

Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der Schwelle

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

Axel Schmidt
geboren in Nastätten

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Mainz 2001

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Juli 2001

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment zur Photoproduktion neutraler Pionen am Proton im Schwellenbereich. Durch Verwendung linear polarisierter Photonen konnte neben den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitten zum ersten Mal die Photonasymmetrie nahe der Schwelle gemessen werden. Besonderes Interesse galt dem aus diesen physikalischen Observablen bestimmbaren s-Wellen-Multipol E_{0+} sowie der erstmaligen Bestimmung aller drei p-Wellen-Kombinationen P_1 , P_2 und P_3 im Bereich der Schwelle.

Das Experiment wurde 1995/1996 am Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) der Universität Mainz durchgeführt. Durch Verwendung eines Diamanten als Bremsstrahltarget für die Elektronen wurden über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung linear polarisierte Photonen erzeugt. Die Energie der Photonen wurde über die Messung der Energie der gestreuten Elektronen in der Mainzer Photonenmarkierungsanlage ('Tagger') bestimmt. Der Detektor TAPS (Two Arm Photon Spectrometer), eine Anordnung aus 504 BaF₂-Modulen, war um ein Flüssigwasserstofftarget aufgebaut. Die Module waren in sechs Blöcken und einer Vorwärtswand arrangiert. In ihnen wurden die im Target produzierten Pionen über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen. Die Pionen wurden über eine Analyse der invarianten Masse identifiziert. Eine Unterdrückung von Teilchenuntergrund wurde durch zeitliche Koinzidenzbedingungen sowie eine Analyse der 'Missing Energy' erreicht.

Der Wirkungsquerschnitt wurde im Vergleich zu früheren Experimenten mit einer höheren Genauigkeit gemessen. Der totale Wirkungsquerschnitt stimmt bis 160 MeV mit der Messung von J.C.Bergstrom überein, die Ergebnisse der Messung von M.Fuchs weichen zu kleineren Werten hin ab. Allerdings treten ab 155 MeV Abweichungen zu den Bergstrom-Daten für die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts auf, während sie mit den Resultaten der Fuchs-Messung weitgehend übereinstimmt. Die erstmals gemessene Photonasymmetrie für 159.5 MeV ist positiv und hat einen Wert von $+0.217 \pm 0.046$ für $\theta = 90^\circ$.

Die Parameter der s- und p-Wellen wurden an die physikalischen Observablen über zwei unterschiedliche Methoden angepaßt, die übereinstimmende Ergebnisse lieferten. Der Wert von E_{0+} an der π^0 -Schwelle ist $(-1.15 \pm 0.078) 10^{-3}/m_{\pi^+}$. Er ist kleiner als die Resultate der Messungen von M.Fuchs und J.C.Bergstrom. Der Verlauf von E_{0+} bis zur π^+ -Schwelle zeigt eine starke Energieabhängigkeit, der Wert steigt auf -0.53 ± 0.05 an. Der Wert der p-Welle P_1 von $(10.42 \pm 0.06 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$ stimmt mit den Ergebnissen früherer Messungen überein, die Vorhersage des Niederenergiethorems der chiralen Störungstheorie (ChPT) liegt bei Einbeziehung des statistischen und systematischen Fehlers an der unteren Grenze des gemessenen Wertes.

