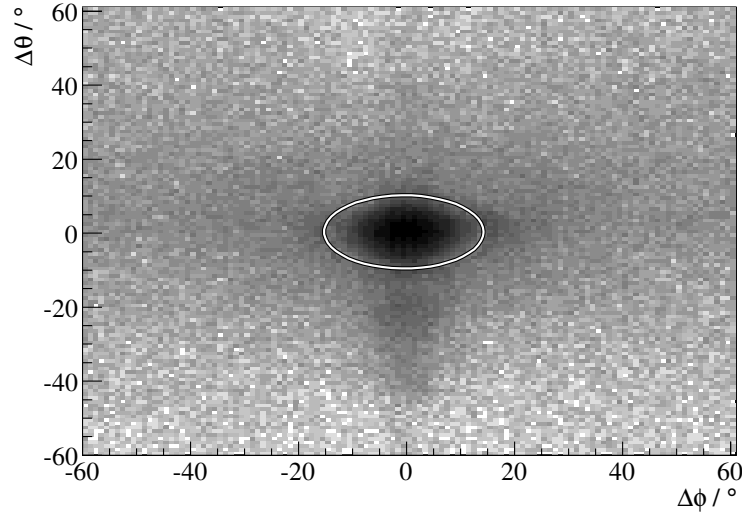


Abbildung 6.12. Differenz der Richtungsinformationen aus Crystal Ball und Drahtkammern für geladene Teilchen (z -Achse in logarithmischer Darstellung). Die Winkel (ϕ, θ) der Spurrekonstruktion werden für das Teilchen übernommen, wenn die Abweichungen innerhalb der dargestellten Ellipse in der $(\Delta\phi, \Delta\theta)$ -Ebene liegen.

Während dieser Rekonstruktionsschritte wird zunächst versucht, so viele Punkte wie möglich für den idealen Fall, also unter Nutzung aller drei Ebenen S_i , S_e und W zu bestimmen; die dabei tatsächlich benutzen Cluster werden im weiteren Verlauf nicht mehr verwendet. Auf die verbleibenden, bisher ungenutzten Cluster werden anschließend die beschriebenen Methoden zur Bestimmung des Durchgangspunktes mit Informationen aus zwei der drei Nachweisebenen angewandt; auch hierbei wird keine Clusterinformation mehr als einmal benutzt.

Die so in beiden Drahtkammern unabhängig voneinander bestimmten Punkte dienen nun dazu, für geladene Teilchen Richtungsinformation z.B. in der Form (ϕ, θ) bereitzustellen. Diese Winkel können dem Richtungsvektor \hat{r} des Teilchens entnommen werden, der sich aus den Durchgangspunkten $\vec{x}_1 = (r, \phi, z)_1$ und $\vec{x}_2 = (r, \phi, z)_2$ in beiden Drahtkammern 1 und 2 gemäß

$$\hat{r} = \frac{\vec{x}_1 - \vec{x}_2}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} \quad (6.21)$$

bestimmen lässt. Passieren n geladene Teilchen gleichzeitig die Drahtkammern, können grundsätzlich n^2 Kombinationen der Durchgangspunkte \vec{x}_1 und \vec{x}_2 und somit ebensoviele Spuren \hat{r} gebildet werden. Es muß also gewährleistet sein, daß ein zur Bestimmung eines gültigen Richtungsvektors \hat{r} benutztes Punktepaar tatsächlich durch dasselbe Teilchen verursacht wurde. Um zwei Punkte als zusammengehörig zu akzeptieren wird daher verlangt, daß deren Azimutwinkeldifferenz

$$\Delta\phi_{1,2} = |\phi_1 - \phi_2| \quad (6.22)$$

unterhalb einer bestimmten Grenze, hier $\Delta\phi_{1,2} < 0,6$ rad, liegt.

Die so erzeugten Spuren \hat{r} werden im Anschluß auf ihre Korrelation mit den Treffern geladener Teilchen im Crystal Ball überprüft. Falls für die Winkelabweichungen $\Delta\phi$ und $\Delta\theta$ zwischen

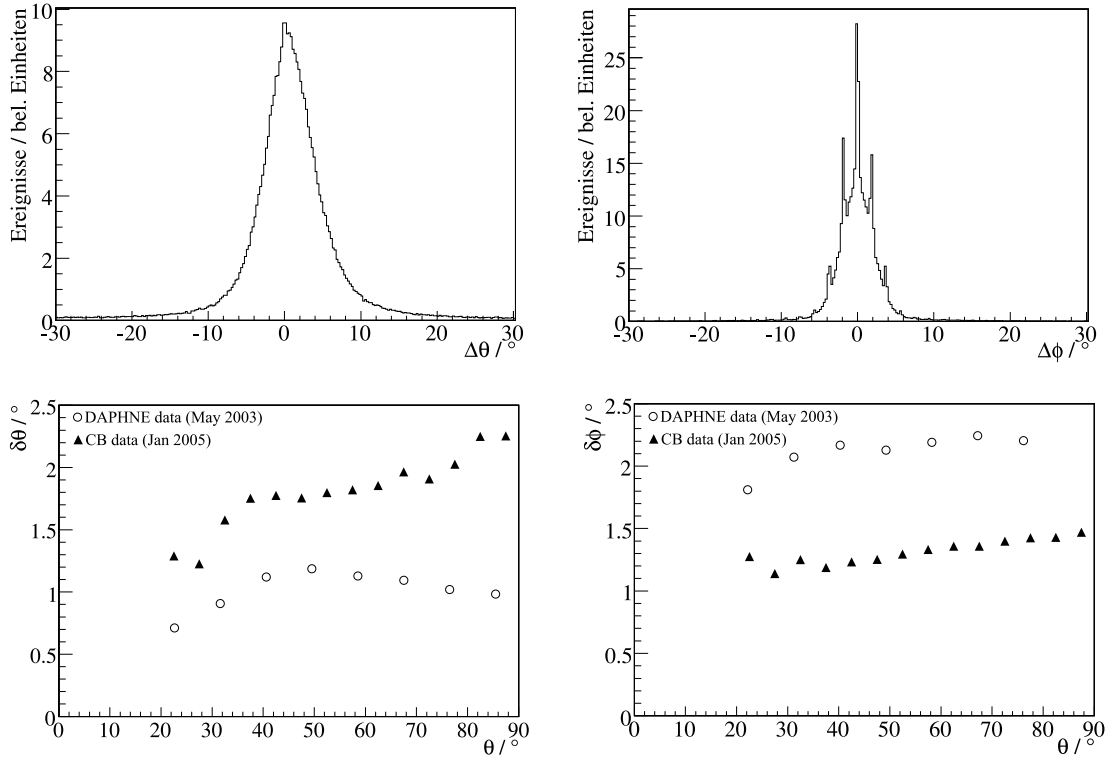


Abbildung 6.13. Winkelauflösungen der mit den Drahtkammern rekonstruierten Spuren, bestimmt aus Messungen mit Höhenstrahlung. Oben: Winkelauflösungen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ für die Kombination zweier Spuren beim Durchgang eines Höhenstrahlungsteilchens. Die diskrete Struktur in $\Delta\phi$ ist auf das Ansprechen einzelner Drähte (keine Cluster) zurückzuführen. Unten: Polarwinkelabhängigkeit der Auflösungen $\delta\theta$ und $\delta\phi$ einzelner Spuren sowohl für DAPHNE (\circ) als auch für den Crystal Ball (\blacktriangle).

Drahtkammern und Crystal Ball die Beziehung

$$\sqrt{(1,0 \cdot \Delta\phi)^2 + (1,5 \cdot \Delta\theta)^2} < 15^\circ \quad (6.23)$$

erfüllt ist, wenn also die Differenz der Richtungsinformationen beider Detektoren innerhalb einer Ellipse in der $(\Delta\phi, \Delta\theta)$ -Ebene mit Halbachsen von 10° in $\Delta\theta$ bzw. 15° in $\Delta\phi$ liegt, werden die Winkelinformation des NaI(Tl)-Clusters durch die von den Drahtkammern gelieferte Richtung (ϕ, θ) ersetzt.

Die Winkelauflösungen $\delta\phi$ und $\delta\theta$ der Richtungsinformationen ergeben sich aus der Analyse von Höhenstrahlungsereignissen. Ein Teilchen, das beide Kammern zweimal durchläuft, produziert vier Durchgangspunkte und dementsprechend zwei Spuren. Diese beiden Spuren haben eine Differenz ihrer Azimutwinkel ϕ_1 und ϕ_2 von 180° und ergänzen sich⁵ in den Polarwinkeln θ_1 und θ_2 zu 180° . Die resultierenden Auflösungen für die Kombination zweier Spuren sind also durch die Breite der Verteilungen

$$\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ \quad \text{und} \quad \Delta\theta = 180^\circ - \theta_1 - \theta_2 \quad (6.24)$$

⁵Die Spurrekonstruktion geht davon aus, daß alle Spuren im Target beginnen. Die beiden Spuren des Höhenstrahlungsteilchens haben also entgegengesetzte Richtungen.

gegeben. Eine Division durch $\sqrt{2}$ liefert aus diesen Größen dann die Winkelauflösungen $\delta\phi$ und $\delta\theta$ für eine einzelne Spur. In der Crystal Ball-Analyse ergeben sich mittlere Werte von $\delta\phi = 1,35^\circ$ und $\delta\theta = 1,88^\circ$, die Auflösung in θ ist dabei polarwinkelabhängig (siehe Abb. 6.13) und liegt zwischen $1,29^\circ$ und $2,26^\circ$.

Die Auflösung in ϕ , die hauptsächlich durch den geometrischen Abstand der Drähte bestimmt wird, unterscheidet sich erwartungsgemäß kaum von älteren DAPHNE-Werten. In dieser Analyse sind sogar etwas bessere Auflösungen erreicht worden, da auf eine Verschmierung der Beiträge einzelner Drähte verzichtet wurde. In θ hingegen ist eine deutliche Verschlechterung der Auflösung im Vergleich zu DAPHNE zu beobachten; die damaligen Resultate für $\delta\theta$ zwischen $0,7^\circ$ und $1,1^\circ$ werden nicht mehr erreicht. Dieser Effekt ist im wesentlichen auf den Quantisierungsfehler der Sampling-ADCs bei den kurzen Streifensignalen zurückzuführen, vgl. auch Abschnitt 5.1.3. Dies wird auch durch Analysen der Crystal Ball-Daten mit der DAPHNE-Spurrekonstruktion bestätigt [Ped05].

Für im Crystal Ball nachgewiesene Protonen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ liegt die Effizienz der hier beschriebenen Spurrekonstruktion abhängig von den Betriebsbedingungen der Drahtkammern⁶ zwischen 90% und 95% und zeigt praktisch keine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ des nachzuweisenden Protons. Die hier ermittelten Winkelauflösungen und Rekonstruktionseffizienzen dienen allerdings nicht nur zur Beurteilung der Qualität der Spurrekonstruktion, sondern werden auch für die Parametrisierung der Drahtkammern in der Simulation genutzt (siehe Abschnitt 7.4.2).

6.7 Korrektur der Protonenergien

Im Gegensatz zu Photonen verlieren geladene Teilchen bereits einen Teil ihrer kinetischen Energie im Target oder dem Material der Innendetektoren. Weitere Unterschiede ergeben sich auch bei der Energiedeposition in den Detektorkristallen; während Photonen räumlich vergleichsweise weit aufschauern, deponieren geladene Teilchen ihre Energie meist nur einem einzigen Kristall. Die BaF₂-Detektoren der TAPS-Vorwärtswand zeigen aufgrund der teilchenabhängigen Pulsform zusätzlich noch ein unterschiedliches Ansprechverhalten für Protonen und Photonen. All diese Effekte verhindern eine direkte Verwendung der gemessenen Energieinformation bei geladenen Teilchen, da die zugrundeliegenden Eichungen auf dem Abgleich von Photonenergien (z.B. aus dem π^0 -Zerfall) beruhen. Die gemessene Energie eines als Proton identifizierten Treffers (siehe Abschnitt 6.5) muß daher korrigiert werden.

Grundlage für die Korrektur sind nachgewiesene Protonen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, da in diesem Falle durch die zugrundeliegende Zweikörperkinematik der gesamte Prozeß durch zwei kinematische Variablen vollständig bestimmt ist. Bei bekannter Schwerpunktsenergie $W = \sqrt{s}$, die durch die Photonenergie ω und die Masse des (ruhenden) Targets gegeben ist, reicht also die Messung einer einzigen kinematischen Größe im Endzustand (wie der Energie ε des π^0 -Mesons oder dem Polarwinkel θ_p des Protons) aus um die restlichen Größen wie die kinetische Energie T des Protons bestimmen zu können. Aus dem Vergleich der gemessenen Protonenergie T_{meas} mit der aus einer anderen Größe rekonstruierten Energie T_{theo} werden dann Korrekturfunktionen bestimmt (siehe Abb. 6.14 oben), mit denen die tatsächliche Energie T_{corr} berechnet wird.

⁶Insbesondere die Hochspannung für die innere Drahtkammer hat deutliche Auswirkungen auf die Effizienz gezeigt. Zu Beginn des μ_{Δ^+} -Experiments wurden beide Kammern mit 2450 V betrieben, die Spannung der inneren Kammer wurde später auf 2480 V angehoben.

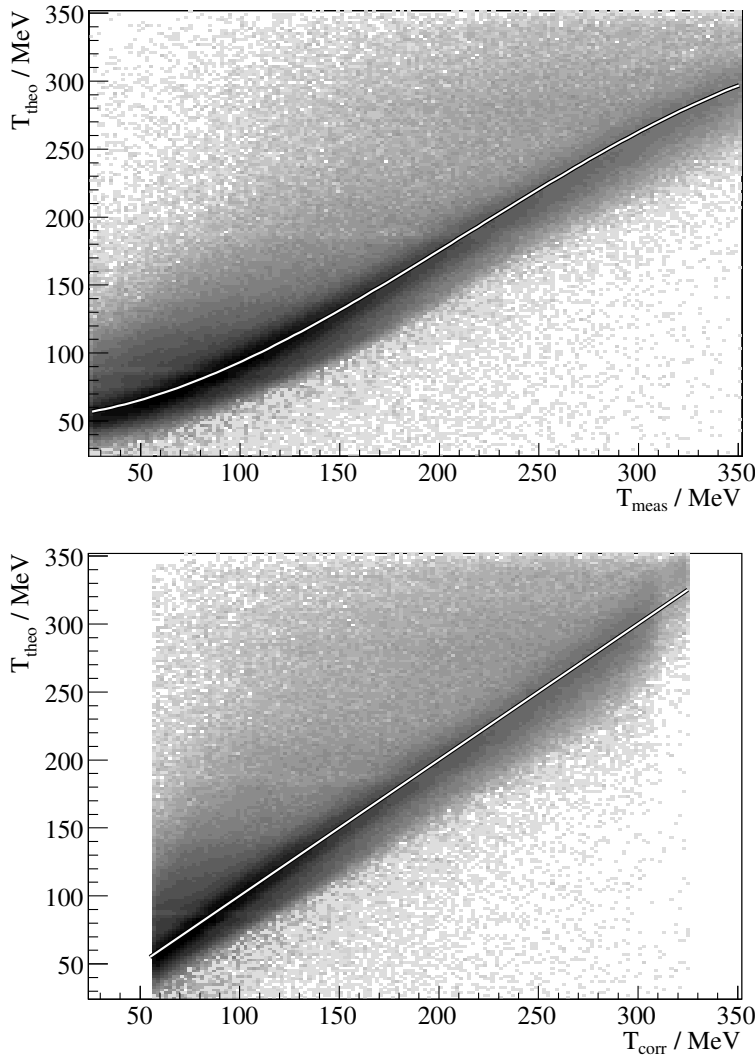


Abbildung 6.14. Energiekorrektur für Protonen aus dem Vergleich der gemessenen Energie T_{meas} mit der für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ berechneten Energie T_{theo} des Protons exemplarisch für den Polarwinkelbereich $\theta_p = 30^\circ \dots 32^\circ$ (z -Achse in logarithmischer Darstellung). Oben: Vor der Energiekorrektur, zusätzlich ist die angepasste Korrekturfunktion gemäß Gleichung (6.25) eingezeichnet. Unten: Nach der Korrektur; die Gerade repräsentiert den Idealfall mit $T_{\text{corr}} = T_{\text{theo}}$.

Hierfür haben sich Polynome dritten Grades

$$T_{\text{corr}} = a + b \cdot T_{\text{meas}} + c \cdot T_{\text{meas}}^2 + d \cdot T_{\text{meas}}^3 \quad (6.25)$$

als geeignet erwiesen. Abhängig vom Polarwinkel θ_p des Protons im Laborsystem werden dabei unterschiedliche Parametersätze $a, b, c, d \in \mathbb{R}$ verwendet, die für jeweils 2° breite Intervalle von θ_p in einen Bereich zwischen 2° und 70° bestimmt wurden. Korrekturen im Bereich größerer Polarwinkel sind aufgrund der Reaktionskinematik weder möglich noch erforderlich, da das Proton bei den hier untersuchten Reaktionen am ruhenden Target keine Polarwinkel im Laborsystem von mehr als 70° erreichen kann. In Verbindung mit der Korrektur der deponierten

Energie resultiert aus der Clusterschwelle von 25 MeV eine effektive Minimalenergie der nachgewiesenen Protonen von $T_{min} \simeq 50$ MeV.

Je nachdem welche Informationen der verschiedenen Detektorsysteme vorliegen, wird eine andere Methode zur Bestimmung der kinetischen Energie T_{theo} gewählt, um jeweils die Messgröße mit der höchsten Präzision zu verwenden. Bei Protonen für die *keine* Richtungsinformationen aus der Spurrekonstruktion der Drahtkammern vorliegen, wird T_{theo} aus der Strahlenergie ω und der Gesamtenergie ε des rekonstruierten π^0 -Mesons berechnet; es gilt hierbei einfach

$$T_{theo} = \omega - \varepsilon \quad (6.26)$$

Insbesondere wird diese Beziehung für *alle* Protonen angewendet die in der TAPS-Vorwärtswand nachgewiesen wurden, da hier durch die geometrische Akzeptanz der Drahtkammern zwangsläufig keine Spuren rekonstruiert werden können. Wurde hingegen der Polarwinkel θ_p durch die Spurrekonstruktion bestimmt (dies gilt für den größten Teil der im Crystal Ball nachgewiesenen Protonen), wird diese Größe zusammen mit der Photonenergie ω zur Berechnung von T_{theo} verwendet. In Anhang A sind die dazu erforderlichen Beziehungen (A.9), (A.12) und (A.13) und deren Herleitung aus der Zweikörperkinematik aufgeführt.

6.8 Polarisationsgrade

Aus den gemessenen Zählraten N_1 und N_2 für verschiedene Polarisierungseinstellungen, beispielsweise N_{\perp} , N_{\parallel} bei linearer Polarisierung oder N_+ , N_- bei zirkularer Polarisierung, lassen sich zunächst experimentelle Asymmetrien der Form

$$A_{meas} = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (6.27)$$

angeben. Um daraus die physikalischen Observablen A bestimmen zu können ist zusätzlich eine Korrektur auf den Polarisationsgrad P_{γ} des einlaufenden Photonenstrahls erforderlich

$$A = \frac{1}{P_{\gamma}} \cdot A_{meas} \quad (6.28)$$

Da sowohl für Linear- als auch für Zirkularpolarisation der Anteil polarisierter Photonen neben anderen Parametern auch von der jeweiligen Photonenergie abhängt, wird in dieser Analyse für jedes Ereignis der momentane Polarisationsgrad bei der Energie des gerade betrachteten Photons ermittelt und aufgezeichnet. Der Polarisationsgrad des Strahls über die ganze Experimentzeit ergibt sich dann aus der Mittelwertbildung dieser einzelnen Polarisationsgrade.

6.8.1 Zirkularpolarisation

Im Falle zirkular polarisierter Photonen ist der Polarisationsgrad P_{γ}^{circ} vom Grad der longitudinalen Spinpolarisation des Elektronenstrahls und vom Helizitätstransfer T_{λ} zwischen Elektron und Bremsstrahlungsphoton (siehe Abschnitt 4.3) abhängig. Da sowohl die Energie E_0 des Elektronenstrahls als auch die jeweilige Photonenergie ω durch die Energiemarkierung bekannt sind, kann der Helizitätstransfer für jedes Ereignis aus dem analytischen Zusammenhang

$$T_{\lambda} = \frac{\omega \left(E_0 + \frac{1}{3} (E_0 - \omega) \right)}{E_0^2 + (E_0 - \omega)^2 - \frac{2}{3} E_0 (E_0 - \omega)} \quad (6.29)$$

bestimmt werden. Aus der Mittelung dieser einzelnen Helizitätstransfers über den Verlauf der jeweiligen Strahlzeit ergibt sich anschließend der durchschnittliche Helizitätstransfer \overline{T}_λ auf die Photonen im untersuchten Energiebereich. Dieser Wert wird dann mit dem mittleren Polarisationsgrad des Elektronenstrahls von $P_e = (82 \pm 5)\%$ zum Polarisationsgrad P_γ^{circ} des Photonenstrahls verrechnet

$$P_\gamma^{\text{circ}} = P_e \cdot \overline{T}_\lambda \quad (6.30)$$

Die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Elektronpolarisation ist auch der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler des Polarisationsgrades P_γ^{circ} , der hier mit relativen 6,1% angegeben wird; der Einfluß der Energieauflösung des Tagging-Systems von rund 2 MeV bei der Bestimmung des Helizitätstransfers ist dagegen vernachlässigbar.

6.8.2 Linearpolarisation

Die Bestimmung des Polarisationsgrades für linear polarisierte Photonen basiert auf theoretischen Vorhersagen zur kohärenten Bremsstrahlung. Das Programm *anb* (*Analytic Bremsstrahlung*) der Universität Tübingen berechnet die Beiträge einzelner Gittervektoren zu kohärenten Bremsstrahlungsprozessen und den Polarisationsgrad für verschiedene Photonenergien unter Berücksichtigung experimenteller Parameter wie Elektronenstrahlenergie, Dicke und Ausrichtung des Diamantradiators sowie Entfernung und Durchmesser des Kollimators. Mit diesem Programm wurden die Polarisationsgrade für Photonenergien zwischen 100 MeV und 700 MeV in Schritten von rund 0,9 MeV vorausberechnet; diese Polarisationsstabellen liegen zudem für verschiedene Positionen der Diskontinuität des kohärenten Bereichs zwischen 372 MeV und 476 MeV in Abständen von etwa 5,5 MeV vor [Liv06].

Auch für linear polarisierte Photonen wird der Polarisationsgrad zunächst ereignisweise für jedes Photon⁷ im untersuchten Energiebereich bestimmt; der Mittelwert dieser Einzelpolarisationen p_γ^{lin} über den Verlauf der Strahlzeit ergibt dann den relevanten Polarisationsgrad P_γ^{lin} . Um nun eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen der aktuellen Situation im Experiment und der theoretischen Vorhersage zu erreichen wird nach jeweils 1000 Ereignissen, d.h. bei jedem *Scaler Read*, durch den Vergleich des aktuellen Elektronenzählerspektrums des Tagging-Systems mit einem Referenzspektrum für den unpolarisierten Fall die momentane Position der kohärenten Kante ermittelt⁸. Anschließend wird diejenige Polarisationsstabelle ausgewählt, die am besten mit der zuvor bestimmten Energie der Diskontinuität korrespondiert. Die so gewählte Tabelle liefert dann den Polarisationsgrad p_γ^{lin} bei der Energie des gerade betrachteten Photons für die aktuellen experimentellen Gegebenheiten. Dieses Verfahren kann so auf Abweichungen in der Position der Diskontinuität reagieren, die z.B. durch leichte Schwankungen der Strahl-Ausrichtung auf dem Diamantradiator verursacht werden können; die Polarisationsgrade werden also mit einer Zeitauflösung von etwa 1,2 s an die Strahlbedingungen angepasst.

Die Qualität der verwendeten theoretischen Vorhersagen lässt sich durch einen Vergleich der kohärenten Überhöhungen sowohl in der *anb*-Rechnung als auch im Experiment beurteilen

⁷Die Angabe eines Polarisationsgrades für ein einzelnes Photon ist selbstverständlich nicht sinnvoll. Stattdessen kann nur die Wahrscheinlichkeit, daß das untersuchte Photon eine definierte Polarisation hat, oder aber der Polarisationsgrad für eine große Anzahl von Photonen der betrachteten Energie bestimmt werden.

⁸Dies geschieht durch die Anpassung eines Polynoms vierten Grades an das Verhältnis zwischen polarisiertem und unpolarisiertem Zählerspektrum. Das Maximum der angepassten Funktion gibt den Punkt höchster Intensität im kohärenten Bereich an und charakterisiert somit die Position der Diskontinuität.

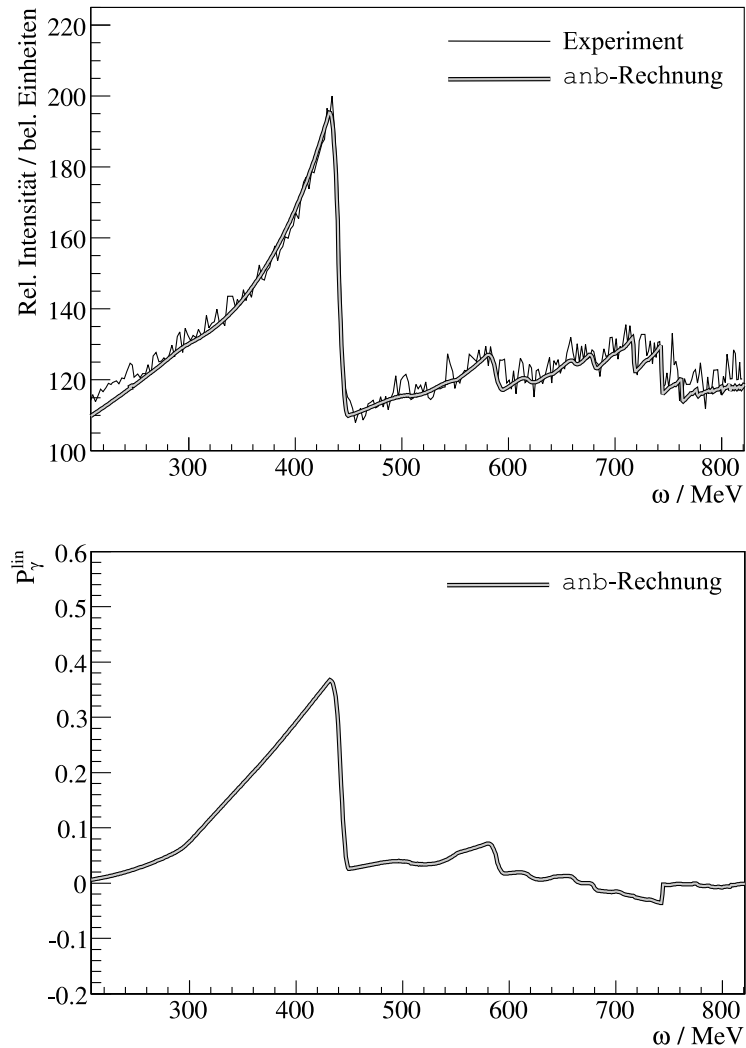


Abbildung 6.15. anb-Vorhersagen zur kohärenten Bremsstrahlung für eine einzelne Position der Diskontinuität. Oben: Spektrum der relativen Bremsstrahlungsintensität (siehe auch Abschnitt 4.3) im Vergleich zwischen theoretischer Vorhersage (—) und Experiment (---). Unten: Polarisationsgrad der Photonen gemäß der anb-Berechnung, wie er in dieser Analyse verwendet wird.

(siehe Abb. 6.15 oben). Hierbei zeigt sich im Energiebereich von 300 MeV bis 700 MeV eine gute Übereinstimmung zwischen der beobachteten relativen Bremsstrahlungsintensität und der Modellvorhersage, so daß die Verwendung der durch anb berechneten Polarisationsgrade (Abb. 6.15 unten) gerechtfertigt ist. Die sichtbaren Abweichungen von rund 5% für Photonenergien zwischen 200 MeV und 250 MeV sind für den in dieser Analyse betrachteten Energiebereich hingegen nicht relevant. Der relative systematische Fehler des Polarisationsgrades wird mit 4,5% abgeschätzt und ergibt sich aus der Tatsache, daß auch bei der hier vorgestellten dynamischen Auswahl der Polarisationsstabelle aufgrund der diskreten Schritte in der Position der Diskontinuität keine vollständige Übereinstimmung zwischen Experiment und den theoretischen Vorhersagen erreicht werden kann.

6.9 Photonenfluß

Für die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte muß der energieabhängige Photonenfluß $N_\gamma(\omega)$ als eine der notwendigen Normierungen bekannt sein. Die Gesamtzahl der Photonen während des Experiments in einem Taggerkanal i mit einer zugeordneten Photonenergie ω_i ergibt sich aus Gleichung (4.6) zu

$$N_\gamma(i) = \eta_{\text{tag}}(i) \cdot N_e(i) \quad (6.31)$$

Die Zahl $N_e(i)$ der im Leiterkanal i insgesamt nachgewiesenen Elektronen wird dabei von den freilaufenden Elektronenzählern der Photonenmarkierungsanlage gemessen (siehe Abschnitt 5.3). Die zweite zur Flußbestimmung erforderliche Größe, die Markierungseffizienz $\eta_{\text{tag}}(i)$ der einzelnen Kanäle, ist für insgesamt 40 spezielle Messungen während des μ_{Δ^+} -Experiments im Rahmen von [Nik07] bestimmt worden. Diese punktuellen Messungen werden durch eine kontinuierliche Überwachung der mittleren Markierungseffizienz des Tagging-Systems über den in Abschnitt 4.2 bereits erwähnten Relativmonitor (*P2/Scaler*) ergänzt. Aus diesen beiden Informationen läßt sich der zeitliche Verlauf der absoluten Markierungseffizienzen der einzelnen Leiterkanäle während des Experiments rekonstruieren und schließlich der integrale Photonenfluß bestimmen.

Im ersten Schritt werden die Resultate der *Tagging Efficiency*-Messungen genutzt um die Energieabhängigkeit der Markierungseffizienzen der einzelnen Leiterkanäle anzugeben. Insbesondere bei Experimenten mit linear polarisierten Photonen sind die Effekte der kohärenten Überhöhungen auf die Markierungseffizienz zu berücksichtigen, wodurch sich Unterschiede von bis zu 20% zwischen verschiedenen Kanälen ergeben. Diese Energieabhängigkeiten lassen sich durch eine relative Markierungseffizienz $\eta_{\text{rel}}(i)$ (siehe Abb. 6.16 oben) beschreiben, die die Abweichung der einzelnen Leiterkanäle von der über alle (aktiven) Kanäle gemittelten Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ angibt. Der Verlauf von $\eta_{\text{rel}}(i)$ hängt von diversen Strahleinstellungen (z.B. Elektronenergie, Position der kohärenten Kante, Kollimator) ab, daher muß für jede der insgesamt vier Strahlzeiten des μ_{Δ^+} -Experiments eine eigene relative Markierungseffizienz aus den zugehörigen *Tagging Efficiency*-Messungen erzeugt werden. Bestimmt wird $\eta_{\text{rel}}(i)$ aus der Mittelung aller Einzelmessungen für eine Strahleinstellung und anschließender Normierung über die beteiligten Kanäle, so daß gerade $\bar{\eta}_{\text{rel}} = 1$ erfüllt ist. Die relative Markierungseffizienz der aktiven Taggerkanäle ergibt sich also aus der (zeitlichen) Mittelung der *Tagging Efficiency*-Messungen während einer Strahlzeit.

Diese Einzelmessungen stellen allerdings nur Momentaufnahmen der Markierungseffizienz dar; Informationen über die Entwicklung in der Zeit zwischen zwei solchen Messungen hingegen werden aus dem *P2/Scaler*-Relativmonitor gewonnen. Dieses Verhältnis aus dem Signal der P2-Ionisationskammer und der integralen Rate der Elektronenzähler des Tagging-Systems ist proportional zur mittleren Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ der Photonenmarkierungsanlage. Sowohl das P2-Signal als auch die Zählerstände werden nach jeweils 1000 akzeptierten Ereignissen erfasst; bei der während des μ_{Δ^+} -Experiments üblichen Ereignisrate entspricht dies einer Zeitauflösung von rund 1,2 s für die Überwachung des Photonenflusses. Der Proportionalitätsfaktor zwischen der mittleren Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ und dem *P2/Scaler*-Verhältnis wird ebenfalls durch die *Tagging Efficiency*-Messungen festgelegt; zu diesen Zeitpunkten können Absolutwerte für $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ wiederum aus der Mittelung über alle aktiven Leiterkanäle berechnet werden. An diese Stützstellen wird das *P2/Scaler*-Verhältnis so angepasst, daß die mittlere quadratische Abweichung zu den Absolutwerten von $\bar{\eta}_{\text{tag}}$ minimal wird (siehe Abb. 6.16 unten).

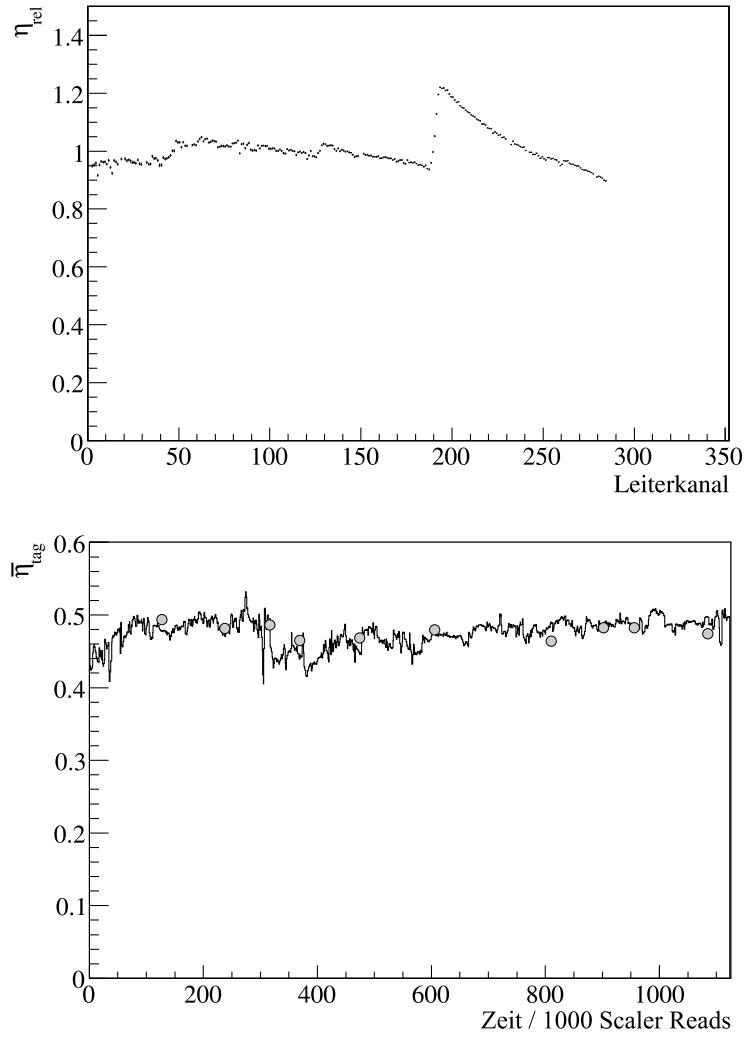


Abbildung 6.16. Markierungseffizienzen für Juli /August 2004. Oben: Relative Markierungseffizienz η_{rel} der einzelnen Leiterkanäle zur Berücksichtigung der Energieabhängigkeit von η_{tag} . Unten: Zeitlicher Verlauf der über alle Kanäle gemittelten Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{tag}$, bestimmt aus dem $P2/Scaler$ -Verhältnis. Die Punkte stellen die Einzelmessungen dar, an die der Verlauf des Relativmonitors angepasst wurde.

Das Integral dieses skalierten $P2/Scaler$ -Verlaufes liefert somit den zeitlich gewichteten Absolutwert für die Markierungseffizienz $\bar{\eta}_{tag}$ des gesamten Taggingsystems.

Mit diesem Wert und der relativen Markierungseffizienz $\eta_{rel}(i)$ der einzelnen Kanäle kann dann die integrale Markierungseffizienz jedes einzelnen Leiterkanals für eine Strahlzeit rekonstruiert werden

$$\eta_{tag}(i) = \bar{\eta}_{tag} \cdot \eta_{rel}(i) \quad (6.32)$$

womit der Photonenfluß in Kanal i bei der entsprechenden Photonenergie ω_i gemäß Gleichung (6.31) gegeben ist. Für den so bestimmten Photonenfluß wird zunächst ein systematischer Fehler von 2% aus den Unsicherheiten der relativen Markierungseffizienz und der Anpassung des $P2/Scaler$ -Verhältnisses abgeschätzt.

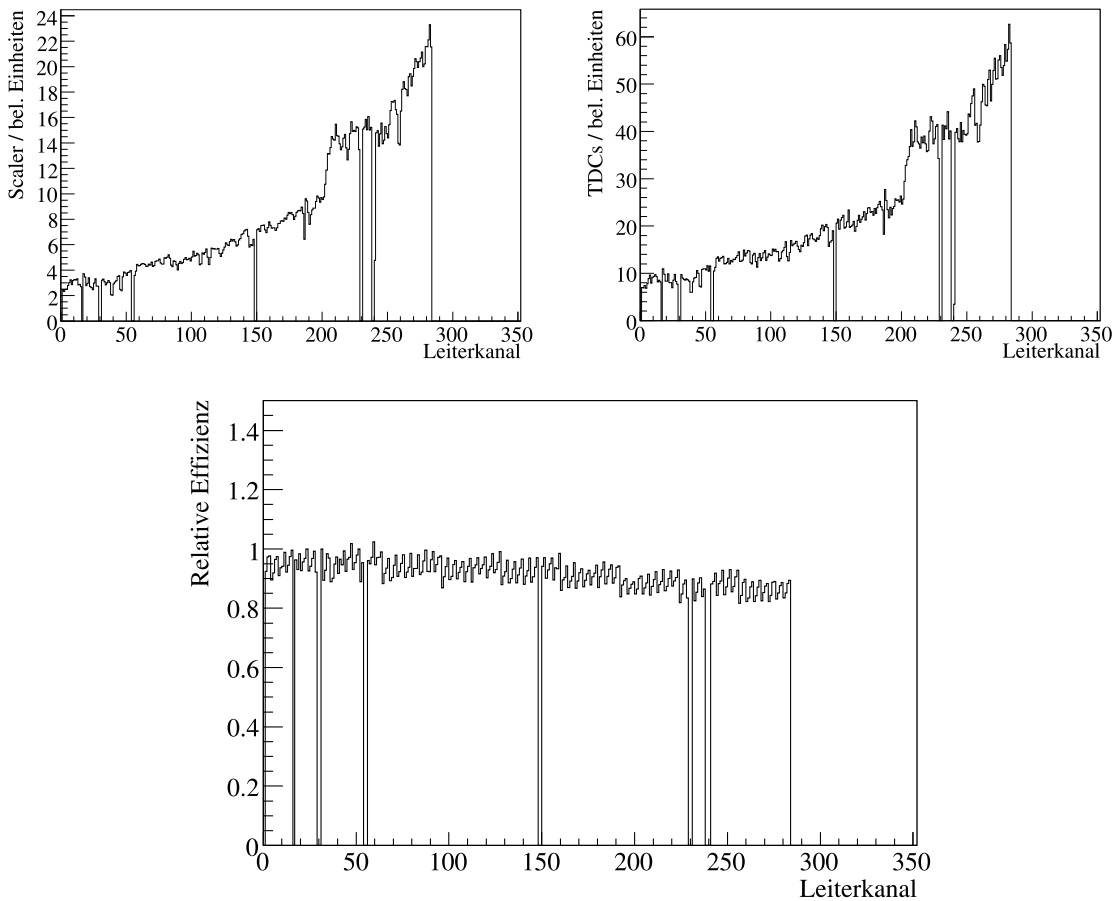


Abbildung 6.17. Korrektur der Zählraten der Taggerleiter. Oben: Vergleich der freilaufenden Elektronenzählern (links) mit dem Treffermuster der TDCs im Bereich zeitzufälliger Ereignisse (rechts). Unten: Auf das Maximum normiertes $TDC/Scaler$ -Verhältnis, wie es zur Korrektur der regelmäßigen Strukturen von vier und 32 Kanälen verwendet wird.

Ein Vergleich der freilaufenden Elektronenzähler mit der Trefferverteilung der Tagger-TDCs macht allerdings ein weiteres Problem deutlich. Das Verhältnis der freien Elektronenzählrate (Abb. 6.17 oben links) und der Treffer innerhalb eines Untergrundfensters des Tagger-Koinzidenzspektrums (Abb. 6.17 oben rechts) sollte über den gesamten Verlauf der Taggerleiter flach und konstant sein, da in beiden Fällen *keine* Bedingungen an die Bremsstrahlungsphotonen (z.B. durch Kollimation, kohärente Überhöhungen oder Energieabhängigkeiten physikalischer Reaktionen im Target) gestellt werden. Bei einem Treffer der Tagger-TDCs im Bereich der zeitzufälligen Ereignisse ist also davon auszugehen, daß das vom Elektron abgestrahlte Bremsstrahlungsphoton entweder keine vom Triggersystem erfasste Reaktion ausgelöst oder aufgrund der Kollimation das Target gar nicht erst erreicht hat⁹. Weiterhin sollten Unterschiede in der Ak-

⁹Die Erfassung der TDC-Daten ist zwar vom Triggersignal abhängig, durch die Beschränkung auf zeitzufällige Treffer wird aber der *direkte* Zusammenhang mit dem reaktionsauslösenden Photon verhindert. Es werden nur TDC-Treffer akzeptiert, die gerade *nicht* mit dem Trigger koinzident sind. Ein Pulsgenerator zur Triggererzeugung würde dasselbe Ergebnis liefern. Die freilaufenden Elektronenzähler wiederum sind prinzipiell unabhängig vom Triggersystem.

zeptanz oder Effizienz der einzelnen Detektorelemente bei der Division wegfallen, da sowohl die Zähler als auch die TDCs jeweils Signale derselben Szintillatoren aufzeichnen.

Abb. 6.17 unten zeigt, daß im *TDC/Scaler*-Verhältnis zwar tatsächlich Effekte wie die kohärente Überhöhung nicht mehr erkennbar sind, ebenso ist dieses Verhältnis für alle μ_{Δ^+} -Strahlzeiten identisch. Allerdings werden regelmäßige Strukturen von vier und 32 Kanälen sichtbar, die auf ein Problem der Taggerelektronik hindeuten; die genaue Ursache dieses Effekts konnte jedoch nicht abschließend geklärt werden. Diese Strukturen zeigen sich auch in Anregungsfunktionen und Wirkungsquerschnitten anderer Auswertungen (vgl. [Kra07], Anhang D). In dieser Analyse dient daher das *TDC/Scaler*-Verhältnis, normiert auf das Maximum der Einträge¹⁰, als Korrekturfunktion für die relative Effizienz der Treffer auf der Taggerleiter. Diese Korrektur wird formal der Bestimmung des Photonenflusses zugeordnet, da sie als ein weiterer Faktor neben der Markierungseffizienz bei der Bestimmung des Photonenflusses $N_{\gamma}(i)$ der einzelnen Leiterkanäle auftritt und ein Effizienzproblem der Photonemarkierungsanlage beschreibt. Aufgrund des Fehlens einer zufriedenstellenden Begründung dieses Effekts und der nicht restlos geklärten Frage der geeigneten Normierung der Korrekturverteilung wird zusätzlich zu dem bereits genannten systematischen Fehler von 2% in der Bestimmung des Photonenflusses ein weiterer Fehler von 5% abgeschätzt.

6.10 Targetmassenbelegung

Eine weitere notwendige Normierungsgröße bei der Angabe von Wirkungsquerschnitten ist die Massenbelegung N_p des verwendeten Protontargets. Diese Anzahl der Streuzentren pro Fläche berechnet sich aus den Eigenschaften des ${}^1\text{H}_2$ -Targets gemäß

$$N_p = \frac{\rho_{{}^1\text{H}_2} \cdot L \cdot N_A}{M_{\text{mol}}} \quad (6.33)$$

Neben Konstanten wie der molaren Masse $M_{\text{mol}} = 1,00794$ g/mol für (atomaren) Wasserstoff und der Avogadrozahl $N_A = 6,02214 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ werden also Angaben über die Länge L der Targetzelle und die Dichte $\rho_{{}^1\text{H}_2}$ des flüssigen Wasserstoffs in der Zelle benötigt. Bei den typischen Betriebsbedingungen des Targets von $T = 20,5$ K und $p = 1080$ mbar ergibt sich eine Dichte von $\rho_{{}^1\text{H}_2} = 0,07055$ g/cm³; der Fehler in der Bestimmung dieses Wertes wird aus den Ungenauigkeiten bei der Messung von Temperatur ($\Delta T = 0,5$ K) und Druck ($\Delta p = 0,5$ mbar) zu 1% abgeschätzt [Tho07].

Als geometrische Länge der Targetzelle wurden $(47,6 \pm 0,3)$ mm bei 20,5 K gemessen. Dieser Wert berücksichtigt allerdings nicht die Eisbildung an der vorderen Endkappe der Targetzelle in den ersten μ_{Δ^+} -Strahlzeiten. Die Dicke dieser Eisschicht stieg bis zum Ende der Strahlzeit im Juli / August 2004 auf etwa 1,48 mm an; im zeitlichen Mittel aller μ_{Δ^+} -Strahlzeiten ergeben sich rund 0,51 mm Eis auf dem Target. Dieser Effekt kann auch durch Auswertungen der Leertargetmessungen nicht vollständig korrigiert werden, da solche Messungen erst ab September 2004 durchgeführt wurden und sich dort bei leerer Targetzelle deutlich weniger Eis ablagerte. Für das leere Target ergibt sich somit nur eine durchschnittliche Eisdicke von 0,07 mm [Kas07].

¹⁰Die korrekte Normierung ist eine offene Frage. Hier wird davon ausgegangen, daß manche Kanäle aufgrund von Totzeitproblemen oder Schwierigkeiten im Zeitabgleich der Tagger-Latches zuwenig Ereignisse zählen. Zu hohe Zählraten einzelner Kanäle hingegen, die eine Normierung auf das Minimum oder den Mittelwert erforderlich machten, wären deutlich schwieriger zu erklären.

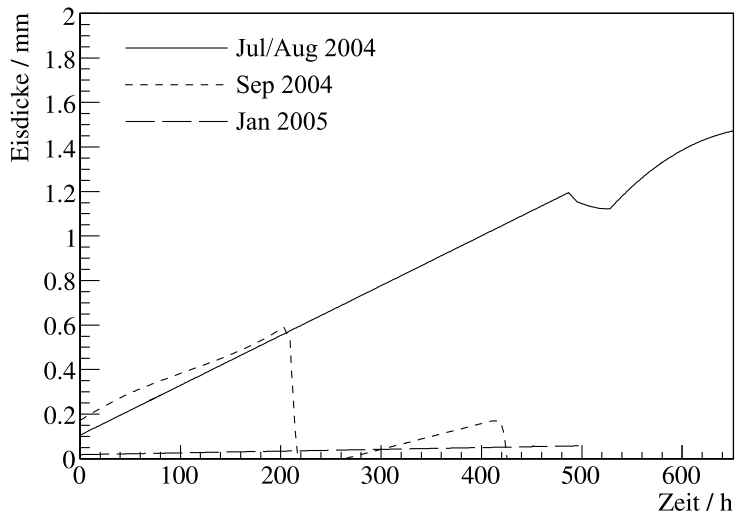


Abbildung 6.18. Wachstum der Eisschicht auf der vorderen Endkappe der Targetzelle für die verschiedenen μ_{Δ^+} -Strahlzeiten [Kas07]. In der Strahlzeit im September 2004 wurde das Target zwischenzeitlich geleert und aufgewärmt um die Eisschicht abzutauen. Seit Oktober 2004 wird die Eisbildung durch eine zusätzliche Isolationsschicht unterdrückt.

Da im Eis auch Reaktionen an den Sauerstoffkernen möglich sind, kann diese Schicht nicht der Länge der wasserstoffgefüllten Targetzelle zugerechnet werden, allerdings wird insgesamt eine Unsicherheit in der Länge von 0,7 mm, entsprechend einem Fehler von 1,5%, angenommen. Unter diesen Voraussetzungen erhält man mit $L = 47,6$ mm aus Gleichung (6.33) die Targetmassenbelegung $N_p = 2,00636 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Die quadratische Addition der Fehler für die Bestimmung sowohl der Targetlänge als auch der Dichte liefert die Unsicherheit der Massenbelegung von 1,8% als Beitrag zum gesamten systematischen Fehler.

6.11 Datenreduktion

Nach Abschluß aller Eichungen werden die in den vier μ_{Δ^+} -Strahlzeiten aufgezeichneten Ereignisse auf „interessante“ Signaturen hin reduziert. Dadurch ergibt sich eine deutliche Verringerung des zu untersuchenden Datenvolumens, was wiederum zu einer massiven Zeitersparnis bei der weiteren Auswertung führt, da Änderungen in einzelnen Analyseschritten sehr viel schneller auf ihre Auswirkungen geprüft werden können als bei der wiederholten Verarbeitung aller Rohdaten¹¹. Die reduzierten Daten werden *nicht* geeicht abgespeichert, stattdessen enthalten sie für die ausgewählte Untermenge der Ereignisse dieselben unkalibrierten ADC- und TDC-Informationen wie das Ausgangsmaterial. Es sind also auch nachträglich noch Änderungen an einigen Kalibrationsschritten möglich, sofern diese die gestellten Reduktionsbedingungen nicht beeinflussen. Für die weitere Analyse wurden zwei unterschiedliche reduzierte Datensätze erzeugt, die beide exakt dasselbe Ausgangsdatenmaterial umfassen und daher in wesentlichen

¹¹Zudem hat sich herausgestellt, daß die verwendete Analysesoftware bei der Nutzung derart vorverarbeiteter Informationen deutlich stabiler ist als bei der Auswertung der vollständigen Rohdaten.

Parametern wie dem integralen Photonenfluß oder der mittleren Markierungseffizienz vollkommen identisch sind.

- Ein Datensatz dient hauptsächlich zur Untersuchung der π^0 -Produktion am Proton, die über die 1:49-Untersetzung der Multiplizitätsbedingung $M \geq 2$ im L2-Trigger miterfasst wurde. Die Selektion besteht hierbei nur in einer Auswertung der Triggerinformationen, so daß ausschließlich Ereignisse zurückgeschrieben werden, die tatsächlich $M \geq 2$ erfüllen; reine $M \geq 3$ -Ereignisse hingegen werden verworfen. Erwartungsgemäß ergibt sich daher eine Reduktion des Datenvolumens etwa um einen Faktor 50.
- Der zweite Datensatz zur Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ wurde unter der Bedingung erzeugt, daß drei oder mehr als Photonen identifizierte Teilchen nachgewiesen wurden; andere Teilchenarten werden nicht berücksichtigt. Diese Bedingung resultiert in einer Verringerung der Datenmenge um einen Faktor 15.

In beiden Fällen werden über das L1-Triggermuster auch die nicht mehr benötigten *Pedestal*-Messungen für die TAPS-Vorwärtswand aus dem Datenstrom entfernt; die periodischen *Scaler Read*-Ereignisse hingegen werden unabhängig von den Selektionsbedingungen immer Teil der reduzierten Datensätze um den Photonenfluß während des Experiments mitaufzuzeichnen.

7 Simulation

ALEA IACTA EST

Bei der Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte aus der Anzahl nachgewiesener Ereignisse müssen die Effizienzen sowohl des experimentellen Aufbaus als auch der Datenanalyse berücksichtigt werden. So kann durch begrenzte Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektoren oder Energieschwellen in Trigger- und Ausleseelektronik ein Teil der Reaktionen schon während des Experiments nicht aufgezeichnet werden; zudem gehen auch in der späteren Analyse bei der Identifikation eines Reaktionskanals durch (kinematische) Schnitte weitere Ereignisse verloren. Die erhaltenen Meßergebnisse müssen daher so normiert werden, daß sie einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% entsprechen.

Durch die Simulation eines Experiments mit einer bekannten Anzahl N_0 von Reaktionen können die für solche Normierungen erforderlichen Effizienzen von Detektoraufbau und Datenanalyse bestimmt werden. Hierfür wird einerseits die Startverteilung von Ereignissen einer physikalischen Reaktion aus kinematischen Beschreibungen im Monte-Carlo-Verfahren erzeugt, andererseits der Detektoraufbau virtuell nachgebildet. Die Endzustandsteilchen einer Reaktion werden dann auf ihrem Weg durch die simulierte Experimentanordnung verfolgt, wo sie mit den Materialien des Aufbaus wechselwirken und gegebenenfalls auch zerfallen¹. In den einzelnen Detektorkomponenten werden dabei ereignisweise die Energiedepositionen aufgezeichnet und anschließend der Datenanalyse übergeben. Der Quotient aus nachgewiesenen simulierten Ereignissen N_{CB} und der ursprünglichen Anzahl N_0 , die der Simulation übergeben wurden, bezeichnet dann die Rekonstruktionseffizienz

$$\eta_{CB} = \frac{N_{CB}}{N_0} \quad (7.1)$$

Sowohl die im folgenden Abschnitt dargestellte Definition der virtuellen Experimentanordnung als auch die Simulation der Teilchenwechselwirkungen mit den Detektormaterialien werden mit dem CERN-Programm GEANT 3.21 (*Geometry and Tracking*) durchgeführt.

7.1 Modellierung der Detektorgeometrie

Ausgehend von der existierenden Crystal Ball-Simulation [Cla97] wurde die Geometriebeschreibung in GEANT sukzessive an den experimentellen Aufbau in Mainz angepasst um die neu hinzugekommenen Detektorsysteme (TAPS, Teilchenidentifikationsdetektor, Drahtkammern) und den geänderten Targetaufbau zu berücksichtigen. Eine erste Version mit einer rudimentären Implementation der TAPS-Vorwärtswand [Pri05] erwies sich bei der korrekten Umsetzung der

¹Dabei werden die wesentlichen Zerfallskanäle mit ihren jeweiligen Verzweigungsverhältnissen berücksichtigt. Für das π^0 -Meson sind dies die Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98,8%) und $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (1,2%). Das Verzweigungsverhältnis des untersuchten Zerfallskanals geht also bereits in die Nachweiswahrscheinlichkeit ein, eine explizite Korrektur der Meßergebnisse auf diesen Anteil ist daher nicht mehr notwendig.

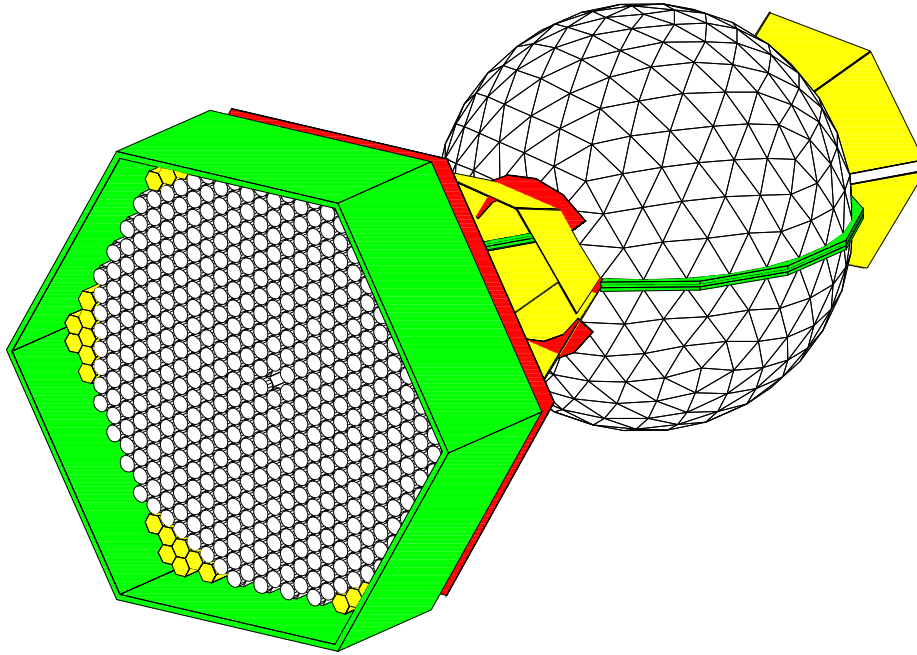


Abbildung 7.1. Detektorgeometrie des Crystal Ball und der TAPS-Vorwärtswand in der verwendeten GEANT-Simulation.

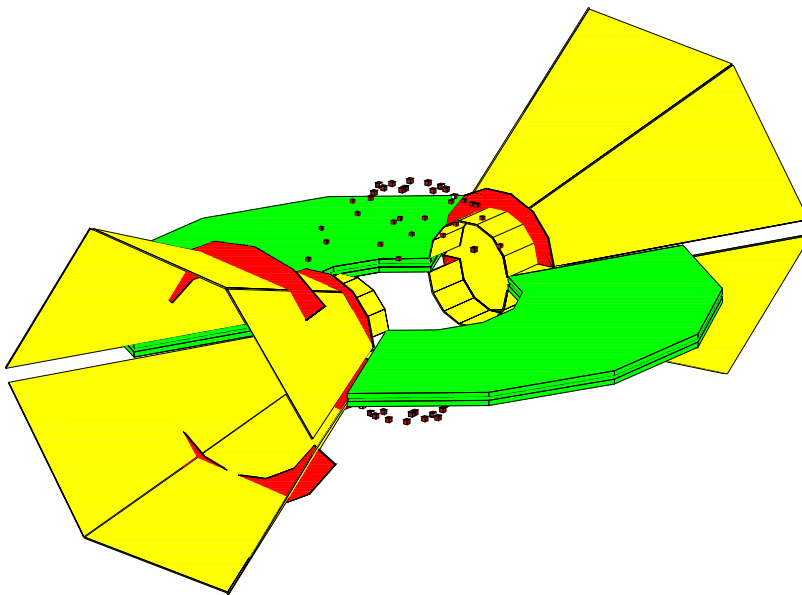


Abbildung 7.2. Überarbeitete Tunnelregion des Crystal Ball (ohne NaI(Tl)-Kristalle, Target und Innendetektoren). Die innere Kugelschale, in der die Schrauben zur Fixierung der Halteseile angebracht sind, ist nicht dargestellt.

experimentellen Gegebenheiten als völlig unzureichend; zusätzlich stellte sich heraus, daß auch diverse Korrekturen in der Beschreibung des Crystal Ball erforderlich waren. Insbesondere die Modellierung des Strahlaustritts- und Tunnelbereichs mußte grundlegend überarbeitet werden. In Zusammenarbeit mit V. Kashevarov, S. Lugert und M. Unverzagt wurden daher folgende Änderungen an der Geometriebeschreibung des Detektoraufbaus vorgenommen:

- Implementation des Teilchenidentifikationsdetektors und Aufzeichnung der Energiedeposition in den Szintillatorstreifen.
- Modellierung der Drahtkammern. Diese sind allerdings nur als inaktives Material im Inneren des Crystal Ball ausgelegt und liefern somit keine Treffermuster der Drähte oder Energieinformationen der Streifen. Die Spurrekonstruktion innerhalb der Simulation muß daher auf andere Weise realisiert werden, siehe Abschnitt 7.4.2.
- Exakte Umsetzung der Geometrie der BaF₂-Detektormodule und Berücksichtigung der vollständigen Energiedeposition in den Kristallen inkl. der Endzylinder.
- Korrekturen an der Beschreibung der TAPS-Vorwärtswand. Hier mußten der Halterahmen aus Aluminium, die Blindedektoren und die Lichtleiter zur Vetoauslese ergänzt werden; zusätzlich wurde die logische Anordnung der BaF₂-Kristalle an die tatsächlichen Gegebenheiten angepasst.
- Implementation des TAPS-Vetosystems und Erfassung der Energieverluste in den Plastikszintillatoren, so daß aus diesen Informationen das Ansprechmuster der Vetokacheln abgeleitet werden kann.
- Neue Beschreibung der Strahlaustrittsöffnung, des Äquatorbereichs, der Tunnelregion und der inneren Stahlschalen des Crystal Ball. Dies umfasst auch die Ergänzung nachträglich angebrachter Metallteile strahlabwärts und der 2×34 Schrauben zur Fixierung der Halteseile innerhalb der Hemisphären; weiterhin stellte sich heraus, daß die Materialdicken der Edelstahlteile in der ursprünglichen Modellierung zu gering angegeben waren.
- Ergänzung von zusätzlichem inaktiven Material im Polarwinkelbereich $10^\circ < \theta < 20^\circ$ zur Simulation von Kabeln und Ausleseelektronik des Teilchenidentifikationsdetektors und der Drahtkammern.

7.2 Ereignisgeneratoren

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Modellierung der Detektorgeometrie bildet nur den statischen Teil der Simulation, in dem die untersuchten physikalischen Reaktionen ablaufen. Diesem virtuellen Experimentaufbau wird eine große Anzahl simulierter Ereignisse übergeben und anschließend das Verhalten der Reaktionsprodukte in den einzelnen Detektorelementen verfolgt. Eine vertrauenswürdige Simulation ergibt sich dabei nur, wenn auch die simulierten Reaktionen in ihren Eigenschaften wie Energie- und Winkelverteilungen den realen physikalischen Verhältnissen möglichst weit entsprechen. Die folgenden Abschnitte zeigen, wie geeignete Startverteilungen der Ereignisse ausgehend von verschiedenen kinematischen Beschreibungen über Monte-Carlo-Methoden konstruiert werden.

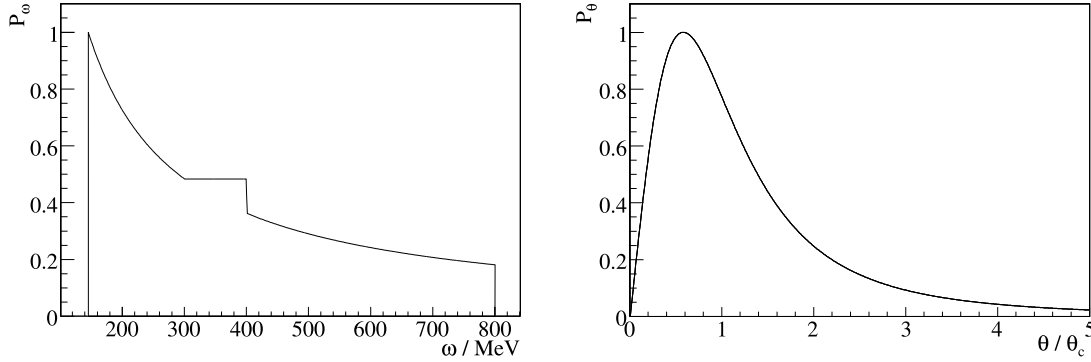


Abbildung 7.3. Wahrscheinlichkeitsverteilungen $P_{\omega, \theta}$ für Energien und Öffnungswinkel des reaktionsauslösenden Photons. Links: Bremsstrahlungsspektrum mit dem typischen $\frac{1}{\omega}$ -Verlauf und einer einfachen Modellierung der kohärenten Überhöhung. Rechts: Öffnungswinkelverteilung gemäß Gleichung (7.2) in Einheiten des charakteristischen Winkels θ_c .

7.2.1 Bremsstrahlung und Wechselwirkungspunkt

Damit innerhalb der Simulation eine möglichst genaue Beschreibung der tatsächlichen experimentellen Bedingungen erreicht wird, müssen sich die im Monte-Carlo-Verfahren festgelegten Eigenschaften der reaktionsauslösenden Photonen aus den Energie- und Winkelverteilungen des Bremsstrahlungsprozesses ergeben. Während für den Azimutwinkel ϕ eine Rotationssymmetrie des Photonenstrahls um die z -Achse angenommen wird und Zufallswerte für ϕ somit gleichverteilt im Intervall $[0, 2\pi]$ gebildet werden können, sollen die ebenfalls zufällig gewählten Energien ω und Öffnungswinkel θ der simulierten Photonen in ihrer Häufigkeit den in Abb. 7.3 dargestellten Wahrscheinlichkeitsverteilungen P_ω bzw. P_θ folgen. Den Energien der simulierten Bremsstrahlungsphotonen liegt somit ein $\frac{1}{\omega}$ -Verlauf zugrunde, der allerdings im Bereich kohärenter Bremsstrahlung modifiziert wird um den höheren Photonenfluß bei diesen Energien zu berücksichtigen². Dazu bleibt ab einer einstellbaren Anfangsenergie der kohärenten Überhöhung der Wert für die Wahrscheinlichkeitsverteilung bis zur Position der Diskontinuität konstant und fällt dann innerhalb weniger MeV auf den durch die inkohärente Bremsstrahlungsverteilung vorgegebenen Wert ab. Die Öffnungswinkelverteilung des Photonenstrahls ergibt sich aus der Näherungsformel (4.4), so daß gilt

$$P_\theta = \frac{1}{q} \cdot \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_c^2)^2} \quad (7.2)$$

mit dem charakteristischen Winkel θ_c aus Gleichung (4.5) und einem Normierungsfaktor q , der so gewählt wird, daß am Maximum der Verteilung gerade $P_\theta = 1$ gilt. Da die Beziehung (7.2) keine Energieabhängigkeit enthält, können die Größen ω und θ unabhängig voneinander ausgewürfelt werden. Um nun einer Folge von zunächst gleichverteilten Zufallszahlen die beschriebenen Verteilungen aufzuprägen, wird neben einem Wert für die zu bestimmende Größe X gleichzeitig auch ein zufälliger Gewichtungsfaktor $p_X \in [0, 1]$ erzeugt. Nur wenn dieser Gewichtungsfaktor p_X kleiner ist als die vorgegebene Wahrscheinlichkeitsverteilung P_X an der betrachteten Stelle, wird der zugehörige Wert für X akzeptiert.

²Die in der Realität vorhandene Linearpolarisation in diesem Bereich wird in der Simulation nicht reproduziert.

Auf diese Weise erhält man Werte für ω , ϕ und θ gemäß den angenommenen Verteilungsfunktionen; da θ hier allerdings nur in Einheiten des charakteristischen Winkels θ_c vorliegt, muß zusätzlich anhand einer angenommenen Elektronenenergie (z.B. $E_0 = 883,25$ MeV) und des sich daraus ergebenden Wertes für θ_c eine Umrechnung in mrad durchgeführt werden. Anschließend lassen sich der Vierervektor des reaktionsauslösenden Photons und die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes im Target festlegen. Für den Lorentzvektor des Bremsstrahlungsphotons gilt also

$$k = (\omega, \vec{k}) = (\omega, \omega \hat{k}) \quad (7.3)$$

mit dem Impulsrichtungsvektor $\hat{k} = (\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta)$. Zur Angabe des Wechselwirkungspunktes im Target wird zunächst eine zufällige Position in z -Richtung gleichverteilt innerhalb der Targetlänge von $l = 4,76$ cm gewählt. Die Abweichung in der (x, y) -Ebene von der Targetmitte kann dann aus dem Öffnungswinkel θ und der Entfernung $L = 898,6$ cm zwischen Bremsstrahlungsradiator und Target berechnet werden, hierbei gilt

$$r = (L + z) \tan \theta \quad (7.4)$$

Zusammen mit dem Azimutwinkel ϕ des Photons erhält man somit die x - und y -Koordinaten des Wechselwirkungspunktes

$$x = r \cos \phi \quad \text{und} \quad y = r \sin \phi \quad (7.5)$$

7.2.2 π^0 -Produktion

Für eine zuverlässige Simulation der durchgeführten Experimente ist nicht nur eine präzise Modellierung der experimentellen Gegebenheiten wie Detektorgeometrie oder Strahleigenschaften erforderlich sondern auch eine physikalisch möglichst exakte Beschreibung der untersuchten Reaktionen. Die Energie- und Polarwinkelabhängigkeit der simulierten π^0 -Produktionsreaktionen beruht daher auf theoretischen Vorhersagen von MAID [MAI03] und SAID [SAI06] für den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} = \frac{1}{2\pi \sin \theta_{\pi^0}} \cdot \frac{d\sigma}{d\theta_{\pi^0}} \quad (7.6)$$

in Abhängigkeit der Photonenergie ω . Die Kinematik der Zweikörperreaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist unter der Voraussetzung einer Azimutalsymmetrie durch die Angabe von

$$\vec{x} = (\omega, \theta_{\pi^0}) \quad (7.7)$$

vollständig bestimmt; die Größe des differentiellen Wirkungsquerschnittes charakterisiert die Reaktionswahrscheinlichkeit bei den durch \vec{x} gegebenen Werten für Photonenergie ω und Polarwinkel θ_{π^0} des Pions. Aus den von MAID / SAID vorhergesagten numerischen Werten des Wirkungsquerschnittes werden daher Stützstellen für eine zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung gebildet, indem an verschiedenen Punkten \vec{x} zunächst die jeweiligen θ -differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\theta_{\pi^0}}$ nach Gleichung (7.6) bestimmt und diese anschließend auf das Maximum innerhalb des untersuchten Parameterraums normiert werden. Die so erhaltene (diskrete) Verteilung $P_{\vec{x}}$ gibt damit die auf die Größe des Phasenraums korrigierte Wahrscheinlichkeit einer Reaktion mit den durch \vec{x} gegebenen kinematischen Größen an (siehe Abb. 7.4).

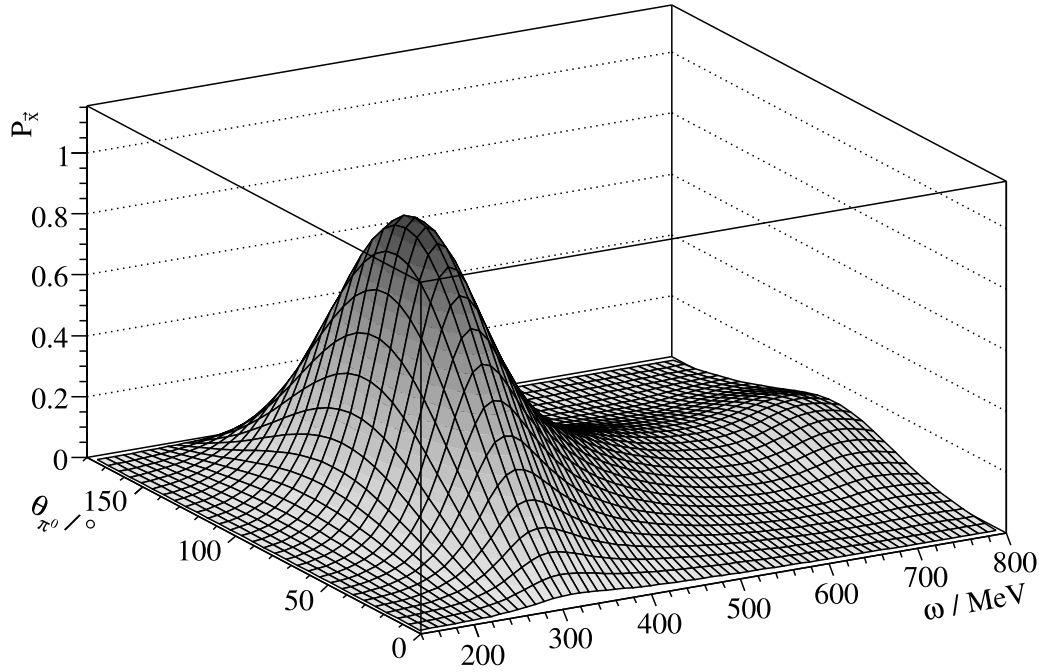


Abbildung 7.4. Zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung $P_{\vec{x}}$ für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abhängigkeit von Photonenergie ω und Polarwinkel θ_{π^0} des Pions nach MAID2005-Vorhersagen.

Für jedes zu simulierende Ereignis wird nun aus Zufallszahlen wiederum unter Annahme einer Symmetrie in ϕ_{π^0} ein (erweiterter) Parametersatz

$$\vec{x}' = (\vec{x}, \phi_{\pi^0}) = (\omega, \theta_{\pi^0}, \phi_{\pi^0}) \quad (7.8)$$

zusammengestellt und ein ebenfalls zufälliger Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}} \in [0, 1]$ erzeugt. Die Photonenergie in \vec{x} ergibt sich nach dem im Abschnitt 7.2.1 beschriebenen Verfahren³ aus einer Bremsstrahlungsverteilung zwischen der Produktionsschwelle bei 145 MeV und einer Maximalenergie von 800 MeV, während die Winkel θ_{π^0} und ϕ_{π^0} in den Intervallen $[0, \pi]$ bzw. $[0, 2\pi]$ gleichverteilt erzeugt werden. Eine lineare Interpolation zwischen den umgebenden Stützstellen von $P_{\vec{x}}$ liefert anschließend die Reaktionswahrscheinlichkeit für diesem Parametersatz, die mit dem zugehörigen Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}}$ verglichen wird (siehe Abb. 7.5). Analog zur Erzeugung simulierter Bremsstrahlungsphotonen werden die Werte in \vec{x}' nur dann akzeptiert, wenn der Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}}$ kleiner ist als der interpolierte Wert der Verteilung $P_{\vec{x}}$, ansonsten wird der komplette Satz verworfen und neu erzeugt.

Die Polarwinkelabhängigkeit der erzeugten Reaktionen wird wegen den zunächst gleichverteilt gewürfelten Werten für θ_{π^0} ausschließlich durch $P_{\vec{x}}$ bestimmt, während sich die Energieabhängigkeit aus der Überlagerung von $P_{\vec{x}}$ mit der Bremsstrahlungsverteilung P_{ω} aus Abschnitt 7.2.1 ergibt. Der Azimutwinkel ϕ_{π^0} geht nicht in die Bewertung des Parametersatzes ein; die Auszeichnung einer speziellen Ebene und eine Berücksichtigung polarisierter Photonen ist mit diesem Verfahren also nicht möglich.

³Hierbei wird auch gleichzeitig der Wechselwirkungspunkt im Target fixiert.

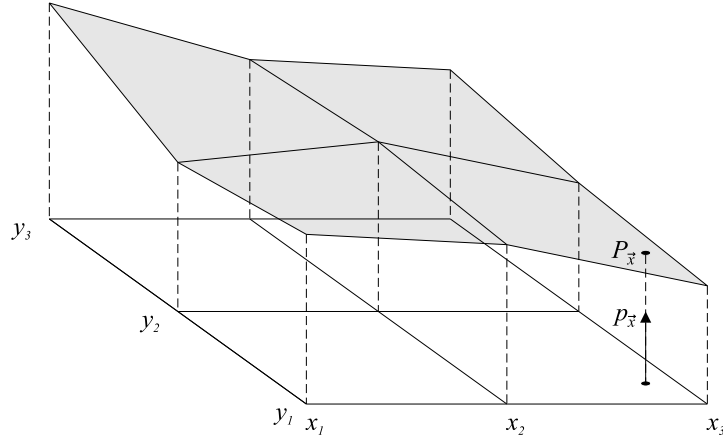


Abbildung 7.5. Gewichtung eines Parametersatzes $\vec{x} = (x, y)$. Aus der linearen Interpolation zwischen verschiedenen Stützstellen \vec{x}_{ij} wird ein Wert für $P_{\vec{x}}$ bestimmt; der Parametersatz \vec{x} wird nur dann akzeptiert, wenn der zugehörige Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}}$ kleiner als der interpolierte Wert von $P_{\vec{x}}$ ist

Mit dem gefundenen erweiterten Parametersatz \vec{x}' können anschließend die Vierervektoren (ε, \vec{q}) , (E, \vec{p}) sowohl des Pions als auch des Protons erzeugt werden. Ausgangspunkt dafür ist die aus der Photonenergie ω und der Masse M des Targetprotons berechnete Schwerpunktsenergie

$$W = \sqrt{s} = \sqrt{M^2 + 2\omega M} = E + \varepsilon \quad (7.9)$$

Aufgrund der Impulserhaltung gilt zudem im Schwerpunktsystem für die Impulse \vec{p} und \vec{q} des Protons bzw. des Pions

$$\begin{aligned} \vec{p}^2 &= \vec{q}^2 \\ E^2 - M^2 &= \varepsilon^2 - m^2 \end{aligned} \quad (7.10)$$

Aus den Gleichungen (7.9) und (7.10) ergeben sich nach etwas Umformen die Energien beider Teilchen im Schwerpunktsystem zu

$$E = \frac{s + M^2 - m^2}{2W} \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{s + m^2 - M^2}{2W} \quad (7.11)$$

Dadurch sind auch gleichzeitig die Impulsbeträge $|\vec{p}| = |\vec{q}|$ bestimmt; die gegebenen Winkel θ_{π^0} , ϕ_{π^0} legen zunächst den Richtungsvektor $\hat{q} = (\cos \phi_{\pi^0} \sin \theta_{\pi^0}, \sin \phi_{\pi^0} \sin \theta_{\pi^0}, \cos \theta_{\pi^0})$ des Pions und über die Impulserhaltung

$$\hat{p} = -\hat{q} \quad (7.12)$$

auch die Richtung \hat{p} des Protons fest. Energien und Impulse beider Teilchen im Schwerpunktsystem sind nun also bekannt und können durch eine Lorentztransformation mit

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{k}}{\omega + M} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{\omega + M}{W} \quad (7.13)$$

ins Laborsystem überführt und dem Simulationsprogramm übergeben werden.

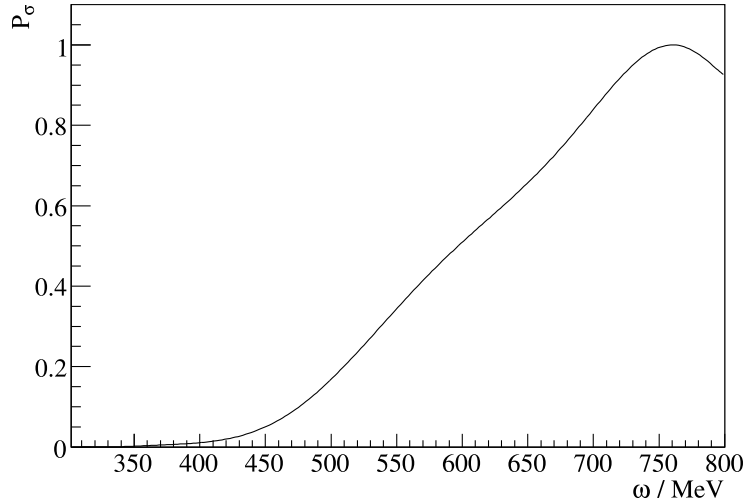


Abbildung 7.6. Wahrscheinlichkeitsverteilung P_σ zur Beschreibung der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes in $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$. Diese Verteilung wurde durch Glättung und Normierung aus dem in [Kot01] experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt abgeleitet.

7.2.3 $\pi^0\pi^0$ -Produktion

Bei der Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ wird hier wie auch in [Wol99] oder [Kot01] als Modell eine Phasenraumverteilung für die Kinematik des Endzustandes angenommen; allerdings wird die zugrundeliegende Verteilung der Photonenergien an einen experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt angepasst. Dies geschieht hauptsächlich, um bei der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ verbleibende Untergrundbeiträge aus der $\pi^0\pi^0$ -Produktion mit einer möglichst realistischen Energieabhängigkeit reproduzieren zu können.

Die Werte des totalen Wirkungsquerschnittes σ für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ aus [Kot01] werden dazu mit einem Ausgleichspolynom geglättet und auf den maximalen Wert normiert, so daß sich auch hier eine (eindimensionale) Wahrscheinlichkeitsverteilung P_σ zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ergibt (siehe Abb. 7.6). Die Erzeugung zufälliger Bremsstrahlungspotonen (siehe Abschnitt 7.2.1) und entsprechender Gewichtungsfaktoren $p_\sigma \in [0, 1]$, die mit dem Wert der Verteilung P_σ verglichen werden, führt dann wiederum zu einer Kombination der Bremsstrahlungsverteilung mit dem Wirkungsquerschnitt der $\pi^0\pi^0$ -Produktion. Der Vierervektor (ω, \vec{k}) des so ausgewählten Photons bildet zusammen mit dem durch $(M, \vec{0})$ beschriebenen Targetproton die Eingangsseite der simulierten Reaktion; die Summe aus Photon- und Proton-Lorentzvektor stellt dabei den Zwischenzustand dar, der phasenraumverteilt in ein Proton und zwei π^0 -Mesonen zerfällt⁴. Die Vierervektoren des Protons bzw. der beiden π^0 -Mesonen im Laborsystem können dann an die Simulation weitergereicht werden.

⁴Die Berechnung dieses Zerfalls wird durch die Klasse `TGenPhaseSpace` der ROOT-Klassenbibliothek übernommen, die den Vierervektor des Zwischenzustandes im Laborsystem und die Massen der Zerfallsteilchen entgegennimmt, den Zerfall im Schwerpunktsystem nach dem Raubold-Lynch-Verfahren berechnet und anschließend eine Rücktransformation des Endzustandes ins Laborsystem durchführt.

7.2.4 Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion

Zur vollständigen Festlegung der Kinematik einer Dreikörperreaktion wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ sind bei fester Photonenergie ω insgesamt fünf unabhängige Variablen erforderlich, wie folgende Rechnung deutlich macht:

3 Teilchen · 4 Freiheitsgrade:	12 Freiheitsgrade	
Massen der Teilchen:	– 3 Freiheitsgrade	
Energie- und Impulserhaltung:	– 4 Freiheitsgrade	
verbleibend:	5 Freiheitsgrade	(7.14)

Die umfassende Beschreibung dieser Reaktion setzt also die Kenntnis eines fünffach differentiellen Wirkungsquerschnittes voraus um eine Startverteilung zu generieren, die die kinematischen Verteilungen in angemessener Weise nachbildet. Das in [Dre01] beschriebene theoretische Modell der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ (siehe Abschnitt 3.1) liefert Vorhersagen für einen solchen Wirkungsquerschnitt in der Form

$$\frac{d^5\sigma}{d\omega' d\Omega_{\gamma'} d\Omega_{\pi^0}^*} \quad (7.15)$$

Hierbei sind die unterschiedlichen Bezugssysteme der einzelnen Größen zu beachten; so sind die Energie ω' des Photons γ' bzw. dessen Winkel $\theta_{\gamma'}$ und $\phi_{\gamma'}$ im γp -Schwerpunktsystem angegeben, während die Winkel $\theta_{\pi^0}^*$ und $\phi_{\pi^0}^*$ innerhalb des $p\pi^0$ -Ruhesystems gelten. Durch die Annahme einer Azimutalsymmetrie, die hier über $\phi_{\gamma'}$ realisiert wird, reduziert sich die Anzahl der erforderlichen Variablen im Endzustand von fünf auf vier; zusammen mit der Photonenergie ω der Eingangsseite ist die Reaktion dann durch

$$\vec{x} = (\omega, \omega', \cos \theta_{\gamma'}, \cos \theta_{\pi^0}^*, \phi_{\pi^0}^*) \quad (7.16)$$

festgelegt. Aus den Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt (7.15) gemäß der Modellrechnung nach [Dre01] erhält man auch hier durch Normierung auf das Maximum im untersuchten Parameterraum Stützstellen für eine fünfdimensionale Wahrscheinlichkeitsverteilung $P_{\vec{x}} \in [0, 1]$, die die Reaktionswahrscheinlichkeit bei den durch \vec{x} gegebenen kinematischen Größen angibt. Numerische Werte für den Wirkungsquerschnitt wurden freundlicherweise von M. Kottulla für zwei unterschiedliche Annahmen zum magnetischen Moment der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz ($\mu_{\Delta^+} = 2,0 \mu_N$ und $\mu_{\Delta^+} = 3,0 \mu_N$) zur Verfügung gestellt. Tabelle 7.1 gibt eine Übersicht über den Abstand der Stützstellen innerhalb des Parameterraums; auf eine grafische Darstellung von $P_{\vec{x}}$ wird aus naheliegenden Gründen hier verzichtet.

Bei der anschließenden Erzeugung simulierter Reaktionen wird analog zu Abschnitt 7.2.2 aus Zufallszahlen ein sechsdimensionaler Parametersatz

$$\vec{x}' = (\vec{x}, \phi_{\gamma'}) = (\omega, \omega', \cos \theta_{\gamma'}, \cos \theta_{\pi^0}^*, \phi_{\pi^0}^*, \phi_{\gamma'}) \quad (7.17)$$

samt einem zugeordneten Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}} \in [0, 1]$ gebildet, aus dem die Kinematik aller beteiligten Teilchen abgeleitet werden kann. Die Photonenergie ω' im Endzustand wird aus dem von den Vorhersagen abgedeckten Bereich zwischen 20 MeV und 215 MeV zunächst

	ω	ω'	$\theta_{\gamma'}$	$\theta_{\pi^0}^*$	$\phi_{\pi^0}^*$
Startwert	325 MeV	20 MeV	0°	0°	0°
Endwert	475 MeV	215 MeV	180°	180°	360°
Schrittweite	25 MeV	5 MeV	30°	30°	60°
Punkte	7	40	7	7	7

Tabelle 7.1. Gitterintervalle und Stützstellen der Wahrscheinlichkeitsverteilung $P_{\vec{x}}$ zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Insgesamt liegen für jeden der zwei simulierten Werte des magnetischen Moments μ_{Δ^+} jeweils 96040 Stützstellen innerhalb des fünfdimensionalen Parameterraums von $P_{\vec{x}}$.

gleichverteilt ausgewählt; die Strahlenergie ω hingegen ergibt sich aus einer Bremsstrahlungsverteilung zwischen 325 MeV und 475 MeV, wodurch wieder eine Überlagerung der Energieabhängigkeit von $P_{\vec{x}}$ mit der Verteilung P_{ω} erreicht wird. Die Richtungsangaben des Photons γ' und des π^0 -Mesons in den jeweiligen Bezugssystemen werden gleichverteilt in den Intervallen $[0, 2\pi]$ für $\phi_{\pi^0}^*$ und $\phi_{\gamma'}$ bzw. $[-1, +1]$ für $\cos \theta_{\gamma'}$ und $\cos \theta_{\pi^0}^*$ erzeugt. Auch hier kann anschließend eine Reaktionswahrscheinlichkeit an der Stelle \vec{x} durch eine lineare Interpolation zwischen den umliegenden Stützstellen von $P_{\vec{x}}$ ermittelt werden, die anhand eines Vergleiches mit dem Gewichtungsfaktor $p_{\vec{x}}$ darüber entscheidet, ob der Parametersatz akzeptiert oder verworfen wird.

Aus einem akzeptierten Parametersatz \vec{x}' lassen sich dann die Vierervektoren aller Endzustandsteilchen berechnen. Der Lorentzvektor des Photons γ' im γp -Schwerpunktsystem ist durch die Angabe der Energie ω' und der Richtungsinformation $(\cos \theta_{\gamma'}, \phi_{\gamma'})$ bereits gegeben, allerdings wird die gesamte Reaktion vorläufig in einer Ebene mit $\phi_{\gamma'} = 0$ aufgebaut, so daß für das Photon γ' zunächst ein Vierervektor

$$k'_0 = (\omega', \vec{k}'_0) = (\omega', \omega' \hat{k}'_0) \quad (7.18)$$

mit dem Richtungsvektor $\hat{k}'_0 = (\sin \theta_{\gamma'}, 0, \cos \theta_{\gamma'})$ zusammengestellt wird. Das Proton und das π^0 -Meson werden zunächst im $p\pi^0$ -Ruhesystem rekonstruiert; für den Impulsbetrag $|\vec{q}^*|$ des Pions gilt

$$|\vec{q}^*|^2 = \frac{1}{4s^*} [(s^*)^2 - 2s^*(m^2 + M^2) + (M^2 - m^2)^2] \quad (7.19)$$

Dabei bezeichnen M und m die Massen des Protons bzw. des Pions und s^* das Quadrat der Schwerpunktsenergie im $p\pi^0$ -Ruhesystem, die sich wiederum aus der Gesamtenergie $W = \sqrt{s}$ im γp -Schwerpunktsystem gemäß

$$s^* = s - 2W\omega' \quad (7.20)$$

berechnen lässt [Dre01]. Zusammen mit der Richtungsinformation $(\cos \theta_{\pi^0}^*, \phi_{\pi^0}^*)$ ist durch Gleichung (7.19) also der Impulsvektor \vec{q}^* des Pions und damit auch der Protonimpuls $\vec{p}^* = -\vec{q}^*$ festgelegt, weiterhin ergeben sich aus $|\vec{q}^*|^2$ direkt die Energien

$$E^* = M^2 + |\vec{q}^*|^2 \quad \text{und} \quad \varepsilon^* = m^2 + |\vec{q}^*|^2 \quad (7.21)$$

sowohl des Protons als auch des Pions im $p\pi^0$ -Ruhesystem. Eine Lorentztransformation mit

$$\vec{\beta} = \frac{-\vec{k}'_0}{W - \omega'} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{W - \omega'}{W^*} \quad (7.22)$$

überführt dann beide Teilchen ins γp -Schwerpunktsystem. Dort wird abschließend die gesamte Reaktionsebene um den bisher nicht berücksichtigten Azimutwinkel $\phi_{\gamma'}$ gedreht und eine weitere Lorentztransformation gemäß Beziehung (7.13) ins Laborsystem vorgenommen.

Sowohl der Vergleich der theoretischen Vorhersagen bei verschiedenen Annahmen für μ_{Δ^+} als auch die Betrachtung unterschiedlicher Reaktionsmodelle kann helfen, die durch die Simulation bestimmten Rekonstruktionseffizienzen (siehe Abschnitt 8.4.3) zu beurteilen. Zusätzlich zu der vollständigen, allerdings auch modellabhängigen Reaktionsbeschreibung aus [Dre01] sind daher drei einfachere Beschreibungen untersucht worden, die alle auf Phasenraumverteilungen beruhen.

- Der einfachste Ansatz zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ist die Annahme einer direkten Phasenraumverteilung der drei Endzustandsteilchen, analog zur Simulation von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ in Abschnitt 7.2.3. Allerdings wird hier auf die zusätzliche Gewichtung mit einer Energieabhängigkeit in ω , die durch den totalen Wirkungsquerschnitt gegeben ist, verzichtet.
- Ein zweites Modell versucht den auf das magnetische Moment μ_{Δ^+} sensitiven Reaktionsverlauf



über zwei aufeinanderfolgende Zerfälle mit jeweils zwei Endzustandsteilchen nachzubilden. Aus dem simulierten Bremsstrahlungspoton und dem Targetproton ergibt sich daher ein Zwischenzustand X_1 , der phasenraumverteilt in ein Photon γ' und einen weiteren Zwischenzustand X_2 übergeht. Dessen Masse wird dabei aus einer Breit-Wigner-Verteilung um $M_{\Delta} = 1232$ MeV mit einer Breite von $\Gamma_{\Delta} = 120$ MeV zufällig ausgewählt. Der so gebildete Zustand X_2 wiederum zerfällt anschließend in ein Proton und ein π^0 -Meson.

- Das letzte der untersuchten Alternativmodelle erzeugt zunächst ein Photon γ' , dessen Energie im Schwerpunktsystem aus einem $\frac{1}{\omega}$ -Bremsstrahlungsspektrum zufällig ausgewählt wird; die Richtungsinformationen (ebenfalls im cm -System) werden gleichverteilt in den Intervallen $[0, 2\pi]$ für $\phi_{\gamma'}$ bzw. $[-1, +1]$ für $\cos\theta_{\gamma'}$ erzeugt. Der verbleibende Zwischenzustand X nach der Abstrahlung von γ' zerfällt hier ebenfalls phasenraumverteilt in ein Proton und ein π^0 -Meson. Diese Beschreibung soll die zum $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand beitragenden Bremsstrahlungsprozesse berücksichtigen.

7.2.5 Simulierte Ereignisse

Mit den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Ereignisgeneratoren wurden insgesamt 1 Milliarde Ereignisse unterschiedlicher Reaktionen in verschiedenen Energiebereichen erzeugt (siehe Tabelle 7.2). Für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ergeben sich aus den Simulationen Rekonstruktionseffizienzen für Photonenergien ω zwischen der jeweiligen Produktionsschwelle und einer Maximalenergie von 800 MeV, während für die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion nur der Energiebereich zwischen 325 MeV und 475 MeV betrachtet wird. In der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ wird neben dem Vergleich der Rekonstruktionseffizienzen bei verschiedenen Reaktionsmodellen zusätzlich auch das Verhalten der Untergrundbeiträge aus π^0 - und $\pi^0\pi^0$ -Produktionsreaktionen untersucht.

Reaktion	Modell	Photonenergie	Ziel	Ereignisse
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	MAID2003	145–800 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	MAID2005	145–800 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	SAID	145–800 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	Phasenraum, totaler WQ	309–800 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	[Dre01], $\mu_{\Delta^+} = 3,0 \mu_N$	325–475 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	[Dre01], $\mu_{\Delta^+} = 2,0 \mu_N$	325–475 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	Phasenraum	325–475 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	$2 \times$ Phasenraum	325–475 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$	$\frac{1}{\omega'}$ + Phasenraum	325–475 MeV	Effizienz	$50 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	MAID2005	325–475 MeV	Untergrund	$500 \cdot 10^6$
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	Phasenraum, totaler WQ	325–475 MeV	Untergrund	$50 \cdot 10^6$
total				$1 \cdot 10^9$

Tabelle 7.2. Simulierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$. Für die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion werden mehrere Reaktionsbeschreibungen und die Beiträge zum Untergrund aus π^0 - und $\pi^0\pi^0$ -Produktion ausgewertet.

7.3 Triggersystem

Bei der vollständigen Beschreibung eines Detektorsystems muß auch das verwendete Triggersystem berücksichtigt werden, um in der Simulation die tatsächliche Akzeptanz reproduzieren zu können. Innerhalb der Analysesoftware wird daher bei der Untersuchung simulierter Daten die in Abschnitt 5.4 beschriebene Triggerelektronik sowohl in ihrer Arbeitsweise als auch in ihren Schwelleneinstellungen nachgebildet. Ereignisse, die die L1-Bedingung der Energiesumme erfüllen, werden also auf Bereichsmultiplizitäten $M \geq 2$ und $M \geq 3$ geprüft; die Akzeptanz für $M \geq 2$ kann zusätzlich durch einen Untersetzungsfaktor beeinflusst werden. Das Resultat dieses Softwaretriggers ist ein Ansprechmuster, das zu den Informationen aus den L1- und L2-Registern der Triggerelektronik äquivalent ist. Die Details der simulierten Triggerentscheidungen in beiden Stufen finden sich in den zwei folgenden Abschnitten.

7.3.1 Energiesumme

Die L1-Energiesumme des Crystal Ball ergibt sich, wie in Kapitel 5 beschrieben, durch Aufsummieren der Analogsignale aller NaI(Tl)-Kristalle. Dabei ist zwangsläufig kein Abgleich der unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren für die einzelnen Detektorkanäle möglich, so daß die Energiedepositionen je nach getroffener Kristall unterschiedlich zur Gesamtsumme beitragen. Dieser Effekt muß sowohl bei der Rekonstruktion der Energiesumme für die Triggerentscheidung in der Simulation als auch bei der Bestimmung der entsprechenden Schwelle aus den gemessenen Daten berücksichtigt werden. Aus den bei der Energiekalibration des Crystal Ball bestimmten Verstärkungsfaktoren wird daher eine Relativeichung der NaI(Tl)-Kristalle gebildet, indem die einzelnen *Gains* auf den Mittelwert aller 672 Kanäle normiert werden. Zur

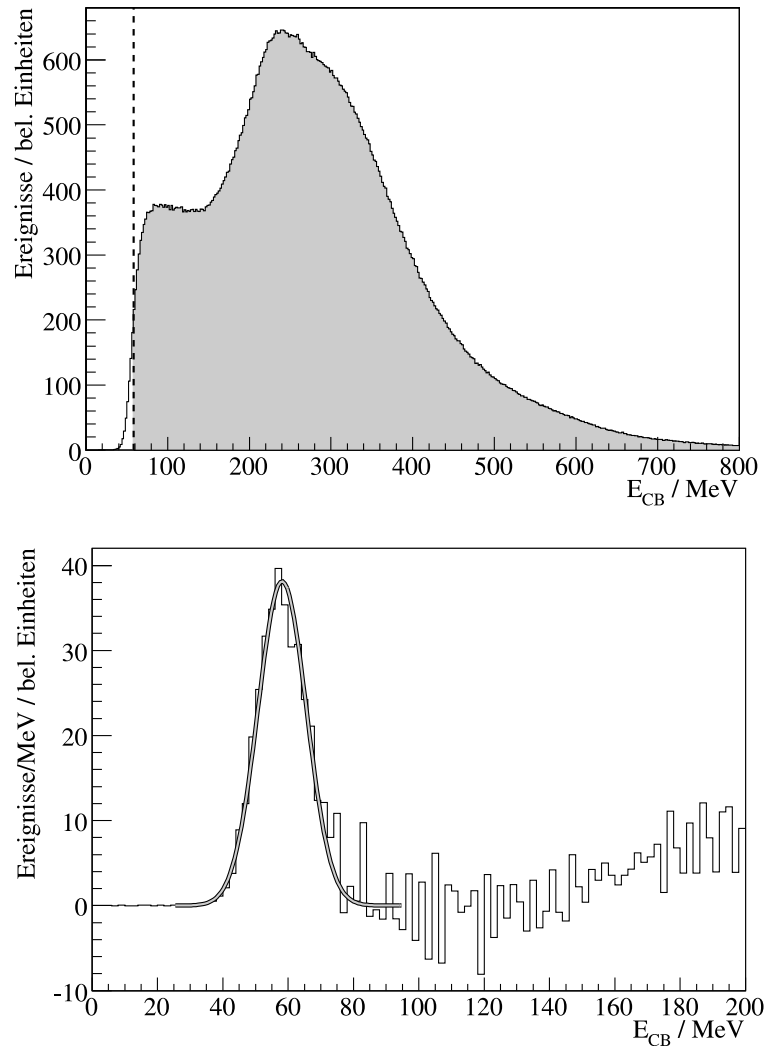


Abbildung 7.7. Bestimmung der L1-Energiesummschwelle. Oben: Im Crystal Ball deponierte Energie (Experimentdaten) nach Auswertung der L1-Triggerinformation und Korrektur der Einzelenergien der NaI(Tl)-Kristalle auf die Relativeichung. Unten: Steigung innerhalb des Energiesummspektrums. Die Anpassung einer Gaußkurve an den Peak der steigenden Flanke liefert die Position der Schwelle.

Auswertung der triggerrelevanten Gesamtenergie im Crystal Ball werden alle in den NaI(Tl)-Detektoren deponierten Einzelenergien um diese Relativverstärkungen korrigiert. Bei gemessenen Daten wird also der Energieabgleich praktisch rückgängig gemacht⁵ und eine zum ursprünglichen Analogsignal proportionale Information rekonstruiert, während in der Simulation die zunächst identische Güte aller Detektorkanäle an die tatsächlichen Verhältnisse angepasst wird und somit eine Energiesumme mit vergleichbarer Gewichtung der einzelnen Kristalle entsteht.

⁵Der Umweg über die Relativeichung ist an dieser Stelle erforderlich, da eine Verwendung der unkalibrierten ADC-Werte aus den Experimentdaten für die Gesamtenergie ebenfalls nur eine Kanalzahl ergäbe. Diese wäre allerdings hier nutzlos, da GEANT bei der Simulation die Energiedepositionen direkt in MeV bzw. GeV liefert.

Neben dieser Korrektur auf das Ansprechverhalten der einzelnen Detektorkanäle muß zur Umsetzung der L1-Triggerbedingung zudem die Schwelle für die Crystal Ball-Gesamtenergie bekannt sein. Bei der Auswertung der Experimentdaten wird nach der Beschränkung auf Ereignisse mit gültiger L1-Triggerinformation und der Summation aller um die *Gains* korrigierten Energien diese Schwelle für die insgesamt im Crystal Ball deponierte Energie sichtbar (siehe Abb. 7.7 oben). Um die Schwellenposition nun exakt festzulegen wird punktweise die Steigung der Energiesummendarstellung bestimmt, das Spektrum also nach der Energie abgeleitet (siehe Abb. 7.7 unten). Aus der steigenden Flanke ergibt sich dabei ein Peak, an den eine Gaußverteilung angepasst wird; deren Mittelwert $\mu = 59,2$ MeV definiert den Punkt der größten Steigung im Spektrum und wird als effektive L1-Energiesummenschwelle in der Analyse der simulierten Daten verwendet.

7.3.2 Bereichsmultiplizität

Ein Bereich des L2-Multiplizitätstriggers gilt als getroffen, wenn die Signale eines oder mehrerer der zugehörigen NaI(Tl)- oder BaF₂-Detektoren die jeweils eingestellten Diskriminatorschwellen überschritten haben. Für die Integration des L2-Triggers in die Simulation müssen daher die 720 + 510 Detektorkanäle den 45 + 4 Triggerbereichen von Crystal Ball und TAPS-Vorwärtswand zugeordnet und die Energien der einzelnen Kristalle mit den jeweiligen Diskriminatorschwellen verglichen werden. Da auch die Diskriminatoren nur die nicht abgeglichenen Analogsignale der Detektoren verarbeiten, sind bei diesem Vergleich in der Simulation individuelle Schwellenwerte für jeden Kanal erforderlich; nur so kann zuverlässig entschieden werden, ob die Energiedeposition in einem Kristall tatsächlich ausreicht um einen Bereich als getroffen zu markieren.

Die Crystal Ball-Elektronik nimmt kein Ansprechmuster der Diskriminatoren in den Datenstrom mit auf, daher können die Energiespektren der einzelnen Detektorkanäle nicht unter der Bedingung aufgebaut werden, daß das Signal die zugehörige Diskriminatorschwelle überschritten und somit zum Multiplizitätstrigger beigetragen hat. Um solche Spektren, in denen die jeweiligen Schwellen direkt sichtbar sind, aus den Experimentdaten zu erzeugen, muß daher aus den Abläufen bei der Erzeugung des L2-Trigger Signals eine Hypothese über die beteiligten Kristalle aufgestellt werden.

Für die Bestimmung der Diskriminatorschwellen werden nur Ereignisse mit einer L2-Multiplizität $M \geq 3$ berücksichtigt; bei dieser Ereignisklasse haben also in mindestens drei der insgesamt 49 Bereiche von Crystal Ball und TAPS-Vorwärtswand jeweils einer oder mehrere Detektoren die entsprechende Diskriminatorschwelle überschritten. Zunächst wird daher in jedem der 45 Bereiche á 16 NaI(Tl)-Kristalle und in den vier TAPS-Sektoren mit 127 bzw. 128 BaF₂-Detektoren der Kristall mit der maximalen Energiedeposition gesucht. Aus der so gebildeten Liste von 49 Kanälen werden anschließend die drei Detektoren mit den höchsten Energien entnommen. Damit sind drei Kanäle des Gesamtaufbaus identifiziert, bei denen davon auszugehen ist, daß

- die Kristalle die entsprechenden Diskriminatorschwellen überschritten und somit ihre Bereiche als getroffen markiert haben, und
- die jeweiligen Bereiche, in denen diese Kristalle liegen, tatsächlich zu der Multiplizität $M \geq 3$ beigetragen haben.