Durch Messung der Photonasymmetrie konnten die p-Wellen P_2 und P_3 im Schwellenbereich bestimmt werden. Der vorausgesagte Wert des zum ersten Mal getesteten Niederenergiethorems der ChPT für $P_2 = -10.7$ stimmt mit dem gemessenen Wert von $(-10.47 \pm 0.1 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$ überein. Der Wert von P_3 beträgt $(12.49 \pm 0.12 \pm 0.38) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Motivation	1
2. Pionphotoproduktion am Nukleon nahe der Schwelle	5
2.1 Grundlegende theoretische Betrachtungen	5
2.2 Physikalische Observable und Multipole	9
2.2.1 Wirkungsquerschnitt und Multipole	9
2.2.2 Photonasymmetrie und Multipole	12
2.3 Vorhersagen der Theorie und experimenteller Status	13
2.3.1 Klassische Niederenergiethoreme	14
2.3.2 Experimenteller Status	15
2.3.3 Chirale Störungstheorie	19
3. Experimenteller Aufbau	21
3.1 Überblick	21
3.2 Elektronenbeschleuniger	22
3.3 Linear polarisierte Photonen	23
3.3.1 Theoretische Grundlagen der kohärenten Bremsstrahlung	23
3.3.2 Goniometer	28
3.3.3 Photonenmarkierungsanlage	32
3.4 Target und Streukammer	34
3.5 TAPS–Detektor	34
3.6 Meßelektronik und Datenerfassung	37
3.7 Durchführung des Experiments	41
4. Datenauswertung	43
4.1 Überblick über den Ablauf der Datenauswertung	43
4.2 Grundlegende Dateneichung	45
4.2.1 Energieeichung	45
4.2.2 Zeiteichung	46
4.2.3 Eichung zur Pulsform	48
4.2.4 Korrekturen der Zeiteichung	49
4.3 Identifikation von Photonen	51
4.4 Rekonstruktion der Pionen	54
4.5 Koinzidenzanalyse TAPS–Tagger	55
4.6 Abzug des Kohlenstoffuntergrunds	58
4.6.1 Untergrund aus der Reaktion $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}\pi^0$	58
4.6.2 Korrektur der experimentellen Pionzählraten	60
4.7 Photonfluß	65
4.8 Simulation der Detektoreffizienz	67
4.9 Photonasymmetrie	72
4.10 Polarisationsgrad	73
4.10.1 Verfahren zur Bestimmung des Polarisationsgrades	75
4.10.2 Polarisationswerte	77

4.11 Systematische Fehler	79
5. Ergebnisse	81
5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt	81
5.2 Photonasymmetrie	86
5.3 Multipole	87
5.3.1 Multipolanpassung	87
5.3.2 Multipolwerte	89
5.4 Totaler Wirkungsquerschnitt	94
6. Diskussion der Ergebnisse	97
6.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	97
6.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt	97
6.3 Photonasymmetrie	102
6.4 Multipole	104
A. Begriffe aus der Festkörperphysik	109
A.1 Kristallstruktur	109
A.2 Reziprokes Gitter	110
B. Energieeichung der Taggerkanäle	112
C. Tabellen	113
C.1 Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot}	113
C.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$	113
C.3 Photonasymmetrie Σ	116

1. Einleitung und Motivation

Die Erforschung der Kräfte zwischen Nukleonen war eines der wichtigsten Ziele in den Anfängen der subatomaren Physik zu Beginn der 30er Jahre.

1935 postulierte H. Yukawa zur Erklärung dieser Kräfte die Existenz eines neuen, massiven Feldquants als Vermittler der starken Wechselwirkung in Analogie zur Quantenelektrodynamik, die die Coulomb–Wechselwirkung über einen Austausch von Photonen als Feldquanten zwischen geladenen Teilchen beschreibt. Zur Erklärung der im Gegensatz zur Coulomb–Wechselwirkung endlichen Reichweite der Kernkräfte nahm er für das Feldquant eine Masse von ca. 150 MeV an. Bestätigt wurde dieser Ansatz durch den Nachweis geladener Pionen in Höhenstrahlungsexperimenten sowie von neutralen Pionen in Beschleunigerexperimenten Ende der 40er Jahre.

Heute ist bekannt, daß drei Pionen unterschiedlicher Ladung existieren, ein positiv geladenes (π^+) mit einer Masse von 139.57 MeV, ein negativ geladenes (π^-) gleicher Masse und ein neutrales Pion (π^0) mit einer Masse von 134.98 MeV. Die Eigenschaften des neutralen Pions sind in Tabelle 1.1 gezeigt. Man weiß heute außerdem, daß die Existenz des

Eigenschaft	Wert
Quantenzahlen $I^G (J^{PC})$	$1^- (0^{-+})$
Masse m	$(134.9766 \pm 0.0006) \text{ MeV}$
Mittlere Lebensdauer τ	$(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{ s}$
Mittlere Reichweite $c \tau$	25.1 nm
Zerfallskanäle	
2γ	$(98.798 \pm 0.032) \%$
$e^+e^-\gamma$	$(1.198 \pm 0.032) \%$

Tabelle 1.1: Eigenschaften des neutralen Pions π^0 (aus [PDG00]).