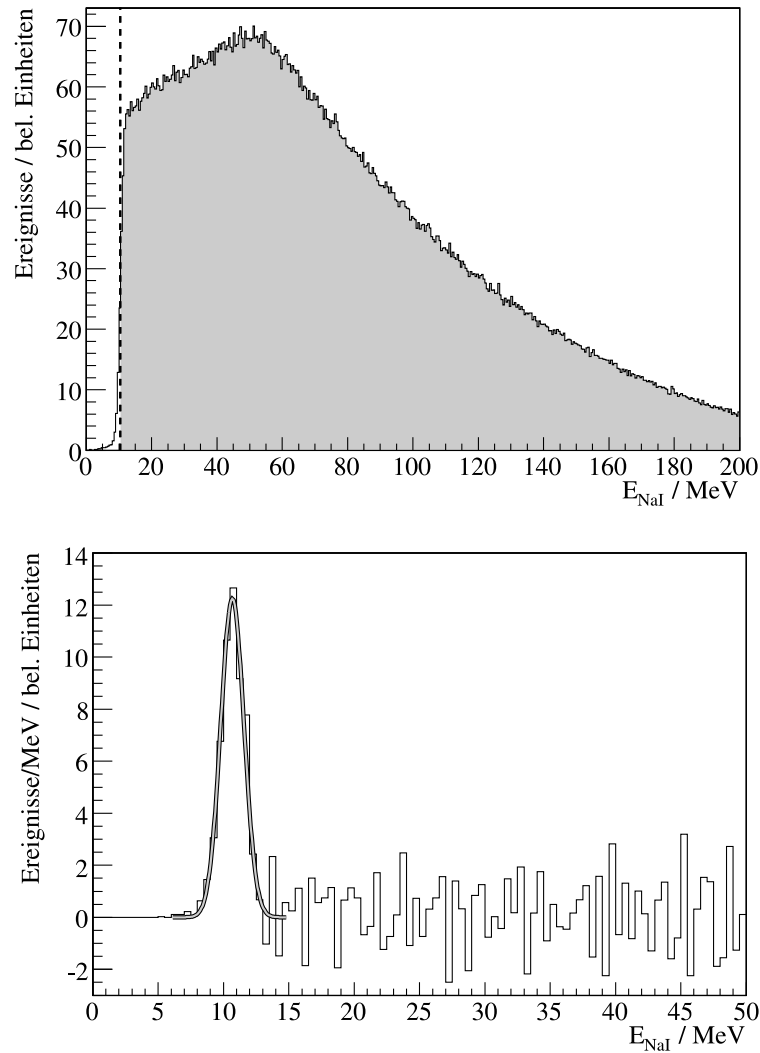


Abbildung 7.8. Bestimmung der Diskriminatorschwellen exemplarisch für einen Kanal des Crystal Ball. Oben: Spektrum der im NaI(Tl)-Kristall deponierten Energie (Experimentdaten) nach der Identifikation als am L2-Trigger beteiligter Kanal. Unten: Steigung innerhalb des Energiespektrums. Die Anpassung einer Gaußkurve an den Peak der steigenden Flanke liefert die Position der Schwelle.

Für diese Kanäle⁶ können dann Energiespektren aufgebaut werden, in denen die Diskriminatorschwelle sichtbar wird (siehe Abb. 7.8 oben). Diese Schwellenposition wird in analoger Weise wie bei der Untersuchung der Energiesumme im vorigen Abschnitt bestimmt, indem die Spektren nach der Energie abgeleitet werden (siehe Abb. 7.8 unten) und an die Peaks, die die steigende Flanke beschreiben, Gaußverteilungen angepasst werden. Die Mittelwerte μ entsprechen auch hier den Punkten größter Steigung und stellen die verwendeten Diskriminatorschwellen

⁶Dieses Verfahren kann pro Ereignis grundsätzlich nur drei Kanäle mit überschrittener Diskriminatorschwelle ermitteln, da zusätzliche Treffer in einem Bereich oder höhere Bereichsmultiplizitäten nicht sicher vorausgesetzt werden können. Weiterhin müssen der Crystal Ball und die TAPS-Vorwärtswand hierbei gemeinsam untersucht werden, da der Ursprung der einzelnen Beiträge zur Multiplizität zunächst nicht bekannt ist.

dar. Für den Crystal Ball ergeben sich Werte zwischen 10 MeV und 15 MeV, je nach Güte der einzelnen Kanäle; auf die BaF₂-Detektoren der TAPS-Vorwärtswand wirken Schwellen von etwa 25 MeV.

7.4 Analyse simulierter Daten

Idealerweise liefere die Analyse sowohl der während des Experiments aufgezeichneten Daten als auch der Ausgaben des Simulationsprogramms unter identischen Bedingungen ab. In der Realität müssen aufgrund vereinfachter oder idealisierter Beschreibungen einige Besonderheiten bei der Untersuchung der simulierten Ereignisinformationen beachtet werden. Dies umfasst u.a. die Parametrisierung bisher nicht vollständig simulierter Detektorsysteme und die Anpassung an verschiedene experimentell bestimmte Auflösungen und Effizienzen. In den folgenden Abschnitten wird daher beschrieben, wie derartige Anpassungen durchgeführt werden, um eine möglichst weitgehende Reproduktion der experimentellen Daten durch die Simulation sicherzustellen.

7.4.1 Photonenmarkierungsanlage

Die vom Ereignisgenerator simulierten einlaufenden Photonen werden zwar gemäß der Energie- und Winkelverteilungen, wie sie durch den Bremsstrahlungsprozeß vorgegeben werden, erzeugt; allerdings sind dabei noch nicht die zusätzlichen Einflüsse des Taggingsystems berücksichtigt. Bei der Analyse simulierter Daten wird daher aus der exakten Photonenergie ω , wie sie der Ereignisgenerator zur Beschreibung der Eingangsseite einer Reaktion liefert, anhand einer angenommenen Elektronenergie E_0 des Strahls und einer entsprechenden Energiekalibration der Leiterkanal bestimmt, in dem das zugeordnete Elektron nachgewiesen würde. Daraus wiederum ergibt sich die von der Photonenmarkierungsanlage erfasste Energie ω_{tag} mit ihrer typischen Energieauflösung von etwa 2 MeV (siehe auch Abb. 4.5). Die exakte Richtungsinformation des Bremsstrahlungsphotons wird verworfen und analog zur Verarbeitung von Experimentdaten eine Ausbreitung ausschließlich in z -Richtung angenommen; der rekonstruierte Vierervektor des Bremsstrahlungsphotons für die weitere Analyse ist also gegeben durch

$$k = (\omega, \vec{k}) = (\omega_{\text{tag}}, 0, 0, \omega_{\text{tag}}) \quad (7.24)$$

Für die Trefferzeit des zugeordneten Leiterkanals wird eine Koinzidenz und daher eine Relativzeit von 0 ns zu den übrigen Detektorsystemen vorausgesetzt, die im Rahmen der typischen Zeitauflösung des Taggingsystems von etwa $\Delta t = 1,7$ ns (FWHM) verschmiert wird (siehe auch Abschnitt 7.4.3).

7.4.2 Spurrekonstruktion

Wie bereits erwähnt, produzieren die Drahtkammern in der Simulation keinerlei Energie- oder Trefferinformationen der Kathodenstreifen bzw. Anodendrähte. Eine Spurrekonstruktion über die Bestimmung von Durchstoßpunkten nach dem in Abschnitt 6.6 dargestellten Verfahren scheidet bei der Analyse simulierter Daten daher aus. Stattdessen werden die experimentell ermittelten Parameter wie Winkelaufösungen und Rekonstruktionseffizienzen verwendet, um

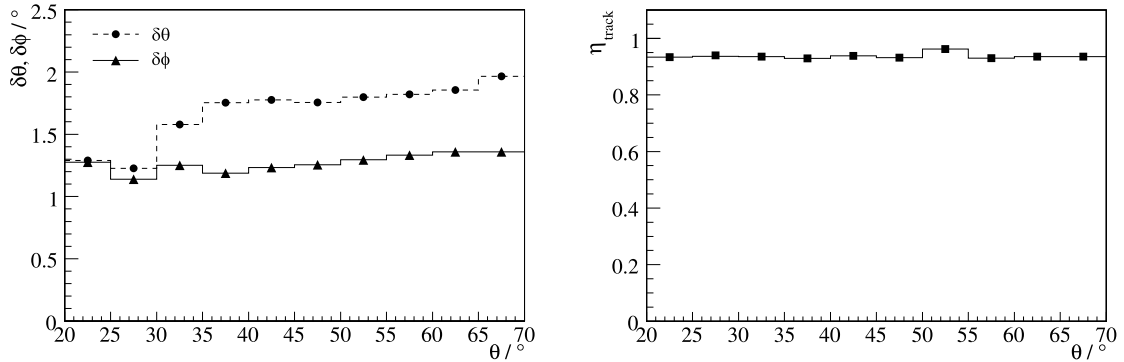


Abbildung 7.9. Parameter zur Beschreibung der simulierten Spurrekonstruktion in Abhängigkeit des Polarwinkels θ . Links: Experimentell bestimmte Winkelauflösungen $\delta\theta$ (---●---) und $\delta\phi$ (—▲—). Rechts: Effizienz der Spurrekonstruktion für Protonen innerhalb des von Akzeptanz und Kinematik vorgegebenen Polarwinkelbereichs.

das Verhalten der Drahtkammern in der Simulation zu beschreiben. Zusammen mit der exakten Reaktionskinematik, die vom Ereignisgenerator erzeugt wurde und die in Form der Vierervektoren aller beteiligten Teilchen im simulierten Datenstrom enthalten ist, ergeben sich dann Spurinformatoren für Protonen mit vergleichbarer Qualität wie bei der Untersuchung der Experimentdaten. Dazu wird über den Vergleich eines zufälligen Gewichtungsfaktors $p_{\text{track}} \in [0, 1]$ mit der Rekonstruktionseffizienz η_{track} der Drahtkammern zunächst entschieden, ob für das gerade untersuchte Ereignis eine Spur erzeugt werden soll. Ist dies der Fall, werden die exakten Richtungsinformationen θ, ϕ des Protons innerhalb der Winkelauflösungen der Drahtkammern verschmiert; diese Auflösungen lassen sich durch Gaußverteilungen beschreiben, deren Breiten $\sigma_{\theta, \phi}$ durch die experimentellen Auflösungen $\delta\theta$ bzw. $\delta\phi$ vorgegeben sind.

Die benötigten numerischen Werte für die Rekonstruktionseffizienz η_{track} und die Winkelauflösungen $\delta\theta$ und $\delta\phi$ liegen polarwinkelabhängig für den Bereich von $\theta = 20^\circ \dots 70^\circ$ in Intervallen von jeweils 5° vor (siehe Abb. 7.9); diese Grenzen sind durch die geometrische Akzeptanz der Drahtkammern einerseits ($\theta_{\text{MWPC}} \simeq 20^\circ \dots 160^\circ$) und durch den kinematisch erlaubten Bereich für Protonen bei den hier untersuchten Reaktionen ($\theta_p \lesssim 70^\circ$) andererseits gegeben.

7.4.3 Weitere Ergänzungen

Neben den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Ergänzungen, die beide auf die durch den Ereignisgenerator vorgegebenen Informationen zur Reaktionskinematik zurückgreifen, müssen bei der Analyse simulierter Daten einige weitere Anpassungen durchgeführt werden, um das tatsächliche Verhalten der einzelnen Detektorsysteme möglichst gut umzusetzen.

- Die in den unterschiedlichen Detektoren (NaI(Tl)- und BaF₂-Kristalle bzw. PID-Plastiksintillatoren) deponierten Energien müssen jeweils mit zusätzlichen konstanten Faktoren f' korrigiert werden um das Verhalten der kalibrierten Experimentdaten zu reproduzieren.

Protonenergie T	Vetoeffizienz η_{Veto}
< 50 MeV	0,81
$50 \cdots 100$ MeV	0,78
$100 \cdots 200$ MeV	0,74
$200 \cdots 300$ MeV	0,68
> 300 MeV	0,64

Tabelle 7.3. Experimentell bestimmte Effizienzen des TAPS-Vetosystems für Protonen aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ in Abhängigkeit der kinetischen Energie T des nachgewiesenen Protons [Kas05].

In dieser Analyse werden zur Energieanpassung die Werte

$$\begin{aligned}
 f'_{\text{NaI}} &= 1,10 \\
 f'_{\text{BaF}_2} &= 1,08 \\
 f'_{\text{PID}} &= 1,27
 \end{aligned}
 \tag{7.25}$$

verwendet. Die in den Plastikszintillatorstreifen des PID deponierte Energie wird anschließend innerhalb einer relativen Auflösung von $\frac{\sigma(E)}{E} = 10\%$ verschmiert. Für andere Detektorsysteme erfolgt eine solche Anpassung an die experimentelle Energieauflösung bereits während der Simulation; so wird auf die in den NaI(Tl)-Kristallen deponierten Energien eine relative Verschmierung von $\frac{\sigma(E)}{E} = 2\% \cdot (E/\text{GeV})^{-\frac{1}{4}}$ angewendet.

- Die Korrektur des Lichtverlustes aufgrund der je nach dem Ort des Teilchendurchgangs unterschiedlichen Abschwächlängen in den PID-Streifen entfällt in der Simulation, da hier die Energiedeposition unabhängig von den tatsächlichen Gegebenheiten der Photomultiplierauslese erfasst wird⁷.
- Mit Ausnahme der TAPS-BaF₂-Kristalle enthält der simulierte Datenstrom keinerlei Zeitinformationen der erfassten Treffer. Analog zur Photonenmarkierungsanlage wird für die anderen Detektorsysteme daher eine Koinzidenz aller Treffer mit entsprechenden Relativzeiten von 0 ns zugrundegelegt. Die TAPS-Zeitinformationen hingegen, die die Flugzeit der jeweiligen Teilchen beschreiben, werden so verschoben, daß die konstante Photonflugzeit von etwa 6 ns eliminiert wird und für Photonen somit ebenfalls eine direkte zeitliche Koinzidenz gegeben ist. Anschließend werden alle so erzeugten Trefferzeiten der unterschiedlichen Detektorsysteme mit ihren typischen Zeitauflösungen verschmiert.
- Der Ansprechwahrscheinlichkeit der TAPS-Vetokacheln von zunächst 100% wird für Protonen so modifiziert, daß sie den experimentell bestimmten Werten für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ entspricht [Kas05]. Die tatsächliche Vetoeffizienz ist dabei von der kinetischen Energie des nachgewiesenen Protons abhängig, siehe Tabelle 7.3.

⁷Die Polarwinkelabhängigkeit der Wegstrecke des nachgewiesenen Teilchens muß selbstverständlich weiterhin beachtet werden um den korrekten differentiellen Energieverlust zu bestimmen, vgl. Abschnitt 6.5.1

- Da in der Simulation keine Informationen über das kurze Integrationsfenster der BaF₂-Signale reproduziert werden, ist keine Pulsformanalyse möglich. Die Teilchenidentifikation mit der TAPS-Vorwärtswand geschieht hier also ausschließlich über die Auswertung von Flugzeitverhalten und Vetoinformationen.
- Sowohl für den Crystal Ball als auch für die TAPS-Vorwärtswand wird jeweils ein an die Simulation angepasster Parametersatz für die in Abschnitt 6.7 beschriebene Neuberechnung der Protonenergien verwendet. Diese Faktoren ergeben sich analog zur Analyse der Experimentdaten aus der Untersuchung simulierter Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$.
- Bei der Analyse simulierter Daten liegt, wie bereits erläutert, pro Ereignis jeweils nur ein einziger Treffer des Taggingssystems vor, der innerhalb der angewendeten Zeitaufösungen mit den anderen Detektoren koinzident ist. Eine Koinzidenzanalyse (vgl. Abschnitt 8.1) zum Abzug des zeitzufälligen Untergrundes durch Mehrfachtreffer auf der Taggerleiter kann also bei simulierten Daten entfallen.

8 Rekonstruktion physikalischer Reaktionen

FIAT LVX

Während sich aus den bereits beschriebenen Analyseschritten zunächst nur die Vierervektoren der nachgewiesenen Teilchen unabhängig von speziellen Reaktionskanälen ergeben, umfasst dieses Kapitel eine Darstellung, wie aus den bereits bekannten Informationen die tatsächlichen physikalischen Reaktionen identifiziert und rekonstruiert werden. Diese Rekonstruktion beschränkt sich nicht nur auf die experimentellen Daten; auch die gemäß dem vorangegangenen Kapitel simulierten Ereignisse werden solcherart ausgewertet, um aus deren bekannten Startverteilungen die jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeiten der betrachteten Prozesse bestimmen zu können.

Im Rahmen solcher Untersuchungen ist neben dem mit Crystal Ball und TAPS gemessenen Endzustand auch die Kenntnis des Eingangskanals einer Reaktion erforderlich. Das Targetproton ist dabei direkt durch $p_0 = (M, \vec{0})$ gegeben; im Falle des Bremsstrahlungsphotons ist allerdings eine eindeutige Festlegung der Photonenergie ω trotz der Informationen des Tagging-systems zunächst nicht möglich, da üblicherweise pro Ereignis mehr als ein gestreutes Elektron registriert wird. Der folgende Abschnitt zeigt daher zunächst, wie diese Mehrfachtreffer in einer Koinzidenzanalyse verarbeitet werden, so daß die Photonenergie ω in der anschließenden Betrachtung konkreter Reaktionskanäle als bekannte Größe verwendbar wird.

8.1 Koinzidenzanalyse

Bei bekannter Energie des einlaufenden Bremsstrahlungsphotons können verschiedene kinematische Bedingungen (Energie- / Impulsbilanz, fehlende Masse usw.) an die Ereignisse gestellt werden um unterschiedliche Reaktionskanäle zu identifizieren. Der hohe Elektronenstrahlstrom in den μ_{Δ^+} -Strahlzeiten führt allerdings dazu, daß während des 160 ns breiten Zeitfensters der Tagger-*Latches* pro Ereignis etwa (14 ± 5) Elektronen nachgewiesen werden, von denen nur eines mit dem reaktionsauslösenden Photon korreliert sein kann. Der so entstehende zeitzufällige Untergrund von Treffern auf der Elektronenleiter wird statistisch durch eine Betrachtung der Relativzeiten zwischen Taggingssystem und Produktdetektoren von den tatsächlichen Koinzidenzen getrennt. Eine solche Koinzidenzanalyse setzt feste Zeitbeziehungen zwischen allen beteiligten Teilchen voraus, so daß auch zufällige Treffer in den Produktdetektoren aussortiert werden können, die derartige Bedingungen üblicherweise nicht erfüllen.

Für jedes der n registrierten Elektronen wird daher eine Relativzeit zu jedem der l in Crystal Ball und TAPS nachgewiesenen Teilchen¹ gebildet. Das Spektrum der resultierenden Zeitinfor-

¹Eine Ausnahme stellen in TAPS nachgewiesene Protonen dar, bei denen aufgrund der energieabhängigen Flugzeit keine feste Zeitbeziehung zu anderen Treffern zu erwarten ist; diese Teilchen werden daher unabhängig von ihrem Zeitverhalten im weiteren Verlauf der Analyse *immer* berücksichtigt.

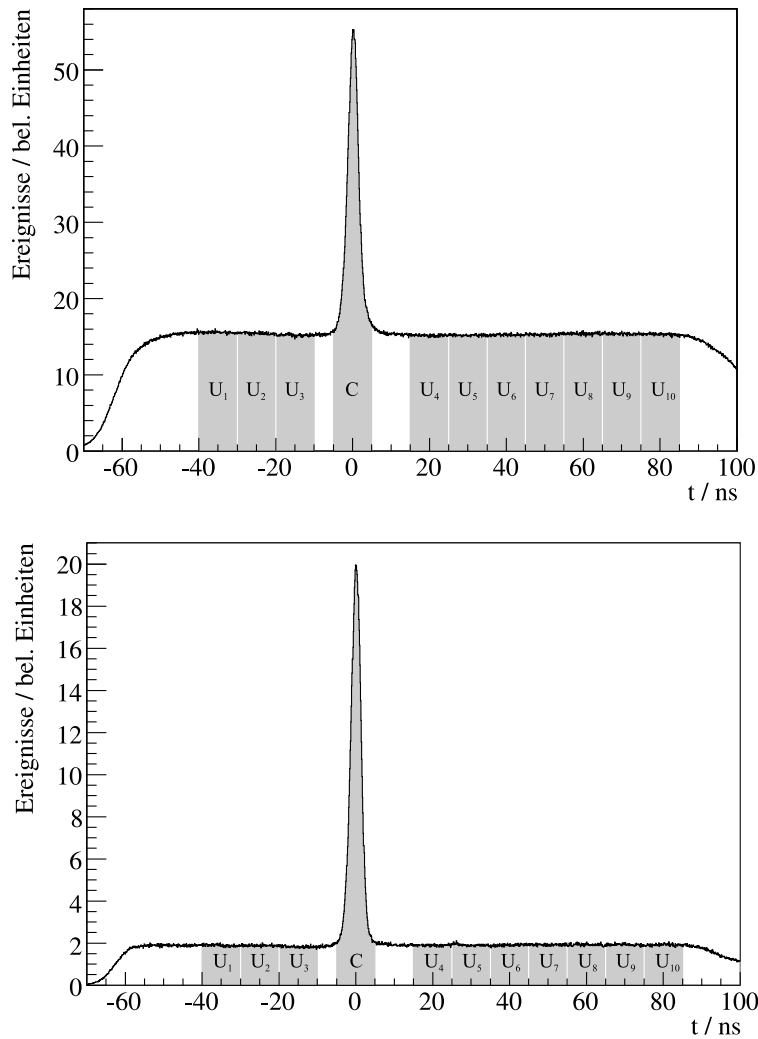


Abbildung 8.1. Koinzidenzanalyse zum Abzug des zeitzufälligen Untergrundes. Dargestellt ist das Relativzeitspektrum zwischen Tagger und Produktdetektoren ohne Einschränkung auf bestimmte Reaktionskanäle (oben) bzw. nur für identifizierte Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (unten). Die grau unterlegten Bereiche markieren das Koinzidenz- (C) bzw. die einzelnen Untergrundfenster (U_i) gleicher Breite.

mationen für die $n \cdot l$ Kombinationen zwischen Elektronen und Produktteilchen ist in Abb. 8.1 dargestellt; die tatsächlichen Koinzidenzen bilden den Peak im Bereich C, während der zufällige Untergrund gleichmäßig über die Breite des Spektrums verteilt ist. Somit kann auch bei einer Relativzeit innerhalb des Zeitfensters C nicht zwangsläufig vorausgesetzt werden, daß die zugehörigen Teilchen mit dem reaktionsauslösenden Photon korreliert sind. Eine ereignisweise Trennung von Untergrund und echten Koinzidenzen im Bereich C ist nicht möglich; zur Bestimmung des verbleibenden Untergrunds werden daher mehrere Fenster U_i im zeitzufälligen Bereich mit jeweils gleicher Breite wie das Koinzidenzfenster C definiert.

Die weitere Analyse berücksichtigt nur noch die Kombinationen aus Elektron und Produktteilchen, deren Relativzeiten innerhalb der Fenster C oder U_i liegen; zu jedem Treffer des Taggingssystems werden also die Reaktionsprodukte mit einem definierten Zeitverhalten aus-

gewählt. Das Elektron dient somit (unabhängig davon, ob es zeitzufällig oder koinzident ist) als Zeitreferenz für die in Crystal Ball und TAPS nachgewiesenen Teilchen. Insgesamt wird also eine feste Zeitbeziehung sowohl zwischen dem Elektron und den Reaktionsprodukten als auch zwischen den Endzustandsteilchen selbst verlangt. Um in allen Bereichen C und U_i tatsächlich dieselben Bedingungen an die Relativzeiten zu stellen, müssen Untergrund- und Koinzidenzfenster daher dieselbe Breite haben; eine Minimierung des statistischen Fehlers bei der Bestimmung der Ereignisanzahl in U_i darf also nur durch die Auswertung mehrerer Untergrundbereiche, nicht aber durch die Verbreiterung dieser Zeitfenster geschehen.

Alle folgenden Spektren werden nun getrennt für die Zeitfenster C und U_i aufgebaut; anschließend kann der auf die Breite eines Fensters normierte zeitzufällige Untergrund abgezogen werden. Die Anzahl S der tatsächlich koinzidenten Ereignisse in einem Spektrum ergibt sich also gemäß

$$S = C - \frac{1}{n_U} \cdot \sum_{i=1}^{n_U} U_i \quad (8.1)$$

mit n_U der Anzahl der definierten Untergrundfenster. Für den Fehler ΔS der so bestimmten Ereignisanzahl gilt dann entsprechend

$$\Delta S = \sqrt{(\Delta C)^2 + \frac{1}{n_U^2} \cdot \sum_{i=1}^{n_U} (\Delta U_i)^2} \quad (8.2)$$

Abb. 8.1 zeigt weiterhin, daß sich zufällige Koinzidenzen durch kinematische Bedingungen teilweise beseitigen lassen; so ergibt sich die obere Darstellung aus den Relativzeiten aller aufgezeichneten Ereignisse, während in das untere Spektrum nur identifizierte Reaktionen des Typs $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (siehe nächster Abschnitt) eingehen. Die verwendeten Schnitte stellen dabei Bedingungen an die Strahlenergie und schränken somit ereignisweise den Bereich der kinematisch möglichen Taggerkanäle ein. Üblicherweise gelingt es nicht, zeitzufällige Treffer dadurch vollständig zu unterdrücken; allerdings verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, wodurch sich der Gesamtfehler nach Gleichung (8.2) verringert.

8.2 π^0 -Produktion

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist aufgrund des besonders im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz großen Produktionsquerschnittes und der einfachen Zweikörperkinematik eine der am leichtesten zugänglichen photonuklearen Reaktionen. In dieser Arbeit wird die π^0 -Produktion daher zum Test verschiedener absoluter Normierungen und (über den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen und bekannten Wirkungsquerschnitten) zur Überprüfung der Datenanalyse untersucht.

8.2.1 Ereignisselektion

In dieser Arbeit beschränkt sich die Rekonstruktion der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ausschließlich auf Ereignisse mit einer Bereichsmultiplizität $M \geq 2$ des L2-Triggers. Diese Triggerbedingung wird üblicherweise bereits durch die Zerfallsphotonen des π^0 -Mesons erfüllt, so daß im Gegensatz zu Ereignissen mit $M \geq 3$ kein Beitrag eines weiteren Teilchens, in diesem Falle des Protons, erforderlich ist. Insbesondere die Minimalenergie von $T_{\min} \simeq 50$ MeV für dessen Nachweis im Crystal Ball liefe auf eine deutliche Einschränkung der Akzeptanz heraus; Experimente, die das

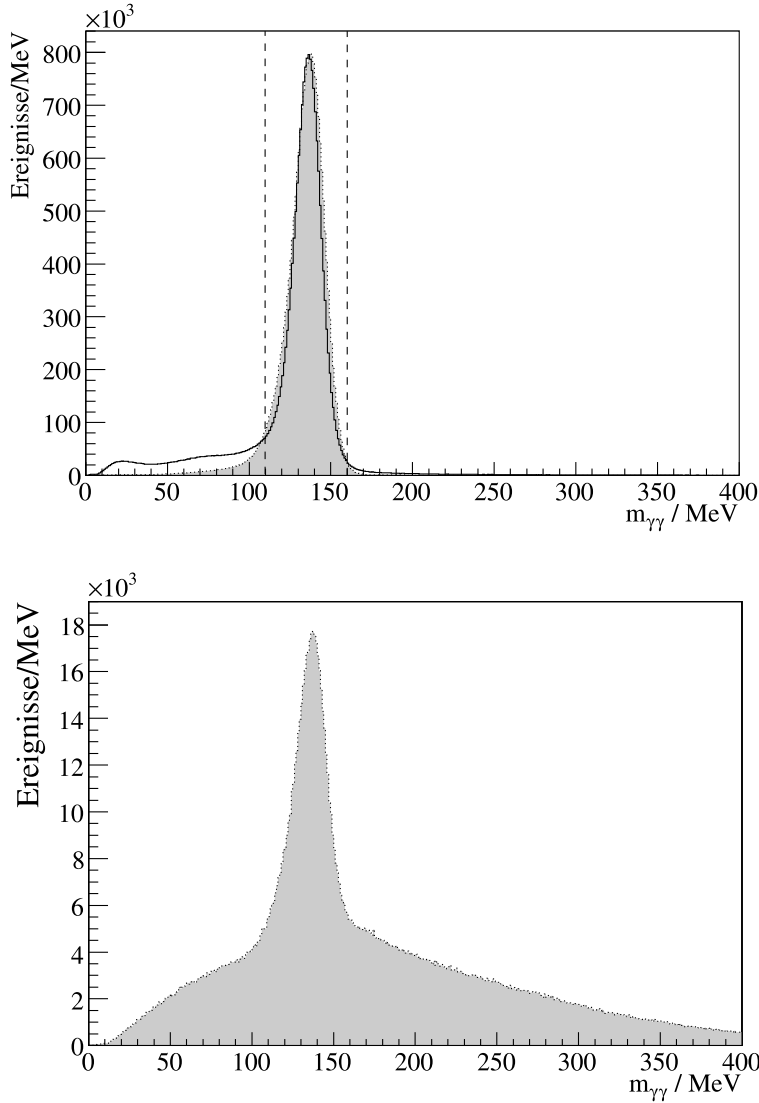


Abbildung 8.2. Invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ des Photonpaares für Ereignisse mit insgesamt zwei nachgewiesenen Photonen. Oben: Experimentdaten (—) bzw. Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (■). Die senkrechten Linien markieren den Massenbereich, innerhalb dessen das rekonstruierte π^0 akzeptiert wird. Unten: Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ zur Beurteilung des kombinatorischen Untergrundes.

Rückstoßproton auswerten, betrachten aufgrund ähnlicher Einschränkungen meist nur einen vergleichsweise kleinen Winkelbereich um $\theta_{\pi^0} = 80^\circ \dots 120^\circ$ im Schwerpunktsystem [Kra96].

Der erste Analyseschritt besteht in der Identifikation und Rekonstruktion des π^0 -Mesons über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, der mit einem Verzweigungsverhältnis von 98,8% der dominierende Kanal ist. Wenn nach Teilchenidentifikation und Koinzidenzanalyse zwei korrelierte Photonen vorliegen, kann mit deren Informationen also das ursprüngliche π^0 rekonstruiert werden. Aus den Vierervektoren $k_{1,2} = (\omega, \vec{k})_{1,2}$ der beiden Zerfallsphotonen ergibt sich gemäß

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(k_1 + k_2)^2} = \sqrt{(\omega_1 + \omega_2)^2 - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)^2} \quad (8.3)$$

die invariante Masse des Ausgangsteilchens, über die das π^0 -Meson identifiziert werden kann. Das Spektrum dieser invarianten Masse (siehe Abb. 8.2 oben) für die untersuchten Ereignisse mit zwei nachgewiesenen Photonen wird vom Peak der π^0 -Ruhemasse bei $m_{\pi^0} = 134,98$ MeV dominiert, zeigt aber auch eine breite Verteilung im Bereich niedrigerer Massen. Diese wird hauptsächlich auf Beiträge verbliebener zufälliger Treffer zurückgeführt, die durch die Koinzidenzanalyse nicht vollständig unterdrückt werden konnten. Kombinatorischer Untergrund aus Reaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, bei denen nicht aller Zerfallsphotonen nachgewiesen werden, ist hingegen zur Beschreibung dieser Strukturen eher ungeeignet. Simulationen zeigen zwar, daß trotz der großen Raumwinkelabdeckung des Crystal Ball-Aufbaus solche Ereignisse nicht gänzlich ausgeschlossen sind (siehe Abb. 8.2 unten), allerdings resultieren Kombinationen von Photonen, die nicht aus dem Zerfall desselben π^0 -Mesons stammen, häufig in invarianten Massen jenseits von 150 MeV, die in den Daten praktisch nicht zu beobachten sind.

Der aus den zwei Photonen rekonstruierte Zustand wird als π^0 -Meson akzeptiert, wenn seine invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ zwischen 110 MeV und 160 MeV liegt. Dieser Bereich ist so gewählt, daß trotz der nicht vollständigen Übereinstimmung zwischen Simulation und Experimentdaten in beiden Fällen praktisch derselbe Anteil gültiger Ereignisse akzeptiert wird. Veränderungen an den Positionen der Schnittgrenzen um jeweils ± 10 MeV beeinflussen dabei die effizienz-korrigierte Ereignisanzahl um weniger als 0,5%. Der Vierervektor des Pions wird anschließend so aufgebaut, daß dessen invariante Masse gerade den exakten Wert der π^0 -Ruhemasse von $m_{\pi^0} = 134,98$ MeV annimmt. Für die Energie ε des Pions gilt daher

$$\varepsilon = \omega_1 + \omega_2 - m_{\gamma\gamma} + m_{\pi^0} \quad (8.4)$$

wodurch auch gleichzeitig der Wert des Impulsbetrages $|\vec{q}|$ über $\vec{q}^2 = \varepsilon^2 - m_{\pi^0}^2$ festgelegt ist. Der Impulsrichtungsvektor \hat{q} hingegen ergibt sich direkt aus der Addition der Photonvektoren gemäß

$$\hat{q} = \frac{\vec{k}_1 + \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 + \vec{k}_2|} \quad (8.5)$$

und wird nicht weiter verändert. Das so rekonstruierte π^0 -Meson wird nun zusammen mit der Strahlenergie für die abschließende Identifikation des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ verwendet. Wie schon mehrfach erwähnt, ist eine solche Zweikörperreaktion bei bekanntem Eingangskanal durch die Messung einer Größe im Endzustand vollständig festgelegt. Mit der beschriebenen Rekonstruktion sowohl der Energie als auch des Impulses des π^0 ist die Kinematik also bereits überbestimmt und kann daher zur Identifikation des Reaktionskanals verwendet werden. So erhält man beispielsweise die Masse m_X eines nicht nachgewiesenen Teilchens (im folgenden daher als *fehlende Masse* bezeichnet) aus der Differenz der Vierervektoren $p_{i,f} = (E, \vec{p})_{i,f}$ in Anfangs- und Endzustand

$$m_X = \sqrt{(p_i - p_f)^2} = \sqrt{(E_i - E_f)^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_f)^2} \quad (8.6)$$

Im konkreten Fall der hier betrachteten Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ gilt daher

$$m_X = \sqrt{(\omega + M - \varepsilon)^2 - (\vec{k} - \vec{q})^2} \quad (8.7)$$

wobei die fehlende Masse m_X bei einer korrekten Reaktionshypothese gerade der Protonenmasse $M = 938,272$ MeV entsprechen sollte. Das Spektrum von m_X in Abb. 8.3 oben zeigt, daß die-

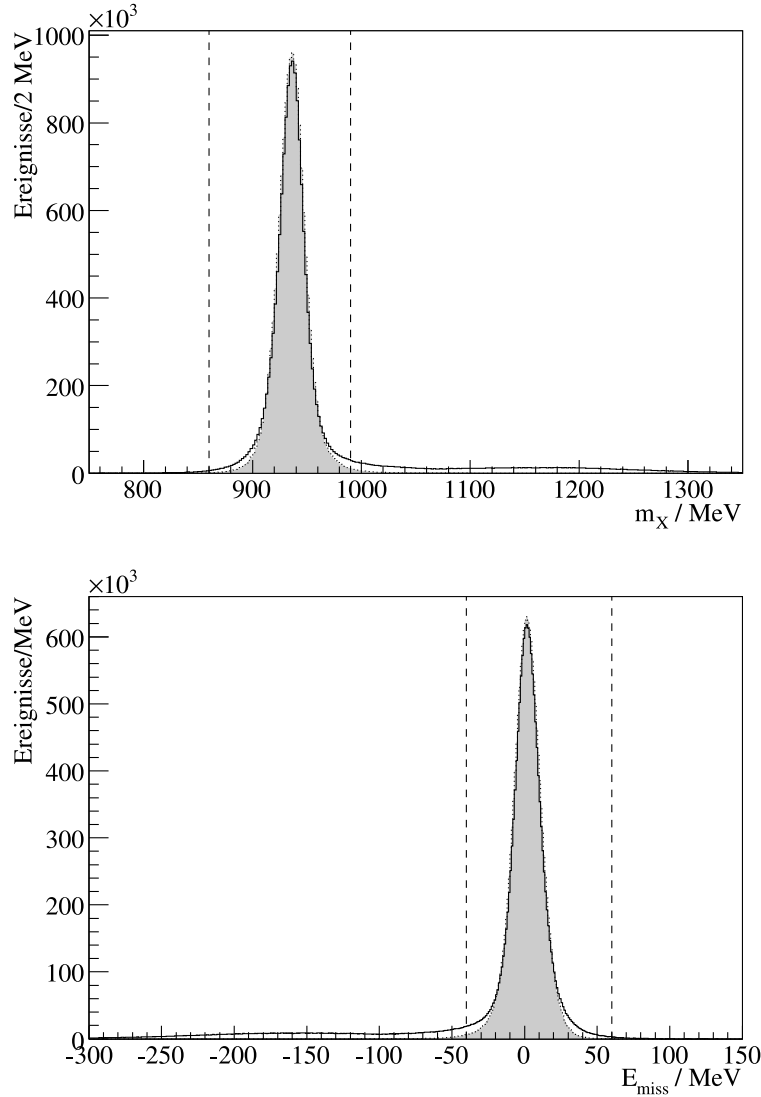


Abbildung 8.3. Identifikation des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ über die Untersuchung der fehlenden Masse m_X (oben) und der fehlenden Energie E_{miss} (unten). Dargestellt sind jeweils der Verlauf für Experimentdaten (—) bzw. für die Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (---). Die senkrechten Linien markieren die Bereiche, innerhalb derer die Reaktionshypothese als erfüllt angesehen wird.

se Hypothese für den weitaus größten Teil aller beobachteten Ereignisse tatsächlich erfüllt ist; der geringe, breit verteilte Untergrund bei höheren fehlenden Massen stammt aus Konkurrenzreaktionen mit mehr als zwei Endzustandsteilchen, für die keine definierte fehlende Masse zu erwarten ist². Solche Untergrundreaktionen lassen sich daher über einen Schnitt um den Peak der Protonmasse abtrennen, die Ereignisse mit einer fehlenden Masse zwischen 860 MeV und 990 MeV hingegen werden der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ zugeordnet.

²Eine denkbare Reaktion für diese Beiträge ist $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$, die bei nicht nachgewiesenem Neutron ebenfalls einen Endzustand mit zwei Photonen im Detektor erzeugt (eventuell erfasste geladene Pionen werden bei der Auswertung der Ereignissignatur hier nicht berücksichtigt)

Ein alternativer kinematischer Test ist die Untersuchung der *fehlenden Energie*; hierbei wird ausgenutzt, daß die Energie ε des π^0 -Mesons im γp -Schwerpunktsystem auf zwei Wege bestimmt werden kann. So ist einerseits ε bei bekannter Gesamtenergie

$$W = \sqrt{s} = \sqrt{M^2 + 2\omega M} \quad (8.8)$$

aufgrund von Energie- und Impulserhaltung (siehe auch Abschnitt 7.2.2) gegeben durch

$$\varepsilon_1 = \frac{s + m^2 - M^2}{2W} \quad (8.9)$$

Andererseits lässt sich ε auch direkt aus einer Lorentztransformation des im Laborsystem gemessenen Vierervektors des π^0 -Mesons berechnen, so daß mit den üblichen Faktoren der relativistischen Kinematik

$$\beta = \frac{\omega}{\omega + M} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{\omega + M}{W} \quad (8.10)$$

für die Pionenergie im Schwerpunktsystem gilt

$$\varepsilon_2 = \gamma(\varepsilon^{lab} - \beta|\vec{q}^{lab}| \cos \theta_{\pi^0}^{lab}) \quad (8.11)$$

Die Differenz der so bestimmten Werte $\varepsilon_{1,2}$ für die Energie des π^0 wird als fehlende Energie

$$E_{\text{miss}} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (8.12)$$

bezeichnet. Da bei einer korrekten Reaktionshypothese die Ausdrücke (8.9) und (8.11) im Rahmen der Energieauflösung selbstverständlich dasselbe Resultat liefern müssen, sind für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ Werte um 0 MeV zu erwarten (siehe Abb. 8.3 unten). Dreikörperreaktionen wie die Produktion zweier π -Mesonen hingegen führen zu breiten Verteilungen bei (nach Gleichung (8.12) definitionsgemäß) negativen Werten, da ein weiteres Teilchen einen Teil der verfügbaren Energie aufnimmt. Für Ereignisse mit $-40 \text{ MeV} < E_{\text{miss}} < 60 \text{ MeV}$ wird daher die Hypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ als erfüllt angesehen.

Da beide Verfahren letztlich dieselben Meßgrößen auswerten, weisen die entsprechenden Spektren in Abb. 8.3 ein ähnliches Verhalten und auch eine vergleichbare Qualität bei der Identifikation des Reaktionskanals auf. Die gewählten Schnittgrenzen für beide Größen sind dabei weitgehend äquivalent, allerdings zeigt sich bei einer genaueren Betrachtung, daß die Bedingung an die fehlende Masse geringfügig restriktiver ist und somit den tatsächlich wirksamen Schnitt zur Ereignisselektion bildet.

8.2.2 Rekonstruktionseffizienz

Die durch die beschriebenen Bedingungen selektierte Stichprobe von Ereignissen muß zur Angabe eines absoluten Wirkungsquerschnittes um die Rekonstruktionseffizienz η_{CB} von Detektoraufbau und Datenanalyse korrigiert werden. Für eine zuverlässige Akzeptanzkorrektur muß allerdings sichergestellt sein, daß die Kombination aus gewählter Startverteilung, virtuellem Detektoraufbau und Analyse der simulierten Ereignisse die tatsächlichen experimentellen Gegebenheiten möglichst gut reproduziert. Der Vergleich z.B. der Polarwinkelverteilungen der nachgewiesenen π^0 -Mesonen (siehe Abb. 8.4) zwischen Simulation und Experiment zeigt, daß

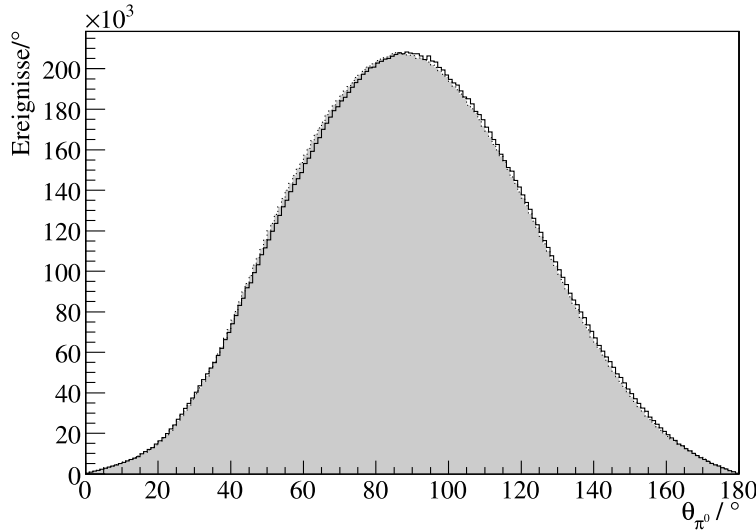


Abbildung 8.4. Vergleich der experimentellen (—) und gemäß MAID2005 simulierten (▒) Polarwinkelverteilungen des π^0 -Mesons im γp -Schwerpunktsystem, integriert über Photonenergien zwischen der Produktionsschwelle bei 144,7 MeV und einer Maximalenergie von 800 MeV.

diese Forderung nach Übereinstimmung in den beobachteten Spektren tatsächlich weitgehend erfüllt ist; die mittlere Abweichung beider Kurven beträgt weniger als 2% und erlaubt damit eine verlässliche Einschätzung der Detektor- und Analyseakzeptanz.

Bei einer differenzierten Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit sowohl der Photonenergie ω als auch des π^0 -Polarwinkels θ_{π^0} (siehe Abb. 8.5) wird mit zunehmender Strahlenergie eine deutlich abfallende Effizienz in Bereich der Vor- und Rückwärtswinkel erkennbar, so daß oberhalb von 600 MeV Photonenergie π^0 -Mesonen hauptsächlich im Bereich zwischen 40° und 140° nachgewiesen werden. Die integrale Rekonstruktionseffizienz für den gesamten in Abb. 8.5 betrachteten Energie- und Winkelbereich weist zudem eine leichte Abhängigkeit vom theoretischen Modell der gewählten Startverteilung auf. So ergibt sich für die SAID-basierte Simulation ein mittlerer Wert³ der Nachweiswahrscheinlichkeit von $\bar{\eta}_{CB} = 67,9\%$, während die MAID-Startverteilungen in Werten von $\bar{\eta}_{CB} = 67,1\%$ (MAID2005) bzw. $\bar{\eta}_{CB} = 67,2\%$ (MAID2003) resultieren und damit praktisch gleichwertig sind.

Der Beitrag der Effizienzbestimmung zum gesamten systematischen Fehler wird für diese Reaktion insgesamt mit 2% abgeschätzt um der nicht vollständigen Übereinstimmung zwischen Simulation und Experimentdaten (sowohl bei der Ereignisselektion als auch in den beobachteten Verteilungen) und der verbleibenden Modellabhängigkeit Rechnung zu tragen.

8.3 $\pi^0\pi^0$ -Produktion

Als weiterer Test der verwendeten Normierungen und Korrekturen bietet sich eine Betrachtung der $\pi^0\pi^0$ -Produktion an. Da nennenswerte Beiträge aus dem Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ erst bei Photonenergien jenseits von 400 MeV auftreten, untersucht eine Analyse dieser Reaktion im

³Die Untersetzung von 1:49 für $M \geq 2$ -Ereignisse ist in diesen Effizienzen nicht berücksichtigt.

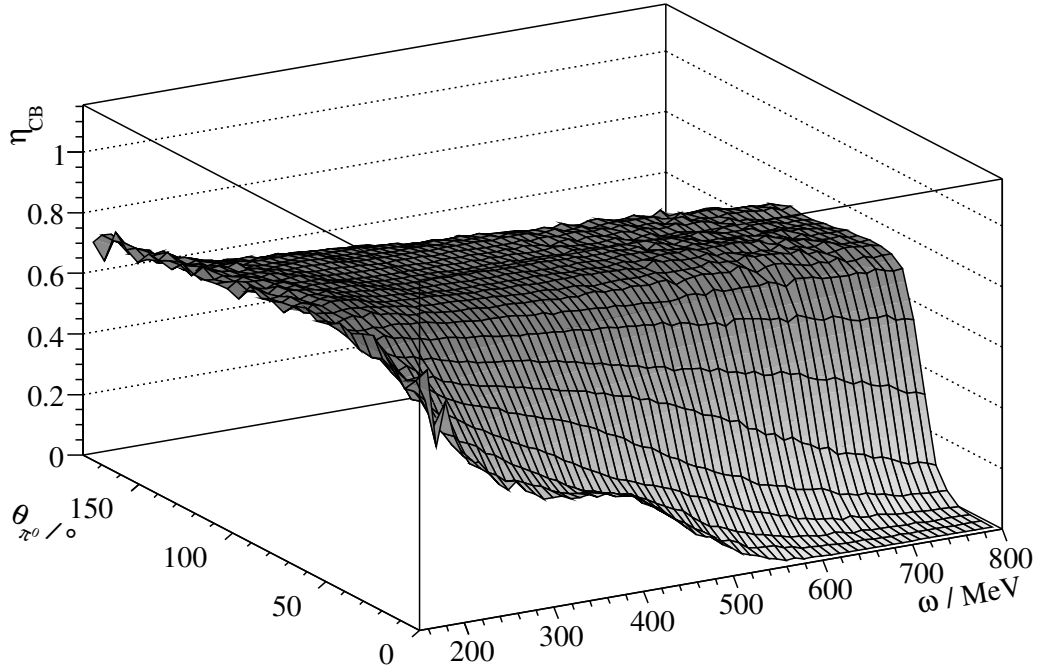


Abbildung 8.5. Nachweiswahrscheinlichkeit der π^0 -Produktion in Abhängigkeit von Photonenergie ω und Polarwinkel θ_{π^0} im Schwerpunktsystem.

wesentlichen das Verhalten bei höheren Energien und stellt damit eine Ergänzung zu der von der $\Delta(1232)$ -Resonanz dominierten π^0 -Produktion dar.

8.3.1 Ereigniselektion

Der erste Schritt bei der Untersuchung der $\pi^0\pi^0$ -Produktion besteht in der Rekonstruktion der beiden Pionen aus dem im Detektoraufbau nachgewiesenen Endzustand mit vier (koinzidenten) Photonen. Diese Photonen sind zunächst alle völlig gleichwertig, so daß insgesamt drei unterschiedliche Kombinationen zu jeweils zwei π^0 -Mesonen denkbar sind, von denen allerdings nur eine einzige zutreffend sein kann. Als Entscheidungskriterium zur Auswahl einer dieser Möglichkeiten kommen hier nur die invarianten Massen $m_{\gamma\gamma}$ der zwei Photonpaare in Frage; die größte Wahrscheinlichkeit einer korrekten Rekonstruktion besteht dabei für die Kombination, die simultan die Ruhemassen m_{π^0} beider Pionen am besten reproduziert. Für die möglichen Permutationen $i = 1, 2, 3$ wird daher jeweils die quadratische Abweichung

$$\chi_i^2 = (m_{\gamma\gamma}^{(1)} - m_{\pi^0})^2 + (m_{\gamma\gamma}^{(2)} - m_{\pi^0})^2 \quad (8.13)$$

von den erwarteten Massen berechnet. Die Permutation mit dem kleinsten χ_i^2 stellt dann die gesuchte Photonkombination mit der höchsten Wahrscheinlichkeit einer korrekten Beschreibung der beiden Pionen dar. Die gemäß dieser Kombination aus den Photonpaaren gebildeten Zustände (siehe Abb. 8.6) werden jeweils als π^0 akzeptiert, wenn ihre invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ zwischen 110 MeV und 155 MeV liegt; die Vierervektoren dieser Pionen ergeben sich dann gemäß den Beziehungen (8.4) und (8.5) aus den zugeordneten Photoninformationen.

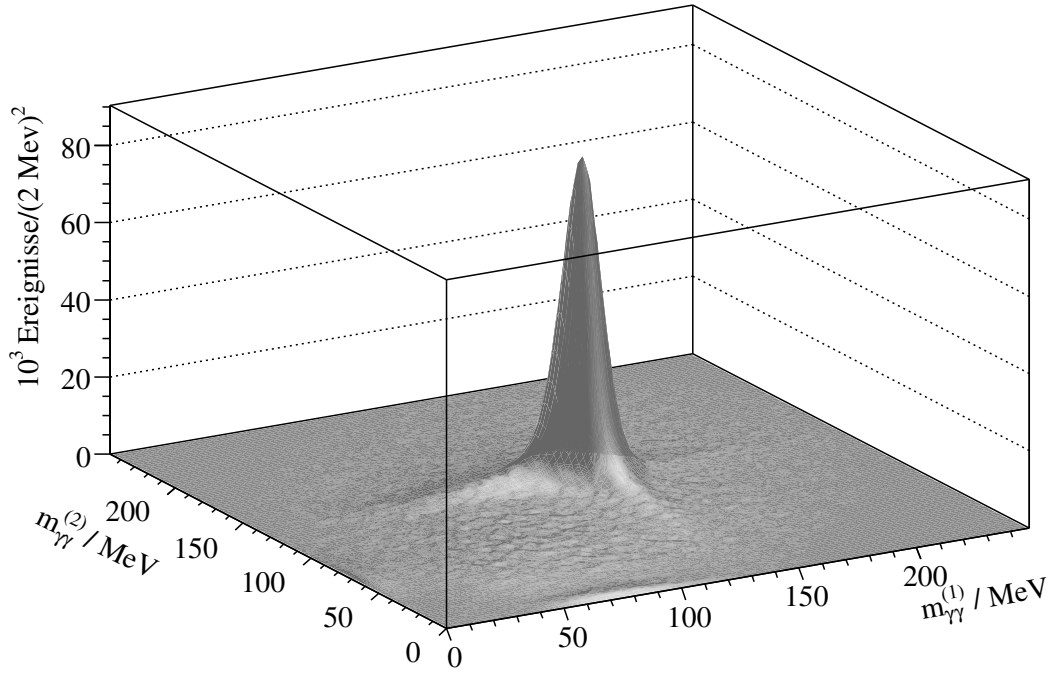


Abbildung 8.6. Invariante Massen $m_{\gamma\gamma}^{(1,2)}$ der zwei Photonpaare für Ereignisse mit insgesamt vier nachgewiesenen Photonen. Die Abbildung enthält ausschließlich die Kombinationen mit der besten simultanen Reproduktion beider Pionmassen und somit der höchsten Wahrscheinlichkeit einer korrekten Rekonstruktion.

Falls aus der gewählten Permutation zwei π^0 -Mesonen rekonstruiert werden können, bleibt noch zu prüfen, ob diese tatsächlich aus dem Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ stammen. Für die abschließende Identifikation wird daher in ähnlicher Weise wie bei der π^0 -Produktion aus der Photonenergie ω und den Vierervektoren $q_{1,2} = (\varepsilon, \vec{q})_{1,2}$ der beiden Pionen die fehlende Masse

$$m_X = \sqrt{(\omega + M - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 - (\vec{k} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2)^2} \quad (8.14)$$

gebildet. Neben dem erwarteten Peak im Bereich der Protonmasse zeigt sich auch hier ein breit verteilter Untergrund bei höheren Werten der fehlenden Masse m_X . Dieser lässt sich zum einen auf verbliebenen Untergrund im Spektrum der invarianten Massen und den daraus fälschlicherweise rekonstruierten Pionen erklären; zum anderen trägt hier auch die Produktion von η -Mesonen mit anschließendem Zerfall in drei π^0 bei, wie durch eine Betrachtung von m_X für Photonenergien unter- bzw. oberhalb der η -Produktionsschwelle von $\omega = 707$ MeV deutlich wird (siehe Abb. 8.7). Da ein drittes, nicht nachgewiesenes π^0 -Meson einen Teil der fehlenden Masse darstellt, können die gesuchten Ereignisse der Doppelpionproduktion somit durch die Bedingung $860 \text{ MeV} < m_X < 990 \text{ MeV}$ ausgewählt werden.

8.3.2 Rekonstruktionseffizienz

Die Akzeptanzkorrektur der $\pi^0\pi^0$ -Produktion beruht auf der in Kapitel 7 beschriebenen Phasenraumsimulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und wird hier durch eine von der Photonenergie

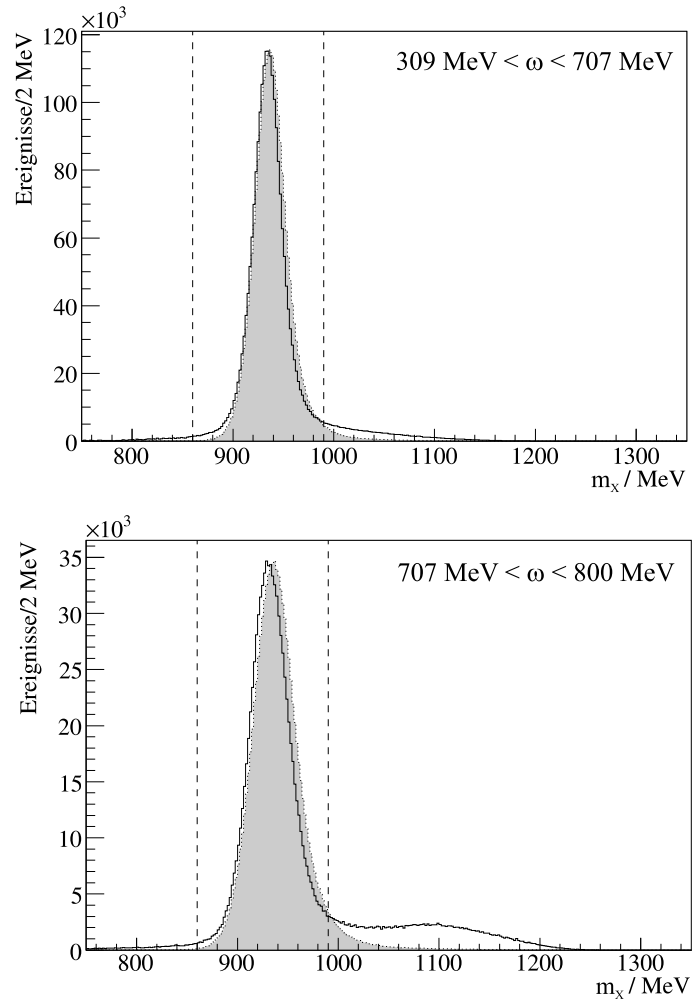


Abbildung 8.7. Identifikation des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ über die Untersuchung der fehlenden Masse m_X bei Photonenergien kleiner (oben) bzw. größer (unten) der η -Produktionsschwelle von 707 MeV. Dargestellt ist jeweils der Verlauf für Experimentdaten (—) bzw. für die Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ (■). Die senkrechten Linien markieren den Bereich, innerhalb dessen die Reaktionshypothese als erfüllt angesehen wird.

ω bzw. dem zugeordneten Kanal des Taggingsystems abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit beschrieben. Der Verlauf dieser Rekonstruktionseffizienz η_{CB} ist in Abb. 8.8 dargestellt; ein Ausgleichspolynom, das an die kanalweise bestimmten Effizienzwerte angepasst wird, minimiert hierbei den statistischen Fehler, der besonders im Bereich der Produktionsschwelle stark zunimmt. Der Absolutwert der Nachweiswahrscheinlichkeit liegt zwischen 63,5% an der $\pi^0\pi^0$ -Schwelle und 36,8% bei 800 MeV. Diese höhere Effizienz bei geringeren Photonenergien ist auf die Kinematik des π^0 -Zerfalls zurückzuführen, da der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen gerade bei niederenergetischen Pionen sehr groß wird. Dies wiederum führt zu einem größeren räumlichen Abstand der Cluster in den Detektorsystemen; dadurch sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß zwei nahe beieinanderliegende Treffer einen einzigen zusammenhängenden Bereich bilden und somit die Ereignissignatur verfälschen.

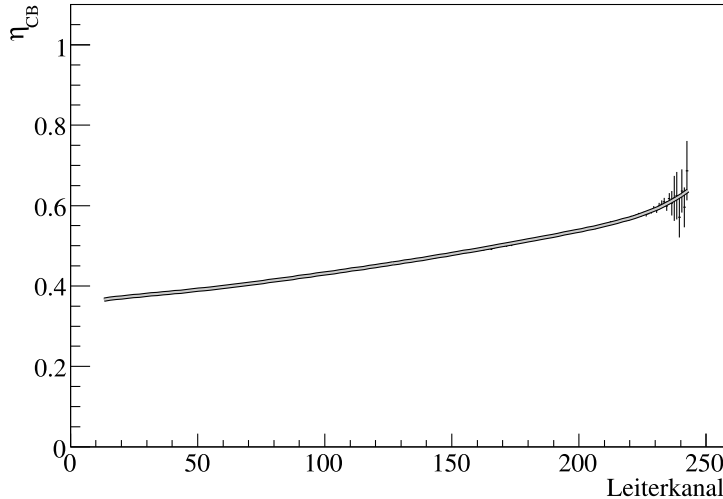


Abbildung 8.8. Nachweiswahrscheinlichkeit der $\pi^0\pi^0$ -Produktion in Abhängigkeit des Leiterkanals für den Photonenergiebereich zwischen der Produktionsschwelle bei 308,8 MeV und einer Maximalenergie von 800 MeV. Die kanalweise bestimmten Effizienzen werden durch ein Ausgleichspolynom (—) geglättet.

Eine Beurteilung der so gewonnenen Rekonstruktionseffizienz ergibt sich auch hier aus dem Vergleich der Energie- und Winkelverteilungen der (ununterscheidbaren) π^0 -Mesonen für Experiment und Simulation. Im Gegensatz zur π^0 -Produktion zeigen sich allerdings deutliche Diskrepanzen insbesondere in der Verteilung der Pionenergien (siehe Abb. 8.9), die darauf hindeuten, daß die Annahme einer reinen Phasenraumverteilung in Verbindung mit dem in [Kot01] bestimmten totalen Wirkungsquerschnitt die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ nicht vollständig beschreiben kann. Um den Einfluß dieser Abweichungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit einzuschätzen, bietet sich eine Betrachtung von η_{CB} in Abhängigkeit der relevanten Größen ε und θ_{π^0} an (siehe Abb. 8.10). Die energieabhängige Rekonstruktionseffizienz zeigt dabei einen glatten, leicht abfallenden Verlauf, so daß sich die Unterschiede in den beobachteten Verteilungen nur eingeschränkt auf die integrale Nachweiswahrscheinlichkeit auswirken. Eine ähnliche Situation ergibt sich bei der Betrachtung des Polarwinkels, für den eine bessere Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Daten vorliegt. Die etwas deutlicheren Variationen der winkelabhängigen Nachweiseffizienz tragen daher in geringerem Maße zur mittleren Rekonstruktionseffizienz bei. Insgesamt wird für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ aus den effizienzgewichteten Abweichungen zwischen Experiment und Simulation ein Beitrag der Akzeptanzkorrektur von 8,5% zum systematischen Fehler abgeschätzt.

8.4 Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion

Die Untersuchung der strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion für Energien ω der einlaufenden Photonen zwischen 325 MeV und 475 MeV bildet den Schwerpunkt der hier vorgestellten Datenanalyse. Dabei werden viele der schon vorgestellten Verfahren und kinematischen Tests in angepasster Form genutzt, um die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit ihrem ausgesprochen kleinen Wir-

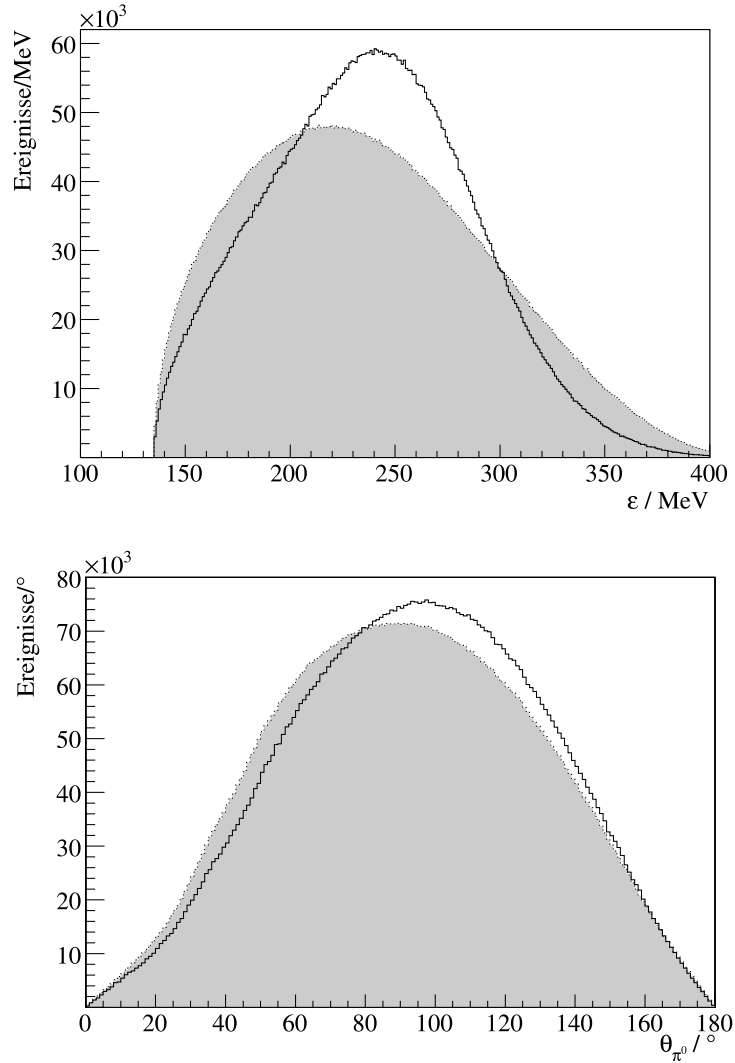


Abbildung 8.9. Vergleich der experimentellen (—) und simulierten (■) Energie- und Polarwinkelverteilungen der π^0 -Mesonen im γp -Schwerpunktsystem, integriert über Photonenergien zwischen der Produktionsschwelle bei 308,8 MeV und einer Maximalenergie von 800 MeV.

kungsquerschnitt von etwa $\sigma = 70$ nb in diesem Energiebereich zwischen den Untergrundbeiträgen der bereits betrachteten π^0 - und $\pi^0\pi^0$ -Produktion zu identifizieren.

8.4.1 Ereigniselektion

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ unterscheidet sich in ihrer Signatur von der Einfach- bzw. Doppelpionproduktion jeweils nur durch ein einzelnes Photon. Der Nachweis eines $p\gamma\gamma\gamma$ -Endzustandes ist somit keinesfalls als hinreichende Bedingung für das Vorliegen einer solchen Reaktion zu sehen, da die beiden Reaktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ auf unterschiedliche Weisen einen solchen Endzustand in den Detektorsystemen vortäuschen können. Für die π^0 -Produktion sind hierbei folgende Beiträge denkbar:

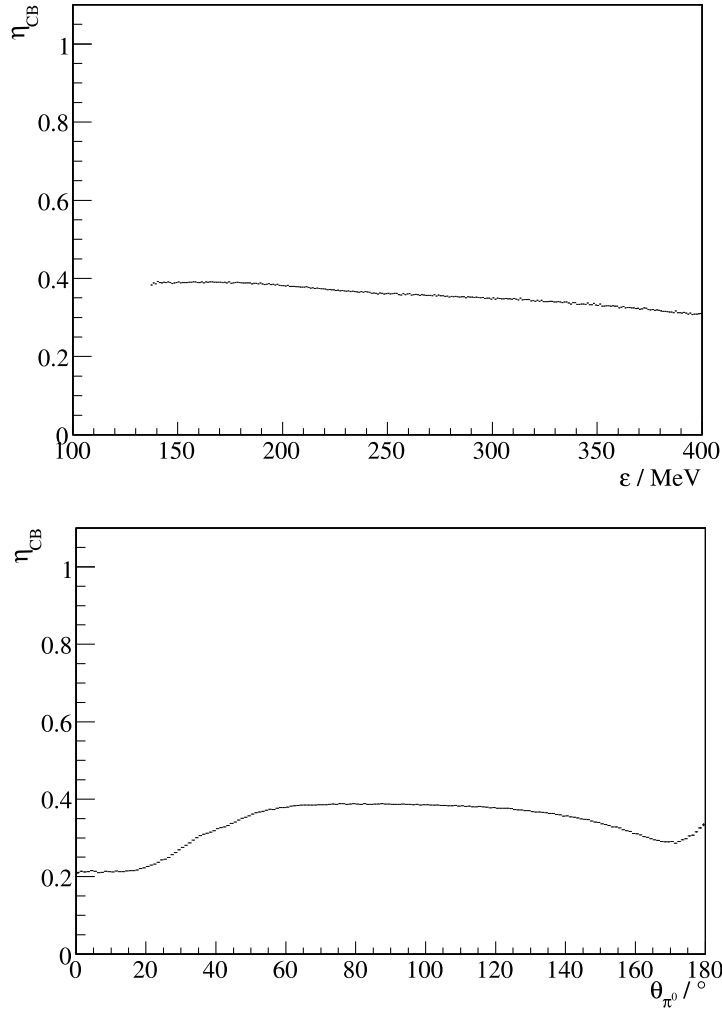


Abbildung 8.10. Nachweiswahrscheinlichkeit der $\pi^0\pi^0$ -Produktion in Abhängigkeit von Energie ε (oben) und Polarwinkel θ_{π^0} (unten).

- **Zeitzufällige Treffer aus elektromagnetischem Untergrund oder Höhenstrahlung:** Hierbei wird ein zusätzliches Teilchen in den Detektorsystemen als Photon γ' identifiziert, so daß sich in Verbindung mit einem Ereignis aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ein Endzustand $p\pi^0\gamma' \rightarrow p\gamma\gamma\gamma'$ ergibt. Aufgrund des recht breiten Zeitfensters von $\Delta t = \pm 5$ ns in der Koinzidenzanalyse der beteiligten Teilchen können sich in Verbindung mit dem großen Wirkungsquerschnitt der π^0 -Produktion nennenswerte Beiträge dieses Mechanismus ergeben. Besonders die inneren Detektormodule der TAPS-Vorwärtswand weisen eine hohe Untergrundzählrate auf und tragen daher zu diesem Effekt stark bei.
- **Split-off-Prozesse:** Die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit dem Szintillatormaterial läuft im wesentlichen über e^+e^- -Paarbildung ab, wobei sich durch Bremsstrahlung der Leptonen oder Annihilation des Positrons weitere Photonen bilden. Insgesamt bildet sich durch eine Kaskade dieser Prozesse also ein elektromagnetischer Schauer, über den die Energie des ursprünglichen Photons im Detektormaterial deponiert wird.

Hierbei besteht nun eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß eines der sekundären Photonen erst in einiger Distanz zum ursprünglichen Detektorkristall wechselwirkt und dort einen zweiten, räumlich getrennten Schauer auslöst. Somit wird ein Teil der ursprünglichen Photonenergie abgespalten und fälschlicherweise als zusätzlicher Treffer erkannt.

- Fehlerhafte Clusterbestimmung: Bei einer besonders großflächigen Schauerausbreitung im Crystal Ball wird ein Teil der ursprünglichen Photonenergie außerhalb der 13 Kristalle deponiert, die vom Clusteralgorithmus berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 6.3.2). Ist dieser Anteil groß genug, um die eingestellte Schwelle für die Minimalenergie eines Clusters zu überschreiten, wird daraus in unmittelbarer Nähe (etwa zwei Kristallpositionen Abstand) des tatsächlichen Treffers ein zweiter Cluster gebildet. Dieser Effekt zeichnet sich daher durch einen nahezu konstanten Abstand bzw. Öffnungswinkel $\psi_{\gamma\gamma}$ zwischen den so registrierten Teilchen aus.

Auch im Falle der $\pi^0\pi^0$ -Produktion kann der ursprüngliche Endzustand mit vier Photonen so verfälscht werden, daß Detektorsysteme und Datenanalyse nur noch drei dieser Photonen und somit ein scheinbares $p\pi^0\gamma'$ -Ereignis registrieren:

- Verlust eines Photons: Dies ist der offensichtlichste Weg, aus dem Endzustand der $\pi^0\pi^0$ -Produktion eine scheinbare Signatur $p\gamma\gamma\gamma$ in den Detektorsystemen zu erzeugen. Solche Verluste eines Teilchens sind zum einen durch die zwar hohe, allerdings nicht vollständige geometrische Akzeptanz des experimentellen Aufbaus denkbar; die Bereiche extremer Vor- und Rückwärtswinkel sowie die Äquatorregion des Crystal Ball bilden hier die wesentlichen Lücken. Zum anderen kann bei einem stark asymmetrischen Zerfall des π^0 -Mesons die Laborenergie eines der Zerfallsphotonen unterhalb der Nachweisschwelle liegen, so daß dieses Teilchen zwar im Detektor deponiert, in der Datenanalyse allerdings nicht registriert wird [Sch04].
- Kombination zweier Treffer: Mit zunehmender Teilchenzahl steigt die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Photonen in geringem räumlichen Abstand in den Detektorkristallen nachgewiesen werden. Durch die Schauerausbreitung kann daraus ein einziger zusammenhängender Bereich angesprochener Detektoren entstehen, so daß aus dem ursprünglichen Trefferpaar nur ein einziges Teilchen mit der Gesamtenergie beider Photonen rekonstruiert wird. Aufgrund der Kinematik des Prozesses $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ist nicht damit zu rechnen, daß hierbei die Photonen desselben Pions zusammengefasst werden; stattdessen wird ein Zerfallsphoton des ersten π^0 -Mesons einem der Photonen aus dem Zerfall des zweiten π^0 -Mesons zugeordnet.

In den bisher untersuchten Reaktionen der Einfach- und Doppelpionproduktion konnten die nachgewiesenen Photonen jeweils paarweise betrachtet werden, wobei die Forderung einer invarianten Masse $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ ein zusätzliches Kriterium zur Abtrennung verschiedener Konkurrenzprozesse darstellte. Diese Möglichkeit entfällt allerdings bei der Betrachtung eines einzelnen Photons γ' , so daß die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ausgesprochen empfindlich auf die beschriebenen Untergrundbeiträge ist. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Abschnitten wird die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion daher exklusiv ausgewertet, es werden also ausschließlich Ereignisse berücksichtigt, in denen die vollständigen Energie- und Richtungsinformationen aller Endzustandsteilchen vorliegen. In Verbindung mit der Strahlenergie ist die Reaktionskinematik dann überbestimmt (vgl. Abschnitt 7.2.4) und kann somit einer Vielzahl kinematischer Tests zur

Identifikation des Reaktionskanals unterzogen werden. Ausgangspunkt für die weitere Analyse sind daher Ereignisse, in denen koinzident drei Photonen sowie ein Proton nachgewiesen und identifiziert werden können; allerdings unterliegen diese Teilchen weiteren Bedingungen, um schon an dieser Stelle einen Teil des beschriebenen Untergrundes zu beseitigen:

- Photonen werden in der weitere Analyse nur berücksichtigt, wenn sie im Polarwinkelbereich oberhalb von $\theta_\gamma = 8^\circ$ nachgewiesen werden. Dies verringert zwar geringfügig die geometrische Akzeptanz in der Datenanalyse, allerdings werden dadurch Beiträge aus elektromagnetischem Untergrund unterdrückt, der besonders in Vorwärtsrichtung stark zunimmt.
- Die Öffnungswinkel $\psi_{\gamma\gamma}$ (siehe Abb. 6.6) zwischen allen drei Photonen müssen jeweils größer als 30° sein; durch den Clusteralgorithmus „künstlich“ erzeugte Treffer werden so erkannt und die entsprechenden Ereignisse aussortiert. Diese Bedingung beseitigt einen der Beiträge aus der π^0 -Produktion bereits an dieser Stelle praktisch vollständig.
- Protonen mit Polarwinkeln θ_p zwischen 10° und 20° im Laborsystem werden *nicht* berücksichtigt. Der Grund hierfür ist das in Kapitel 4 erwähnte inaktive Material in diesem Winkelbereich, das die Akzeptanz für schwere geladene Teilchen ohnehin sehr stark einschränkt und eine zuverlässige Rekonstruktion der Energie- und Richtungsinformationen nahezu unmöglich macht.

Sofern tatsächlich ein $p\gamma\gamma\gamma$ -Endzustand vorliegt, der die obigen Bedingungen erfüllt, wird zunächst das π^0 -Meson rekonstruiert. Hierbei sind ähnlich wie bei der $\pi^0\pi^0$ -Produktion insgesamt drei Kombinationen zweier Photonen zu einem Pion denkbar; die Auswahl einer Möglichkeit erfolgt wiederum über eine Bedingung an die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$. Für jede dieser Permutationen $i = 1, 2, 3$ wird daher die (quadratische) Abweichung

$$\chi_i^2 = (m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})^2 \quad (8.15)$$

von der erwarteten Masse m_{π^0} berechnet⁴ und das π^0 -Meson gemäß der Permutation mit dem kleinsten χ_i^2 gebildet, so daß auch hier nur die wahrscheinlichste Photonkombination in die Rekonstruktion eingeht.

Abb. 8.11 zeigt die aus der besten Kombination resultierende invariante Masse des Photonpaares, wobei die beobachtete Verteilung im Bereich für $m_{\gamma\gamma} > 100$ MeV qualitativ sehr gut durch die Simulationen verschiedener Reaktionskanäle beschrieben werden kann. Während die Beiträge von $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ den erwarteten Wert von $m_{\pi^0} = 134,98$ MeV reproduzieren, führen Ereignisse aus der π^0 -Produktion hier zu einem um etwa 10 MeV verschobenen und auch sichtbar verbreiterten Peak der invarianten Masse. Dies deutet darauf hin, daß mit den betrachteten zwei Photonen nicht der vollständige Viererimpuls des Pions erfasst wurde und das verbleibende dritte Photon daher auf einen *Split-off*-Prozeß zurückzuführen ist. Ein Ereignis wird nun als Kandidat für einen $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand angesehen, wenn

- die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ der ausgewählten Photonkombination zwischen 115 MeV und 155 MeV liegt, und

⁴Die Auswertung der Photonkombinationen wird bei allen hier untersuchten Reaktionen von demselben Algorithmus übernommen, der allgemein aus N Photonen $N/2$ bzw. $(N-1)/2$ Pionen rekonstruiert. Daher wird hier ebenfalls die *quadratische* Abweichung der invarianten Massen betrachtet, obwohl die lineare Bedingung $\min|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}|$ vollkommen äquivalent wäre.

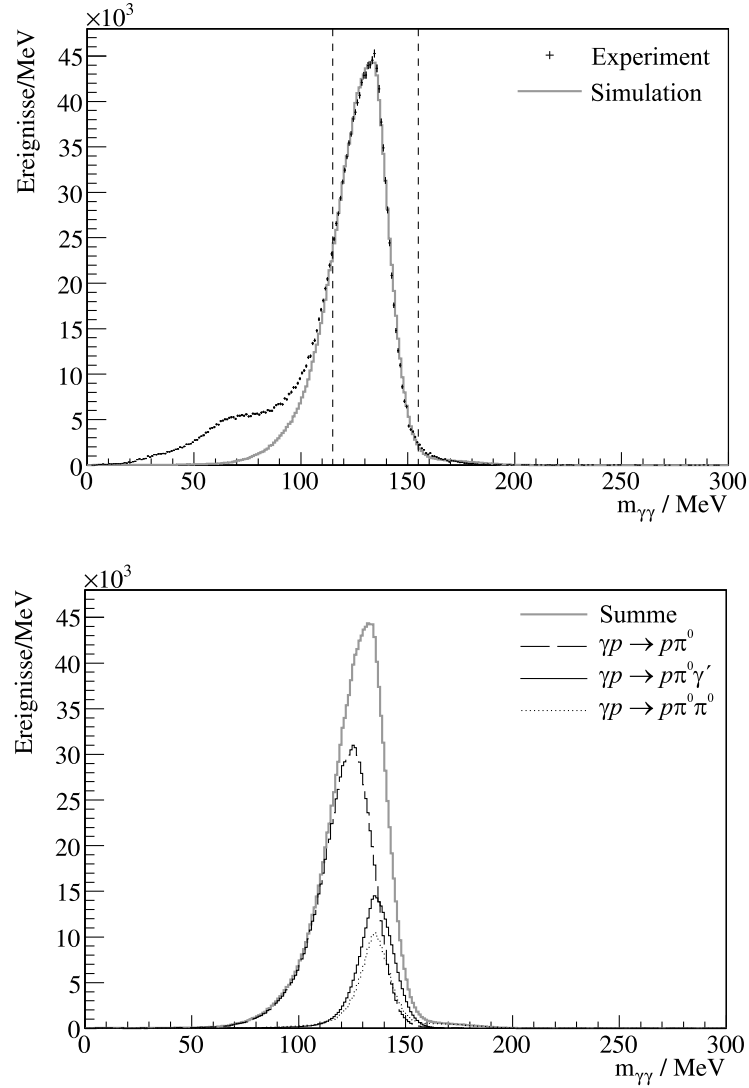


Abbildung 8.11. Invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ eines Photonpaares für Ereignisse mit einem $p\gamma\gamma\gamma$ -Endzustand. Dargestellt ist ausschließlich die Kombination mit der geringsten Abweichung von der erwarteten π^0 -Masse. Oben: Vergleich zwischen Experiment und Simulation; die senkrechten Linien markieren den Bereich, innerhalb dessen das rekonstruierte π^0 akzeptiert wird. Unten: Beiträge unterschiedlicher Reaktionskanäle zur simulierten Verteilung.

- das verbleibende dritte Photon γ' eine Energie von $\omega' > 30$ MeV im γp -Schwerpunktsystem hat.

Wie auch in den vorangegangenen Abschnitten ergibt sich der Vierervektor des rekonstruierten π^0 -Mesons gemäß den Beziehungen (8.4) und (8.5) aus den Energie- und Richtungsinformationen des entsprechenden Photonpaares.

Die genannten Anforderungen können allerdings die Untergrundbeiträge in Abb. 8.11 nicht oder nur in geringem Maße beseitigen. Dies wird bereits dadurch deutlich, daß in der beobachteten Verteilung von $m_{\gamma\gamma}$ kein ausgeprägter Peak beim erwarteten Wert der Pionmasse erkenn-

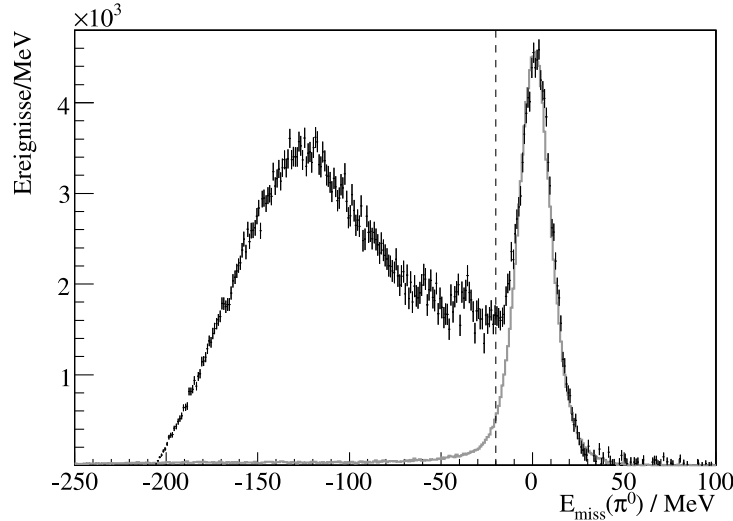


Abbildung 8.12. Fehlende Energie $E_{\text{miss}}(\pi^0)$ des Pions unter Annahme der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Dargestellt sind die experimentell beobachteten Verteilungen für die bisher als $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand angenommenen Ereignisse (+) bzw. für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (—). Ereignisse rechts der senkrechten Linie werden der π^0 -Produktion zugeordnet und verworfen.

bar ist. Zudem reproduziert die Simulation keinerlei zeitzufälligen Untergrund; Ereignisse aus der π^0 -Produktion mit einem als γ' identifizierten zufälligen Treffer sind aber allein durch die Betrachtung der invarianten Masse nicht von einem tatsächlichen $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand zu unterscheiden.

Die verschiedenen Beiträge der π^0 -Produktion bilden schon aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes von $\sigma = 60 \cdots 300 \mu\text{b}$ im untersuchten Energiebereich den dominierenden Anteil der bisher selektierten Ereignisse. An dieser Stelle wird daher zunächst tatsächlich eine Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ angenommen und die fehlende Energie E_{miss} eines solchen Zweikörperprozesses betrachtet. Da sowohl das Pion als auch das Proton mit den vollständigen Energie- und Impulsinformationen nachgewiesen werden, kann diese Größe hier separat für beide Teilchen berechnet werden. Für das π^0 -Meson ist $E_{\text{miss}}(\pi^0)$ durch die Beziehungen (8.9), (8.11) und (8.12) gegeben; die fehlende Energie $E_{\text{miss}}(p)$ des Protons erhält man in völlig analoger Weise aus der Differenz $E_2 - E_1$ mit

$$E_1 = \frac{s + M^2 - m^2}{2W} \quad (8.16)$$

und

$$E_2 = \gamma(E^{lab} - \beta|\vec{p}^{lab}| \cos \theta_p^{lab}) \quad (8.17)$$

Die hier noch zugrundegelegte Reaktionshypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ wird in einem ersten kinematischen Test mittels der Energie- und Impulsinformationen des rekonstruierten Pions überprüft; die daraus resultierende Verteilung der fehlenden Energie $E_{\text{miss}}(\pi^0)$ ist in Abb. 8.12 dargestellt. Der deutliche Peak um 0 MeV, der in Übereinstimmung mit der für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmten Verteilung ist, wird dabei hauptsächlich auf π^0 -Produktionsreaktionen mit einem zufälligen dritten Photon zurückgeführt. Ereignisse, die eine fehlende Energie des Pions von $E_{\text{miss}}(\pi^0) \geq -20 \text{ MeV}$ aufweisen, stellen hier somit Untergrund aus der π^0 -Produktion dar und

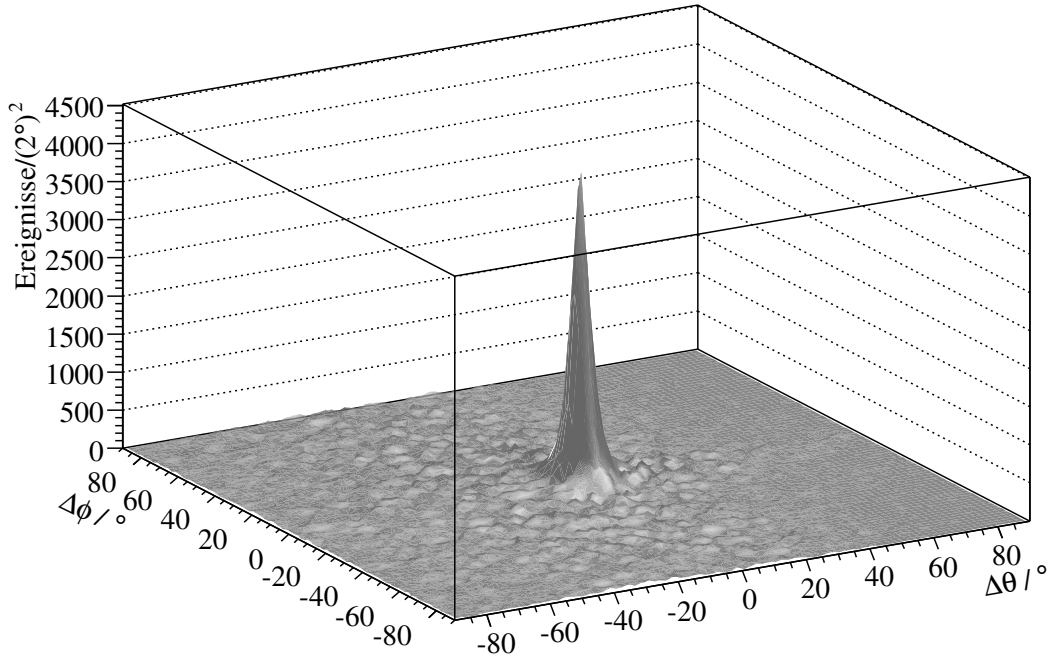


Abbildung 8.13. Differenz der gemessenen und unter Annahme einer Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ aus der Kinematik rekonstruierten Richtungsinformationen des Protons.

werden daher nicht weiter berücksichtigt. Die beschriebenen *Split-offs* hingegen lassen sich auf diese Weise nicht zuverlässig abtrennen, da in solchen Fällen die gemessene Energie bzw. der Impuls des Pions in Gleichung (8.11) durch den Energieverlust in Form des abgespaltenen Photons verfälscht wird. Solche Ereignisse können prinzipiell durch die Bestimmung der fehlenden Energie $E_{\text{miss}}(p)$ des Protons erkannt werden; zunächst wird allerdings (noch ohne Nutzung der Energie- aber unter Berücksichtigung der Richtungsinformationen des Protons) ein erster direkter Test auf die Kinematik der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ durchgeführt. Aus den Impulsen \vec{k} , \vec{q} und \vec{k}' des einlaufenden Bremsstrahlungsphotons, des rekonstruierten Pions und des Photons γ' wird dazu ein „fehlender Impuls“

$$\vec{p}_X = \vec{k} - \vec{q} - \vec{k}' \quad (8.18)$$

berechnet und dessen Richtung

$$\hat{p}_X = \frac{\vec{p}_X}{|\vec{p}_X|} \quad (8.19)$$

mit dem Richtungsvektor \hat{p}_p des Protons verglichen. Dies geschieht über die Differenzen der Azimut- und Polarwinkel

$$\Delta\phi = \phi_X - \phi_p \quad \text{und} \quad \Delta\theta = \theta_X - \theta_p \quad (8.20)$$

die in Abb. 8.13 gegeneinander aufgetragen sind. Ereignisse werden dabei verworfen, wenn sie die Beziehung

$$\sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\theta)^2} < 10^\circ \quad (8.21)$$

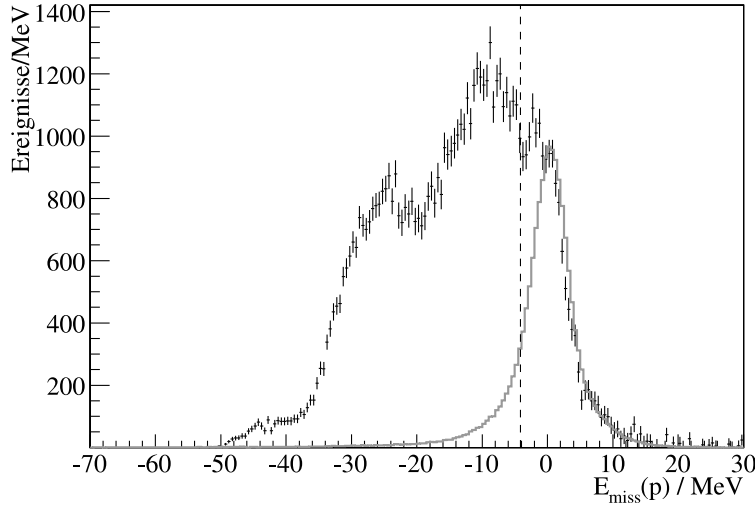


Abbildung 8.14. Fehlende Energie $E_{\text{miss}}(p)$ des Protons unter Annahme der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Dargestellt sind die experimentell beobachteten Verteilungen für die bisher als $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand angenommenen Ereignisse (+) bzw. für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (—). Ereignisse rechts der senkrechten Linie werden der π^0 -Produktion zugeordnet und verworfen.

nicht erfüllen, also außerhalb eines Kreises in der $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ -Ebene mit einem Radius von 10° liegen. Dieser Schnitt beseitigt zum einen den in der dargestellten Ebene breit verteilten Untergrund mit völlig abweichender Kinematik, zum anderen schränkt diese Bedingung an den Photonimpuls $\vec{k} = (0, 0, \omega)$ der Eingangsseite die Anzahl der möglichen Leiterkanäle und somit den zeitzufälligen Untergrund weiter ein.

Eine anschließende Auswertung der fehlenden Energie $E_{\text{miss}}(p)$ des Protons (siehe Abb. 8.14) reduziert den Anteil der Untergrundereignisse aus der π^0 -Produktion nochmals. Auch hier zeigt der Bereich um 0 MeV ein ähnliches Verhalten wie die für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmte Verteilung, so daß nur Ereignisse weiterverarbeitet werden, für die sich eine fehlende Energie $E_{\text{miss}}(p) < -4$ MeV ergibt. Aufgrund der vergleichsweise schlechten Energieauflösung des Protons, erkennbar an dem breit auslaufenden Peak der π^0 -Produktion in Abb. 8.14, wäre eine vollständige Abtrennung dieses Untergrundes nur mit einem großen Verlust „guter“ Ereignisse möglich. Dieser Schnitt stellt somit einen Kompromiß zwischen der Akzeptanz für $p\pi^0\gamma'$ -Endzustände und der Beseitigung von *Split-off*-Ereignissen dar.

Zur weiteren Identifikation des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ und insbesondere zum Nachweis der Beiträge aus der $\pi^0\pi^0$ -Produktion wird nun die Kinematik der bisher ausgewählten Ereignisse auf die beteiligten Teilchen hin überprüft. Das Prinzip dieser Untersuchung besteht darin, aus der Eingangsseite der Reaktion und zwei nachgewiesenen Teilchen des Endzustandes das jeweils dritte Teilchen zu identifizieren. Daher werden nacheinander die fehlenden Massen

$$m_X^2(p\pi^0) = (\omega + M - E - \varepsilon)^2 - (\vec{k} - \vec{p} - \vec{q})^2 \quad (8.22)$$

$$m_X(\pi^0\gamma') = \sqrt{(\omega + M - \varepsilon - \omega')^2 - (\vec{k} - \vec{q} - \vec{k}')^2} \quad (8.23)$$

$$m_X(p\gamma') = \sqrt{(\omega + M - E - \omega')^2 - (\vec{k} - \vec{p} - \vec{k}')^2} \quad (8.24)$$

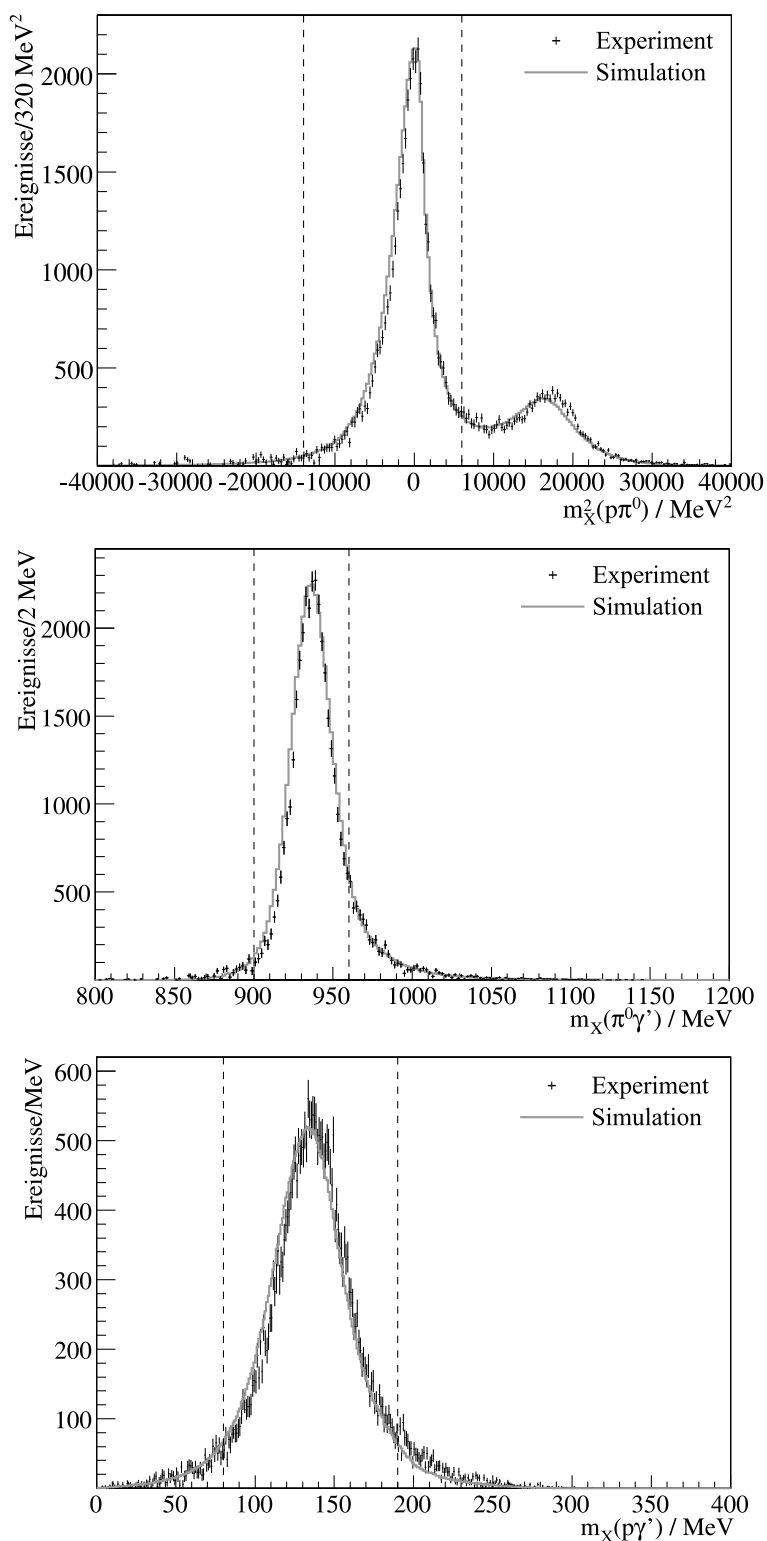


Abbildung 8.15. Fehlende Massen m_χ unter Berücksichtigung von jeweils zwei der drei nachgewiesenen Endzustandsteilchen. Die senkrechten Linien markieren die Bereiche, innerhalb derer das entsprechende dritte Teilchen als korrekt rekonstruiert angesehen wird.

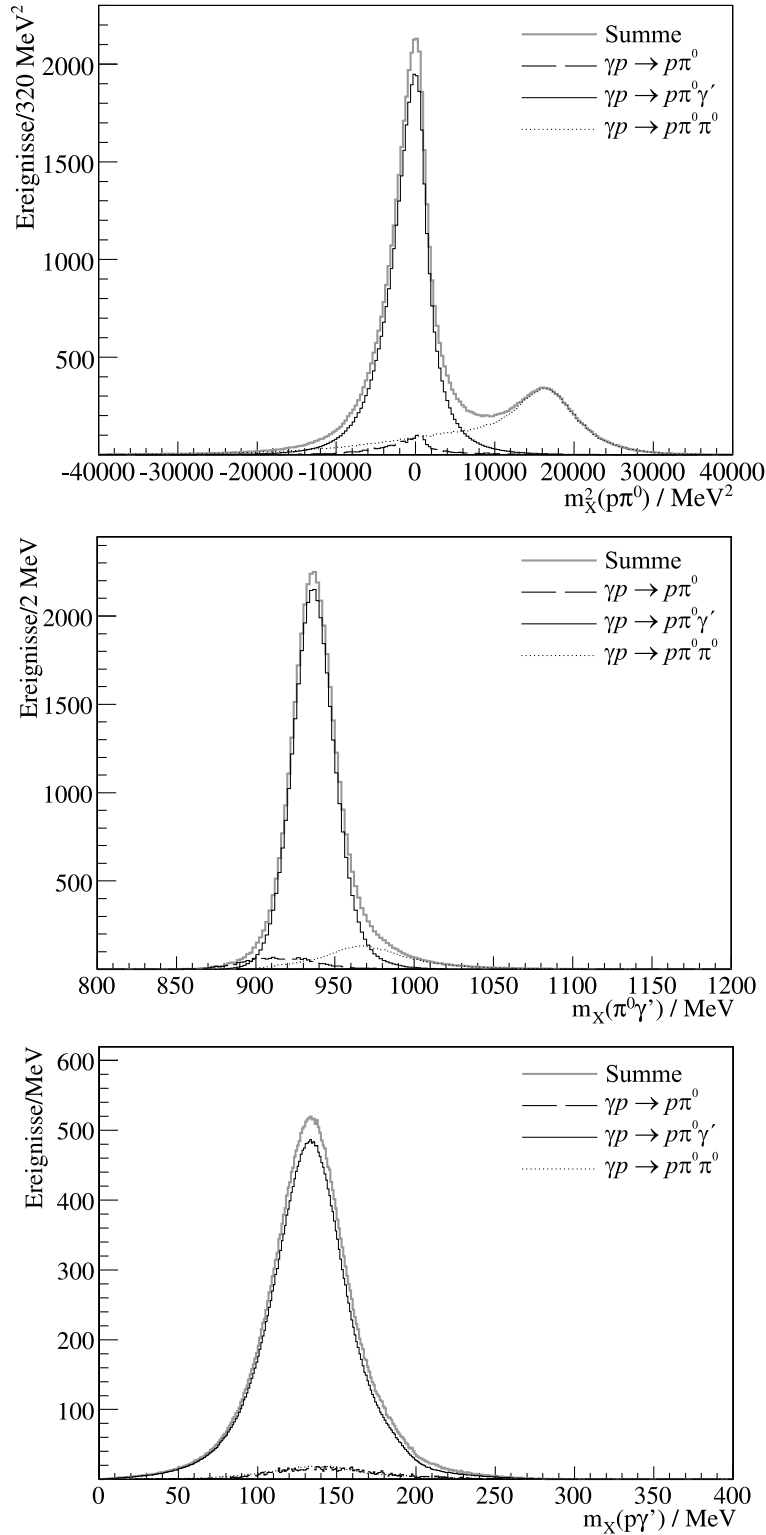


Abbildung 8.16. Beiträge verschiedener Reaktionskanäle zu den simulierten Verteilungen der fehlenden Massen m_X aus Abb. 8.15.

ausgewertet. Der Ausdruck (8.22) ist dabei von besonderem Interesse, da hier direkt die Untergrundbeiträge aus dem Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ identifiziert werden können. So ist bei einer Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ein Wert von 0 GeV^2 (Masse des Photons γ') zu erwarten, während sich für die $\pi^0\pi^0$ -Produktion als Masse des fehlenden dritten Teilchens gerade $m_{\pi^0}^2 = 0,0182 \text{ GeV}^2$ ergibt. Die beobachtete Verteilung von $m_X^2(p\pi^0)$ in Abb. 8.15 oben zeigt dementsprechend die erwarteten Peaks bei den Massen von Photon und Pion; der $\pi^0\pi^0$ -Untergrund wird hier über die Bedingung $-0,014 \text{ GeV}^2 < m_X^2(p\pi^0) < 0,006 \text{ GeV}^2$ abgetrennt. Ein Vergleich mit der Simulation in Abb. 8.16 oben verdeutlicht allerdings, daß sich aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ zusätzlich eine breite Verteilung ohne definierte Massen ergibt, die durch den genannten Schnitt nicht vollständig beseitigt werden kann. Solche Beiträge sind auf das beschriebene „Verschmelzen“ von Clustern zurückzuführen, wobei der Viererimpuls des fehlenden Pions in Form eines Zerfallsphotons teilweise in das zur Berechnung von $m_X^2(p\pi^0)$ verwendete erste Pion eingeht.

Eine Betrachtung der zweiten fehlenden Masse nach Beziehung (8.23) kann helfen, auch diese Anteile weiter zu unterdrücken. Bei einer zutreffenden Reaktionshypothese $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ sollte sich für $m_X(\pi^0\gamma')$ die Protonmasse bei $M = 938,272 \text{ MeV}$ ergeben, während für andere Prozesse mit tendenziell niedrigeren (π^0 -Produktion) bzw. höheren ($\pi^0\pi^0$ -Produktion) Werten zu rechnen ist (siehe jeweils Abb. 8.15 und 8.16 Mitte). Aus diesen Gründen wird hier ein vergleichsweise scharfer Schnitt auf den Bereich $900 \text{ MeV} < m_X(\pi^0\gamma') < 960 \text{ MeV}$ gesetzt, innerhalb dessen Ereignisse als gültig akzeptiert werden. Die dritte Kombinationsmöglichkeit der nachgewiesenen Teilchen gemäß Gleichung (8.24), die bei einem $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand in der Masse $m_{\pi^0} = 134,98 \text{ MeV}$ resultieren sollte, wird nur der Vollständigkeit halber auf einen Wert im Intervall $80 \text{ MeV} < m_X(\pi^0\gamma') < 190 \text{ MeV}$ hin überprüft (siehe Abb. 8.15 und 8.16 unten).

Zur abschließenden Beurteilung der bisher ausgewählten Stichprobe an Ereignissen bietet sich die explizite Auswertung der Energie- und Impulsbilanz

$$\Delta E = \omega + M - E - \varepsilon - \omega' \quad \text{und} \quad \Delta p_{x,y,z} = (\vec{k} - \vec{p} - \vec{q} - \vec{k}')_{x,y,z} \quad (8.25)$$

zwischen Anfangs- und Endzustand an. Bei einem korrekt identifizierten Ereignis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ müssen daher alle vier Komponenten jeweils einen Peak bei 0 MeV bilden. In den beobachteten Verteilungen wird allerdings für ΔE eine geringe Überschätzung der Energien im Endzustand deutlich, die auf die verwendete Kalibration zurückgeführt wird. Die x - und y -Komponenten des Impulses zeigen das erwartete Verhalten; in z -Richtung hingegen ergibt sich ebenfalls eine systematische Abweichung von etwa 10 MeV . Ursache hierfür ist eine leichte Fehlpositionierung des Targets während der Experimentdurchführung, wobei der Mittelpunkt der Targetzelle etwa 8 mm strahlabwärts vom Zentrum des Crystal Ball lag⁵. Abb. 8.17 belegt, daß die Simulation beide Effekte zuverlässig reproduziert und in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Verteilungen ist. Als abschließender Schritt in der Ereignisselektion wird daher gefordert, daß die Beziehungen

$$\begin{aligned} -40 \text{ MeV} < \Delta E < 30 \text{ MeV} \\ -35 \text{ MeV} < \Delta p_x < 35 \text{ MeV} \\ -35 \text{ MeV} < \Delta p_y < 35 \text{ MeV} \\ -60 \text{ MeV} < \Delta p_z < 45 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (8.26)$$

⁵Diese Verschiebung kann aus dem Kreuzungspunkt der Spuren zweier geladener Teilchen bestimmt werden [Tar06]. Um diesen Effekt in der Simulation zu berücksichtigen, werden dort die z -Positionen der NaI(Tl)- und BaF₂-Kristalle entsprechend angepasst.