Pions allein nicht alle Eigenschaften der starken Wechselwirkung erklären kann, sondern daß eine Vielzahl von Feldquanten, zusammengefaßt unter dem Begriff Mesonen, zur Kernkraft beitragen. Auch wenn im Rahmen der Quantenchromodynamik als allgemein akzeptierte Theorie der starken Wechselwirkung weiterhin bekannt ist, daß die Mesonen, auch das Pion selbst, aus weiteren Bestandteilen, den Quarks, aufgebaut sind, welche über den Austausch von Gluonen wechselwirken, spielt das Pion und seine Wechselwirkung mit Nukleonen auch heute noch eine zentrale Rolle in der modernen Mittelenergiephysik. Ein Grund hierfür ist die geringe Masse des Pions, die weniger als ein Drittel der Masse des nächstschwereren Mesons beträgt. Deshalb ist in einem Energiebereich von der Produktionsschwelle bis ca. 500 MeV die Pionproduktion an einem Nukleon eine der einfachsten Reaktionen unter den elektromagnetischen Prozessen mit Kernen. Die experimentelle oder theoretische Analyse eines derart einfachen Prozesses, dessen Eingangskanal durch die Quantenelektrodynamik zuverlässig beschrieben wird, erlaubt eine störungsfreie Untersuchung der im Ausgangskanal wirkenden starken Wechselwirkung. Der Schwellen–Pionphotoproduktion kommt eine besondere Bedeutung zu, da wenige, experimentell bestimmbare Multipolamplituden ausreichen, die Struktur des Nukleons zu parametrisieren, wenn es mit niederenergetischen Photonen untersucht wird. Diese Am-

plituden sind wichtige Parameter der Niederenergiephysik und können modellunabhängig vorhergesagt werden, sie bilden den Schnittpunkt zwischen Theorie und Experiment.

Der experimentell meßbare Wirkungsquerschnitt für die Pionphotoproduktion, d.h. die Wahrscheinlichkeit, ein Pion mit Hilfe niederenergetischer Photonen zu erzeugen, kann als eine Funktion von Multipolamplituden ausgedrückt werden, wenn man für die Analyse des Prozesses eine Drehimpulszerlegung durchführt. Sie erweist sich als günstig, da sie besonders im Pion–Schwellenbereich zu einer einfachen Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts über nur vier relevante Multipolamplituden mit definierter Abhängigkeit vom Drehimpuls des Pions führt. Sie beschreiben das πN –System, wobei man zwischen der sogenannten s–Wellen–Amplitude E_{0+} (mit einem Bahndrehimpuls des Pions $l_\pi = 0$ relativ zum Nukleon) und dreier p–Wellen ($l_\pi = 1$) unterscheidet.

Erste modellunabhängige Vorhersagen an der Pionphotoproduktionsschwelle im Rahmen sogenannter klassischer Niederenergiethoreme (LETs) für den Wert der s–Wellen–Amplitude E_{0+} , die man in einem einfachen Bild als das elektrische Dipolmoment des πN –Systems ansehen kann, stammen von N.M.Kroll und M.A.Rudermann ([Kro54]). Im Niederenergiebereich kleiner 1 GeV und dementsprechend großer Wellenlänge des Photons können nur Strukturen der Größenordnung 1 fm und daher keine Gluon–Quark–Substruktur der Objekte aufgelöst werden. Das Pion kann immer noch als Elementarteilchen mit kleiner Masse relativ zur Nukleonmasse von ≈ 1 GeV betrachtet werden. Aus diesem Grund können Vorhersagen für den Wert des s–Wellen–Multipols E_{0+} sowohl für die geladene als auch die neutrale Pionproduktion mit Hilfe störungstheoretischer Methoden getroffen werden. Sie basieren allein auf den statischen Eigenschaften der beteiligten Objekte und werden in Entwicklungen in Termen der Pionmasse über der Nukleonmasse ($\mu = m_\pi/m_N$) angegeben.

Der allgemeine Formalismus der klassischen LETs wurde von G.Chew ([Che57]) und S.Fubini ([Fub68]) sowie de P.Baenst ([Bae70]) unter Einbeziehung allgemeiner Symmetrieforderungen entwickelt.

Die Entwicklung moderner Dauerstrich–Elektronenbeschleuniger ermöglichte es in den 80er Jahren sowohl für die geladene als auch die neutrale Pionphotoproduktion totale und differentielle Wirkungsquerschnitte an der Schwelle zu messen. Ziel dieser Messungen war die Bestimmung des s–Wellen–Multipols E_{0+} und damit ein Test der klassischen LETs.

Für die geladene Pionproduktion stimmen die experimentellen Resultate mit den Vorhersagen der LETs, deren Werte bis zur Ordnung μ^1 berechnet wurden, überein.

Für die π^0 –Produktion wurde E_{0+} bis zur Ordnung μ^2 berechnet. Die Ergebnisse der in diesem Energiebereich bisher durchgeführten Messungen ([Maz86], [Bec90], [Fuc96] sowie [Berg96]) ergaben für E_{0+} einen Wert von ≈ -1.3 in den kanonischen Einheiten $10^{-3}/m_{\pi^+}$ in starkem Widerspruch zum vorhergesagten Wert des klassischen LET ([Bae70]) von -2.28. Im Widerspruch zur Theorie stand außerdem eine, zum ersten Mal in der Messung von R.Beck ([Bec90]) nachgewiesene, starke Energieabhängigkeit von E_{0+} im Bereich der Schwelle (siehe Abschnitt 2.3.2).

In der Folge dieser Experimente gewann die theoretische Untersuchung der Pionproduktion im Schwellenbereich wieder starkes Interesse und es wurden zu Beginn der 90er Jahre neue Rechnungen und Vorhersagen für die Multipolamplituden im Rahmen der Chiralen Störungstheorie (ChPT, [Ber96a]) entwickelt. Sie erlaubt, die Quantenchromodynamik

bei niedrigen Energien im Rahmen einer effektiven Feldtheorie anzuwenden. Eine große Leistung der ChPT ist der Nachweis, daß die Reihenentwicklung des klassischen LET für E_{0+} in Termen von $\mu = m_\pi/m_N$ unvollständig war und daß die vollständige Rechnung nur sehr langsam konvergiert. Aus diesem Grund ist für den Wert des elektrischen Dipolmoments keine Vorhersage möglich und damit ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment für die s-Welle wenig sinnvoll.

Außerdem konnten mit Hilfe der ChPT neue Niederenergiethoreme für zwei der drei p-Wellen aufgestellt werden. Sie zeigen, im Gegensatz zum s-Wellen-Multipol E_{0+} , eine schnelle Konvergenz in der Reihenentwicklung in Potenzen von μ .

Um die beiden neuen Niederenergiethoreme testen zu können, ist es notwendig, zusätzlich zum totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt die Photonasymmetrie zu messen. Verwendet man linear polarisierte Photonen zur Produktion neutraler Pionen, so ist es möglich, diese Photonasymmetrie zu bestimmen, die ebenfalls eine Funktion der Multipole ist. Die Messungen von Wirkungsquerschnitt und Photonasymmetrie enthalten ausreichend Informationen zur Bestimmung der s-Welle E_{0+} sowie aller drei p-Wellen und ermöglichen damit einen Test der neuen Niederenergiethoreme der ChPT.

Aus diesem Grund wurde von der TAPS-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI Ende 1995 ein neues Experiment zur Photoproduktion neutraler Pionen im Schwellenbereich geplant und durchgeführt, bei dem erstmals über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung erzeugte, linear polarisierte Photonen verwendet wurden. In der vorliegenden Arbeit werden Aufbau, Datenanalyse und Ergebnisse dieses Experiments vorgestellt.

Im Experiment wurde durch den Nachweis der beiden Zerfallsphotonen der neutralen Pionen im Photonspektrometer TAPS sowohl der totale als auch der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt. Ein Grund für die erneute Messung der Wirkungsquerschnitte waren Diskrepanzen von bis zu 18 % zwischen den Ergebnissen der beiden neueren Messungen von M.Fuchs et al. ([Fuc96]) und J.C.Bergstrom et al. ([Berg96]). Darüber hinaus wurden durch Verwendung linear polarisierter Photonen und über eine Drehung der Polarisations Ebene die Pionzählraten in Abhängigkeit des Polarisationszustandes gemessen. Die Ergebnisse der Messungen boten damit die Möglichkeit, zum ersten Mal die Photonasymmetrie im Schwellenbereich zu bestimmen.