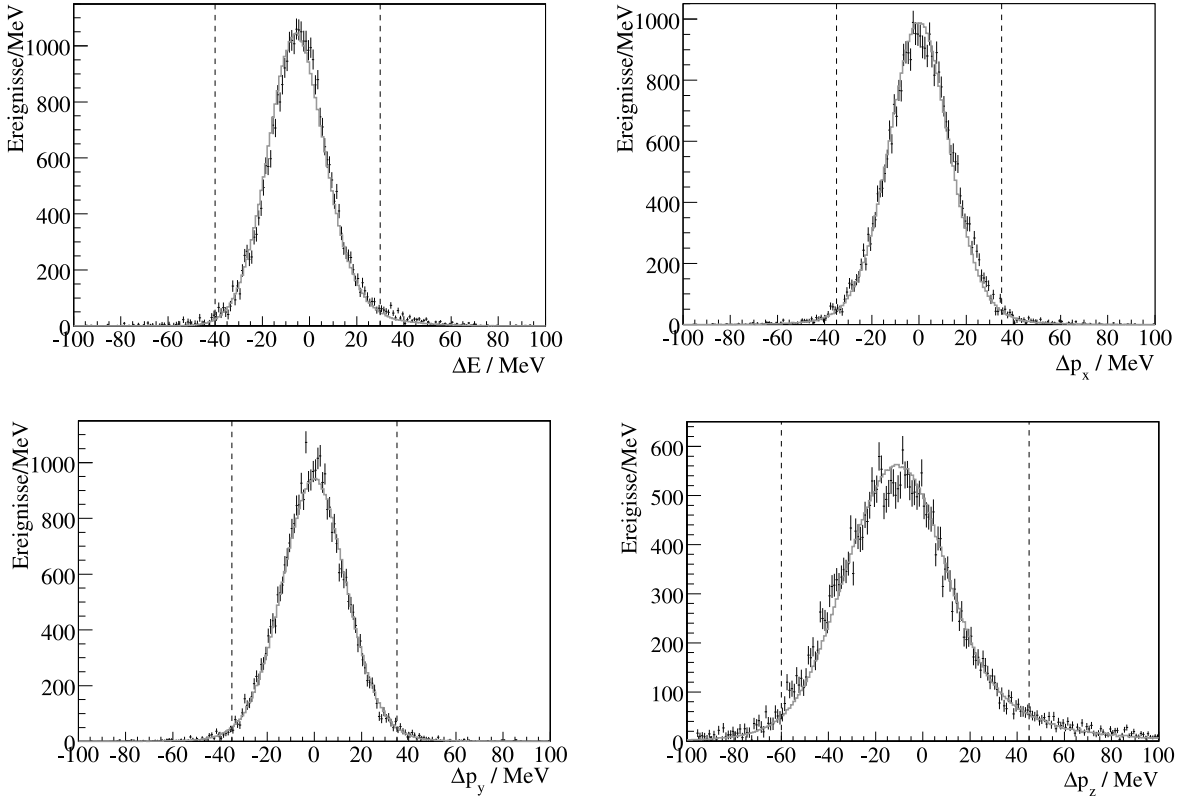


Abbildung 8.17. Energie- und Impulsbilanz der Ereignisse mit $p\pi^0\gamma'$ -Endzustand für Experimentdaten (+) bzw. Simulation (—). Die senkrechten Linien markieren die Bereiche, innerhalb derer Ereignisse abschließend der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ zugeordnet werden.

erfüllt sind. Dadurch wird im wesentlichen eine letzte Bedingung an die Strahlenergie ω gestellt; ein signifikanter Einfluß auf die verbleibenden Untergrundbeiträge von etwa 2,9% (π^0 -Produktion) bzw. 4,1% ($\pi^0\pi^0$ -Produktion) ist nicht mehr festzustellen. Inklusive dieser Anteile ergeben sich mit der vorgestellten Datenanalyse insgesamt etwa 30000 Ereignisse, die jeweils die Kinematik einer Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ erfüllen.

8.4.2 Untergrundbeiträge

Der Anteil verbleibender Ereignisse aus Konkurrenzreaktionen, die durch kinematische Tests nicht mehr von tatsächlichen Ereignissen des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ unterscheidbar sind, wird durch Abzug der simulierten Verteilungen für die Einfach- bzw. Doppelpionproduktion korrigiert. Die absolute Größe der Untergrundanteile ergibt sich dabei, wie in den Abbildungen 8.15 und 8.16 dargestellt, aus den Anpassungen der einzelnen Reaktionskanäle an die experimentell beobachteten Verteilungen der fehlenden Massen $m_X^2(p\pi^0)$ und $m_X(\pi^0\gamma')$.

Die so skalierten Verteilungen für die π^0 -Produktionsereignisse, wie sie von den experimentellen Daten der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ abgezogen werden, sind in Abb. 8.18 in Abhängigkeit sowohl der Photonenergie ω' bzw. des Polarwinkels $\theta_{\gamma'}$ als auch der Strahlenergie ω dargestellt. Trotz der hohen Zahl von $5 \cdot 10^8$ Ereignissen, die zur Untersuchung des Untergrundes aus der

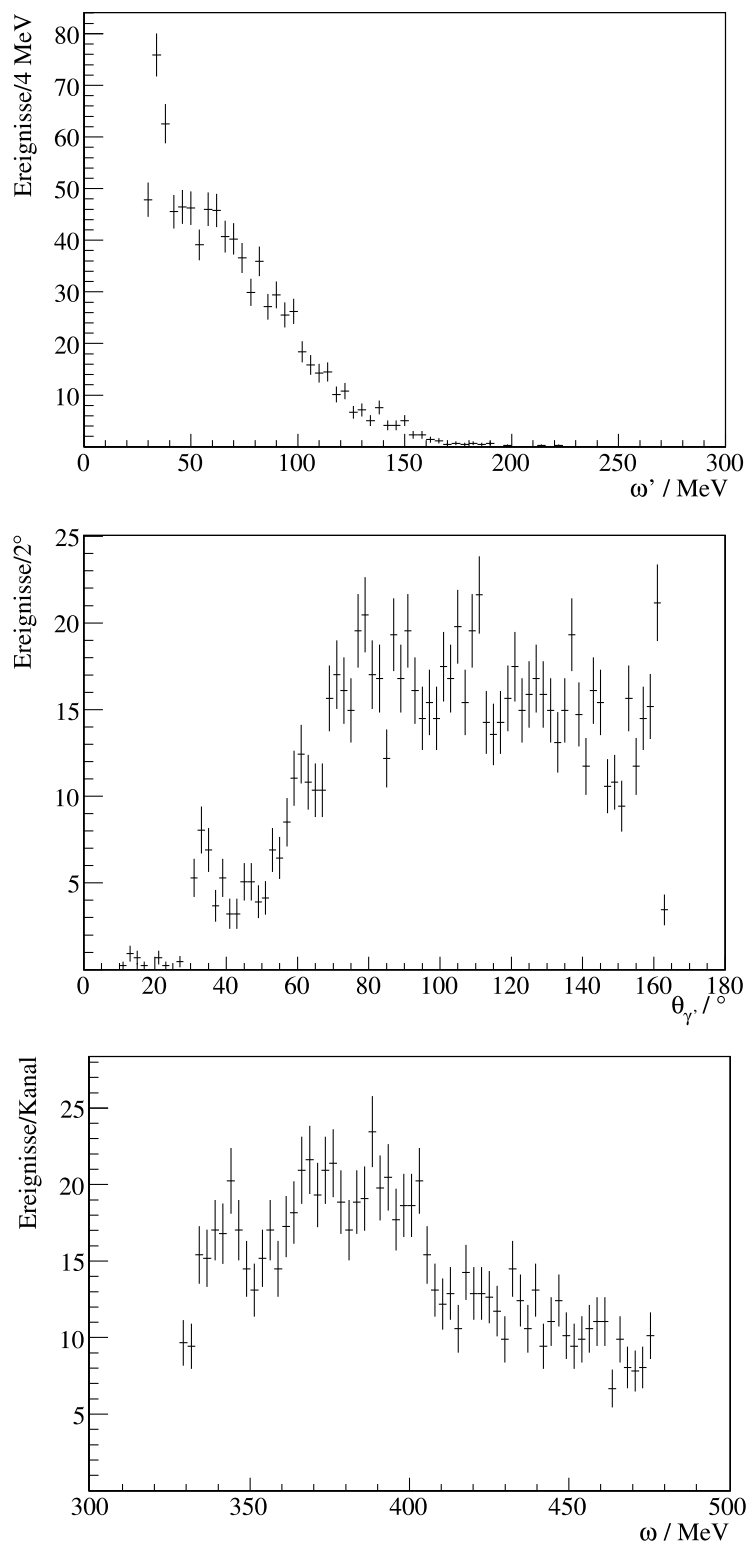


Abbildung 8.18. Simulierte Verteilungen (skaliert) zum Abzug der Untergrundbeiträge aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi \pi^0$ in Abhängigkeit der Energie ω' (oben) und des Polarwinkels $\theta_{\gamma'}$ (Mitte) des Photons γ' bzw. der Strahlenergie ω (unten).

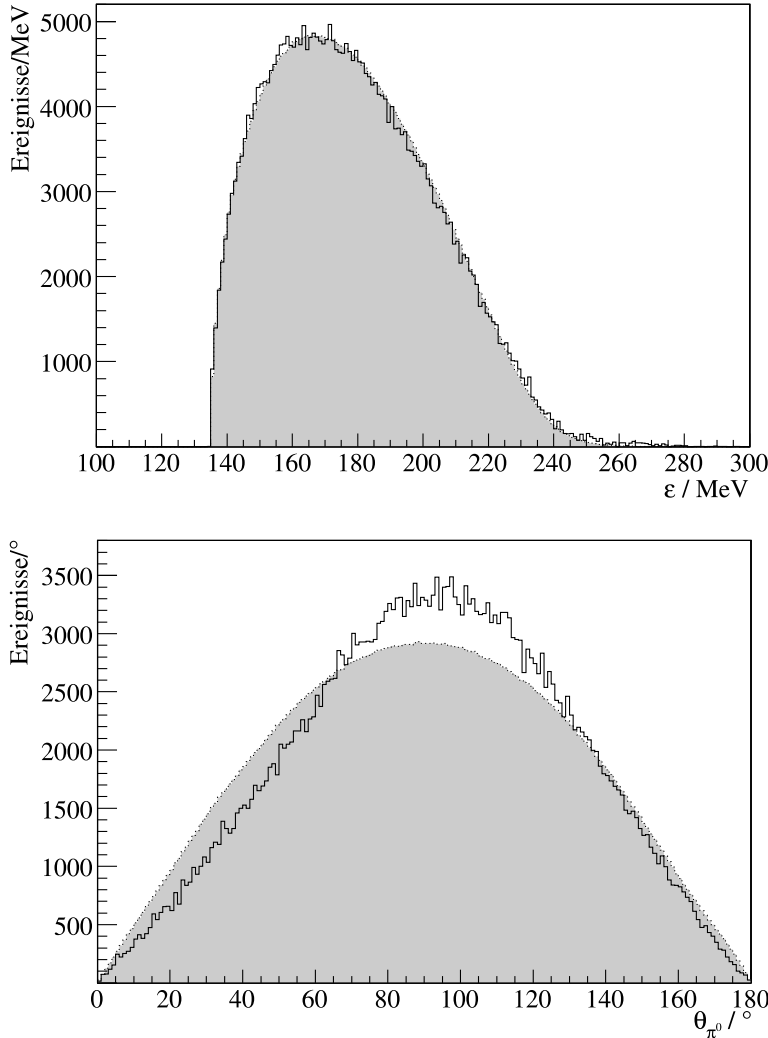


Abbildung 8.19. Experimentelle (—) und simulierte (■) Energie- und Polarwinkelverteilungen der π^0 -Mesonen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ für Photonenergien zwischen 325 MeV und 475 MeV.

π^0 -Produktion simuliert wurden, zeigen die resultierenden Verteilungen vergleichsweise große statistische Schwankungen; dies demonstriert eindrucksvoll die starke Unterdrückung dieses Reaktionskanals durch die beschriebenen kinematischen Bedingungen mit einer verbleibenden Akzeptanz von etwa $7,7 \cdot 10^{-6}$. Allerdings ist die Anzahl der akzeptierten π^0 -Ereignisse noch ausreichend hoch, um die simulierten Verteilungen (und somit auch deren statistische Fehler) für den Untergrundabzug herunterskalieren zu können. Aufgrund des recht geringen Anteils der Beiträge aus der π^0 -Produktion und des ansonsten unverhältnismäßigen Aufwandes bei der Simulation werden diese statistischen Unsicherheiten und ihre Auswirkungen auf die Fehler der korrigierten Verteilungen daher in Kauf genommen.

Im Falle der Doppelpionproduktion muß für einen korrekten Abzug der Untergrundbeiträge wiederum zunächst die Qualität der zugrundegelegten Phasenraumsimulation beurteilt werden. Im Gegensatz zur Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ in Abschnitt 8.3 zeigt sich bei einer

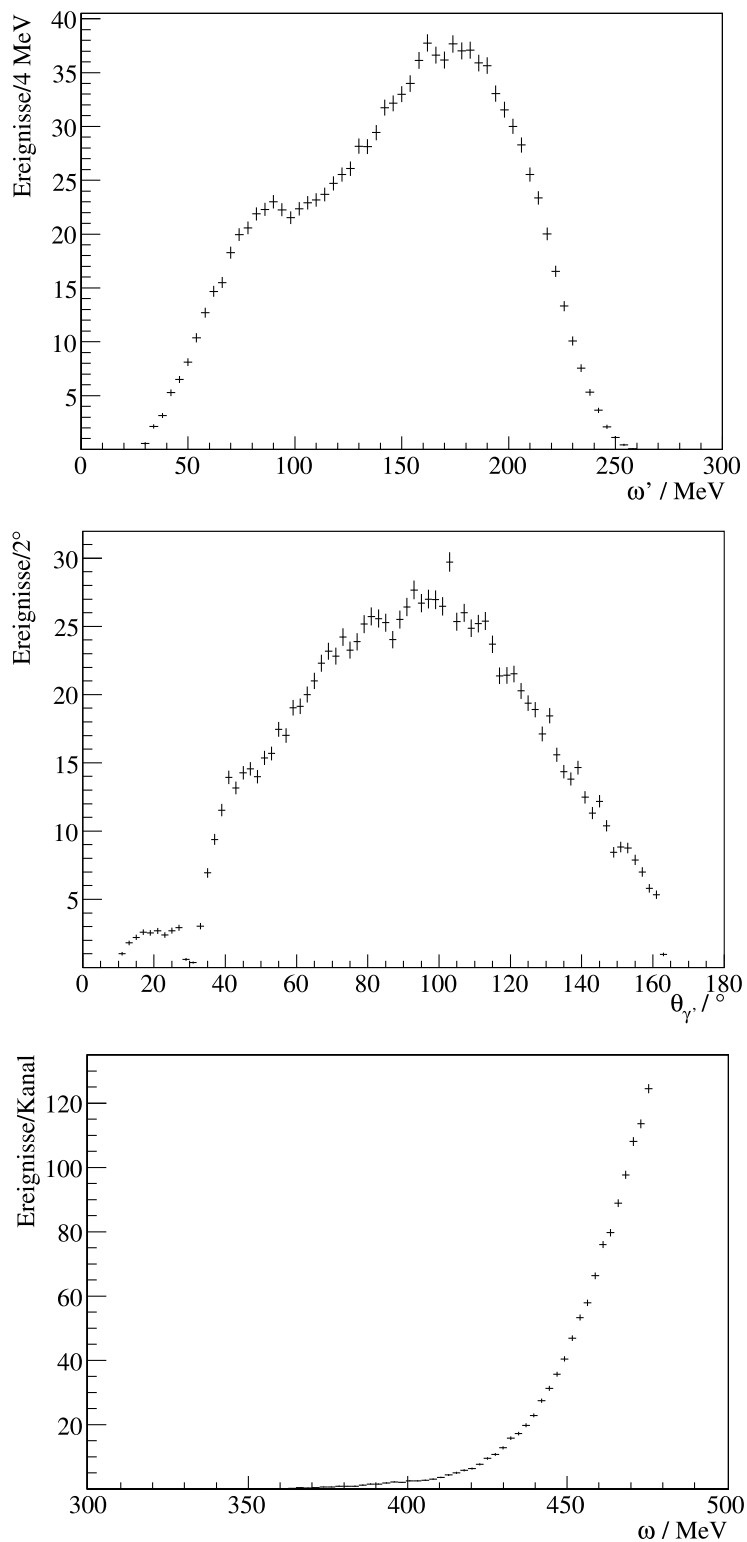


Abbildung 8.20. Simulierte Verteilungen (skaliert) zum Abzug der Untergrundbeiträge aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$ in Abhängigkeit der Energie ω' (oben) und des Polarwinkels $\theta_{\gamma'}$ (Mitte) des Photons γ' bzw. der Strahlenergie ω (unten).

Beschränkung auf den Strahlenergiebereich zwischen 325 MeV und 475 MeV für die Energie ε der π^0 -Mesonen eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment (siehe Abb. 8.19 oben). Die Polarwinkelverteilungen θ_{π^0} hingegen werden auch hier nicht vollständig reproduziert; allerdings ist insgesamt die Hypothese einer direkten Phasenraumverteilung bei den betrachteten niedrigen Photonenergien sehr viel besser erfüllt⁶. Die verbleibenden Abweichungen werden im systematischen Fehler berücksichtigt, der hier mit 7,5% der Anzahl abgezogener $\pi^0\pi^0$ -Ereignisse abgeschätzt wird.

Abb. 8.20 zeigt die zum Untergrundabzug skalierten Verteilungen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ sowohl für Energie ω' und Polarwinkel $\theta_{\gamma'}$ des Photons γ' als auch in Abhängigkeit der Einschußenergie ω . Hierbei wird deutlich, daß sich die Beiträge der $\pi^0\pi^0$ -Produktion aufgrund des Verlaufs des Wirkungsquerschnittes praktisch vollständig auf den Bereich höherer Einschußenergien konzentrieren. So beträgt der Anteil der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ an der Gesamtzählrate für Photonenergien zwischen 425 MeV und 475 MeV etwa 10%; unterhalb dieses Bereiches hingegen sind nahezu keine Ereignisse abzuziehen.

8.4.3 Rekonstruktionseffizienz

Für die beschriebene Untersuchung des Reaktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ ist im Vergleich zu der zuvor betrachteten Einfach- und Doppelpionproduktion von einer deutlich geringeren und auch komplexeren Detektor- und Analyseakzeptanz auszugehen. So ergeben sich schon aus der Forderung nach dem vollständigen Nachweis aller Endzustandsteilchen zusätzliche Einschränkungen sowohl der geometrischen Akzeptanz als auch des Phasenraums der registrierten Ereignisse; insbesondere die Minimalenergie von $T_{\min} \simeq 50$ MeV im Laborsystem zum Nachweis des Protons sowie die zusätzlichen geometrischen Schnitte im Bereich kleiner Polarwinkel müssen in ihren Auswirkungen korrekt berücksichtigt werden. Dies erfordert allerdings ein Modell für die Kinematik des betrachteten $p\pi^0\gamma'$ -Endzustandes, das die tatsächlichen kinematischen Verteilungen verlässlich beschreibt.

Die Qualität des für die Effizienzkorrektur verwendeten Reaktionsmodells [Dre01] erschließt sich aus dem Vergleich der gemessenen Energie- und Winkelverteilungen mit den Resultaten der simulierten Daten. Darüberhinaus werden auch die in Abschnitt 7.2.4 beschriebenen „naiven“ Phasenraummodelle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit den experimentellen Daten verglichen. Abb. 8.21 zeigt dabei, daß eine direkte Phasenraumverteilung der drei Teilchen (.....) für eine realistische Reaktionsbeschreibung völlig ungeeignet ist. Die angepassten Phasenraumverteilungen, die den γ -Übergang innerhalb der Δ^+ -Resonanz nachbilden (----) bzw. die Bremsstrahlungsbeiträge berücksichtigen (-----), beschreiben die beobachteten Daten etwas besser; eine zufriedenstellende Reproduktion insbesondere der Pionenergie ε , aber auch der Photonenergie ω' gelingt allerdings mit diesen einfachen Modellen ebenfalls nicht.

Im Falle der Protonenergie E und den in Abb. 8.22 dargestellten Polarwinkelverteilungen der drei Teilchen sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Reaktionsmodellen deutlich kleiner; für den Polarwinkel $\theta_{\gamma'}$ des Photons γ' zeigt die theoretische Rechnung im Bereich zwischen 90° und 120° eine etwas bessere Beschreibung der experimentellen Daten als die phasenraumbasierten Ansätze. Der direkte Nachweis dieses Photons führt dabei zu der in $\theta_{\gamma'}$ erkennbaren Struktur, die die tatsächlich mit Detektorkristallen besetzten Polarwinkel im Crystal

⁶Eine Erklärungsmöglichkeit dafür ist das Fehlen sequentieller Prozesse der Form $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow \Delta^+ \pi^0 \rightarrow p\pi^0\pi^0$, da mit den hier betrachteten Photonenergien bis 475 MeV keine höheren Resonanzen N^* wie z.B. $P_{11}(1440)$ oder $D_{13}(1520)$ zugänglich sind.

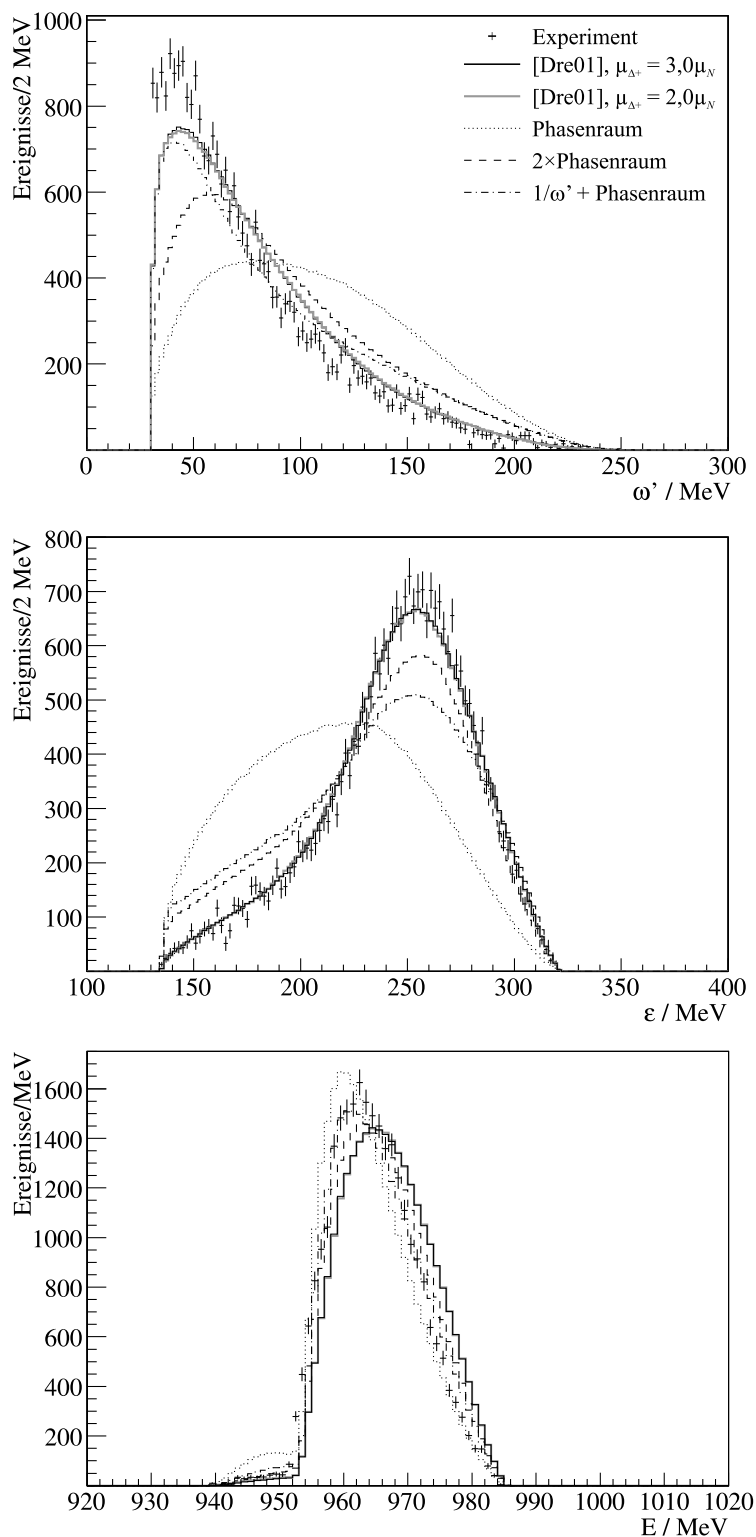


Abbildung 8.21. Vergleich der Energieverteilungen des Photons γ' (oben), des π^0 -Mesons (Mitte) und des Protons (unten) im γp -Schwerpunktsystem zwischen Experiment und verschiedenen Simulationen zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ bei Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV.

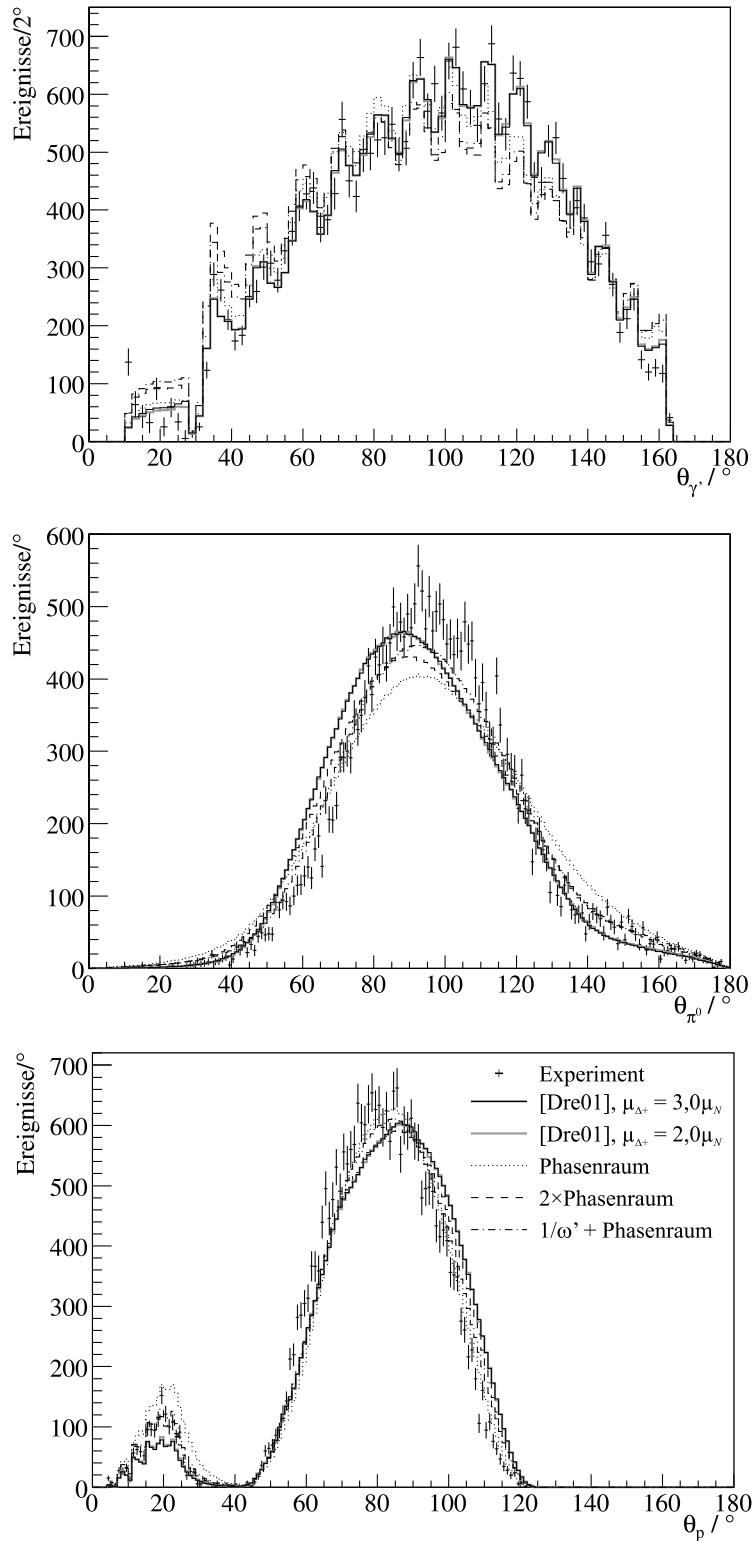


Abbildung 8.22. Vergleich der Polarwinkelverteilungen des Photons γ' (oben), des π^0 -Mesons (Mitte) und des Protons (unten) im γp -Schwerpunktsystem zwischen Experiment und verschiedenen Simulationen zur Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ bei Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV.

Reaktionsmodell	Effizienz $\bar{\eta}_{CB}$
[Dre01], $\mu_{\Delta^+} = 3,0 \mu_N$	13,5%
[Dre01], $\mu_{\Delta^+} = 2,0 \mu_N$	13,6%
Phasenraum	8,9%
2×Phasenraum	11,8%
$\frac{1}{\omega'}$ + Phasenraum	10,0%

Tabelle 8.1. Integrale Nachweiseffizienz $\bar{\eta}_{CB}$ für die verschiedenen Reaktionsmodelle zur Beschreibung des Prozesses $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$.

Ball widerspiegelt. Diese zunächst diskreten Positionen werden durch den Clusteralgorithmus zwar teilweise verschmiert; da dieser allerdings immer einen festen Bereich von zwölf Kristallen um den zentralen Treffer auswertet, wird der Einfluß der geometrischen Detektoranordnung auf die Richtungsinformation eines einzelnen Photons nicht vollständig beseitigt.

Insgesamt erreicht das Modell aus [Dre01] bei einer simultanen Betrachtung der Energien und Polarwinkel aller drei Endzustandsteilchen eine zufriedenstellende, wenn auch nicht vollständige Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Der Verlauf der simulierten Verteilungen erweist sich zudem weitgehend unabhängig von dem in der Berechnung angenommenen Wert des magnetischen Moments⁷, wie aus dem Vergleich der Kurven für $\mu_{\Delta^+} = 3,0 \mu_N$ (—) und $\mu_{\Delta^+} = 2,0 \mu_N$ (—) hervorgeht.

Ebenso wie die Energie- und Winkelverteilungen der verschiedenen Simulationen zeigen auch die daraus abgeleiteten Rekonstruktionseffizienzen η_{CB} eine Abhängigkeit von der zugrundegelegten Reaktionsbeschreibung. Diese äußert sich zum einen in deutlich voneinander abweichenden mittleren Werten $\bar{\eta}_{CB}$ der Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Tabelle 8.1), zum anderen aber auch in einem teilweise stark unterschiedlichen Verlauf der Rekonstruktionseffizienzen in Abhängigkeit von Energie und Polarwinkel der verschiedenen Teilchen (siehe Abb. 8.23 und 8.24). Die größten Diskrepanzen zwischen [Dre01] und den verschiedenen Phasenraummodellen treten auch hier bei der Auswertung der Photonenergie ω' bzw. der Pionenergie ε auf und betreffen damit wieder die Verteilungen, die von den phasenraumbasierten Reaktionsbeschreibungen nicht zufriedenstellend reproduziert werden können. Im Rahmen des Modells [Dre01] zeigt sich zudem nur ein geringer Einfluß des in der Rechnung verwendeten Wertes für das magnetische Moment μ_{Δ^+} auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten. Somit ist weitgehend ausgeschlossen, daß den gemessenen Verteilungen durch die Effizienzkorrektur eine zuvor getroffene Annahme für μ_{Δ^+} aufgeprägt wird; die verbleibenden Abhängigkeiten vom Wert des magnetischen Moments gehen in den systematischen Fehler ein. Dieser berücksichtigt zunächst die Unterschiede zwischen den Modellvorhersagen nach [Dre01] und den gemessenen Daten mit einem konstanten Beitrag von 4,5% und wird (in linearer Addition) um einen energie- und winkelabhängigen Anteil ergänzt, der sich aus dem Unterschied zwischen den Rekonstruktionseffizienzen für $\mu_{\Delta^+} = 3,0 \mu_N$ bzw. $\mu_{\Delta^+} = 2,0 \mu_N$ ergibt.

⁷Daraus folgt nicht zwangsläufig eine fehlende Sensitivität auf μ_{Δ^+} , da sich diese hauptsächlich über die absoluten Werte der betrachteten Wirkungsquerschnitte ergibt.

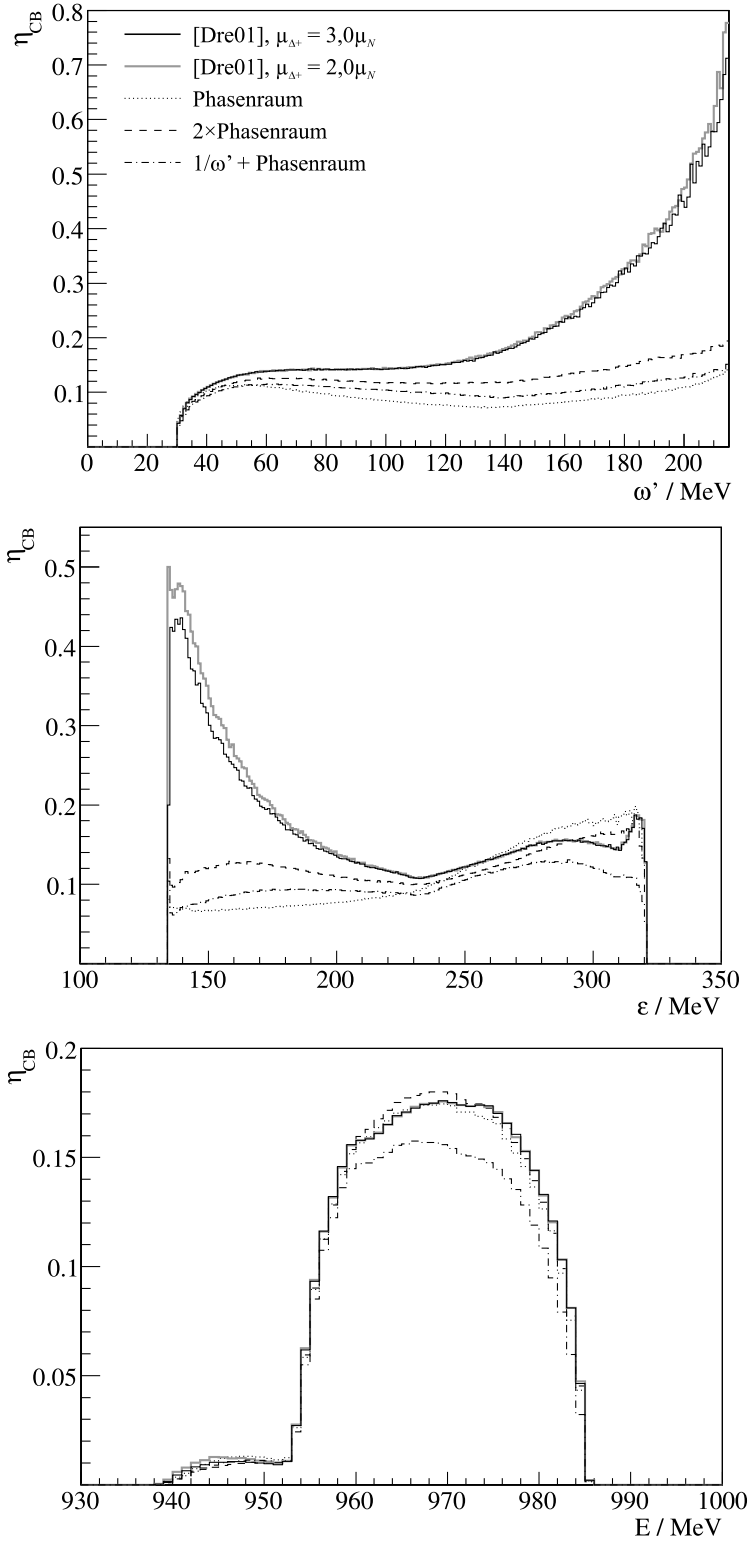


Abbildung 8.23. Nachweiswahrscheinlichkeit η_{CB} der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \gamma'$ in Abhängigkeit der Energien des Photons γ' (oben), des π^0 -Mesons (Mitte) und des Protons (unten) im γp -Schwerpunktssystem für verschiedene Reaktionsmodelle bei Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV.

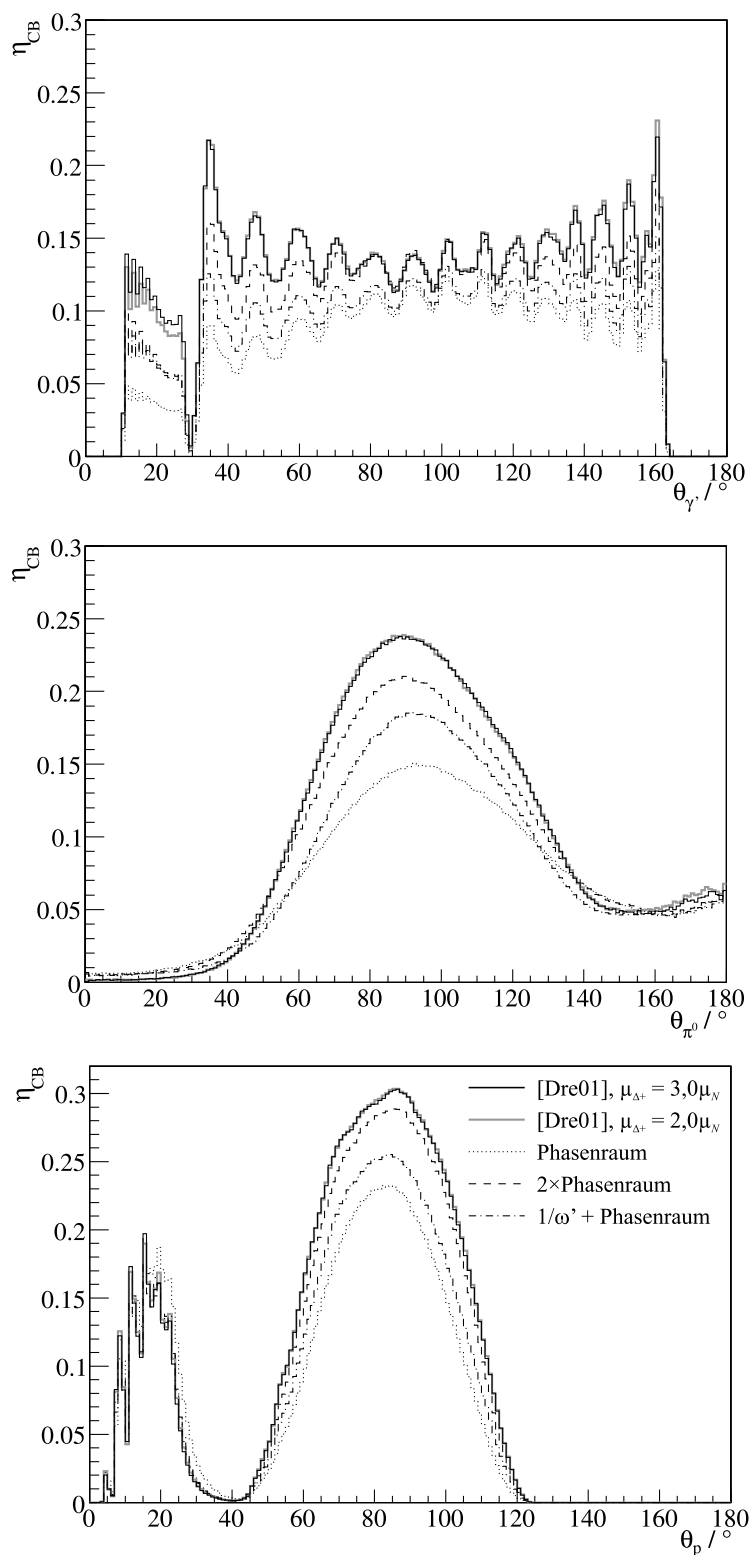


Abbildung 8.24. Nachweiswahrscheinlichkeit η_{CB} der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in Abhängigkeit der Polarwinkel des Photons γ' (oben), des π^0 -Mesons (Mitte) und des Protons (unten) im γp -Schwerpunktssystem für verschiedene Reaktionsmodelle bei Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV.

9 Ergebnisse

REDDE CAESARI QVAE SVNT CAESARIS

Zum Abschluß dieser Arbeit sollen nun die Ergebnisse der beschriebenen Datenauswertung präsentiert werden. Für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, die hauptsächlich zum Test der verschiedenen Analyseschritte, Korrekturen und Normierungen dienen, sind in den folgenden Abschnitten die totalen Wirkungsquerschnitte im Strahlenergiebereich von der jeweiligen Produktionsschwelle bis 800 MeV dargestellt. Die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion bildet allerdings den Schwerpunkt dieses Kapitels, so daß die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ im Hinblick auf die verschiedenen, in Kapitel 3 bereits beschriebenen Observablen untersucht wird. Die numerischen Werte der in diesem Kapitel grafisch dargestellten Resultate sind zudem in Anhang C tabelliert.

9.1 π^0 -Produktion

In Verbindung mit Normierungsgrößen wie dem Photonenfluß $N_\gamma = N_e \cdot \eta_{\text{tag}}$ und der Targetmassenbelegung N_p kann aus der selektierten Ereignisstichprobe und der korrespondierenden Rekonstruktionseffizienz η_{CB} von Detektoraufbau und Datenanalyse (siehe Abschnitte 8.2.1 und 8.2.2) der Wirkungsquerschnitt σ für die π^0 -Photoproduktion bestimmt werden. Mit der Anzahl S der nachgewiesenen Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und einem zusätzlichen Korrekturfaktor f_{trig} zum Ausgleich des Untersetzungsverhältnisses für die verschiedenen L2-Triggertypen gilt dann die Definition

$$\sigma = \frac{S \cdot f_{\text{trig}}}{\underbrace{N_e \cdot \eta_{\text{tag}}}_{N_\gamma} \cdot h_{\text{tag}} \cdot N_p \cdot \eta_{\text{CB}}} \quad (9.1)$$

Im Falle der π^0 -Produktion ist aufgrund der Beschränkung auf Ereignisse mit einer Bereichsmultiplizität $M \geq 2$ ein Faktor $f_{\text{trig}} = 49$ erforderlich (siehe Abschnitte 5.4.2 und 6.11). Das Verzweigungsverhältnis $\Gamma = 0,988$ des untersuchten Zerfallskanals $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ hingegen muß in (9.1) nicht mehr explizit berücksichtigt werden, da diese Größe bereits in die Nachweiseffizienz η_{CB} eingeht (vgl. Kapitel 7). Die zusätzliche Korrekturfunktion h_{tag} beseitigt die in Abb. 6.17 dargestellten regelmäßigen Strukturen von vier bzw. 32 Kanälen in der relativen Effizienz des Taggingssystems.

Der statistische Fehler $\Delta(\sigma)_{\text{stat}}$ des π^0 -Produktionswirkungsquerschnittes beträgt im Mittel etwa 0,6% und folgt direkt aus dem Fehler ΔS der Ereigniszahl nach der Koinzidenzanalyse, der durch Beziehung (8.2) gegeben ist. Der systematische Fehler $\Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ wird durch die Unsicherheiten von Targetmassenbelegung (1,8%), Photonenfluß (2%), Nachweiseffizienz (2%) und der in Abschnitt 6.9 beschriebenen Korrektur der Leiterzählraten (5%) bestimmt; die quadratische Addition dieser Einzelbeiträge ergibt somit eine systematische Unsicherheit von 6%.

Abb. 9.1 zeigt den im Rahmen dieser Datenanalyse bestimmten totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Vergleich zu einer früheren Messung [Leu01] und verschiedenen

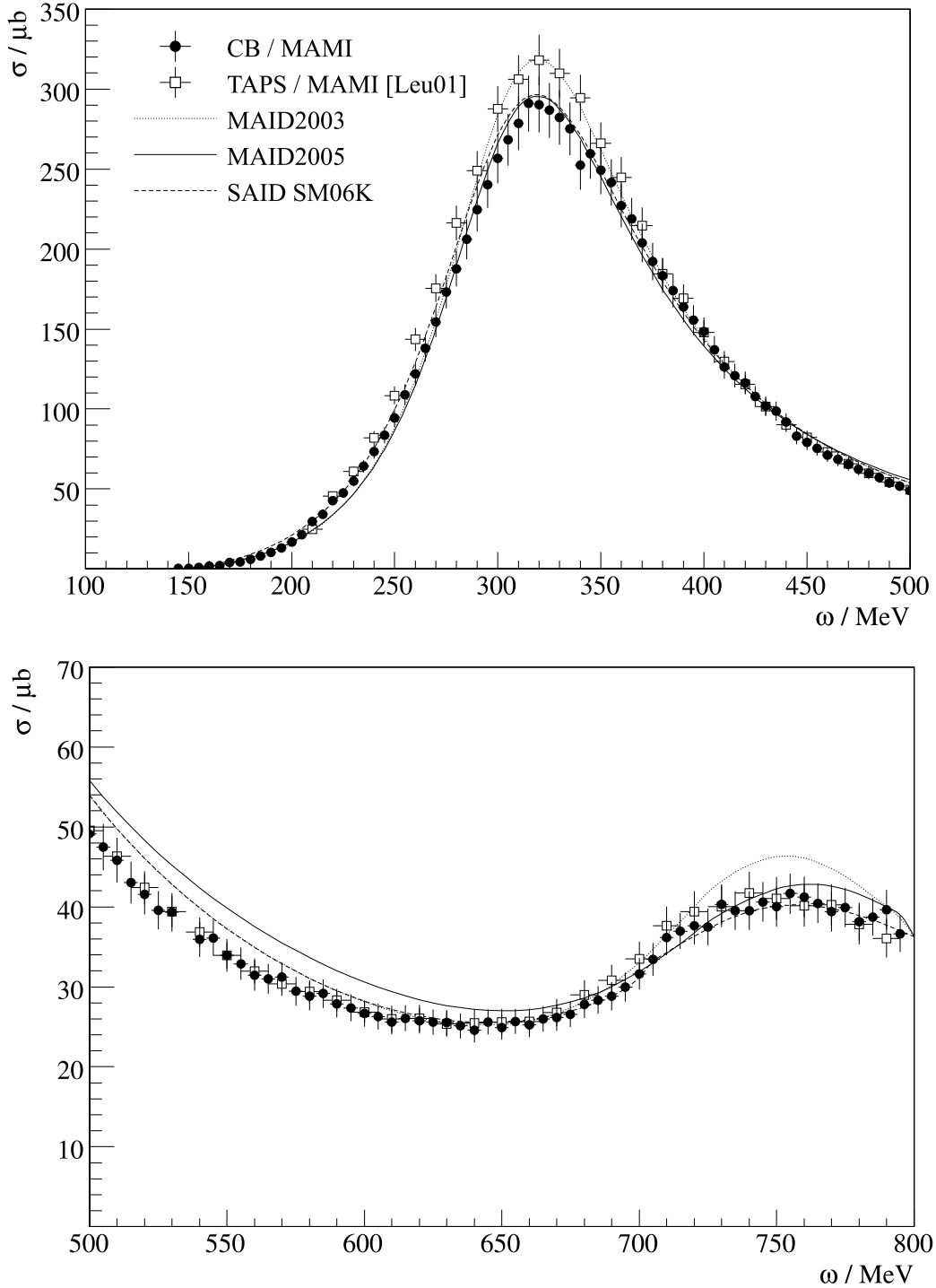


Abbildung 9.1. Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ nach Abzug der Leertargetbeiträge. Zum Vergleich sind sowohl die Resultate einer früheren Messung mit dem TAPS-Detektor [Leu01] als auch verschiedene MAID- bzw. SAID-Modellvorhersagen dargestellt. Für die experimentellen Datenpunkte ist hier jeweils der Gesamtfehler aus quadratischer Addition von statistischen und systematischen Unsicherheiten angegeben.

MAID- und SAID-Vorhersagen. Der Strahlenergiebereich bis 500 MeV (Abb. 9.1 oben) wird dabei klar von der $P_{33}(1232)$ -Resonanz dominiert; der Wirkungsquerschnitt erreicht hier sein Maximum von $\sigma \simeq 290 \mu\text{b}$ bei einer Photonenergie $\omega = 320 \text{ MeV}$. Damit liegen die Resultate dieser Arbeit im Energiebereich zwischen 300 MeV und 350 MeV bis zu 10% unterhalb der Werte aus [Leu01], sind allerdings mit den neueren MAID- (MAID2005, ———) und SAID-Analysen (SM06K, -----) durchaus verträglich.

Für höhere Strahlenergien (Abb. 9.1 unten) wird ab 650 MeV der Einfluß des zweiten Resonanzgebietes deutlich, zu dem hier im wesentlichen die Zustände $D_{13}(1520)$ und in geringerem Maße auch $S_{11}(1535)$ beitragen. Ab ungefähr 400 MeV bis zum Ende des hier untersuchten Bereiches bei 800 MeV werden auch die Ergebnisse aus [Leu01] gut reproduziert; die MAID- und SAID-Lösungen zeigen dabei allerdings zwischen 450 MeV und 600 MeV, im Falle von MAID2005 sogar bis etwa 650 MeV Diskrepanzen zu beiden hier betrachteten experimentellen Resultaten.

9.2 $\pi^0\pi^0$ -Produktion

Der Wirkungsquerschnitt für die $\pi^0\pi^0$ -Produktion wird in analoger Weise nach Definition (9.1) aus den rekonstruierten Ereignissen und den Normierungsgrößen bestimmt. Auch hier ist das Verzweigungsverhältnis Γ der beiden π^0 -Zerfälle bereits in der Nachweiseffizienz η_{CB} berücksichtigt; eine zusätzliche Korrektur auf den Anteil von $0,988^2 = 0,976$ der in vier Photonen zerfallenen Pionpaare ist nicht mehr erforderlich. Da die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ausschließlich aus Ereignissen mit einer L2-Triggermultiplizität $M \geq 3$ rekonstruiert werden, entfällt hier außerdem der zusätzliche Ausgleichsfaktor f_{trig} .

Der systematische Fehler $\Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ dieses Wirkungsquerschnittes wird mit der in Abschnitt 8.3.2 beschriebenen Unsicherheit der Effizienzkorrektur von 8,5% und den bereits genannten übrigen Beiträgen in quadratischer Addition mit insgesamt 10% angegeben. Der statistische Fehler $\Delta(\sigma)_{\text{stat}}$ der hier bestimmten Datenpunkte liegt durchschnittlich bei etwa 0,4%.

Abb. 9.2 oben zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ im Energiebereich bis 800 MeV im Vergleich zu zwei früheren TAPS-Messungen aus [Wol99] und [Kot01] sowie einer theoretischen Modellrechnung aus [Nac01]. Der Wirkungsquerschnitt verläuft dabei von der Schwelle bis zu Energien von ungefähr $\omega = 450 \text{ MeV}$ zunächst recht flach und geht dann in einen nahezu konstanten Anstieg bis zum Maximum bei etwa 730 MeV Strahlenergie über. Zudem zeichnet sich zwischen 550 MeV und 600 MeV eine leichte, breit verteilte Überhöhung des Wirkungsquerschnittes ab, die in dieser Analyse allerdings weniger deutlich ausfällt als in den Resultaten aus [Kot01]. Für Energien bis etwa $\omega = 550 \text{ MeV}$ sind die verschiedenen experimentellen Datenpunkte sowohl dieser als auch der beiden TAPS-Messungen bereits im Rahmen der statistischen Fehler in guter Übereinstimmung; die theoretische Rechnung [Nac01] beschreibt die Datenpunkte sogar bis zu Energien von ungefähr 630 MeV sehr gut.

Für den Verlauf des Wirkungsquerschnittes im Bereich der $\pi^0\pi^0$ -Produktionsschwelle bei $\omega_{\text{thr}} = 308,8 \text{ MeV}$ wird in [Ber96] aus der chiralen Störungstheorie die Parametrisierung

$$\sigma = a \cdot \left(\frac{\omega - \omega_{\text{thr}}}{10 \text{ MeV}} \right)^2 \quad (9.2)$$

mit einem Parameter a zwischen 0,6 nb und 0,9 nb abgeleitet. Diese Beschreibung des tota-

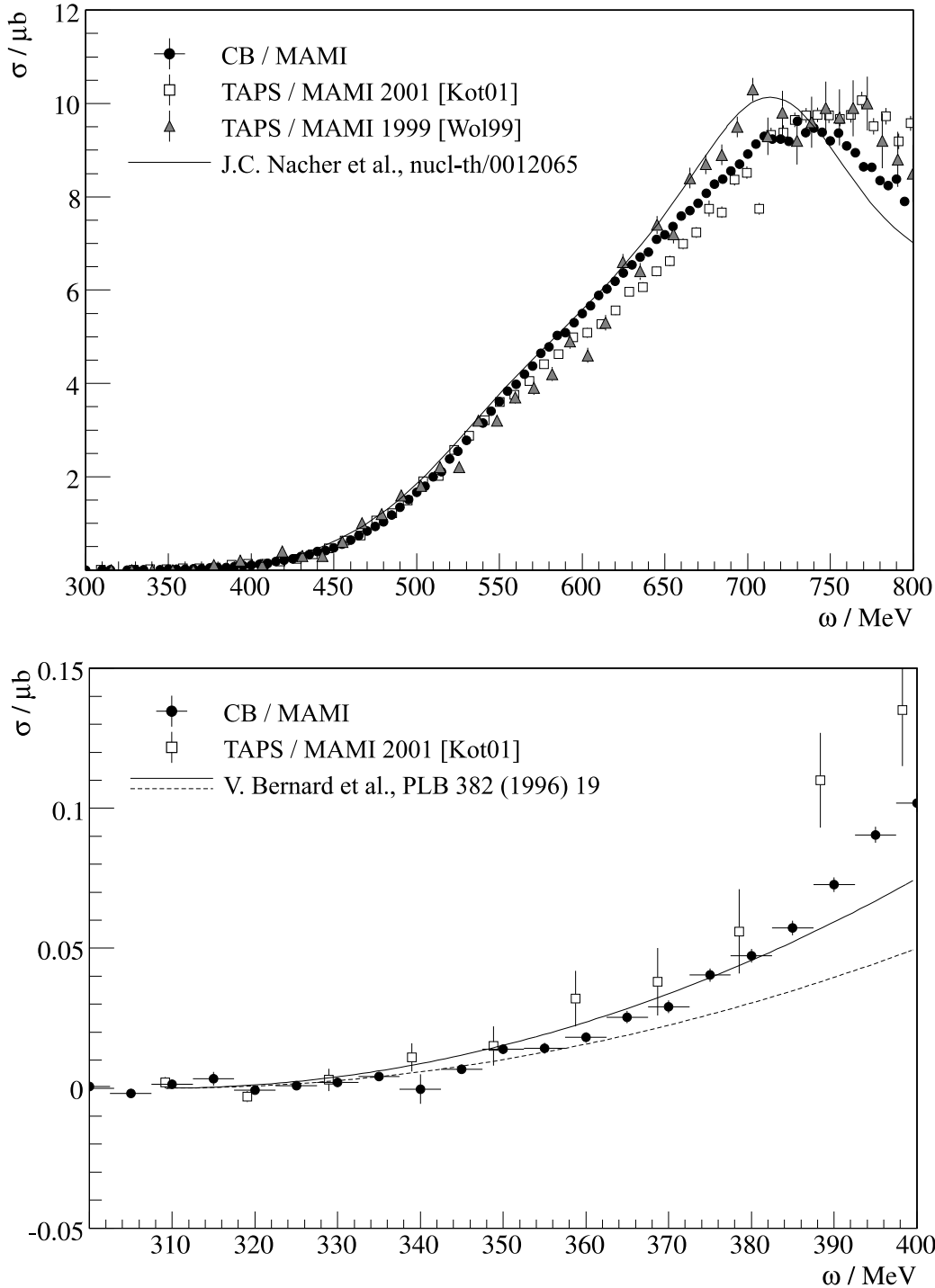


Abbildung 9.2. Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ nach Abzug der Leertargetbeiträge. Oben: Vergleich mit früheren Messungen [Wo199, Kot01] und der theoretischen Vorhersage nach [Nac01]. Unten: Wirkungsquerschnitt im Bereich der Produktionsschwelle; die Kurven entsprechen der Parametrisierung (9.2) für $a = 0,6 \text{ nb}$ (-----) und $a = 0,9 \text{ nb}$ (—) [Ber96]. Für die experimentellen Datenpunkte ist hier jeweils nur der statistische Fehler angegeben, der systematische Fehler wird mit 10% für diese Analyse bzw. 15% für [Kot01] abgeschätzt.

len Wirkungsquerschnittes ist zusammen mit den Resultaten dieser Analyse und den Werten aus [Kot01] für Energien bis 400 MeV in Abb. 9.2 unten dargestellt. Die hier bestimmten Wirkungsquerschnitte zeigen dabei einen tendenziell niedrigeren Verlauf als die TAPS-Messung, sind allerdings bis etwa 380 MeV Photonenergie innerhalb der statistischen Fehler miteinander verträglich. Weitergehende Informationen zu Doppelpionproduktionsexperimenten mit dem Crystal Ball finden sich beispielsweise in [Kra07] und [Zeh07]; dort werden neben den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten auch Polarisationsobservablen in den verschiedenen Isospinkanälen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ untersucht.

9.3 Strahlungsbegleitete π^0 -Produktion

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ sind in den nächsten Abschnitten einerseits die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte (total bzw. energie- und winkeldifferentiell für die einzelnen Endzustandsteilchen) und daraus abgeleitete Größen, andererseits auch Resultate für Einfachpolarisationsobservablen bei linearer und zirkularer Strahlpolarisation zusammengefasst. Die hier gezeigten Ergebnisse werden zudem (sofern möglich) mit den experimentellen Daten aus [Kot01] sowie verschiedenen Vorhersagen der in Kapitel 3 dargestellten Modelle verglichen.

Im Unterschied zu den bisher betrachteten Reaktionen wird im Falle der strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion auf die Subtraktion von Leertargetbeiträgen verzichtet, da solcher Untergrund durch die beschriebene Ereigniselektion deutlich stärker unterdrückt wird als in den Reaktionskanälen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$. Die verbleibenden rund 100 Ereignisse aus etwa 120 Stunden Messungen am leeren Target¹ ermöglichen keine zuverlässigen statistischen Aussagen. Diese Beiträge zum verbleibenden Untergrund sind damit quantitativ nochmals geringer als die Kontamination aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und werden daher im systematischen Fehler berücksichtigt.

9.3.1 Energie- und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte

Aus den Energie- und Polarwinkelverteilungen der drei Endzustandsteilchen können entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ bestimmt werden. In Analogie zu (9.1) gelten für die energie- und winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte eines Teilchens $X \in \{p, \pi^0, \gamma'\}$ dabei grundsätzlich die Definitionen

$$\frac{d\sigma}{dE_X} = \frac{S(E_X) \cdot f_{\text{trig}}}{N_e \cdot \eta_{\text{tag}} \cdot h_{\text{tag}} \cdot N_p \cdot \eta_{\text{CB}}(E_X)} \quad (9.3)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_X} &= \frac{1}{2\pi \sin \theta_X} \cdot \frac{d\sigma}{dE_X} \\ &= \frac{1}{2\pi \sin \theta_X} \cdot \frac{S(\theta_X) \cdot f_{\text{trig}}}{N_e \cdot \eta_{\text{tag}} \cdot h_{\text{tag}} \cdot N_p \cdot \eta_{\text{CB}}(\theta_X)} \end{aligned} \quad (9.4)$$

mit $S(E_X)$, $S(\theta_X)$ der Anzahl nachgewiesener Ereignisse in Abhängigkeit der Energie bzw. des Polarwinkels und $\eta_{\text{CB}}(E_X)$, $\eta_{\text{CB}}(\theta_X)$ den korrespondierenden Rekonstruktionseffizienzen inklusive der Verzweigungsverhältnisse des π^0 -Zerfalls. Durch die Beschränkung auf Ereignisse

¹Aufgrund der geringeren Detektortotzeit und des höheren Photonenflusses sind die Messzeiten am leeren Target nicht direkt mit den eigentlichen Produktionsmessungen vergleichbar.

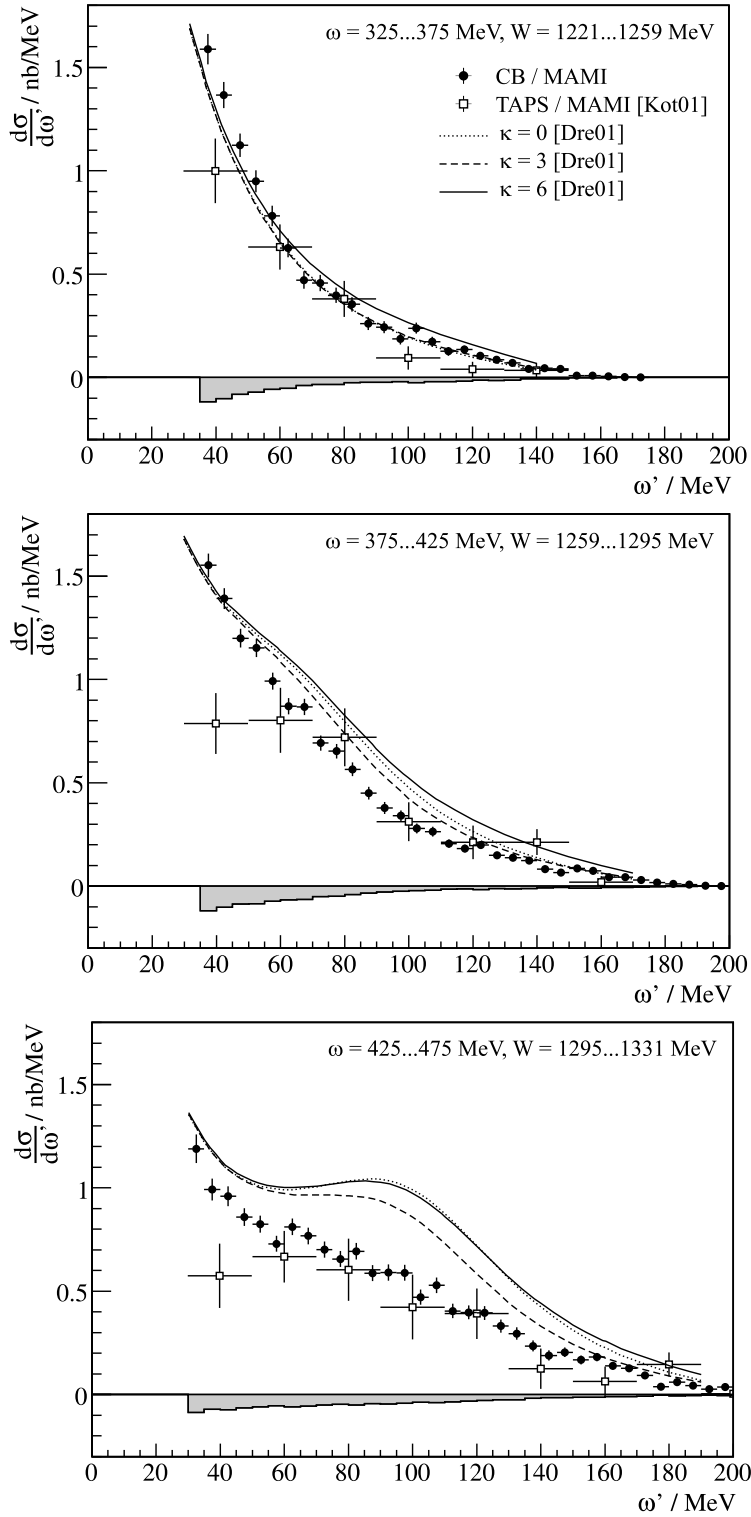


Abbildung 9.3. Energiedifferenzielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ' für drei Intervalle der Strahlenergie ω ; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] und [Chi04] abgebildet.

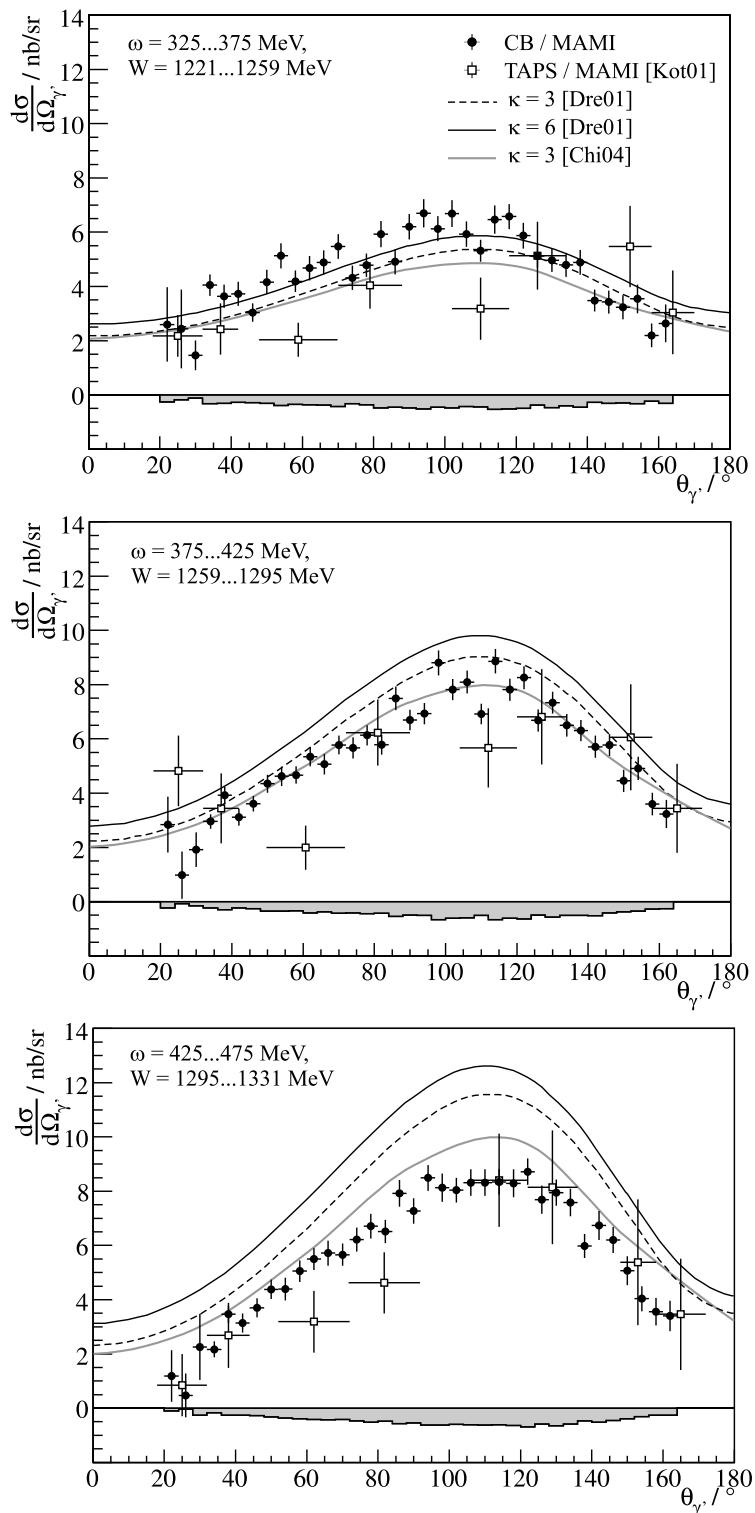


Abbildung 9.4. Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ' für drei Intervalle der Strahlenergie ω und integriert über Photonenergien $\omega' > 30 \text{ MeV}$; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] und [Chi04] abgebildet.

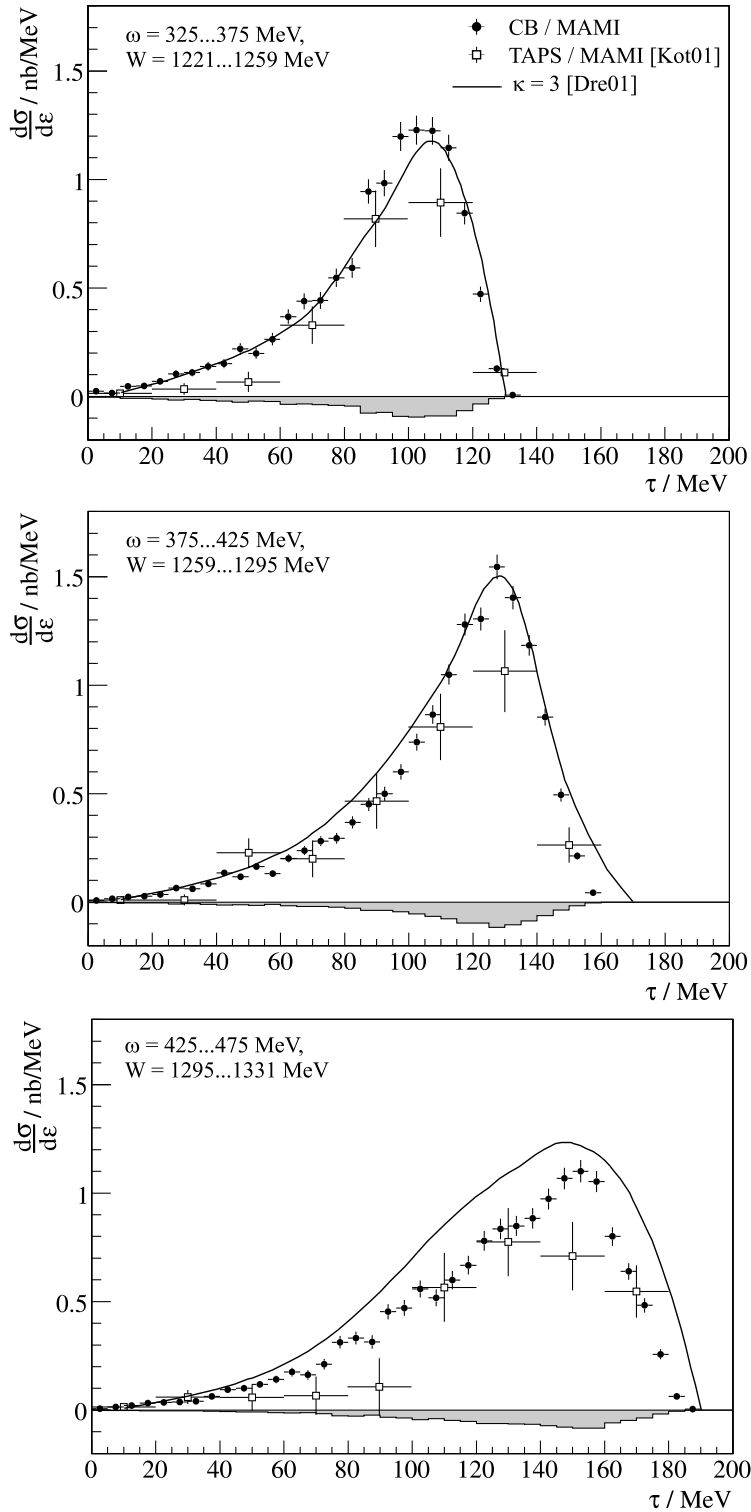


Abbildung 9.5. Energiedifferenzielle Wirkungsquerschnitte des π^0 -Mesons für drei Intervalle der Strahlenergie ω und integriert über Photonenergien $\omega' > 30$ MeV; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] abgebildet.

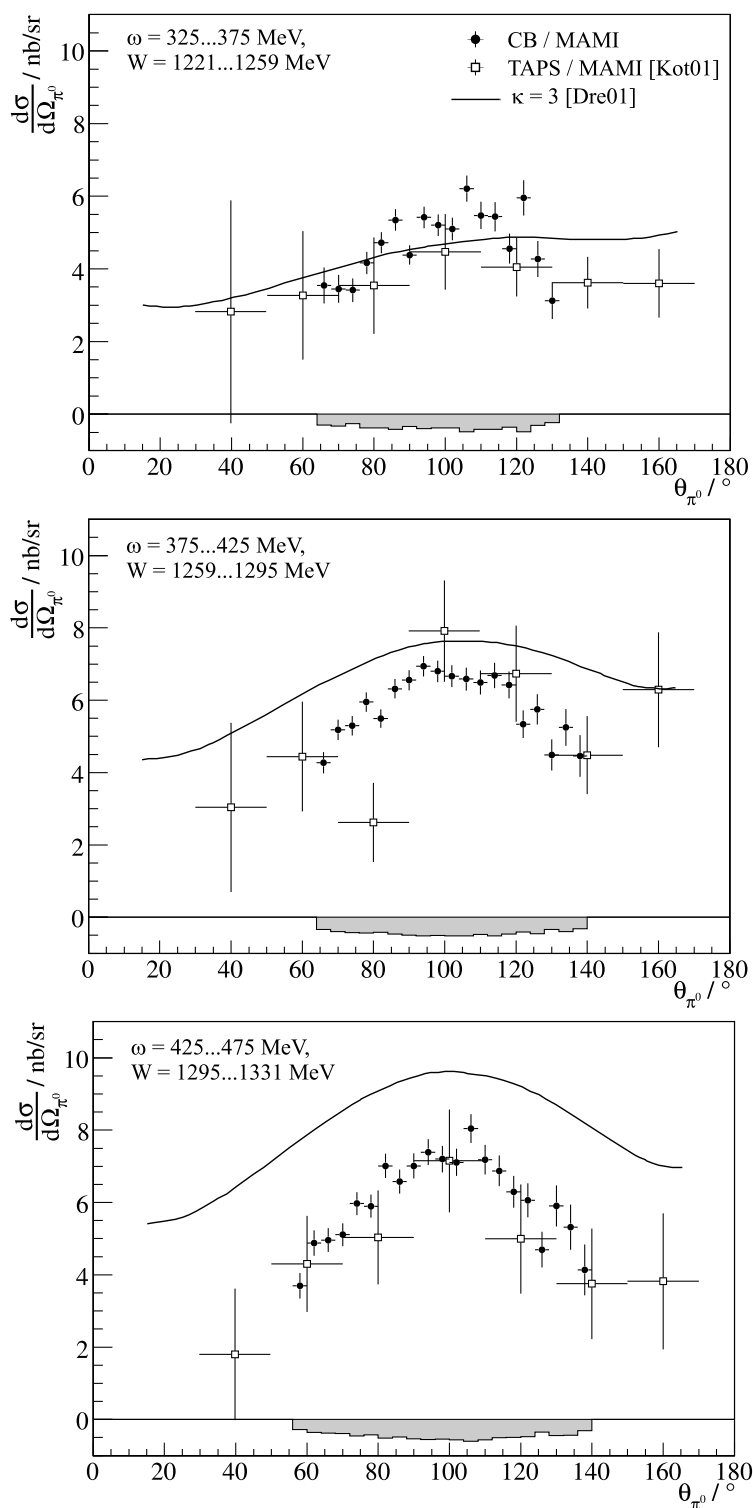


Abbildung 9.6. Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des π^0 -Mesons für drei Intervalle der Strahlenergie ω und integriert über Photonenergien $\omega' > 30$ MeV; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] abgebildet.

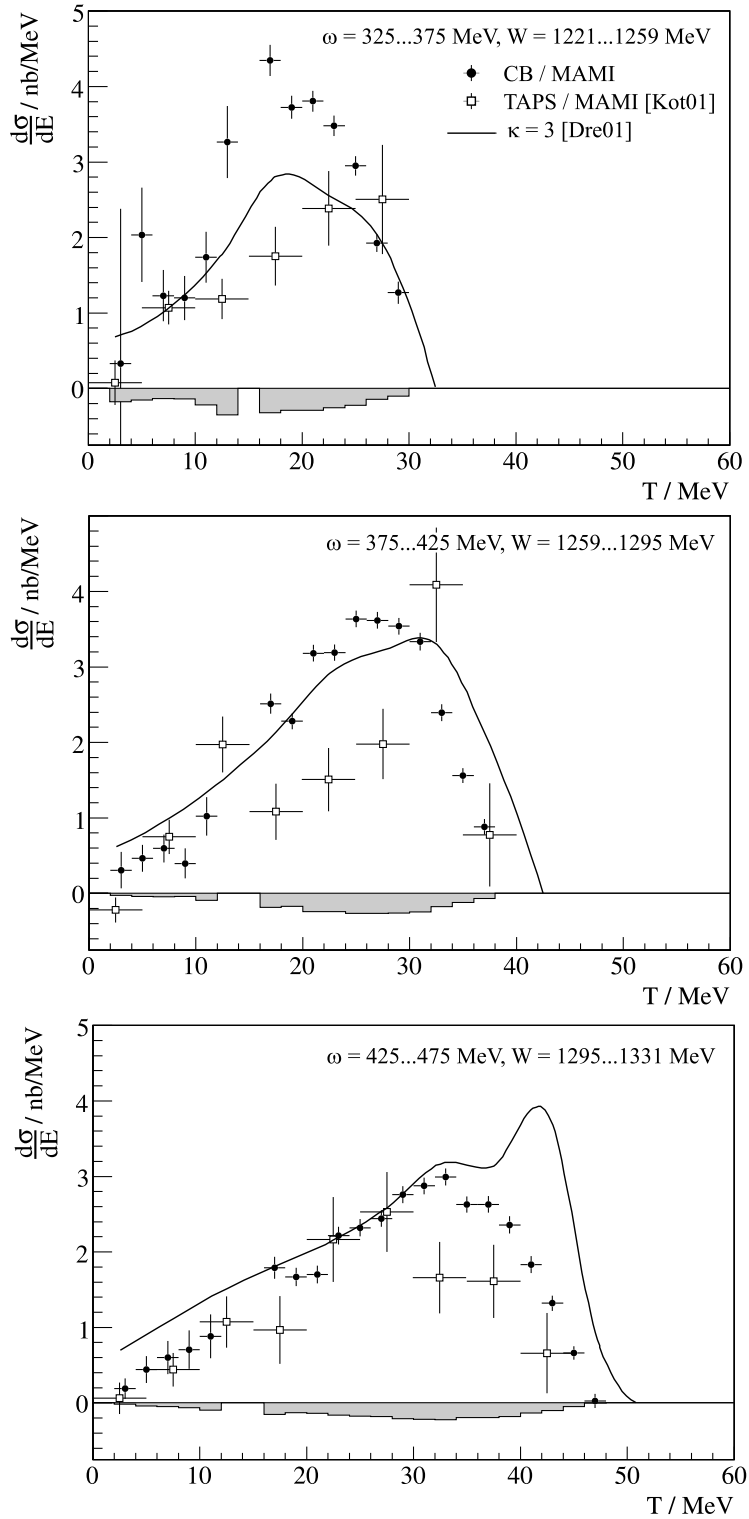


Abbildung 9.7. Energiedifferenzielle Wirkungsquerschnitte des Protons für drei Intervalle der Strahlenergie ω und integriert über Photonenergien $\omega' > 30$ MeV; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] abgebildet.

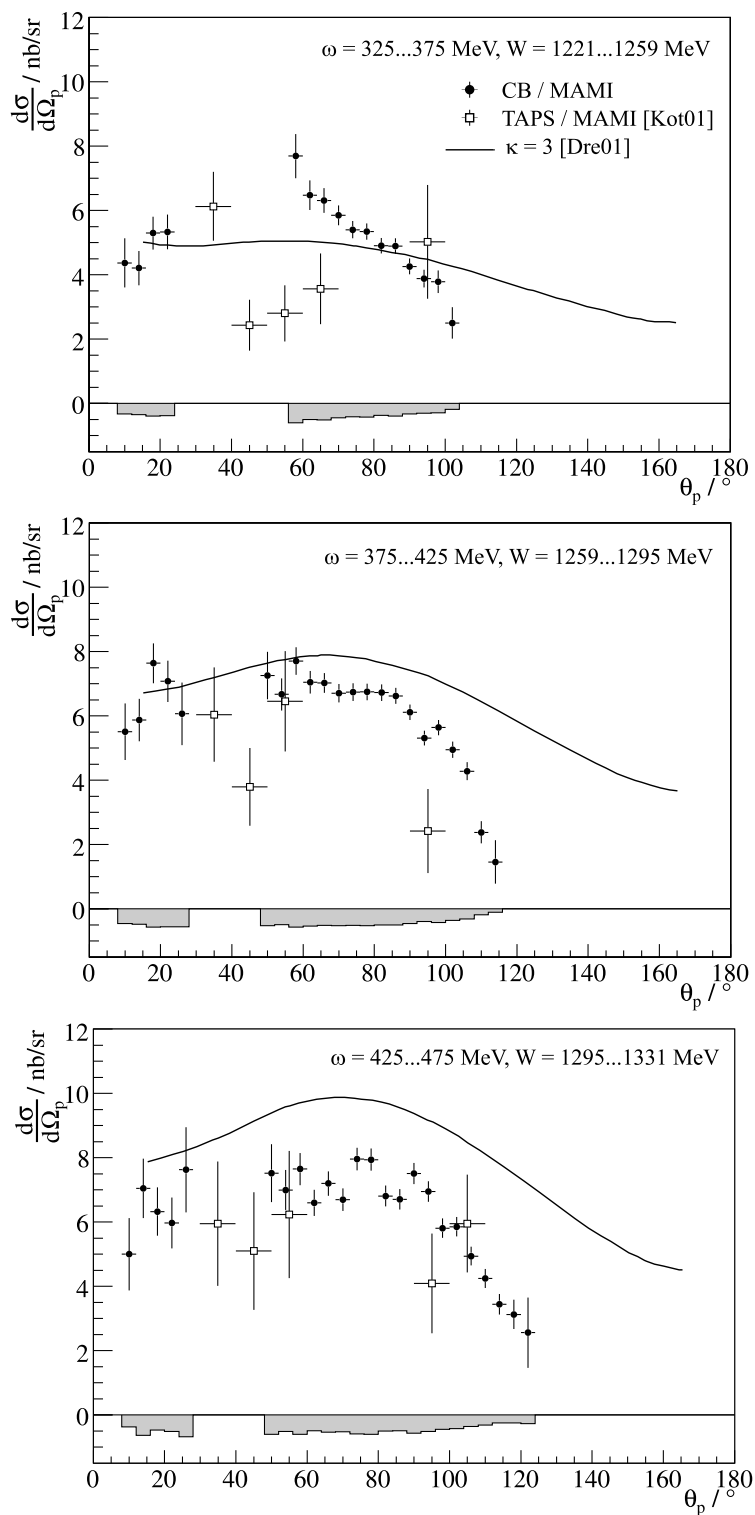


Abbildung 9.8. Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Protons für drei Intervalle der Strahlenergie ω und integriert über Photonenergien $\omega' > 30$ MeV; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01] abgebildet.

mit erfüllter Triggerbedingung $M \geq 3$ ist hier (wie auch für die $\pi^0\pi^0$ -Produktion) keine Korrektur der Triggeruntersetzung mehr erforderlich ($f_{\text{trig}} = 1$).

Sämtliche Endzustandsgrößen werden, falls nicht anders angegeben, im γp -Schwerpunktsystem betrachtet und die gemessenen Verteilungen in drei Intervallen der Strahlenergie ω bzw. der jeweiligen Schwerpunktsenergie $W = \sqrt{s}$ untersucht:

- $\omega = 325 \cdots 375$ MeV, entsprechend $W = 1221 \cdots 1259$ MeV
- $\omega = 375 \cdots 425$ MeV, entsprechend $W = 1259 \cdots 1295$ MeV
- $\omega = 425 \cdots 475$ MeV, entsprechend $W = 1295 \cdots 1331$ MeV

In alle Wirkungsquerschnitte, die nicht differentiell in der Energie des emittierten Photons betrachtet werden, gehen ausschließlich Ereignisse mit $\omega' > 30$ MeV ein. In den Abbildungen 9.3 bis 9.8 sind die Datenpunkte mit ihren statistischen Unsicherheiten als Fehlerbalken dargestellt; der systematische Fehler wird als zusätzliches Histogramm angegeben und folgt aus den konstanten Beiträgen (Targetmassenbelegung, Photonenfluß, Korrektur der Leiterzählraten) und den energie- und winkelabhängigen Anteilen der Nachweiseffizienz bzw. des Untergrundabzuges in quadratischer Addition.

Im Hinblick auf eine Untersuchung des Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ und die damit verbundene Sensitivität auf das magnetische Moment μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz ist besonders das Photon γ' von Interesse. Abb. 9.3 zeigt dessen energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ im Vergleich mit den experimentellen Resultaten aus [Kot01] und den Vorhersagen nach [Dre01] für verschiedene Werte des anomalen magnetischen Moments κ_{Δ} . Im niedrigen Energieintervall (Abb. 9.3 oben) sind die Ergebnisse dieser Arbeit dabei in guter Übereinstimmung sowohl mit der theoretischen Rechnung als auch mit den bisherigen experimentellen Daten; hier zeigt sich ein abfallender Verlauf, wie ihn die theoretische Beschreibung für die Bremsstrahlungsbeiträge in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ voraussagt (vgl. Abb. 3.4). Für höhere Strahlenergien (Abb. 9.3 Mitte und unten) modifiziert sich dieser Verlauf hin zu einem größeren Anteil von Photonen mit höherer Energie, allerdings überschätzt die Modellrechnung [Dre01] diesen Effekt, so daß in den hier bestimmten Wirkungsquerschnitten keine deutliche Überhöhung für Energien ω' des emittierten Photons zwischen 60 MeV und 100 MeV beobachtet werden kann. Im Bereich $\omega' \simeq 40$ MeV liegen die experimentellen Resultate aus [Kot01] zudem teilweise deutlich unterhalb der Ergebnisse dieser Datenanalyse.

Die winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte des Photons γ' in Abb. 9.4 werden zusätzlich mit dem unitären Modell [Chi04] verglichen. Mit steigender Strahlenergie wird dabei die zunächst recht flache Winkelverteilung zunehmend von einem breiten Peak bei Polarwinkeln von etwa $\theta_{\gamma'} = 110^\circ$ dominiert. Beide Modelle beschreiben den Verlauf des Wirkungsquerschnittes im niedrigen und mittleren Energieintervall vergleichbar gut; allerdings neigt die Rechnung nach [Dre01] zu einer quantitativen Überschätzung des Wirkungsquerschnittes bei höheren Strahlenergien, wie besonders in Abb. 9.4 unten ($\omega = 425 \cdots 475$ MeV) deutlich wird.

In Abb. 9.5 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ des π^0 -Mesons in Abhängigkeit der kinetischen Energie $\tau = \varepsilon - m$ dargestellt. Für die zwei Intervalle $\omega = 325 \cdots 375$ MeV und $\omega = 375 \cdots 425$ MeV liegen die Ergebnisse dieser Analyse im Maximum der Verteilungen etwas oberhalb der bisherigen experimentellen Resultate, sind allerdings in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Rechnung [Dre01]. Der qualitative Verlauf des Wirkungsquerschnittes wird grundsätzlich auch im höchsten Energieintervall (Abb. 9.5 unten) noch wiedergegeben, die absoluten Werte der Modellvorhersage überschätzen aber auch hier die experimentellen Daten.

Abb. 9.6 zeigt die winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte des π^0 -Mesons für Polarwinkel von $\theta_{\pi^0} \simeq 60^\circ \dots 140^\circ$; außerhalb dieses Bereiches nimmt die Akzeptanz soweit ab, daß keine zuverlässigen Aussagen über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes mehr möglich sind. Die Resultate dieser Arbeit deuten eine Überhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei etwa $\theta_{\pi^0} = 100^\circ$ an, was zumindest im mittleren und hohen Energieintervall (Abb. 9.6 Mitte und unten) auch in den Datenpunkten aus [Kot01] beobachtet werden kann.

Die Wirkungsquerschnitte des Protons sind in den Abbildungen 9.7 (energiedifferentiell in Abhängigkeit der kinetischen Energie $T = E - M$) und 9.8 (winkeldifferentiell) gezeigt. Im Falle von $\frac{d\sigma}{dE}$ unterschätzt die theoretische Rechnung die hier bestimmten Wirkungsquerschnitte besonders im niedrigen Energieintervall, während bei hohen Strahlenergien $\omega = 425 \dots 475$ MeV ein Peak bei etwa $T = 40$ MeV vorhergesagt wird, der weder von dieser Analyse noch von den Daten aus [Kot01] reproduziert werden kann. Der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt kann für Polarwinkel von $\theta_p = 30^\circ \dots 60^\circ$ im *cm*-System nicht angegeben werden, da dieser Bereich durch das inaktive Material zwischen 10° und 20° im Laborsystem für den Nachweis des Protons stark abgeschirmt und daher nicht ausgewertet wird (siehe Abschnitt 8.4.1). Im Vergleich zur Vorhersage des theoretischen Modells [Dre01] zeigt sich in den hier bestimmten Resultaten für das mittlere und hohe Strahlenergieintervall ein deutlich steilerer Abfall des Wirkungsquerschnittes bei Polarwinkeln jenseits von $\theta_p \simeq 100^\circ$.

9.3.2 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ wird in dieser Arbeit für den Strahlenergiebereich zwischen $\omega = 325$ MeV und $\omega = 475$ MeV gemäß Beziehung (9.1) mit $f_{\text{trig}} = 1$ bestimmt. Auch in diese Observable gehen ausschließlich Ereignisse mit einer emittierten Photonenergie $\omega' > 30$ MeV ein. Die Datenpunkte in Abb. 9.9 sind mit ihren statistischen Unsicherheiten als Fehlerbalken angegeben, die systematischen Fehler werden auch hier in quadratischer Addition aus den konstanten Anteilen (Targetmassenbelegung, Photonenfluß, Korrektur der Leiterzählraten) und den energieabhängigen Beiträgen (Nachweiseffizienz, Untergrundabzug) bestimmt und als Histogramm dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt zeigt im betrachteten Energiebereich einen recht flachen Verlauf mit einem mittleren Wert von etwa $\sigma = 70$ nb. Ein Vergleich mit den bisherigen experimentellen Daten und der Modellrechnung nach [Dre01] verdeutlicht nochmals einige der Beobachtungen, die sich bereits in den differentiellen Wirkungsquerschnitten gezeigt haben. So liegen die Datenpunkte aus [Kot01] mit durchschnittlich rund $\sigma = 50$ nb unterhalb der Werte, die in dieser Datenanalyse bestimmt wurden; die theoretische Vorhersage hingegen prognostiziert einen deutlich steileren Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei größeren Photonenergien, so daß die experimentellen Resultate ab etwa $\omega = 400$ MeV von der Rechnung [Dre01] zunehmend überschätzt werden.

9.3.3 Verhältnis R zum *Soft-photon Limit* $\omega' \rightarrow 0$

Im Grenzfall verschwindender Photonenergien ω' geht die strahlungsbegleitete π^0 -Produktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ in die strahlungslose Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ über; aufgrund dieses prinzipiellen Zusammenhanges bietet sich daher eine kombinierte Betrachtung beider Reaktionskanäle an. Eine Observable, die eine solche Verbindung zwischen den zwei Prozessen herstellt, ist das in Ab-

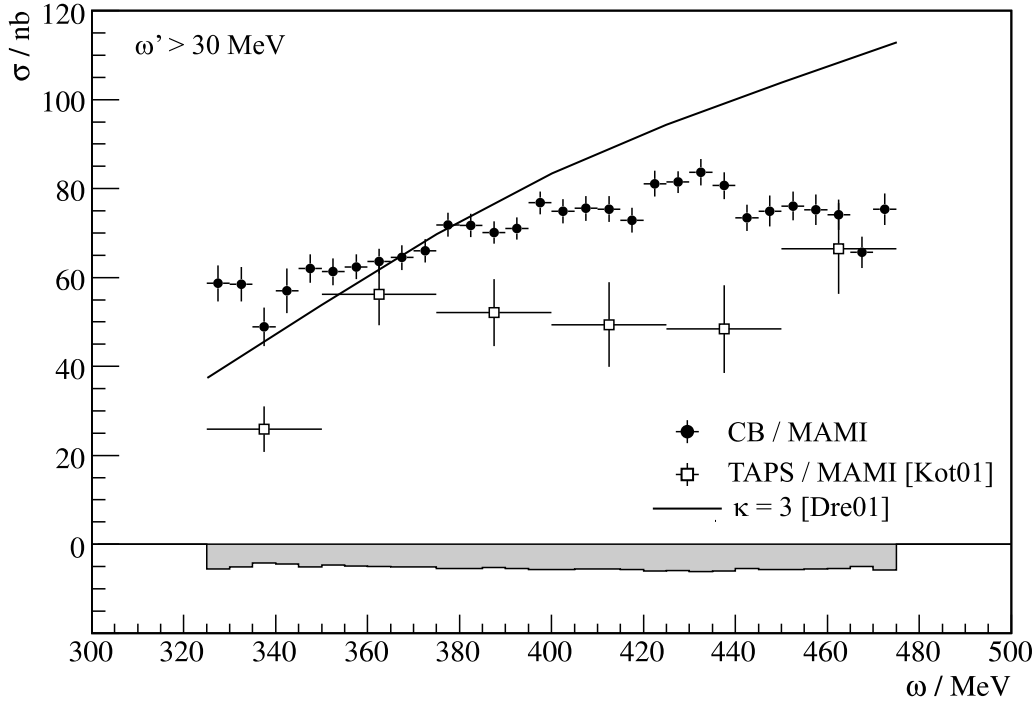


Abbildung 9.9. Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, integriert über Photonenergien $\omega' > 30$ MeV; das Histogramm gibt die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und die theoretische Vorhersage gemäß [Dre01] abgebildet.

schnitt 3.2.3 definierte Verhältnis

$$R = \frac{1}{\sigma_\pi} \cdot \omega' \frac{d\sigma}{d\omega'} \quad (9.5)$$

das aus dem energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ und einem gewichteten totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

$$\sigma_\pi = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \int W(v) d\sigma \quad (9.6)$$

mit einer Gewichtungsfunktion

$$W(v) = -1 + \left(\frac{v^2 + 1}{2v} \right) \cdot \ln \left(\frac{v+1}{v-1} \right) \quad , \quad v = \sqrt{1 - \frac{4M^2}{(k-q)^2}} \quad (9.7)$$

gebildet wird. Im *Soft-photon Limit* $\omega' \rightarrow 0$ ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ vollständig durch Bremsstrahlungsprozesse des Protons im Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt und es gilt $R \rightarrow 1$.

Neben dem bereits betrachteten Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ aus Abb. 9.3 ist zur Angabe von R also noch die Kenntnis von σ_π im jeweiligen Strahlenergieintervall notwendig. Dieser Wirkungsquerschnitt stammt aus der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, wobei die Funktion $W(v)$ ereignisweise mit den Vierervektoren k, q des einlaufenden Photons und des π^0 -Mesons berechnet wird. Für jedes der drei untersuchten Energieintervalle ergibt sich aus diesen Werten

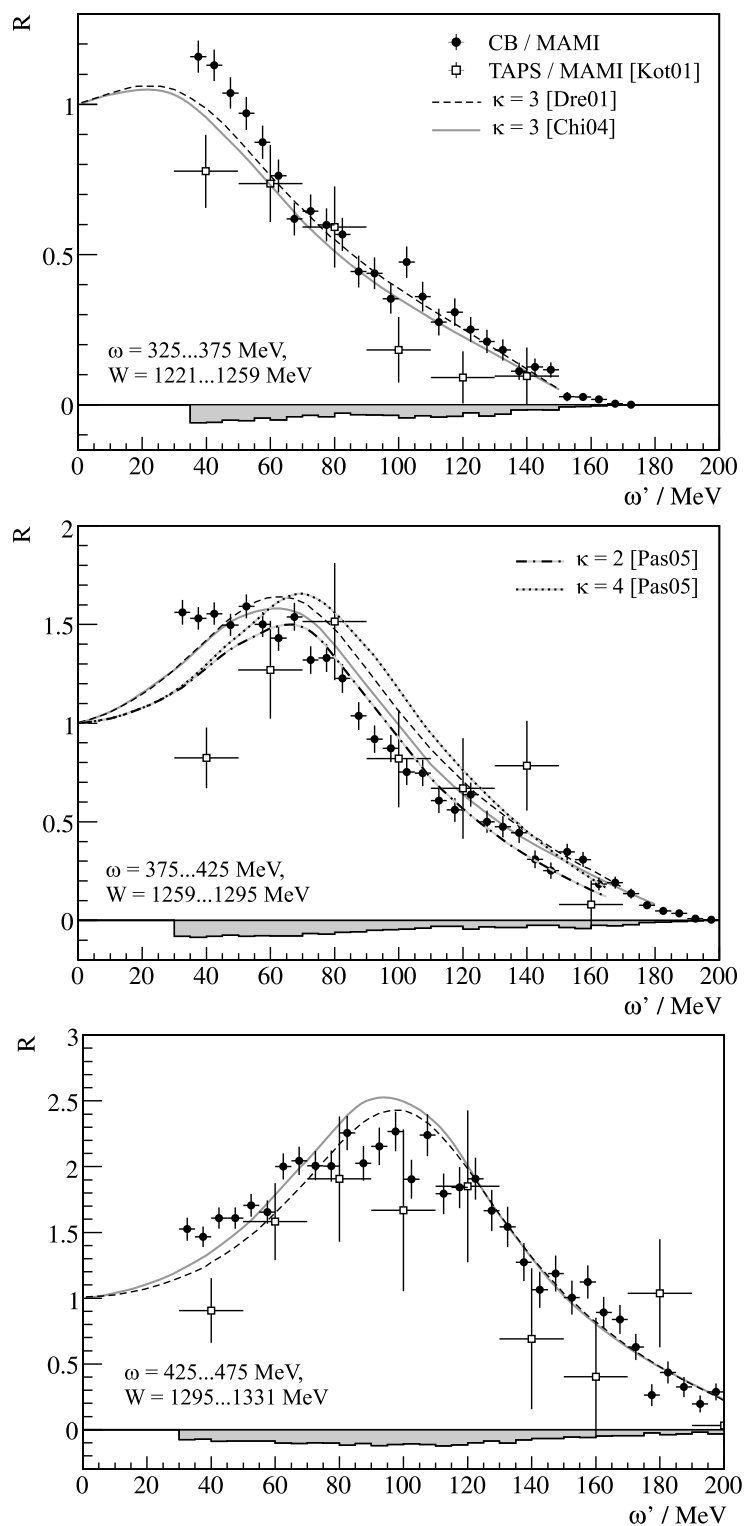


Abbildung 9.10. Verhältnis R nach Gleichung (9.5) zum *Soft-photon Limit* für drei Intervalle der Strahlenergie ω ; die Histogramme geben die systematischen Unsicherheiten an. Zum Vergleich sind die experimentellen Resultate aus [Kot01] (nur statistische Fehler) und theoretische Rechnungen gemäß [Dre01], [Chi04] und [Pas05] (nur für $\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}$) abgebildet.

von $W(\nu)$ eine gewichtete Zählrate S_W der rekonstruierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, so daß mit Definition (9.1) der entsprechende Wirkungsquerschnitt σ_π bestimmt werden kann².

Bei der Angabe des systematischen Fehlers $\Delta(R)_{\text{sys}}$ ist zu beachten, daß ein Teil der Normierungsfaktoren zur Berechnung absoluter Wirkungsquerschnitte in eine Relativgröße wie R nicht mehr eingeht. Da sowohl $\frac{d\sigma}{d\omega'}$ als auch σ_π aus denselben Rohdaten hervorgehen, sind Targetmassenbelegung und Photonenfluß für beide Wirkungsquerschnitte *exakt* identisch und tragen daher nicht zum systematischen Fehler bei. Ebenso entfällt für R die in Abschnitt 6.9 beschriebene Korrektur der Leiterzählraten, die hier eine der wesentlichen Unsicherheiten bei der Angabe absoluter Größen ist. Somit ergibt sich $\Delta(R)_{\text{sys}}$ ausschließlich aus den Fehlern des Untergrundabzuges sowie der Rekonstruktionseffizienzen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$.

Abb. 9.10 zeigt das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte für die drei Energieintervalle mit statistischen (Fehlerbalken) bzw. systematischen Fehlern (Histogramme) und vergleicht die in dieser Arbeit bestimmten Resultate mit den experimentellen Daten aus [Kot01] und den verschiedenen Modellvorhersagen. Die Reaktionsbeschreibung nach [Dre01] und das unitäre Modell [Chi04] unterschätzen dabei besonders bei geringen Strahlenergien (Abb. 9.10 oben) den Anteil niederenergetischer Photonen bis $\omega' \simeq 50$ MeV, geben ansonsten aber den Verlauf der Datenpunkte recht gut wieder. Der χ EFT-Ansatz [Pas05] hingegen weist einige Diskrepanzen zu den Ergebnissen dieser Analyse auf und überschätzt die emittierten Photonenergien ω' , was vermutlich auf eine unzureichende Berücksichtigung nichtresonanter Born-Terme in der Modellrechnung zurückzuführen ist.

9.3.4 Photonasymmetrie Σ

Neben den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ umfasst diese Datenanalyse auch die Auswertung verschiedener Polarisationsobservablen. Eine davon ist die Photonasymmetrie Σ für linear polarisierte Photonen, die aus den Azimutwinkelverteilungen der rekonstruierten π^0 -Mesonen gemäß

$$\Sigma(\phi_{\pi^0}) = \frac{1}{P_\gamma^{\text{lin}}} \cdot \frac{S_{\parallel}(\phi_{\pi^0}) - \alpha_{\text{lin}} S_{\perp}(\phi_{\pi^0})}{S_{\parallel}(\phi_{\pi^0}) + \alpha_{\text{lin}} S_{\perp}(\phi_{\pi^0})} \quad (9.8)$$

aufgebaut wird. Dabei sind $S_{\parallel}(\phi_{\pi^0})$, $S_{\perp}(\phi_{\pi^0})$ die vom Azimutwinkel ϕ_{π^0} abhängigen Anzahlen nachgewiesener Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ für zwei um 90° gedrehte Ausrichtungen (\parallel , \perp) der Polarisationsenebene des Photonenstrahls. Die Bestimmung des Polarisationsgrades P_γ^{lin} ist in Abschnitt 6.8.2 erläutert; der Faktor α_{lin} gibt das Verhältnis *aller* einlaufenden Photonen der beiden Polarisationsstellungen an, normiert also die Messzeiten mit unterschiedlichen Ausrichtungen des Kristallradiators aufeinander³.

Im Falle der Photonasymmetrie Σ wird beim Untergrundabzug ausschließlich der Anteil der $\pi^0\pi^0$ -Produktion berücksichtigt, da die Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ nur den unpolarisierten Fall berücksichtigt und somit Beiträge der Photonasymmetrie im strahlungslosen Reaktionskanal nicht korrekt reproduzieren kann. In der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ hingegen ist für die

²In Definition (9.1) ist also S durch S_W zu ersetzen, und es gilt aufgrund der $M \geq 2$ -Triggerbedingung $f_{\text{trig}} = 49$. Weiterhin werden auch in der Rekonstruktionseffizienz η_{CB} die ereignisweisen Gewichtungsfaktoren $W(\nu)$ sowohl in der Startverteilung als auch in den nachgewiesenen Ereignissen berücksichtigt.

³Für die μ_{Δ^+} -Strahlzeiten mit linear polarisiertem Strahl ergibt sich eine Abweichung in der Gesamtzeit beider Ausrichtungen von $\alpha_{\text{lin}} - 1 = 2,7 \cdot 10^{-3}$, so daß dieser Faktor praktisch vernachlässigbar ist.

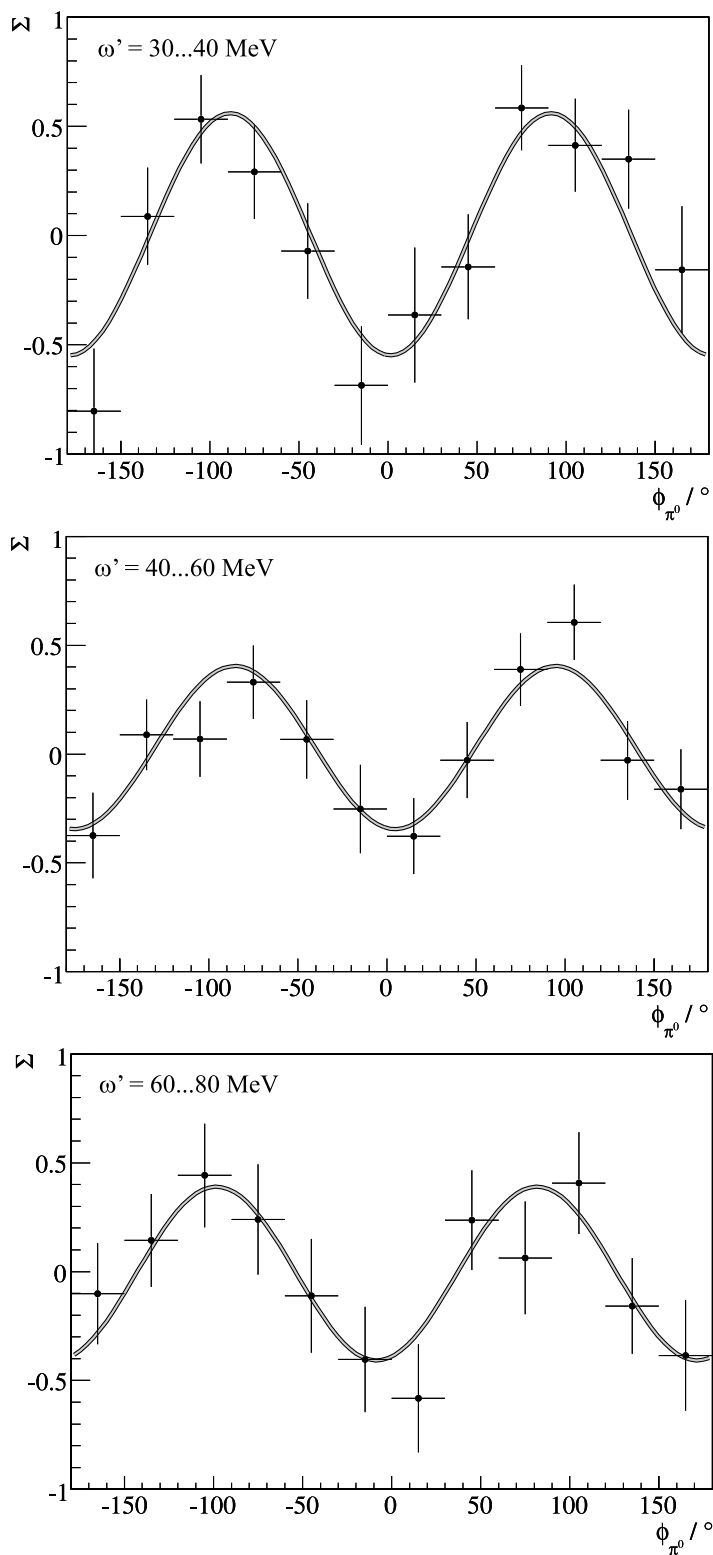


Abbildung 9.11. Verlauf der Photonasymmetrie Σ für drei Intervalle der abgestrahlten Photonenergie ω' . Aus der Anpassung einer $\cos(2\phi_{\pi^0})$ -Modulation nach Gleichung (9.9) wird die Amplitude A der Asymmetrie im jeweiligen Energiebereich bestimmt (siehe auch Abb. 9.13).

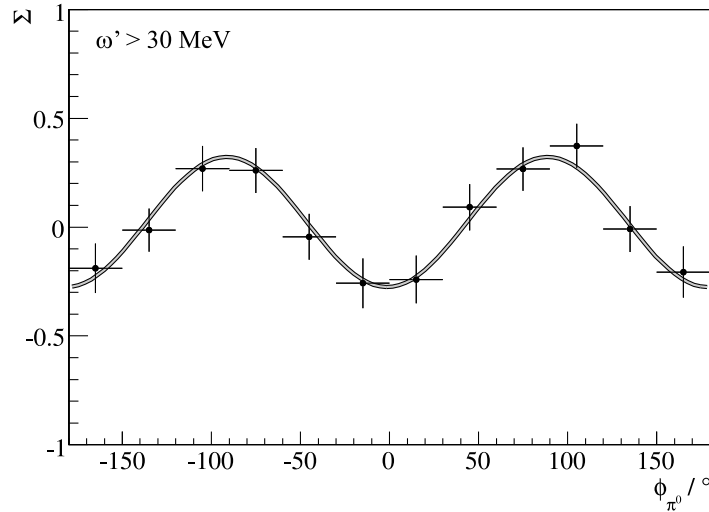


Abbildung 9.12. Verlauf der Photonasymmetrie Σ , integriert über alle abgestrahlte Photonenergien $\omega' > 30$ MeV. Aus der Anpassung einer $\cos(2\phi_{\pi^0})$ -Modulation nach Gleichung (9.9) wird die Amplitude A der Asymmetrie bestimmt (siehe auch Abb. 9.13).

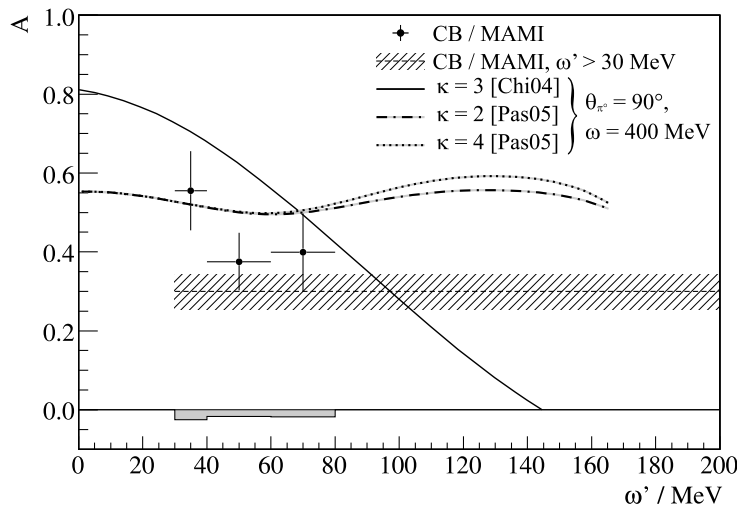


Abbildung 9.13. Energieabhängigkeit der Photonasymmetrie. Die Amplituden A mit ihren statistischen Fehlern werden aus der Anpassung von (9.9) an die Asymmetrien der Abb. 9.11 bestimmt; das Histogramm gibt die systematischen Fehler an. Zum Vergleich sind die Modellvorhersagen aus [Chi04] und [Pas05] für $\omega = 400$ MeV und $\theta_{\pi^0} = 90^\circ$ abgebildet. Der schraffierte Bereich stellt den mittleren Wert der Asymmetrieamplitude für $\omega' > 30$ MeV im Rahmen der statistischen Unsicherheiten dar.

Winkelverteilung eines einzelnen der beiden ununterscheidbaren π^0 -Mesonen keine Abhängigkeit von der Strahlpolarisation zu erwarten, so daß hier der Abzug der unpolarisierten Simulation gerechtfertigt ist.

In Abb. 9.11 sind die resultierenden Photonasymmetrien Σ für drei Intervalle der abgestrahlten Photonenergie ($\omega' = 30 \dots 40$ MeV, $\omega' = 40 \dots 60$ MeV und $\omega' = 60 \dots 80$ MeV) darge-

stellt, für höhere Energien ω' ist die Statistik nicht ausreichend um zuverlässige Aussagen über den Verlauf von Σ machen zu können. Abb. 9.12 zeigt die Photonasymmetrie bei einer Integration über alle emittierten Energien $\omega' > 30$ MeV, hier tragen also auch die Ereignisse jenseits dieser drei Intervalle bei. Die wesentliche Information dieser Asymmetrien ist die jeweilige Amplitude A , die durch die Anpassung einer $\cos(2\phi_{\pi^0})$ -Modulation

$$\Sigma(\phi_{\pi^0}) = A \cdot \cos(2\phi_{\pi^0} + \phi_0) + C \quad (9.9)$$

bestimmt wird. Die Parameter ϕ_0 und C sollten sich beide jeweils zu 0 ergeben, was für C im Rahmen der statistischen Genauigkeit auch erfüllt ist. Die Phase ϕ_0 zeigt in den Intervallen $\omega' = 40 \dots 60$ MeV und $\omega' = 60 \dots 80$ MeV geringe Abweichungen von $\phi_0 = 4,6 \pm 2,1^\circ$ bzw. $\phi_0 = -8,4 \pm 2,9^\circ$, deren Ursache nicht bekannt ist. Die Energieabhängigkeit der so gewonnenen Amplituden A ist in Abb. 9.13 gezeigt; die Fehlerbalken markieren die statistischen Unsicherheiten, das Histogramm gibt den systematischen Fehler an, der mit relativen 4,5% abgeschätzt wird. Die Amplitude für $\omega' > 30$ MeV ist im Rahmen ihres statistischen Fehlers (schraffierter Bereich) dargestellt. Die zusätzlich eingezeichneten Modellvorhersagen der unitären und der χ EFT-Beschreibung für $\omega = 400$ MeV und $\theta_{\pi^0} = 90^\circ$ sind aufgrund der in dieser Analyse berücksichtigten Energie- und Winkelbereiche ($\omega \simeq 325 \dots 430$ MeV bzw. $\theta_{\pi^0} \simeq 60 \dots 140^\circ$) nicht vollständig mit den Datenpunkten vergleichbar; die experimentellen Resultate legen qualitativ allerdings eher eine Abnahme der Asymmetriemplitude mit steigender Energie ω' nahe, die von der χ EFT-Rechnung [Pas05] derzeit nicht reproduziert wird. Weiterhin wird deutlich, daß die Photonasymmetrie Σ aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten und des eingeschränkten Energiebereiches keine zuverlässige Aussage über das magnetische Moment μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz erlaubt.

9.3.5 Single Spin-Asymmetrie Σ_{circ}

Eine weitere Polarisationsobservable ist die *Single Spin-Asymmetrie* Σ_{circ} des emittierten Photons γ' , deren Energieabhängigkeit nach teilweiser Integration über die Photonwinkel $\theta_{\gamma'}$, $\Phi_{\gamma'}$ in vier Quadranten des Phasenraums betrachtet wird (vgl. Abschnitt 3.2.3). Diese Asymmetrie ist experimentell gegeben durch

$$\Sigma_{\text{circ}}(\omega') = \frac{1}{P_{\gamma'}^{\text{circ}}} \cdot \frac{S_+^i(\omega') - \alpha_{\text{circ}} S_-^i(\omega')}{S_+^i(\omega') + \alpha_{\text{circ}} S_-^i(\omega')} \quad (9.10)$$

mit dem Polarisationsgrad $P_{\gamma'}^{\text{circ}}$ (siehe Abschnitt 6.8.1) und einem Normierungsfaktor α_{circ} , der analog zur Photonasymmetrie Σ Unterschiede in den Messzeiten für beide Helizitätseinstellungen $\lambda = \pm 1$ ausgleicht. Aufgrund der häufigen Umschaltung der Elektronpolarisation ist allerdings insgesamt kein großer Unterschied zwischen beiden Helizitäten zu erwarten; die Abweichung $\alpha_{\text{circ}} - 1$ beträgt hier nur etwa $5,8 \cdot 10^{-5}$ und ist damit nochmals deutlich kleiner als im Falle linear polarisierter Photonen. Die Ereigniszahlen $S_{\pm}^i(\omega')$ für die Photonhelizitäten ± 1 ergeben sich aus der Anzahl nachgewiesener Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$, bei denen das Photon γ' in den entsprechenden Quadranten i emittiert wurde. Hierbei wird zum einen zwischen Vorwärts- ($\theta_{\gamma'} < 90^\circ$) und Rückwärtsrichtung ($\theta_{\gamma'} > 90^\circ$), zum anderen zwischen einer Emission oberhalb ($\Phi_{\gamma'} < 180^\circ$) bzw. unterhalb ($\Phi_{\gamma'} > 180^\circ$) der durch $\vec{k} \times \vec{q}$ aufgespannten Reaktionsebene unterschieden, so daß das Vorzeichen des Spatprodukts $(\vec{k} \times \vec{q}) \cdot \vec{k}'$ direkt die (auf die Reaktionsebene bezogene) Hemisphäre angibt, in die das Photon γ' abgestrahlt wurde.

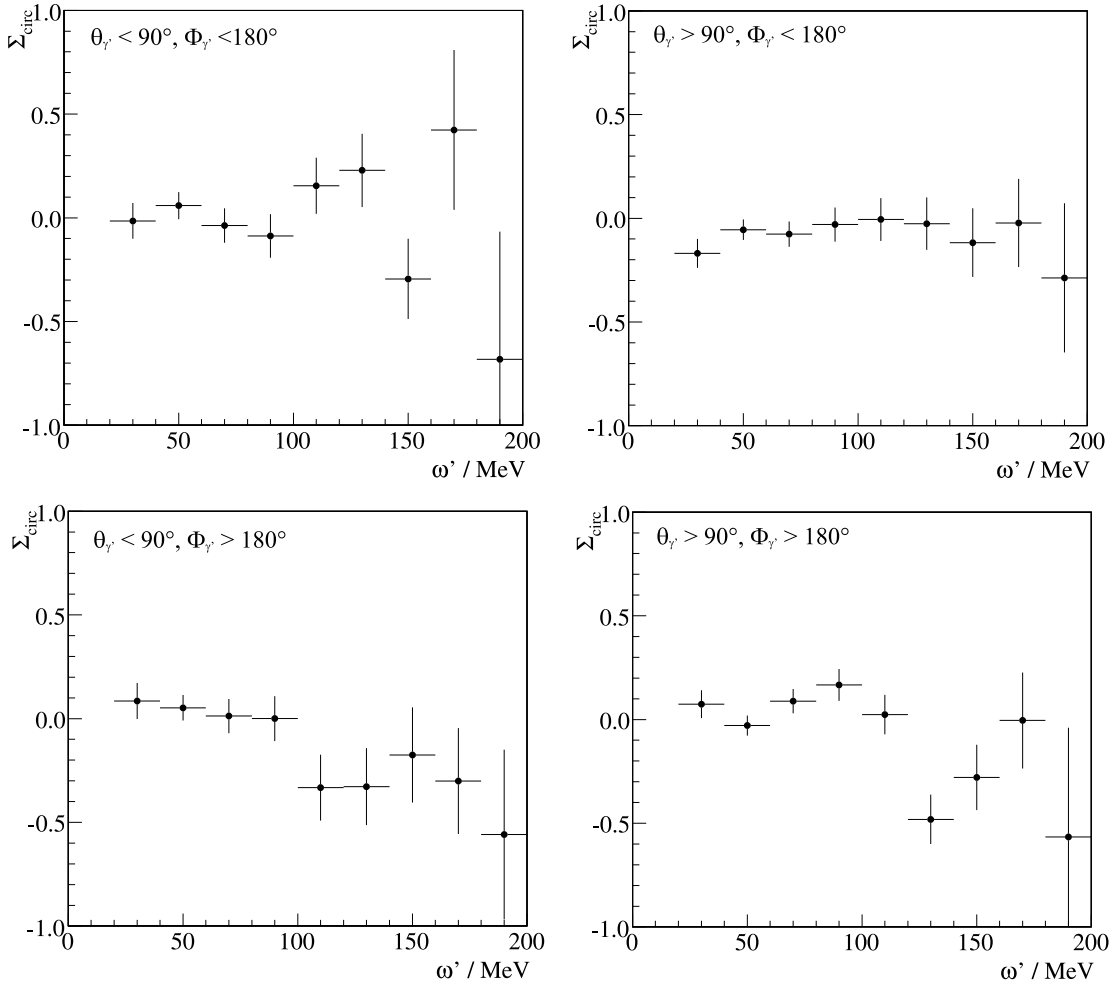


Abbildung 9.14. *Single Spin-Asymmetrie* Σ_{circ} für Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV bei teilweiser Integration der Photonwinkel $\theta_{\gamma'}$ und $\Phi_{\gamma'}$ über die vier angegebenen Quadranten. Die Datenpunkte sind mit ihrem statistischen Fehler dargestellt; die systematische Unsicherheit wird mit relativen 6,5% abgeschätzt.

Im Gegensatz zur Photonasymmetrie Σ können bei der *Single Spin-Asymmetrie* Σ_{circ} die simulierten Untergrundbeiträge aus beiden Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ subtrahiert werden. Im Falle der strahlungslosen π^0 -Produktion ist eine Beziehung zwischen dem zusätzlichen (fälschlicherweise rekonstruierten) Photon γ' und der Strahlpolarisation nicht zu erwarten; die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ zeigt grundsätzlich zwar eine Helizitätsabhängigkeit des Pionpaares [Kra07, Zeh07], diese wird sich allerdings nicht auf ein beliebiges (als γ' fehlidentifiziertes) Zerfallsphoton eines der ununterscheidbaren π^0 -Mesonen übertragen.

In Abb. 9.14 sind die so gebildeten Asymmetrien Σ_{circ} der jeweiligen Quadranten in Abhängigkeit der Photonenergie ω' nach Integration über die Pionwinkel und für Strahlenergien $\omega = 325 \dots 475$ MeV dargestellt. Es zeigt sich allerdings, daß aufgrund der großen statistischen Unsicherheiten bislang keine eindeutigen Aussagen über Σ_{circ} möglich sind; grundsätzlich gilt, daß der Verlauf oberhalb (Abb. 9.14 oben) bzw. unterhalb der Reaktionsebene (Abb. 9.14 un-

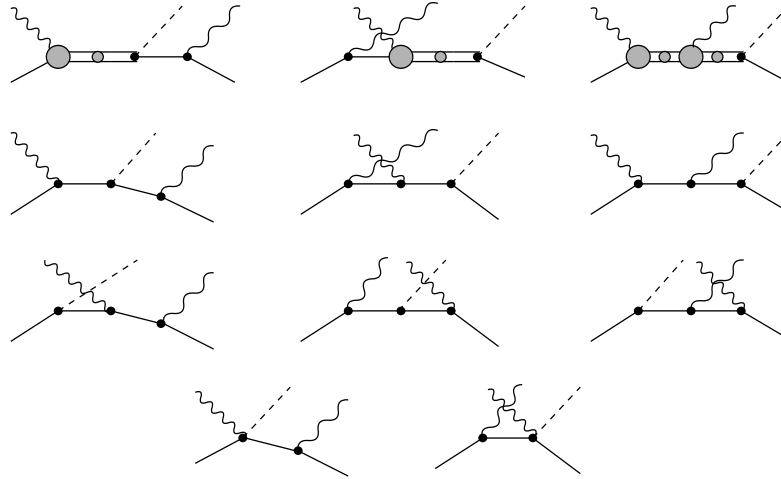


Abbildung 9.15. Berücksichtigte Diagramme in einer um nichtresonante Beiträge erweiterten (siehe auch Abb. 3.15) χ EFT-Beschreibung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ [Pas07a].

ten) gerade entgegengesetzt sein sollte. In Rückwärtsrichtung ($\theta_{\gamma'} > 90^\circ$, Abb. 9.14 rechts) ist dieses Verhalten in den experimentellen Daten nicht erkennbar, was die Aussagekraft der von 0 verschiedenen Datenpunkte bei $\omega' = 130$ MeV und $\omega' = 150$ MeV bei Emission in den unteren Halbraum ($\Phi_{\gamma'} > 180^\circ$) relativiert. Für die Asymmetrien der Vorwärtsrichtung ($\theta_{\gamma'} < 90^\circ$, Abb. 9.14 links) zeigen zumindest die Datenpunkte bei $\omega' = 110$ MeV und $\omega' = 130$ MeV für beide Hemisphären den erwarteten spiegelbildlichen Verlauf; eine zuverlässige Aussage über die *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} oder gar das magnetische Moment μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz kann daraus aber nicht abgeleitet werden.

9.4 Ausblick

Die hier präsentierten Ergebnisse zeigen, daß mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment zur strahlungsbegleiteten π^0 -Produktion die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ mit erheblich verbesserter Statistik im Vergleich zur TAPS-Pilotmessung [Kot01] untersucht werden konnte. Im Hinblick auf die ursprüngliche Motivation, die Bestimmung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz, sind diese neuen experimentellen Resultate allerdings im Rahmen der verschiedenen theoretischen Beschreibungen zu betrachten, da nur aus dem Vergleich mit einem Modell der vollständigen Reaktionsdynamik der Beitrag des auf μ_{Δ^+} sensitiven inneren Übergangs $\Delta \rightarrow \Delta\gamma'$ ermittelt werden kann. Eine solche Extraktion des magnetischen Moments ist dabei nur dann möglich, wenn die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ insgesamt von dem gewählten Modell zuverlässig beschrieben wird, wenn also beispielsweise die verschiedenen hier untersuchten Observablen in Verlauf und Größe hinreichend gut reproduziert werden.

Die Reaktionsbeschreibung [Pas05] in chiraler effektiver Feldtheorie (χ EFT), die in Abschnitt 3.3 kurz zusammengefasst ist, wird derzeit in den berücksichtigten Reaktionsmechanismen um die Beiträge nichtresonanter Born-Terme erweitert (siehe Abb. 9.15), wodurch eben diese Reproduktion der experimentellen Befunde und eine Bestimmung des magnetischen Moments μ_{Δ^+} erreicht werden soll. Nach ersten Abschätzungen erscheint aus dem Zusammenspiel

von Theorie und Experiment hierbei für μ_{Δ^+} eine Präzision von etwa $0,2 \mu_N$ im Rahmen der statistischen Unsicherheiten erreichbar, wenn analog zum TAPS-Pilotexperiment [Kot02] mit seinem Resultat von $\mu_{\Delta^+} = (2, 7_{-1,3}^{+1,0}) \mu_N$ die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ für den Vergleich mit den theoretischen Rechnungen zugrundegelegt werden.

Eine solche Präzision ist mit den hier ebenfalls untersuchten Polarisationsobservablen derzeit nicht möglich; diese sind eher für eine qualitative Beurteilung der verschiedenen Reaktionsmodelle nützlich, wie beispielsweise der Verlauf der Photonasymmetrie Σ zeigt. Besonders die Ergebnisse der *Single Spin*-Asymmetrie Σ_{circ} bleiben etwas hinter den Erwartungen zurück, dabei ist aber zu beachten, daß die Bedingungen während des Großteils der μ_{Δ^+} -Strahlzeiten nicht auf die Messung helizitätsabhängiger Größen optimiert waren. So ergab sich bei der hohen Elektronenergie $E_0 = 883 \text{ MeV}$ (die Voraussetzung für eine Erzeugung linear polarisierter Photonen mit ausreichenden Werten für P_{γ}^{lin} ist) nur eine vergleichsweise geringe Polarisation P_{γ}^{circ} im relevanten Energiebereich bis etwa 500 MeV , so daß die experimentelle Asymmetrie in ihrer Größe nochmals deutlich herabgesetzt wurde. Für eine genauere Untersuchung dieser Observable wären also nochmals weitere Messungen bei niedrigeren Elektronenstrahlenergien und höheren Helizitätsüberträgen erforderlich.

Geht man etwas über den Kontext der $\Delta(1232)$ -Resonanz hinaus, ist der beschriebene Ansatz zur Bestimmung magnetischer Dipolmomente mindestens auf einen weiteren angeregten Nukleonzustand, die N^* -Resonanz $S_{11}(1535)$, übertragbar. Im Falle der Pionproduktion zeichnet sich die $\Delta(1232)$ -Resonanz durch ihre isolierte Position im Energiebereich bis etwa $\omega = 500 \text{ MeV}$ aus, so daß die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ weitgehend ohne Beiträge anderer angeregter Zustände abläuft. Ähnliches gilt für die Photoproduktion von η -Mesonen, in der die $S_{11}(1535)$ -Nukleonresonanz im entsprechenden Energiebereich praktisch als einziger Zustand zum Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow p\eta$ beiträgt. Mit einer Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta\gamma'$ könnte also auch das magnetische Moment der $S_{11}(1535)$ -Resonanz experimentell zugänglich werden.

A Protonenergie in der Zweikörperkinematik

LEGI INTELLEXI CONDEMNAVI

In diesem Anhang wird die für die Korrektur der Protonenergien (siehe Abschnitt 6.7) benutzte Beziehung zwischen dem Polarwinkel θ_p und der kinetischen Energie T des Protons hergeleitet. Diese Relation ergibt sich direkt aus der Zweikörperkinematik für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Allgemein gilt, daß ein solcher Prozeß durch zwei kinematische Variablen vollständig bestimmt ist. Bei bekannter Schwerpunktsenergie $W = \sqrt{s}$ (gegeben durch die Strahlenergie ω und das ruhende Target) ist also die Messung einer weiteren Größe ausreichend um die Kinematik vollständig zu beschreiben.

Die π^0 -Photoproduktion am ruhenden Protontarget wird durch die Lorentzvektoren der beteiligten Teilchen beschrieben. Hierbei bezeichnen im folgenden

$$k = (\omega, \vec{k}) \quad \text{und} \quad p_0 = (M, \vec{0}) \quad (\text{A.1})$$

die Vierervektoren des einlaufenden Photons und des ruhenden Targetprotons (mit der Masse $M = 938,272$ MeV), während das produzierte π^0 -Meson (mit der Masse $m = 134,98$ MeV) und das gestreute Proton durch

$$q = (\varepsilon, \vec{q}) \quad \text{und} \quad p = (E, \vec{p}) \quad (\text{A.2})$$

gegeben sind. Es gelten außerdem die Beziehungen

$$k^2 = \omega^2 - \vec{k}^2 = 0 \quad (\text{A.3})$$

für das Photon und

$$q^2 = \varepsilon^2 - \vec{q}^2 = m^2 \quad \text{und} \quad p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = M^2 \quad (\text{A.4})$$

für das π^0 -Meson bzw. das Proton. Weiterhin ergibt sich aufgrund der Erhaltung von Energie und Impuls für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

$$\omega + M = E + \varepsilon \quad \text{und} \quad \vec{k} = \vec{p} + \vec{q} \quad (\text{A.5})$$

Dies lässt sich zusammenfassen und lorentzinvariant schreiben als

$$\begin{aligned} (k + p_0)^2 &= (p + q)^2 \\ (\omega + M)^2 - (\vec{k} + \vec{0})^2 &= (E + \varepsilon)^2 - (\vec{p} + \vec{q})^2 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Daraus erhält man mit Hilfe der Beziehungen (A.3), (A.4) und (A.5)

$$\begin{aligned}
2\omega M &= m^2 + 2E\varepsilon - 2\vec{p} \cdot \vec{q} \\
&= m^2 + 2E\varepsilon - 2\vec{p} \cdot (\vec{k} - \vec{p}) \\
&= m^2 + 2E\varepsilon - 2|\vec{p}||\vec{k}| \cos \theta_p + 2\vec{p}^2 \\
&= m^2 + 2E(\omega + M - E) - 2|\vec{p}||\vec{k}| \cos \theta_p + 2\vec{p}^2 \\
&= m^2 + 2E\omega + 2EM - 2E^2 - 2|\vec{p}||\vec{k}| \cos \theta_p + 2\vec{p}^2 \\
&= m^2 + 2E\omega + 2EM - 2M^2 - 2|\vec{p}|\omega \cos \theta_p
\end{aligned} \tag{A.7}$$

Umsortieren der Terme von Ausdruck (A.7) liefert

$$2\omega M - m^2 + 2M^2 = E(2\omega + 2M) - 2|\vec{p}|\omega \cos \theta_p \tag{A.8}$$

was sich mit Beziehung (A.4) und den Abkürzungen

$$A = 2\omega M - m^2 + 2M^2 \quad B = (2\omega + 2M) \quad C = 2\omega \cos \theta_p \tag{A.9}$$

schreiben lässt als

$$A = BE - C\sqrt{E^2 - M^2} \tag{A.10}$$

Quadrieren von (A.10) und erneutes Umstellen der Terme ergibt schließlich eine quadratische Gleichung in E

$$\frac{1}{C^2} \left[E^2 - \frac{2AB}{B^2 - C^2} E + \frac{A^2 + M^2 C^2}{B^2 - C^2} \right] = 0 \tag{A.11}$$

mit den beiden Lösungen $E_{1,2}$ für die Gesamtenergie des Protons

$$E_{1,2} = \frac{AB}{B^2 - C^2} \pm \sqrt{\frac{A^2 B^2}{(B^2 - C^2)^2} - \frac{A^2 + M^2 C^2}{B^2 - C^2}} \tag{A.12}$$

Hierbei erweist sich nur die Lösung E_1 mit dem positiven Vorzeichen der Wurzel als physikalisch sinnvoll; für die kinetische Energie T des Protons gilt also

$$T = E_1 - M \tag{A.13}$$

wobei der Ausdruck für E_1 in den Parametern A , B und C nur noch die Strahlenergie ω und $\cos \theta_p$ als kinematische Variablen enthält. Wenn die Energie des einlaufenden Photons (z.B. durch die Information des Taggingsystems) bestimmt werden kann, ist also die gesuchte feste Beziehung zwischen T und θ_p durch die Gleichungen (A.12) und (A.13) gegeben.

B Übersicht der Strahlzeiten zu μ_{Δ^+}

TEMPVS EDAX RERVVM

Dieser Anhang fasst tabellarisch die wesentlichen Parameter bei der Experimentdurchführung während der μ_{Δ^+} -Strahlzeiten in den Jahren 2004 und 2005 zusammen. Insgesamt wurden verwertbare Daten aus rund 800 Stunden Strahlzeit am $^1\text{H}_2$ -Target aufgezeichnet, ergänzt durch etwa 120 Stunden Messungen am leeren Target (nur September 2004 und Januar 2005). Linear polarisierte Photonen wurden mit zwei verschiedenen Einstellungen für den kohärenten Bereich erzeugt; zusätzlich war der Strahl während aller Messperioden zirkular polarisiert. Die Strahlzeit mit niedriger Elektronenergie im Januar 2005 sollte den Polarisationsgrad P_{γ}^{circ} in dem für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$ interessanten Energiebereich von 300 MeV bis 500 MeV erhöhen.

	Juli / August 2004	September 2004	Januar 2005	Januar 2005
Elektronenergie	883,25 MeV	883,25 MeV	883,25 MeV	570,19 MeV
Strahlstrom	8,5 nA	11,5 nA	11,5 nA	25 nA
Radiator	Diamant, 100 μm	Diamant, 100 μm	Diamant, 100 μm	Eisen, 10 μm
Kollimator	4 mm	3 mm	3 mm	3 mm
Polarisation	linear, zirkular	linear, zirkular	linear, zirkular	zirkular
kohärente Kante	440 MeV	400 MeV	400 MeV	—
Polarisationsgrad (linear)	26%	38%	36%	—
Taggerkanäle	1–284	1–284	1–284	1–284
markierte Photon- energien	208–820 MeV	208–820 MeV	208–820 MeV	134–530 MeV
Markierungs- effizienz	48%	34%	34%	31%
L1-Trigger	$\Sigma_{\text{CB}} > 59 \text{ MeV}$			
L2-Trigger	$M \geq 3 (1:1), M \geq 2 (1:49)$			
Ereignisrate	820 s^{-1}	840 s^{-1}	820 s^{-1}	560 s^{-1}
Totzeit	46%	42%	44%	31%
Messzeit	370 h	190 h	120 h	120 h
Datenmenge	1100 GByte	650 GByte	390 GByte	260 GByte

Tabelle B.1. Übersicht der wesentlichen experimentellen Parameter für die μ_{Δ^+} -Strahlzeiten.

C Tabellen

C.1 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ μb	ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ μb
140,0	$0,00 \pm 0,00 \pm 0,00$	290,0	$224,55 \pm 0,66 \pm 13,52$
145,0	$0,29 \pm 0,37 \pm 0,02$	295,0	$240,32 \pm 0,63 \pm 14,47$
150,0	$0,37 \pm 0,42 \pm 0,02$	300,0	$256,69 \pm 0,65 \pm 15,45$
155,0	$1,09 \pm 0,42 \pm 0,07$	305,0	$268,29 \pm 0,66 \pm 16,15$
160,0	$1,94 \pm 0,53 \pm 0,12$	310,0	$278,53 \pm 0,66 \pm 16,77$
165,0	$2,13 \pm 0,58 \pm 0,13$	315,0	$291,00 \pm 1,16 \pm 17,52$
170,0	$4,08 \pm 0,69 \pm 0,25$	320,0	$290,28 \pm 0,76 \pm 17,47$
175,0	$4,41 \pm 0,76 \pm 0,27$	325,0	$286,74 \pm 0,65 \pm 17,26$
180,0	$6,07 \pm 0,70 \pm 0,37$	330,0	$282,36 \pm 0,64 \pm 17,00$
185,0	$8,09 \pm 1,33 \pm 0,49$	335,0	$275,16 \pm 0,64 \pm 16,56$
190,0	$10,41 \pm 0,88 \pm 0,63$	340,0	$252,51 \pm 1,92 \pm 15,20$
195,0	$13,08 \pm 0,93 \pm 0,79$	345,0	$259,64 \pm 0,64 \pm 15,63$
200,0	$16,74 \pm 0,87 \pm 1,01$	350,0	$249,30 \pm 0,62 \pm 15,01$
205,0	$21,29 \pm 1,76 \pm 1,28$	355,0	$241,68 \pm 0,61 \pm 14,55$
210,0	$29,75 \pm 0,33 \pm 1,79$	360,0	$227,09 \pm 0,57 \pm 13,67$
215,0	$34,19 \pm 0,28 \pm 2,06$	365,0	$218,88 \pm 0,59 \pm 13,18$
220,0	$42,74 \pm 0,38 \pm 2,57$	370,0	$203,93 \pm 0,56 \pm 12,28$
225,0	$47,52 \pm 0,38 \pm 2,86$	375,0	$192,15 \pm 0,55 \pm 11,57$
230,0	$54,93 \pm 0,39 \pm 3,31$	380,0	$183,52 \pm 0,53 \pm 11,05$
235,0	$64,19 \pm 0,43 \pm 3,86$	385,0	$174,08 \pm 0,52 \pm 10,48$
240,0	$73,35 \pm 0,43 \pm 4,42$	390,0	$163,92 \pm 0,49 \pm 9,87$
245,0	$83,61 \pm 0,45 \pm 5,03$	395,0	$155,62 \pm 0,49 \pm 9,37$
250,0	$94,36 \pm 0,47 \pm 5,68$	400,0	$148,30 \pm 0,51 \pm 8,93$
255,0	$108,87 \pm 0,49 \pm 6,55$	405,0	$137,21 \pm 0,54 \pm 8,26$
260,0	$122,07 \pm 0,50 \pm 7,35$	410,0	$126,39 \pm 0,55 \pm 7,61$
265,0	$138,01 \pm 0,56 \pm 8,31$	415,0	$120,85 \pm 0,55 \pm 7,28$
270,0	$154,31 \pm 0,56 \pm 9,29$	420,0	$116,31 \pm 0,54 \pm 7,00$
275,0	$173,29 \pm 0,57 \pm 10,43$	425,0	$107,77 \pm 0,43 \pm 6,49$
280,0	$187,78 \pm 0,57 \pm 11,30$	430,0	$101,71 \pm 0,53 \pm 6,12$
285,0	$206,17 \pm 0,62 \pm 12,41$	435,0	$98,63 \pm 0,51 \pm 5,94$

Fortsetzung auf folgender Seite...

ω	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$	ω	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$
MeV	μb	MeV	μb
440,0	91,75 ± 0,50 ± 5,52	625,0	25,59 ± 0,36 ± 1,54
445,0	83,09 ± 0,50 ± 5,00	630,0	25,53 ± 0,29 ± 1,54
450,0	79,09 ± 0,48 ± 4,76	635,0	25,12 ± 0,35 ± 1,51
455,0	75,42 ± 0,47 ± 4,54	640,0	24,56 ± 0,35 ± 1,48
460,0	71,12 ± 0,47 ± 4,28	645,0	25,60 ± 0,30 ± 1,54
465,0	68,59 ± 0,46 ± 4,13	650,0	24,91 ± 0,36 ± 1,50
470,0	65,53 ± 0,46 ± 3,94	655,0	25,67 ± 0,30 ± 1,55
475,0	62,47 ± 0,43 ± 3,76	660,0	25,26 ± 0,36 ± 1,52
480,0	59,84 ± 0,45 ± 3,60	665,0	26,00 ± 0,31 ± 1,57
485,0	57,15 ± 0,36 ± 3,44	670,0	26,15 ± 0,37 ± 1,57
490,0	53,91 ± 0,42 ± 3,25	675,0	26,58 ± 0,30 ± 1,60
495,0	51,93 ± 0,42 ± 3,13	680,0	27,79 ± 0,30 ± 1,67
500,0	49,10 ± 0,41 ± 2,96	685,0	28,35 ± 0,38 ± 1,71
505,0	47,47 ± 0,40 ± 2,86	690,0	28,85 ± 0,31 ± 1,74
510,0	45,80 ± 0,38 ± 2,76	695,0	29,98 ± 0,32 ± 1,80
515,0	43,05 ± 0,38 ± 2,59	700,0	31,64 ± 0,40 ± 1,90
520,0	41,59 ± 0,31 ± 2,50	705,0	33,42 ± 0,34 ± 2,01
525,0	39,58 ± 0,36 ± 2,38	710,0	36,15 ± 0,35 ± 2,18
530,0	39,33 ± 0,37 ± 2,37	715,0	36,98 ± 0,35 ± 2,23
540,0	35,92 ± 0,38 ± 2,16	720,0	37,62 ± 0,43 ± 2,26
545,0	36,12 ± 0,39 ± 2,17	725,0	37,49 ± 0,43 ± 2,26
550,0	33,95 ± 0,29 ± 2,04	730,0	40,34 ± 0,45 ± 2,43
555,0	32,90 ± 0,36 ± 1,98	735,0	39,55 ± 0,38 ± 2,38
560,0	31,43 ± 0,36 ± 1,89	740,0	39,55 ± 0,41 ± 2,38
565,0	31,00 ± 0,36 ± 1,87	745,0	40,63 ± 0,43 ± 2,45
570,0	31,20 ± 0,30 ± 1,88	750,0	40,01 ± 0,43 ± 2,41
575,0	29,44 ± 0,35 ± 1,77	755,0	41,65 ± 0,48 ± 2,51
580,0	28,84 ± 0,35 ± 1,74	760,0	41,24 ± 0,44 ± 2,48
585,0	29,15 ± 0,34 ± 1,75	765,0	40,45 ± 0,43 ± 2,43
590,0	27,84 ± 0,29 ± 1,68	770,0	39,39 ± 0,71 ± 2,37
595,0	27,37 ± 0,36 ± 1,65	775,0	39,90 ± 0,43 ± 2,40
600,0	26,68 ± 0,35 ± 1,61	780,0	38,16 ± 0,55 ± 2,30
605,0	26,30 ± 0,28 ± 1,58	785,0	38,75 ± 0,42 ± 2,33
610,0	25,62 ± 0,34 ± 1,54	790,0	39,64 ± 0,62 ± 2,39
615,0	26,06 ± 0,37 ± 1,57	795,0	36,63 ± 0,47 ± 2,20
620,0	25,76 ± 0,28 ± 1,55	800,0	23,26 ± 0,35 ± 1,40

C.2 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$

ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ μb	ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ μb
300,0	0,001 \pm 0,001 \pm 0,000	480,0	1,036 \pm 0,010 \pm 0,106
305,0	-0,002 \pm 0,001 \pm 0,000	485,0	1,175 \pm 0,008 \pm 0,120
310,0	0,001 \pm 0,001 \pm 0,000	490,0	1,341 \pm 0,011 \pm 0,137
315,0	0,003 \pm 0,002 \pm 0,000	495,0	1,510 \pm 0,011 \pm 0,154
320,0	-0,001 \pm 0,002 \pm 0,000	500,0	1,668 \pm 0,012 \pm 0,171
325,0	0,001 \pm 0,001 \pm 0,000	505,0	1,797 \pm 0,012 \pm 0,184
330,0	0,002 \pm 0,001 \pm 0,000	510,0	1,996 \pm 0,012 \pm 0,204
335,0	0,004 \pm 0,002 \pm 0,000	515,0	2,108 \pm 0,013 \pm 0,215
340,0	-0,000 \pm 0,005 \pm 0,000	520,0	2,380 \pm 0,011 \pm 0,243
345,0	0,007 \pm 0,002 \pm 0,001	525,0	2,547 \pm 0,013 \pm 0,260
350,0	0,014 \pm 0,002 \pm 0,001	530,0	2,776 \pm 0,014 \pm 0,284
355,0	0,014 \pm 0,002 \pm 0,001	540,0	3,155 \pm 0,017 \pm 0,322
360,0	0,018 \pm 0,002 \pm 0,002	545,0	3,407 \pm 0,018 \pm 0,348
365,0	0,025 \pm 0,002 \pm 0,003	550,0	3,613 \pm 0,014 \pm 0,369
370,0	0,029 \pm 0,002 \pm 0,003	555,0	3,839 \pm 0,017 \pm 0,392
375,0	0,040 \pm 0,002 \pm 0,004	560,0	3,978 \pm 0,018 \pm 0,407
380,0	0,047 \pm 0,002 \pm 0,005	565,0	4,201 \pm 0,019 \pm 0,429
385,0	0,057 \pm 0,003 \pm 0,006	570,0	4,369 \pm 0,016 \pm 0,447
390,0	0,073 \pm 0,003 \pm 0,007	575,0	4,643 \pm 0,019 \pm 0,475
395,0	0,090 \pm 0,003 \pm 0,009	580,0	4,780 \pm 0,021 \pm 0,489
400,0	0,102 \pm 0,003 \pm 0,010	585,0	5,029 \pm 0,020 \pm 0,514
405,0	0,119 \pm 0,004 \pm 0,012	590,0	5,087 \pm 0,018 \pm 0,520
410,0	0,143 \pm 0,005 \pm 0,015	595,0	5,303 \pm 0,023 \pm 0,542
415,0	0,178 \pm 0,005 \pm 0,018	600,0	5,496 \pm 0,023 \pm 0,562
420,0	0,207 \pm 0,005 \pm 0,021	605,0	5,665 \pm 0,019 \pm 0,579
425,0	0,241 \pm 0,005 \pm 0,025	610,0	5,891 \pm 0,023 \pm 0,602
430,0	0,288 \pm 0,006 \pm 0,029	615,0	6,019 \pm 0,026 \pm 0,615
435,0	0,330 \pm 0,006 \pm 0,034	620,0	6,191 \pm 0,020 \pm 0,633
440,0	0,394 \pm 0,007 \pm 0,040	625,0	6,363 \pm 0,026 \pm 0,650
445,0	0,420 \pm 0,007 \pm 0,043	630,0	6,541 \pm 0,022 \pm 0,669
450,0	0,478 \pm 0,007 \pm 0,049	635,0	6,709 \pm 0,026 \pm 0,686
455,0	0,557 \pm 0,008 \pm 0,057	640,0	6,813 \pm 0,026 \pm 0,696
460,0	0,641 \pm 0,008 \pm 0,066	645,0	7,090 \pm 0,022 \pm 0,725
465,0	0,742 \pm 0,008 \pm 0,076	650,0	7,183 \pm 0,027 \pm 0,734
470,0	0,833 \pm 0,009 \pm 0,085	655,0	7,366 \pm 0,023 \pm 0,753
475,0	0,930 \pm 0,009 \pm 0,095	660,0	7,587 \pm 0,028 \pm 0,776

Fortsetzung auf folgender Seite...

ω	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$	ω	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$
MeV	μb	MeV	μb
665,0	$7,707 \pm 0,024 \pm 0,788$	735,0	$9,372 \pm 0,028 \pm 0,958$
670,0	$7,865 \pm 0,029 \pm 0,804$	740,0	$9,473 \pm 0,031 \pm 0,968$
675,0	$8,080 \pm 0,024 \pm 0,826$	745,0	$9,386 \pm 0,033 \pm 0,959$
680,0	$8,270 \pm 0,023 \pm 0,845$	750,0	$9,194 \pm 0,033 \pm 0,940$
685,0	$8,379 \pm 0,030 \pm 0,856$	755,0	$9,364 \pm 0,038 \pm 0,957$
690,0	$8,558 \pm 0,024 \pm 0,875$	760,0	$9,093 \pm 0,033 \pm 0,930$
695,0	$8,696 \pm 0,025 \pm 0,889$	765,0	$8,946 \pm 0,033 \pm 0,914$
700,0	$8,916 \pm 0,031 \pm 0,911$	770,0	$8,637 \pm 0,061 \pm 0,883$
705,0	$9,130 \pm 0,026 \pm 0,933$	775,0	$8,635 \pm 0,033 \pm 0,883$
710,0	$9,294 \pm 0,026 \pm 0,950$	780,0	$8,346 \pm 0,043 \pm 0,853$
715,0	$9,239 \pm 0,026 \pm 0,944$	785,0	$8,244 \pm 0,033 \pm 0,843$
720,0	$9,240 \pm 0,031 \pm 0,945$	790,0	$8,374 \pm 0,049 \pm 0,856$
725,0	$9,188 \pm 0,035 \pm 0,939$	795,0	$7,903 \pm 0,038 \pm 0,808$
730,0	$9,620 \pm 0,035 \pm 0,983$	800,0	$7,885 \pm 0,033 \pm 0,806$

C.3 Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ'

ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$	ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
32,5	$2,267 \pm 0,098 \pm 0,165$	102,5	$0,238 \pm 0,026 \pm 0,025$
37,5	$1,588 \pm 0,073 \pm 0,118$	107,5	$0,172 \pm 0,024 \pm 0,020$
42,5	$1,366 \pm 0,063 \pm 0,102$	112,5	$0,126 \pm 0,021 \pm 0,020$
47,5	$1,123 \pm 0,057 \pm 0,082$	117,5	$0,135 \pm 0,020 \pm 0,018$
52,5	$0,949 \pm 0,053 \pm 0,072$	122,5	$0,105 \pm 0,017 \pm 0,013$
57,5	$0,781 \pm 0,049 \pm 0,057$	127,5	$0,085 \pm 0,016 \pm 0,016$
62,5	$0,627 \pm 0,045 \pm 0,053$	132,5	$0,071 \pm 0,014 \pm 0,013$
67,5	$0,471 \pm 0,042 \pm 0,039$	137,5	$0,042 \pm 0,011 \pm 0,007$
72,5	$0,457 \pm 0,040 \pm 0,035$	142,5	$0,045 \pm 0,010 \pm 0,006$
77,5	$0,397 \pm 0,036 \pm 0,034$	147,5	$0,041 \pm 0,009 \pm 0,007$
82,5	$0,353 \pm 0,034 \pm 0,026$	152,5	$0,009 \pm 0,005 \pm 0,002$
87,5	$0,261 \pm 0,031 \pm 0,024$	157,5	$0,009 \pm 0,004 \pm 0,002$
92,5	$0,243 \pm 0,029 \pm 0,023$	162,5	$0,006 \pm 0,003 \pm 0,001$
97,5	$0,186 \pm 0,026 \pm 0,021$	167,5	$0,001 \pm 0,001 \pm 0,001$

$\omega = 325 \cdots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \cdots 1259 \text{ MeV}$

ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$	ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
32,5	1,828 ± 0,073 ± 0,135	117,5	0,181 ± 0,019 ± 0,014
37,5	1,552 ± 0,058 ± 0,120	122,5	0,198 ± 0,019 ± 0,018
42,5	1,391 ± 0,051 ± 0,103	127,5	0,149 ± 0,017 ± 0,012
47,5	1,199 ± 0,046 ± 0,087	132,5	0,136 ± 0,015 ± 0,013
52,5	1,153 ± 0,044 ± 0,085	137,5	0,123 ± 0,014 ± 0,012
57,5	0,992 ± 0,042 ± 0,073	142,5	0,083 ± 0,012 ± 0,008
62,5	0,871 ± 0,040 ± 0,066	147,5	0,065 ± 0,011 ± 0,007
67,5	0,867 ± 0,040 ± 0,064	152,5	0,086 ± 0,011 ± 0,010
72,5	0,692 ± 0,036 ± 0,050	157,5	0,075 ± 0,009 ± 0,011
77,5	0,653 ± 0,035 ± 0,049	162,5	0,043 ± 0,008 ± 0,006
82,5	0,565 ± 0,034 ± 0,041	167,5	0,043 ± 0,007 ± 0,006
87,5	0,450 ± 0,031 ± 0,034	172,5	0,030 ± 0,006 ± 0,005
92,5	0,377 ± 0,029 ± 0,029	177,5	0,016 ± 0,004 ± 0,003
97,5	0,340 ± 0,027 ± 0,026	182,5	0,010 ± 0,003 ± 0,002
102,5	0,279 ± 0,025 ± 0,022	187,5	0,007 ± 0,002 ± 0,001
107,5	0,264 ± 0,024 ± 0,020	192,5	0,002 ± 0,001 ± 0,001
112,5	0,205 ± 0,021 ± 0,015	197,5	0,001 ± 0,001 ± 0,001

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}$

ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$	ω'	$\frac{d\sigma}{d\omega'} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\omega'}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
32,5	1,189 ± 0,069 ± 0,086	117,5	0,397 ± 0,034 ± 0,033
37,5	0,992 ± 0,053 ± 0,072	122,5	0,395 ± 0,033 ± 0,030
42,5	0,960 ± 0,047 ± 0,073	127,5	0,331 ± 0,031 ± 0,025
47,5	0,858 ± 0,043 ± 0,065	132,5	0,295 ± 0,029 ± 0,025
52,5	0,824 ± 0,041 ± 0,060	137,5	0,235 ± 0,027 ± 0,019
57,5	0,729 ± 0,039 ± 0,055	142,5	0,189 ± 0,024 ± 0,016
62,5	0,811 ± 0,040 ± 0,060	147,5	0,204 ± 0,023 ± 0,016
67,5	0,768 ± 0,040 ± 0,056	152,5	0,167 ± 0,021 ± 0,013
72,5	0,702 ± 0,039 ± 0,051	157,5	0,181 ± 0,020 ± 0,014
77,5	0,656 ± 0,039 ± 0,048	162,5	0,139 ± 0,019 ± 0,011
82,5	0,693 ± 0,040 ± 0,052	167,5	0,127 ± 0,017 ± 0,010
87,5	0,587 ± 0,038 ± 0,044	172,5	0,092 ± 0,015 ± 0,008
92,5	0,590 ± 0,039 ± 0,046	177,5	0,038 ± 0,012 ± 0,004
97,5	0,589 ± 0,039 ± 0,043	182,5	0,060 ± 0,012 ± 0,006
102,5	0,471 ± 0,036 ± 0,037	187,5	0,044 ± 0,010 ± 0,005
107,5	0,528 ± 0,038 ± 0,039	192,5	0,026 ± 0,009 ± 0,003
112,5	0,404 ± 0,035 ± 0,035	197,5	0,037 ± 0,008 ± 0,005

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}$

Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Photons γ'

$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$	$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
22,0	2,598 ± 1,379 ± 0,258	94,0	6,699 ± 0,518 ± 0,514
26,0	2,430 ± 1,449 ± 0,179	98,0	6,127 ± 0,461 ± 0,457
30,0	1,461 ± 0,550 ± 0,110	102,0	6,678 ± 0,494 ± 0,485
34,0	4,049 ± 0,399 ± 0,320	106,0	5,932 ± 0,468 ± 0,432
38,0	3,632 ± 0,428 ± 0,308	110,0	5,315 ± 0,407 ± 0,439
42,0	3,730 ± 0,442 ± 0,277	114,0	6,465 ± 0,521 ± 0,535
46,0	3,039 ± 0,340 ± 0,281	118,0	6,574 ± 0,463 ± 0,514
50,0	4,161 ± 0,446 ± 0,315	122,0	5,869 ± 0,478 ± 0,497
54,0	5,132 ± 0,462 ± 0,389	126,0	5,117 ± 0,432 ± 0,372
58,0	4,183 ± 0,398 ± 0,348	130,0	4,965 ± 0,427 ± 0,463
62,0	4,673 ± 0,448 ± 0,370	134,0	4,796 ± 0,442 ± 0,406
66,0	4,883 ± 0,446 ± 0,371	138,0	4,883 ± 0,456 ± 0,459
70,0	5,472 ± 0,453 ± 0,431	142,0	3,480 ± 0,408 ± 0,273
74,0	4,318 ± 0,446 ± 0,319	146,0	3,426 ± 0,423 ± 0,309
78,0	4,785 ± 0,430 ± 0,358	150,0	3,235 ± 0,443 ± 0,293
82,0	5,927 ± 0,479 ± 0,484	154,0	3,539 ± 0,525 ± 0,331
86,0	4,910 ± 0,462 ± 0,458	158,0	2,194 ± 0,438 ± 0,230
90,0	6,203 ± 0,467 ± 0,483	162,0	2,635 ± 0,699 ± 0,309

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$	$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
22,0	2,844 ± 1,029 ± 0,228	66,0	5,069 ± 0,383 ± 0,371
26,0	0,978 ± 0,867 ± 0,078	70,0	5,775 ± 0,348 ± 0,429
30,0	1,914 ± 0,640 ± 0,159	74,0	5,666 ± 0,386 ± 0,421
34,0	2,952 ± 0,262 ± 0,234	78,0	6,130 ± 0,374 ± 0,448
38,0	3,921 ± 0,317 ± 0,301	82,0	5,789 ± 0,363 ± 0,430
42,0	3,110 ± 0,314 ± 0,238	86,0	7,492 ± 0,438 ± 0,546
46,0	3,605 ± 0,285 ± 0,263	90,0	6,698 ± 0,379 ± 0,491
50,0	4,351 ± 0,332 ± 0,352	94,0	6,930 ± 0,395 ± 0,513
54,0	4,619 ± 0,364 ± 0,352	98,0	8,802 ± 0,466 ± 0,659
58,0	4,668 ± 0,321 ± 0,340	102,0	7,812 ± 0,388 ± 0,612
62,0	5,342 ± 0,358 ± 0,421	106,0	8,094 ± 0,425 ± 0,603

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

Fortsetzung auf folgender Seite...

$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$	$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
110,0	6,921 ± 0,379 ± 0,513	138,0	6,302 ± 0,391 ± 0,511
114,0	8,862 ± 0,446 ± 0,663	142,0	5,710 ± 0,414 ± 0,516
118,0	7,811 ± 0,409 ± 0,614	146,0	5,776 ± 0,404 ± 0,423
122,0	8,256 ± 0,421 ± 0,638	150,0	4,453 ± 0,411 ± 0,377
126,0	6,680 ± 0,409 ± 0,497	154,0	4,907 ± 0,432 ± 0,356
130,0	7,332 ± 0,402 ± 0,572	158,0	3,589 ± 0,417 ± 0,268
134,0	6,500 ± 0,412 ± 0,509	162,0	3,230 ± 0,520 ± 0,260

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$	$\theta_{\gamma'}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\gamma'}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
22,0	1,185 ± 0,954 ± 0,110	94,0	8,492 ± 0,474 ± 0,628
26,0	0,467 ± 0,811 ± 0,044	98,0	8,129 ± 0,520 ± 0,620
30,0	2,254 ± 1,218 ± 0,258	102,0	8,037 ± 0,452 ± 0,601
34,0	2,167 ± 0,291 ± 0,168	106,0	8,316 ± 0,493 ± 0,617
38,0	3,460 ± 0,319 ± 0,256	110,0	8,315 ± 0,488 ± 0,629
42,0	3,137 ± 0,352 ± 0,261	114,0	8,344 ± 0,475 ± 0,608
46,0	3,700 ± 0,353 ± 0,273	118,0	8,286 ± 0,514 ± 0,632
50,0	4,383 ± 0,363 ± 0,325	122,0	8,719 ± 0,487 ± 0,690
54,0	4,393 ± 0,417 ± 0,360	126,0	7,686 ± 0,520 ± 0,585
58,0	5,051 ± 0,401 ± 0,392	130,0	7,943 ± 0,485 ± 0,649
62,0	5,496 ± 0,402 ± 0,420	134,0	7,580 ± 0,508 ± 0,590
66,0	5,717 ± 0,462 ± 0,427	138,0	5,979 ± 0,444 ± 0,470
70,0	5,659 ± 0,414 ± 0,413	142,0	6,737 ± 0,534 ± 0,521
74,0	6,214 ± 0,441 ± 0,472	146,0	6,202 ± 0,486 ± 0,457
78,0	6,708 ± 0,455 ± 0,522	150,0	5,065 ± 0,535 ± 0,391
82,0	6,517 ± 0,432 ± 0,477	154,0	4,034 ± 0,465 ± 0,307
86,0	7,919 ± 0,495 ± 0,578	158,0	3,555 ± 0,504 ± 0,262
90,0	7,265 ± 0,470 ± 0,551	162,0	3,397 ± 0,562 ± 0,261

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte des π^0 -Mesons

τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$	τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
2,5	$0,024 \pm 0,008 \pm 0,004$	72,5	$0,443 \pm 0,038 \pm 0,037$
7,5	$0,017 \pm 0,007 \pm 0,003$	77,5	$0,546 \pm 0,043 \pm 0,042$
12,5	$0,047 \pm 0,010 \pm 0,009$	82,5	$0,592 \pm 0,046 \pm 0,045$
17,5	$0,048 \pm 0,011 \pm 0,008$	87,5	$0,945 \pm 0,056 \pm 0,077$
22,5	$0,069 \pm 0,013 \pm 0,012$	92,5	$0,983 \pm 0,060 \pm 0,073$
27,5	$0,104 \pm 0,017 \pm 0,016$	97,5	$1,198 \pm 0,067 \pm 0,091$
32,5	$0,110 \pm 0,018 \pm 0,014$	102,5	$1,227 \pm 0,067 \pm 0,095$
37,5	$0,138 \pm 0,020 \pm 0,018$	107,5	$1,224 \pm 0,064 \pm 0,091$
42,5	$0,151 \pm 0,021 \pm 0,021$	112,5	$1,146 \pm 0,060 \pm 0,091$
47,5	$0,219 \pm 0,026 \pm 0,026$	117,5	$0,844 \pm 0,051 \pm 0,065$
52,5	$0,199 \pm 0,025 \pm 0,021$	122,5	$0,471 \pm 0,035 \pm 0,035$
57,5	$0,264 \pm 0,029 \pm 0,024$	127,5	$0,129 \pm 0,015 \pm 0,010$
62,5	$0,368 \pm 0,034 \pm 0,036$	132,5	$0,006 \pm 0,003 \pm 0,001$
67,5	$0,439 \pm 0,037 \pm 0,035$		

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$	τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
2,5	$0,009 \pm 0,002 \pm 0,002$	82,5	$0,367 \pm 0,027 \pm 0,028$
7,5	$0,015 \pm 0,003 \pm 0,002$	87,5	$0,450 \pm 0,030 \pm 0,037$
12,5	$0,024 \pm 0,004 \pm 0,004$	92,5	$0,499 \pm 0,032 \pm 0,038$
17,5	$0,027 \pm 0,005 \pm 0,004$	97,5	$0,600 \pm 0,036 \pm 0,045$
22,5	$0,036 \pm 0,006 \pm 0,004$	102,5	$0,737 \pm 0,039 \pm 0,055$
27,5	$0,064 \pm 0,008 \pm 0,009$	107,5	$0,865 \pm 0,043 \pm 0,065$
32,5	$0,061 \pm 0,009 \pm 0,008$	112,5	$1,049 \pm 0,046 \pm 0,076$
37,5	$0,084 \pm 0,010 \pm 0,010$	117,5	$1,280 \pm 0,051 \pm 0,096$
42,5	$0,134 \pm 0,013 \pm 0,014$	122,5	$1,305 \pm 0,053 \pm 0,096$
47,5	$0,116 \pm 0,013 \pm 0,012$	127,5	$1,545 \pm 0,057 \pm 0,116$
52,5	$0,164 \pm 0,016 \pm 0,015$	132,5	$1,403 \pm 0,053 \pm 0,104$
57,5	$0,131 \pm 0,016 \pm 0,010$	137,5	$1,183 \pm 0,047 \pm 0,086$
62,5	$0,202 \pm 0,019 \pm 0,017$	142,5	$0,853 \pm 0,040 \pm 0,063$
67,5	$0,238 \pm 0,021 \pm 0,020$	147,5	$0,494 \pm 0,030 \pm 0,036$
72,5	$0,281 \pm 0,023 \pm 0,020$	152,5	$0,213 \pm 0,018 \pm 0,016$
77,5	$0,294 \pm 0,024 \pm 0,022$	157,5	$0,043 \pm 0,007 \pm 0,003$

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$	τ	$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
2,5	0,005 ± 0,002 ± 0,001	97,5	0,471 ± 0,036 ± 0,036
7,5	0,014 ± 0,003 ± 0,002	102,5	0,558 ± 0,039 ± 0,044
12,5	0,020 ± 0,005 ± 0,003	107,5	0,517 ± 0,040 ± 0,040
17,5	0,033 ± 0,006 ± 0,004	112,5	0,599 ± 0,042 ± 0,047
22,5	0,035 ± 0,007 ± 0,003	117,5	0,668 ± 0,044 ± 0,052
27,5	0,037 ± 0,008 ± 0,004	122,5	0,779 ± 0,046 ± 0,062
32,5	0,040 ± 0,009 ± 0,004	127,5	0,835 ± 0,047 ± 0,063
37,5	0,063 ± 0,011 ± 0,006	132,5	0,848 ± 0,047 ± 0,064
42,5	0,094 ± 0,013 ± 0,008	137,5	0,884 ± 0,047 ± 0,065
47,5	0,101 ± 0,015 ± 0,008	142,5	0,973 ± 0,047 ± 0,072
52,5	0,119 ± 0,017 ± 0,009	147,5	1,067 ± 0,049 ± 0,079
57,5	0,141 ± 0,018 ± 0,011	152,5	1,101 ± 0,051 ± 0,083
62,5	0,175 ± 0,020 ± 0,013	157,5	1,053 ± 0,049 ± 0,083
67,5	0,162 ± 0,022 ± 0,012	162,5	0,801 ± 0,043 ± 0,059
72,5	0,212 ± 0,024 ± 0,017	167,5	0,639 ± 0,038 ± 0,048
77,5	0,313 ± 0,028 ± 0,026	172,5	0,482 ± 0,033 ± 0,037
82,5	0,331 ± 0,030 ± 0,027	177,5	0,257 ± 0,023 ± 0,019
87,5	0,313 ± 0,031 ± 0,023	182,5	0,064 ± 0,011 ± 0,005
92,5	0,453 ± 0,035 ± 0,034	187,5	0,004 ± 0,005 ± 0,001

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des π^0 -Mesons

θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$	θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
66,0	3,539 ± 0,497 ± 0,304	102,0	5,097 ± 0,311 ± 0,382
70,0	3,449 ± 0,387 ± 0,329	106,0	6,208 ± 0,358 ± 0,483
74,0	3,412 ± 0,322 ± 0,264	110,0	5,473 ± 0,371 ± 0,416
78,0	4,160 ± 0,307 ± 0,379	114,0	5,435 ± 0,402 ± 0,414
82,0	4,716 ± 0,293 ± 0,379	118,0	4,559 ± 0,414 ± 0,362
86,0	5,345 ± 0,295 ± 0,421	122,0	5,953 ± 0,486 ± 0,483
90,0	4,384 ± 0,272 ± 0,342	126,0	4,271 ± 0,495 ± 0,312
94,0	5,416 ± 0,297 ± 0,397	130,0	3,123 ± 0,504 ± 0,235
98,0	5,202 ± 0,299 ± 0,380		

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$	θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
66,0	4,273 ± 0,294 ± 0,341	106,0	6,584 ± 0,316 ± 0,511
70,0	5,180 ± 0,282 ± 0,398	110,0	6,488 ± 0,332 ± 0,476
74,0	5,295 ± 0,269 ± 0,424	114,0	6,688 ± 0,353 ± 0,517
78,0	5,950 ± 0,268 ± 0,433	118,0	6,423 ± 0,370 ± 0,468
82,0	5,492 ± 0,254 ± 0,418	122,0	5,339 ± 0,380 ± 0,407
86,0	6,316 ± 0,269 ± 0,463	126,0	5,748 ± 0,418 ± 0,461
90,0	6,553 ± 0,274 ± 0,496	130,0	4,483 ± 0,430 ± 0,343
94,0	6,940 ± 0,286 ± 0,512	134,0	5,247 ± 0,510 ± 0,394
98,0	6,797 ± 0,294 ± 0,510	138,0	4,454 ± 0,576 ± 0,324
102,0	6,667 ± 0,303 ± 0,518		

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$	θ_{π^0}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^0}}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
58,0	3,696 ± 0,354 ± 0,276	102,0	7,109 ± 0,375 ± 0,567
62,0	4,878 ± 0,349 ± 0,361	106,0	8,040 ± 0,402 ± 0,607
66,0	4,958 ± 0,325 ± 0,376	110,0	7,184 ± 0,409 ± 0,567
70,0	5,108 ± 0,314 ± 0,389	114,0	6,873 ± 0,426 ± 0,503
74,0	5,969 ± 0,320 ± 0,452	118,0	6,296 ± 0,439 ± 0,491
78,0	5,897 ± 0,317 ± 0,431	122,0	6,061 ± 0,467 ± 0,477
82,0	7,011 ± 0,334 ± 0,516	126,0	4,695 ± 0,491 ± 0,345
86,0	6,576 ± 0,332 ± 0,486	130,0	5,907 ± 0,567 ± 0,451
90,0	7,010 ± 0,344 ± 0,533	134,0	5,316 ± 0,624 ± 0,434
94,0	7,391 ± 0,355 ± 0,556	138,0	4,135 ± 0,704 ± 0,313
98,0	7,201 ± 0,366 ± 0,541		

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte des Protons

T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$	T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
3,0	0,328 ± 2,051 ± 0,175	19,0	3,724 ± 0,152 ± 0,288
5,0	2,035 ± 0,626 ± 0,150	21,0	3,807 ± 0,138 ± 0,287
7,0	1,231 ± 0,340 ± 0,135	23,0	3,481 ± 0,135 ± 0,257
9,0	1,199 ± 0,291 ± 0,138	25,0	2,949 ± 0,130 ± 0,221
11,0	1,737 ± 0,338 ± 0,218	27,0	1,925 ± 0,117 ± 0,143
13,0	3,267 ± 0,477 ± 0,348	29,0	1,268 ± 0,148 ± 0,100
17,0	4,347 ± 0,206 ± 0,319		

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$	T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
3,0	$0,308 \pm 0,241 \pm 0,026$	23,0	$3,191 \pm 0,108 \pm 0,239$
5,0	$0,466 \pm 0,178 \pm 0,039$	25,0	$3,636 \pm 0,111 \pm 0,264$
7,0	$0,595 \pm 0,184 \pm 0,045$	27,0	$3,617 \pm 0,110 \pm 0,264$
9,0	$0,397 \pm 0,199 \pm 0,042$	29,0	$3,540 \pm 0,110 \pm 0,260$
11,0	$1,021 \pm 0,255 \pm 0,092$	31,0	$3,336 \pm 0,116 \pm 0,244$
17,0	$2,512 \pm 0,133 \pm 0,186$	33,0	$2,394 \pm 0,112 \pm 0,178$
19,0	$2,281 \pm 0,105 \pm 0,172$	35,0	$1,561 \pm 0,100 \pm 0,118$
21,0	$3,181 \pm 0,110 \pm 0,239$	37,0	$0,883 \pm 0,102 \pm 0,066$

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$	T	$\frac{d\sigma}{dE} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{dE}\right)_{\text{syst}}$
MeV	nb / MeV	MeV	nb / MeV
3,0	$0,189 \pm 0,137 \pm 0,019$	29,0	$2,761 \pm 0,112 \pm 0,210$
5,0	$0,442 \pm 0,179 \pm 0,042$	31,0	$2,874 \pm 0,112 \pm 0,216$
7,0	$0,601 \pm 0,222 \pm 0,050$	33,0	$2,993 \pm 0,113 \pm 0,222$
9,0	$0,706 \pm 0,255 \pm 0,065$	35,0	$2,628 \pm 0,108 \pm 0,194$
11,0	$0,883 \pm 0,291 \pm 0,095$	37,0	$2,628 \pm 0,110 \pm 0,193$
17,0	$1,789 \pm 0,144 \pm 0,152$	39,0	$2,359 \pm 0,112 \pm 0,180$
19,0	$1,668 \pm 0,123 \pm 0,131$	41,0	$1,832 \pm 0,110 \pm 0,135$
21,0	$1,701 \pm 0,116 \pm 0,138$	43,0	$1,320 \pm 0,101 \pm 0,101$
23,0	$2,214 \pm 0,117 \pm 0,164$	45,0	$0,663 \pm 0,090 \pm 0,051$
25,0	$2,321 \pm 0,114 \pm 0,178$	47,0	$0,026 \pm 0,093 \pm 0,002$
27,0	$2,443 \pm 0,111 \pm 0,181$		

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte des Protons

θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$	θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
10,0	$4,367 \pm 0,763 \pm 0,326$	74,0	$5,402 \pm 0,274 \pm 0,421$
14,0	$4,207 \pm 0,531 \pm 0,350$	78,0	$5,343 \pm 0,254 \pm 0,422$
18,0	$5,295 \pm 0,512 \pm 0,397$	82,0	$4,899 \pm 0,241 \pm 0,372$
22,0	$5,330 \pm 0,538 \pm 0,387$	86,0	$4,893 \pm 0,241 \pm 0,391$
58,0	$7,689 \pm 0,687 \pm 0,600$	90,0	$4,257 \pm 0,245 \pm 0,329$
62,0	$6,473 \pm 0,459 \pm 0,502$	94,0	$3,878 \pm 0,274 \pm 0,306$
66,0	$6,307 \pm 0,386 \pm 0,512$	98,0	$3,783 \pm 0,352 \pm 0,300$
70,0	$5,852 \pm 0,306 \pm 0,445$	102,0	$2,501 \pm 0,486 \pm 0,181$

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}, \omega' > 30 \text{ MeV}$

θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$	θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
10,0	5,504 ± 0,881 ± 0,458	74,0	6,740 ± 0,275 ± 0,517
14,0	5,870 ± 0,656 ± 0,479	78,0	6,745 ± 0,262 ± 0,531
18,0	7,635 ± 0,624 ± 0,572	82,0	6,726 ± 0,257 ± 0,505
22,0	7,075 ± 0,640 ± 0,554	86,0	6,621 ± 0,249 ± 0,506
26,0	6,067 ± 0,972 ± 0,555	90,0	6,110 ± 0,242 ± 0,456
50,0	7,256 ± 0,738 ± 0,527	94,0	5,307 ± 0,232 ± 0,397
54,0	6,672 ± 0,500 ± 0,497	98,0	5,634 ± 0,241 ± 0,431
58,0	7,707 ± 0,429 ± 0,572	102,0	4,945 ± 0,250 ± 0,366
62,0	7,046 ± 0,353 ± 0,534	106,0	4,282 ± 0,283 ± 0,317
66,0	7,023 ± 0,311 ± 0,516	110,0	2,380 ± 0,348 ± 0,183
70,0	6,703 ± 0,286 ± 0,523	114,0	1,457 ± 0,673 ± 0,114

$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$	θ_p	$\frac{d\sigma}{d\Omega_p} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{stat}} \pm \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_p}\right)_{\text{syst}}$
°	nb / sr	°	nb / sr
6,0	12,782 ± 3,799 ± 1,280	78,0	7,937 ± 0,346 ± 0,601
10,0	4,998 ± 1,128 ± 0,374	82,0	6,809 ± 0,327 ± 0,505
14,0	7,042 ± 0,923 ± 0,639	86,0	6,708 ± 0,318 ± 0,493
18,0	6,321 ± 0,753 ± 0,467	90,0	7,507 ± 0,328 ± 0,574
22,0	5,965 ± 0,791 ± 0,516	94,0	6,943 ± 0,318 ± 0,519
26,0	7,624 ± 1,321 ± 0,675	98,0	5,806 ± 0,301 ± 0,451
50,0	7,518 ± 0,905 ± 0,598	102,0	5,850 ± 0,304 ± 0,432
54,0	6,996 ± 0,620 ± 0,512	106,0	4,940 ± 0,294 ± 0,365
58,0	7,647 ± 0,496 ± 0,603	110,0	4,241 ± 0,296 ± 0,314
62,0	6,594 ± 0,406 ± 0,489	114,0	3,443 ± 0,318 ± 0,250
66,0	7,197 ± 0,378 ± 0,534	118,0	3,125 ± 0,456 ± 0,248
70,0	6,693 ± 0,348 ± 0,522	122,0	2,558 ± 1,094 ± 0,277
74,0	7,960 ± 0,354 ± 0,597		

$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}$, $\sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}$, $\omega' > 30 \text{ MeV}$

C.4 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ nb	ω MeV	$\sigma \pm \Delta(\sigma)_{\text{stat}} \pm \Delta(\sigma)_{\text{syst}}$ nb
327,5	$58,66 \pm 4,09 \pm 5,55$	402,5	$74,92 \pm 2,74 \pm 5,67$
332,5	$58,52 \pm 3,86 \pm 5,16$	407,5	$75,52 \pm 2,75 \pm 5,57$
337,5	$48,91 \pm 4,30 \pm 4,22$	412,5	$75,36 \pm 2,91 \pm 5,55$
342,5	$56,97 \pm 5,01 \pm 4,48$	417,5	$72,90 \pm 2,79 \pm 5,64$
347,5	$62,05 \pm 3,20 \pm 5,14$	422,5	$81,09 \pm 2,94 \pm 6,04$
352,5	$61,29 \pm 3,01 \pm 4,70$	427,5	$81,46 \pm 2,42 \pm 5,94$
357,5	$62,40 \pm 2,78 \pm 4,85$	432,5	$83,65 \pm 2,95 \pm 6,09$
362,5	$63,67 \pm 2,79 \pm 5,02$	437,5	$80,66 \pm 3,01 \pm 6,05$
367,5	$64,48 \pm 2,80 \pm 5,07$	442,5	$73,44 \pm 2,97 \pm 5,47$
372,5	$65,97 \pm 2,64 \pm 5,07$	447,5	$74,95 \pm 3,47 \pm 5,71$
377,5	$71,84 \pm 2,70 \pm 5,51$	452,5	$76,06 \pm 3,24 \pm 5,69$
382,5	$71,65 \pm 2,62 \pm 5,41$	457,5	$75,22 \pm 3,38 \pm 5,54$
387,5	$70,08 \pm 2,49 \pm 5,25$	462,5	$74,13 \pm 3,41 \pm 5,48$
392,5	$70,98 \pm 2,52 \pm 5,40$	467,5	$65,71 \pm 3,53 \pm 5,05$
397,5	$76,81 \pm 2,56 \pm 5,64$	472,5	$75,37 \pm 3,51 \pm 5,79$

$\omega' > 30 \text{ MeV}$

C.5 Verhältnis R zum *Soft-photon Limit* $\omega' \rightarrow 0$

ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$	ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$
32,5	$1,433 \pm 0,062 \pm 0,072$	102,5	$0,475 \pm 0,052 \pm 0,043$
37,5	$1,159 \pm 0,053 \pm 0,060$	107,5	$0,360 \pm 0,050 \pm 0,036$
42,5	$1,129 \pm 0,052 \pm 0,059$	112,5	$0,276 \pm 0,045 \pm 0,041$
47,5	$1,038 \pm 0,052 \pm 0,051$	117,5	$0,308 \pm 0,045 \pm 0,038$
52,5	$0,970 \pm 0,054 \pm 0,053$	122,5	$0,250 \pm 0,041 \pm 0,027$
57,5	$0,874 \pm 0,055 \pm 0,044$	127,5	$0,211 \pm 0,039 \pm 0,037$
62,5	$0,762 \pm 0,055 \pm 0,050$	132,5	$0,182 \pm 0,035 \pm 0,032$
67,5	$0,618 \pm 0,055 \pm 0,039$	137,5	$0,112 \pm 0,029 \pm 0,018$
72,5	$0,644 \pm 0,056 \pm 0,035$	142,5	$0,126 \pm 0,028 \pm 0,016$
77,5	$0,599 \pm 0,055 \pm 0,040$	147,5	$0,116 \pm 0,025 \pm 0,018$
82,5	$0,567 \pm 0,055 \pm 0,028$	152,5	$0,027 \pm 0,015 \pm 0,006$
87,5	$0,444 \pm 0,053 \pm 0,033$	157,5	$0,027 \pm 0,012 \pm 0,006$
92,5	$0,438 \pm 0,053 \pm 0,034$	162,5	$0,018 \pm 0,009 \pm 0,003$
97,5	$0,353 \pm 0,050 \pm 0,035$	167,5	$0,004 \pm 0,003 \pm 0,001$

$\omega = 325 \dots 375 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1221 \dots 1259 \text{ MeV}$

ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$	ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$
32,5	$1,562 \pm 0,062 \pm 0,080$	117,5	$0,560 \pm 0,060 \pm 0,030$
37,5	$1,531 \pm 0,057 \pm 0,086$	122,5	$0,638 \pm 0,061 \pm 0,046$
42,5	$1,555 \pm 0,057 \pm 0,080$	127,5	$0,500 \pm 0,056 \pm 0,032$
47,5	$1,498 \pm 0,057 \pm 0,075$	132,5	$0,475 \pm 0,053 \pm 0,036$
52,5	$1,592 \pm 0,061 \pm 0,081$	137,5	$0,444 \pm 0,051 \pm 0,037$
57,5	$1,500 \pm 0,063 \pm 0,077$	142,5	$0,310 \pm 0,045 \pm 0,025$
62,5	$1,431 \pm 0,065 \pm 0,078$	147,5	$0,252 \pm 0,041 \pm 0,025$
67,5	$1,539 \pm 0,070 \pm 0,079$	152,5	$0,347 \pm 0,042 \pm 0,036$
72,5	$1,320 \pm 0,069 \pm 0,066$	157,5	$0,309 \pm 0,039 \pm 0,041$
77,5	$1,330 \pm 0,072 \pm 0,070$	162,5	$0,185 \pm 0,032 \pm 0,025$
82,5	$1,226 \pm 0,074 \pm 0,062$	167,5	$0,191 \pm 0,031 \pm 0,027$
87,5	$1,036 \pm 0,071 \pm 0,057$	172,5	$0,135 \pm 0,025 \pm 0,021$
92,5	$0,918 \pm 0,070 \pm 0,051$	177,5	$0,077 \pm 0,019 \pm 0,012$
97,5	$0,872 \pm 0,069 \pm 0,047$	182,5	$0,048 \pm 0,014 \pm 0,009$
102,5	$0,752 \pm 0,066 \pm 0,044$	187,5	$0,036 \pm 0,010 \pm 0,006$
107,5	$0,747 \pm 0,067 \pm 0,040$	192,5	$0,009 \pm 0,006 \pm 0,001$
112,5	$0,607 \pm 0,063 \pm 0,031$	197,5	$0,004 \pm 0,003 \pm 0,001$
$\omega = 375 \dots 425 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1259 \dots 1295 \text{ MeV}$			

ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$	ω' MeV	$R \pm \Delta(R)_{\text{stat}} \pm \Delta(R)_{\text{syst}}$
32,5	$1,525 \pm 0,088 \pm 0,075$	117,5	$1,842 \pm 0,157 \pm 0,115$
37,5	$1,468 \pm 0,078 \pm 0,073$	122,5	$1,908 \pm 0,160 \pm 0,101$
42,5	$1,609 \pm 0,080 \pm 0,088$	127,5	$1,667 \pm 0,157 \pm 0,087$
47,5	$1,609 \pm 0,080 \pm 0,086$	132,5	$1,542 \pm 0,153 \pm 0,102$
52,5	$1,706 \pm 0,085 \pm 0,085$	137,5	$1,275 \pm 0,144 \pm 0,079$
57,5	$1,654 \pm 0,088 \pm 0,087$	142,5	$1,063 \pm 0,137 \pm 0,068$
62,5	$2,000 \pm 0,099 \pm 0,102$	147,5	$1,188 \pm 0,137 \pm 0,066$
67,5	$2,044 \pm 0,106 \pm 0,104$	152,5	$1,005 \pm 0,129 \pm 0,056$
72,5	$2,007 \pm 0,112 \pm 0,099$	157,5	$1,123 \pm 0,126 \pm 0,059$
77,5	$2,005 \pm 0,118 \pm 0,102$	162,5	$0,891 \pm 0,119 \pm 0,050$
82,5	$2,256 \pm 0,131 \pm 0,118$	167,5	$0,839 \pm 0,111 \pm 0,046$
87,5	$2,026 \pm 0,132 \pm 0,106$	172,5	$0,628 \pm 0,100 \pm 0,046$
92,5	$2,154 \pm 0,142 \pm 0,122$	177,5	$0,263 \pm 0,084 \pm 0,023$
97,5	$2,266 \pm 0,150 \pm 0,113$	182,5	$0,435 \pm 0,084 \pm 0,039$
102,5	$1,905 \pm 0,147 \pm 0,108$	187,5	$0,324 \pm 0,076 \pm 0,032$
107,5	$2,240 \pm 0,159 \pm 0,113$	192,5	$0,196 \pm 0,065 \pm 0,020$
112,5	$1,794 \pm 0,155 \pm 0,125$	197,5	$0,287 \pm 0,064 \pm 0,034$
$\omega = 425 \dots 475 \text{ MeV}, \sqrt{s} = 1295 \dots 1331 \text{ MeV}$			

C.6 Photonasymmetrie Σ der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\gamma'$

ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$	ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$
-165,0	$-0,803 \pm 0,285$	15,0	$-0,363 \pm 0,309$
-135,0	$0,088 \pm 0,223$	45,0	$-0,143 \pm 0,240$
-105,0	$0,532 \pm 0,202$	75,0	$0,585 \pm 0,195$
-75,0	$0,291 \pm 0,214$	105,0	$0,414 \pm 0,212$
-45,0	$-0,071 \pm 0,218$	135,0	$0,350 \pm 0,227$
-15,0	$-0,686 \pm 0,271$	165,0	$-0,156 \pm 0,290$
$\omega' = 30 \dots 40 \text{ MeV}$			
ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$	ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$
-165,0	$-0,375 \pm 0,197$	15,0	$-0,377 \pm 0,174$
-135,0	$0,088 \pm 0,162$	45,0	$-0,028 \pm 0,175$
-105,0	$0,069 \pm 0,174$	75,0	$0,388 \pm 0,167$
-75,0	$0,331 \pm 0,168$	105,0	$0,605 \pm 0,173$
-45,0	$0,067 \pm 0,180$	135,0	$-0,029 \pm 0,181$
-15,0	$-0,252 \pm 0,203$	165,0	$-0,162 \pm 0,184$
$\omega' = 40 \dots 60 \text{ MeV}$			
ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$	ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$
-165,0	$-0,101 \pm 0,232$	15,0	$-0,582 \pm 0,248$
-135,0	$0,144 \pm 0,213$	45,0	$0,237 \pm 0,229$
-105,0	$0,443 \pm 0,238$	75,0	$0,063 \pm 0,259$
-75,0	$0,240 \pm 0,253$	105,0	$0,407 \pm 0,234$
-45,0	$-0,111 \pm 0,262$	135,0	$-0,158 \pm 0,220$
-15,0	$-0,403 \pm 0,242$	165,0	$-0,385 \pm 0,254$
$\omega' = 60 \dots 80 \text{ MeV}$			
ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$	ϕ_{π^0}	$\Sigma \pm \Delta(\Sigma)_{\text{stat}}$
-165,0	$-0,189 \pm 0,113$	15,0	$-0,240 \pm 0,110$
-135,0	$-0,013 \pm 0,099$	45,0	$0,091 \pm 0,106$
-105,0	$0,268 \pm 0,104$	75,0	$0,267 \pm 0,100$
-75,0	$0,261 \pm 0,103$	105,0	$0,373 \pm 0,102$
-45,0	$-0,045 \pm 0,105$	135,0	$-0,009 \pm 0,105$
-15,0	$-0,258 \pm 0,114$	165,0	$-0,207 \pm 0,118$
$\omega' > 30 \text{ MeV}$			

ω'	$\phi_0 \pm \Delta(\phi_0)_{\text{stat}}$	$C \pm \Delta(C)_{\text{stat}}$	$A \pm \Delta(A)_{\text{stat}} \pm \Delta(A)_{\text{syst}}$	χ^2 / ndf
MeV	$^\circ$			
30...40	$1,413 \pm 2,873$	$0,006 \pm 0,070$	$0,555 \pm 0,100 \pm 0,025$	7,387 / 9
40...60	$4,641 \pm 2,093$	$0,030 \pm 0,051$	$0,375 \pm 0,073 \pm 0,017$	5,471 / 9
60...80	$-8,436 \pm 2,861$	$-0,009 \pm 0,069$	$0,400 \pm 0,100 \pm 0,018$	4,392 / 9
> 30	$-1,402 \pm 1,264$	$0,024 \pm 0,031$	$0,300 \pm 0,044 \pm 0,013$	2,078 / 9
$\Sigma = A \cdot \cos(2\phi_{\pi^0} + \phi_0) + C$				

C.7 Single Spin-Asymmetrie Σ_{circ}

ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$	ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$
MeV		MeV	
30,0	$-0,015 \pm 0,086 \pm 0,001$	130,0	$0,229 \pm 0,177 \pm 0,014$
50,0	$0,059 \pm 0,065 \pm 0,004$	150,0	$-0,294 \pm 0,194 \pm 0,018$
70,0	$-0,037 \pm 0,083 \pm 0,002$	170,0	$0,424 \pm 0,385 \pm 0,026$
90,0	$-0,087 \pm 0,105 \pm 0,005$	190,0	$-0,682 \pm 0,615 \pm 0,042$
110,0	$0,155 \pm 0,136 \pm 0,009$		
$\theta_{\gamma'} < 90^\circ, \Phi_{\gamma'} < 180^\circ$			

ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$	ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$
MeV		MeV	
30,0	$0,085 \pm 0,087 \pm 0,005$	130,0	$-0,328 \pm 0,186 \pm 0,020$
50,0	$0,052 \pm 0,062 \pm 0,003$	150,0	$-0,175 \pm 0,229 \pm 0,011$
70,0	$0,012 \pm 0,083 \pm 0,001$	170,0	$-0,301 \pm 0,255 \pm 0,018$
90,0	$0,000 \pm 0,108 \pm 0,000$	190,0	$-0,559 \pm 0,409 \pm 0,034$
110,0	$-0,333 \pm 0,159 \pm 0,020$		
$\theta_{\gamma'} < 90^\circ, \Phi_{\gamma'} > 180^\circ$			

ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$	ω'	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$
MeV		MeV	
30,0	$-0,169 \pm 0,069 \pm 0,010$	130,0	$-0,026 \pm 0,126 \pm 0,002$
50,0	$-0,055 \pm 0,049 \pm 0,003$	150,0	$-0,117 \pm 0,166 \pm 0,007$
70,0	$-0,077 \pm 0,061 \pm 0,005$	170,0	$-0,022 \pm 0,213 \pm 0,001$
90,0	$-0,030 \pm 0,082 \pm 0,002$	190,0	$-0,287 \pm 0,360 \pm 0,018$
110,0	$-0,006 \pm 0,103 \pm 0,000$		
$\theta_{\gamma'} > 90^\circ, \Phi_{\gamma'} < 180^\circ$			

ω' MeV	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$	ω' MeV	$\Sigma_{\text{circ}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{stat}} \pm \Delta(\Sigma_{\text{circ}})_{\text{syst}}$
30,0	$0,074 \pm 0,067 \pm 0,004$	130,0	$-0,481 \pm 0,119 \pm 0,029$
50,0	$-0,029 \pm 0,049 \pm 0,002$	150,0	$-0,279 \pm 0,158 \pm 0,017$
70,0	$0,088 \pm 0,059 \pm 0,005$	170,0	$-0,004 \pm 0,232 \pm 0,000$
90,0	$0,166 \pm 0,077 \pm 0,010$	190,0	$-0,566 \pm 0,527 \pm 0,035$
110,0	$0,024 \pm 0,095 \pm 0,001$		
$\theta_{\gamma'} > 90^\circ, \Phi_{\gamma'} > 180^\circ$			

Literaturverzeichnis

- [Ahr00] J. Ahrens et al.: *Helicity Dependence of $\gamma p \rightarrow N\pi$ below 450 MeV and Contribution to the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5950
- [Ali00] T.M. Aliev, A.Özpineci, M. Savcı: *Magnetic moments of decuplet baryons in light cone QCD*, Phys. Rev. D 62 (2000) 053012
- [Ana02] Analog Devices Inc.: *AD9214: 10-Bit, 65/80/105 MSPS 3 V A/D Converter Data Sheet*, 2002
- [Ann04] J.R.M. Annand: *Data Analysis within an AcqRoot Framework*, Department of Physics & Astronomy, University of Glasgow, 2004
- [Ant91] I. Anthony et al.: *Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron*, Nucl. Instr. and Meth. A 301 (1991) 230
- [Arm72] M. Arman et al.: *Measurement of Radiative Pion-Proton Scattering near the $\Delta(1236)$ Resonance*, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 962
- [Arn47] W.R. Arnold, A. Roberts: *The Magnetic Moments of the Neutron and the Deuteron*, Phys. Rev. 71 (1947) 878
- [Bec00] R. Beck et al.: *Determination of the $E2/M1$ ratio in the $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$ transition from a simultaneous measurement of $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$ and $p(\vec{\gamma}, \pi^+)n$* , Phys. Rev. C 61 (2000) 35204
- [Ber96] V. Bernard et al.: *Double neutral pion photoproduction at threshold*, Phys. Lett. B 382 (1996) 19
- [Boi07] B. Boillat: *Dissertation, in Vorbereitung, Institut für Physik, Universität Basel*, 2007
- [Bos91] A. Bosshard et al.: *Analyzing power in pion-proton bremsstrahlung, and the $\Delta^{++}(1232)$ magnetic moment*, Phys. Rev. D 44 (1991) 1962
- [Bru07] J. Brudvik: *Measurement of the branching ratio for eta meson decay into a neutral pion and two photons*, Ph.D. thesis, Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, 2007
- [But94] M.N. Butler, M.J. Savage, R.P. Springer: *Electromagnetic moments of the baryon decuplet*, Phys. Rev. D 49 (1994) 3459
- [Car76] R.L. Carrington, E.B. Hughes, I. Kirkbride: *Performance Data on the Prototype Crystal Ball Module and Energy Resolution Estimates for the Cluster of 54*, Crystal Ball Note No. 221, Stanford Linear Accelerator Center, 1976

- [Cas01] G.L. Castro, A. Mariano *Determination of the Δ^{++} magnetic dipole moment*, Phys. Lett. B 517 (2001) 339
- [Cha77] Y. Chan et al.: *Design and Performance of a Modularized NaI(Tl) Detector*, IEEE Nuclear Science Symposium Article, Stanford Linear Accelerator Center, 1977
- [Chi04] W.T. Chiang, M. Vanderhaeghen, S.N. Yang, D. Drechsel: *Unitary model for the $\gamma p \rightarrow \gamma \pi^0 p$ reaction and magnetic dipole moment of the $\Delta^+(1232)$* , arXiv:hep-ph/0409078, 2004
- [Cla97] M. Clajus: *Recent Changes to the Crystal Ball Simulation Code*, Crystal Ball Note CB-97-004, Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, 1997
- [Cod05] R. Codling: *Measurement of the Magnetic Dipole Moment of the $\Delta^+(1232)$ Resonance via the $p(\vec{\gamma}, \gamma' \pi^+ n)$ reaction*, Ph.D. Second Year Report, Department of Physics & Astronomy, University of Glasgow, 2005
- [Dow03] E. Downie: *The Magnetic Moment of the Δ^+* , Ph.D. First Year Report, Department of Physics & Astronomy, University of Glasgow, 2003
- [Dre01] D. Drechsel, M. Vanderhaeghen: *Magnetic dipole moment of the $\Delta^+(1232)$ from the $\gamma p \rightarrow \gamma \pi^0 p$ reaction*, Phys. Rev. C 64 (2001) 065202
- [Dre04] P. Drexler: *Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004
- [Fer52] E. Fermi, H.L. Anderson, E.A. Long, D.E. Nagle: *Total Cross Sections of Positive Pions in Hydrogen*, Phys. Rev. 85 (1952) 936
- [Gel64] M. Gell-Mann: *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [Gre07] R. Gregor: *Modifikation von Pionenpaaren in Kernmaterie*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2007
- [Gru01] B. Grube: *The Trigger Control System and the Common GEM and Silicon Readout for the COMPASS Experiment*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2001
- [Grü02] A. Grünemaier: *Eine universelle Ausleseschnittstelle für das COMPASS-Experiment*, Dissertation, Fakultät für Physik, Albert Ludwigs-Universität Freiburg, 2002
- [Hal96] S.J. Hall et al.: *A focal plane system for the 855 MeV tagged photon spectrometer at MAMI-B*, Nucl. Instr. and Meth. A 368 (1996) 698
- [Hej98] V. Hejny: *Photoproduktion von η -Mesonen an Helium-4*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998
- [Hel87] L. Heller, S. Kumano, J.C. Martinez, E.J. Moniz: *Pion-nucleon bremsstrahlung and Δ electromagnetic moments*, Phys. Rev. C (1987) 35 (1987) 718

- [Hey83] A.J.G. Hey, R.L. Kelly: *Baryon Spectroscopy*, Phys. Reports 96 (1983) 71
- [Hof56] R. Hofstadter, R.W. McAllister: *Elastic Scattering of 188-Mev Electrons from the Proton and the Alpha Particle*, Phys. Rev. 102 (1956) 851
- [Hon99] S.T. Hong, D.P. Min: *Strange Form Factors and Sum Rules of Baryon Decuplet*, arXiv:nucl-th/9909004, 1999
- [itr03] i-trOnics GmbH: *Multi-channel Sampling Analogue-to-Digital Converter Module i-SADC108032 for the Mainz Crystal Ball Detector (User's Manual)*, 2003
- [Jah91] *Jahresbericht des Instituts für Kernphysik*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1991
- [Jan98] S. Janssen: *Entwicklung eines neuen CPV-Systems für TAPS*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998
- [Jan06] A. Jankowiak: *The Mainz Microtron MAMI – Past and future*, Eur. Phys. J. A 28 (2006) 149
- [Kas05] V. Kashevarov: *Private Mitteilung*, 2005
- [Kas07] V. Kashevarov: *Private Mitteilung*, 2007
- [Kle92] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1992
- [Koc59] H.W. Koch, J.W. Motz: *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data*, Rev. of Mod. Phys. 31 (1959) 920
- [Kon68] L.A. Kondratyuk, L.A. Ponomarev: *Yad. Fiz.* 7 (1968) 11 [*Sov. J. Nucl. Phys.* 7 (1968) 82]
- [Kot01] M. Kotulla: *Experiment zur Bestimmung des magnetischen Moments der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001
- [Kot02] M. Kotulla: *The Reaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 \gamma' p$ and the Magnetic Dipole Moment of the $\Delta^+(1232)$ Resonance*, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 272001
- [Kra96] H.-P. Krahn *Messung der Photonasymmetrien für die geladene und neutrale Pion-photoproduktion am Proton und das E2/M1 Verhältnis*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996
- [Kra07] D. Krambrich: *Aufbau des Crystal Ball-Detektorsystems und Untersuchung der Helizitätsasymmetrie in $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$* , Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007
- [Lan04] M. Lang: *Aufbau des GDH-Experiments und Messung der Helizitätsabhängigkeit von $\vec{\gamma} p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ von der Schwelle bis 800 MeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004

- [Lee98] F.X. Lee: *Determination of decuplet baryon magnetic moments from QCD sum rules*, Phys. Rev. D 57 (1998) 1801
- [Lei92] D.B. Leinweber, T. Draper, R.M. Woloshyn: *Decuplet baryon structure from lattice QCD*, Phys. Rev. D 46 (1992) 3067
- [Leu01] R. Leukel: *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2001
- [Lin91] D. Lin, M.K. Liou, Z.M. Ding: *Pion-proton bremsstrahlung calculation and the „experimental“ magnetic moment of $\Delta^{++}(1232)$* , Phys. Rev. C 44 (1991) 1819
- [Liv06] K. Livingston: *Private Mitteilung*, 2006
- [Lug07] S. Lugert: Dissertation, in Vorbereitung, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2007
- [Mac96] M. MacCormick et al.: *Total photoabsorption cross sections for ^1H , ^2H , and ^3He from 200 to 800 MeV*, Phys. Rev. C 53 (1996) 41
- [Mac99] A.I. Machavariani, A. Faessler, A.J. Buchmann: *Field-theoretical description of electromagnetic Δ resonance production and determination of the magnetic moment of the $\Delta^+(1232)$ resonance by the $ep \rightarrow e'N'\pi'\gamma'$ and $\gamma p \rightarrow N'\pi'\gamma'$ reactions*, Nucl. Phys. A 646 (1999) 231
- [Mah99] T. Mahmoud: *Inbetriebnahme und Test des DAPHNE-Kryo-Targetsystems zur Messung der η -Photoproduktion an flüssigem Helium-3*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1999
- [MAI03] D. Drechsel, S.S. Kamalov, L. Tiator: *A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Nucleon*, <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID>
- [McP64] D.A. McPherson, D.C. Gates, R.W. Kenney, W.P. Swanson: *Positive Photopion Production from Hydrogen Near Threshold*, Phys. Rev. 136 (1964) B1465
- [Mey88] C.A. Meyer et al.: *Measurement of pion-proton bremsstrahlung for pions at 299 MeV*, Phys. Rev. D 38 (1988) 754
- [Nac01] J.C. Nacher, E. Oset, M.J. Vicente Vacas, L. Roca: *The role of $\Delta(1700)$ excitation and ρ production in double pion photoproduction*, arXiv:nucl-th/0012065, 2001
- [Nef78] B.M.K. Nefkens et al.: *Differential cross sections for pion-proton bremsstrahlung at 269, 298, and 324 MeV*, Phys. Rev. D 18 (1978) 3911
- [Nef95] B.M.K. Nefkens: *The Crystal Ball – Overview*, Crystal Ball Note CB-95-001, Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, 1995
- [Nik07] A. Nikolaev: Dissertation, in Vorbereitung, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007

- [Ols59] H. Olsen, L.C. Maximon: *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*, Phys. Rev. 114 (1959) 887
- [Pas78] P. Pascual, R. Tarrach: *Radiative $\pi^+ p$ scattering and the magnetic moment of the Δ^{++}* , Nucl. Phys. B 134 (1978) 133
- [Pas05] V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen: *Magnetic Moment of the $\Delta(1232)$ -Resonance in Chiral Effective-Field Theory*, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 102003
- [Pas06] V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen: *The $\gamma N \rightarrow \Delta$ transition in chiral effective-field theory*, arXiv:hep-ph/0611317, 2006
- [Pas07] V. Pascalutsa: *Private Mitteilung*, 2007
- [Pas07a] V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen: in Vorbereitung, 2007
- [PDG02] Particle Data Group: *Particle Physics Booklet*, 2002
- [Ped05] P. Pedroni: *Private Mitteilung*, 2005
- [Pfe98] M. Pfeiffer: *Ansprechverhalten von BaF₂-Szintillationsdetektoren für nieder- und hochenergetische Photonen*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998
- [Pri05] J.W. Price: *CB @ MAMI Simulation status*, Crystal Ball Collaboration Meeting, University of California, Los Angeles, 2005
- [Rei99] A. Reiter: *Entwicklung und Test eines ortsauflösenden Detektors für die Photonenmarkierungsanlage*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1999
- [Röh01] Röhm GmbH & Co. KG: *Rohacell 71 FX*, EG-Sicherheitsdatenblatt, 2001
- [Ros04] M. Rost: *Strahlungsbegleitete Pion-Photoproduktion am Proton*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004
- [SAI06] R.A. Arndt, I.I. Strakovsky, R.L. Workman: *Scattering Analysis Interactive Dialin*, <http://gwdac.phys.gwu.edu/>
- [Sch51] L.I. Schiff: *Energy and angular distribution for thin-target bremsstrahlung*, Phys. Rev. 83 (1951) 252
- [Sch78] L. Schachinger et al.: *Precise Measurement of the Λ^0 Magnetic Moment*, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1348
- [Sch93] F. Schlumpf: *Magnetic moments of the baryon decuplet in a relativistic quark model*, Phys. Rev. D 48 (1993) 4478
- [Sch95] A. Schmidt: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995

- [Sch01] A. Schmidt: *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der Schwelle*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2001
- [Sch02] T. Schmidt: *A Common Readout Driver for the COMPASS Experiment*, Dissertation, Fakultät für Physik, Albert Ludwigs-Universität Freiburg, 2002
- [Sch04] S. Schumann: *Test der Sampling-ADCs für den Crystal Ball-Detektor*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004
- [Ste33] O. Stern, R. Fritsch: *Über die magnetische Ablenkung von Wasserstoffmolekülen und das magnetische Moment des Protons*, Zeitschrift für Physik 85 (1933) 4
- [Tar06] C. Tarbert: *Private Mitteilung*, 2006
- [Tho04] A. Thomas: *Crystal Ball Hydrogen/Deuterium Target Manual*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004
- [Tho07] A. Thomas: *Private Mitteilung*, 2007
- [Übe56] H. Überall: *High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals*, Phys. Rev. 103 (1956) 1055
- [Unv04] M. Unverzagt: *Energie-Eichung des Crystal Ball-Detektors am MAMI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004
- [Wat05] D. Watts: *Private Mitteilung*, 2005
- [Wit88] R. Wittman: *Covariant approach to π^+ -proton bremsstrahlung* Phys. Rev. C 37 (1988) 2075
- [Wol99] M. Wolf: *Photoproduktion von neutralen Pionpaaren am Proton von der Schwelle bis zur Energie von 820 MeV*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1999
- [Yan04] G.S Yang, H.C. Kim, M.Praszalowicz, K. Goeke: *Octet, decuplet, and antidecuplet magnetic moments in the chiral quark soliton model reexamined*, Phys. Rev. D 70 (2004) 114002
- [Zeh07] F. Zehr: Dissertation, in Vorbereitung, Institut für Physik, Universität Basel, 2007

Danksagung

PACTA SVNT SERVANDA

In erster Linie bin ich Prof. Dr. Reinhard Beck zu Dank verpflichtet, der besonders zu Beginn dieser Arbeit stets um eine vorbildliche Betreuung bemüht war und mir dabei immer ausreichend Freiheiten für neue Ideen eingeräumt hat. Besonders hervorzuheben ist dabei sein Verständnis für die vielen kleinen und bisweilen auch größeren Schwierigkeiten, die sich im Verlaufe einer solchen Arbeit ergeben.

Ebenso danke ich Dr. Martin Kotulla, der mich an seinem breit gefächerten physikalischen Wissen teilhaben ließ und dessen Diskussionsbereitschaft in vielen Situationen hier nicht unberücksichtigt bleiben soll. Weiterhin ist sein steter Einsatz für die Koordination und Präsentation der Analysefortschritte erwähnenswert.

Bei Marc Unverzagt, der oftmals direkt und unmittelbar Zeuge meiner Launen werden mußte, bedanke ich mich für die ausgesprochen gute Zusammenarbeit, für seine bemerkenswerte Geduld sowie für die äußerst wertvolle und umfassende Überarbeitung der Simulation und schließlich das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Das dieser Arbeit zugrundeliegende Experiment wäre nicht möglich gewesen ohne den unermüdlichen Einsatz und die fundierten Elektronikkenntnisse von Dirk Krambrich, der beim Aufbau der Crystal Ball-Datenerfassung immer wieder das scheinbar Unmögliche möglich gemacht hat. Für diese Leistungen, für die moralische Unterstützung in den schwierigeren Momenten dieser Arbeit und den Spaß in der restlichen Zeit möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Ein ganz herzlicher Dank gebührt Paolo Pedroni, dem Experten für die DAPHNE-Drahtkammern im speziellen sowie Statistik und Datenanalyse im allgemeinen, der mir nicht nur bei Umsetzung und Test der Spurrekonstruktion mit Rat, Unterstützung, seiner umfassenden und tiefgehenden Sachkenntnis, vielen guten Ideen und italienischen Süßspeisen zur Seite stand.

Mein besonderer Dank geht zudem an die A2/Mainz, besonders an Hans-Jürgen Arends, Erik Heid, Oliver Jahn, Michael Ostrick, Matthias Rost und Andreas Thomas, die die „Bonner Exilanten“ über Monate hinweg wie selbstverständlich aufgenommen und unterstützt und ein ebenso freundliches wie zuverlässiges Arbeitsumfeld ermöglicht haben, das andernorts in dieser Form nicht zu finden war.

Weiterhin danke ich den vielen anderen Leuten wie Benedicte, Jason, Richard, Derek, Ralf, Dave, Viktor, Stefan, Mauricio, Claire, Dan, Fabien, die in der einen oder anderen Form zu diesem Experiment beigetragen haben.