Die Gliederung dieser Arbeit entspricht der Abfolge der Darstellungen dieser motivierenden Einleitung:

Im 2. Kapitel werden zuerst grundlegende theoretische Betrachtungen zur Pionphotoproduktion am Nukleon vorgestellt und erläutert, welche Rolle die Multipolamplituden in der Pionproduktion spielen. In diesem Zusammenhang wird zur Vorbereitung des experimentellen Kapitels und zum Verständnis der Analyse der gewonnenen Daten der Zusammenhang zwischen Multipolamplituden und Wirkungsquerschnitt sowie der Photonasymmetrie aufgezeigt. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden theoretische Beschreibungen der Pionproduktion am Nukleon erläutert, wobei im besonderen auf den Inhalt und die Vorhersagen der klassischen LET sowie der ChPT eingegangen wird. Außerdem werden die Ergebnisse bisheriger, im Schwellenbereich durchgeführter Messungen vorgestellt. Das 3. Kapitel beschreibt den Aufbau des neuen Experiments sowie die Funktionsweise aller verwendeten experimentellen Komponenten. Der Schwerpunkt der Darstellung liegt auf

der Beschreibung der Produktion und der Verwendung linear polarisierter Photonen. Ein Überblick über die Analyse der gewonnenen Daten schließt sich in Kapitel 4 an. Die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt und die Photonasymmetrie und die hieraus bestimmten Werte für den s-Wellen-Multipol E_{0+} sowie aller drei p-Wellen sind Inhalt des fünften, zentralen Kapitels der vorliegenden Arbeit. Im 6. Kapitel erfolgt ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Resultaten bisheriger Messungen im Schwellenbereich sowie mit theoretischen Vorhersagen.

2. Pionphotoproduktion am Nukleon nahe der Schwelle

Die Ergebnisse der Datenanalyse des Experiments sind der differentielle und totale Wirkungsquerschnitt sowie die Photonasymmetrie. Sie bilden die Grundlage für die Bestimmung der Multipolamplituden der Produktion neutraler Pionen am Proton im Schwellenbereich. Die Ergebnisse werden mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Im folgenden Abschnitt 2.1 soll zuerst eine grundlegende Betrachtung des Prozesses der Pionphotoproduktion am Nukleon vorgestellt werden ([Bdw68], [Che57]). Als Ergebnis dieser phänomenologischen Beschreibung ergeben sich als wesentliche Größen Multipolamplituden. Ihre Verbindung zum Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 2.2.1) wird in Abschnitt 2.2.2 um die Betrachtung der Photonasymmetrie als Funktion der Multipolamplituden erweitert.

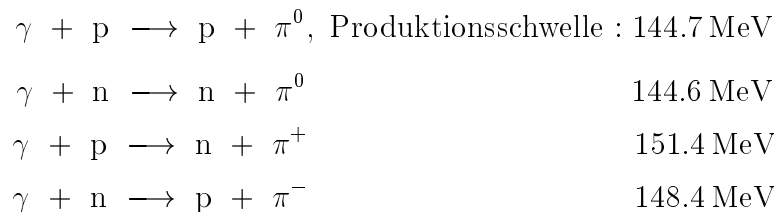
Eine kurze Beschreibung der klassischen Niederenergiethoreme (klassische LET, [Kro54], [Fub68], [Bae70]) und ihrer Vorhersagen für den s-Wellen-Multipol E_{0+} schließt sich in Kapitel 2.3.1 an.

Die überraschenden, im Widerspruch zu den klassischen LETs stehenden Ergebnisse bisheriger im Schwellenbereich durchgeführter Experimente für die Multipolamplituden ([Maz86], [Bec90], [Fuc96], [Berg96]), die über Messungen des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts gewonnen wurden, werden in Abschnitt 2.3.2 vorgestellt.

Sie motivierten neue Rechnungen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie ([Ber93] [Ber96a]), deren Vorhersagen für die Multipole in Abschnitt 2.3.3 dargelegt werden.

2.1 Grundlegende theoretische Betrachtungen

Bei der Photoproduktion von Pionen im Schwellenbereich muß man vier verschiedene Reaktionen am Nukleon unterscheiden, zum einen die Produktion eines neutralen Pions am Proton und am Neutron, zum anderen die Produktion eines π^+ am Proton bzw. eines π^- am Neutron:



Der Prozeß selbst ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Von den vier kinematischen Variablen p_i^μ , p_f^μ , k^μ und q^μ der am Prozeß beteiligten Teilchen sind aufgrund von Energie- und Impulserhaltung nur drei Variable voneinander unabhängig. Jeweils zwei dieser Variablen lassen sich in den lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen zusammenfassen:

$$s = (k^\mu + p_i^\mu)^2 = (q^\mu + p_f^\mu)^2$$

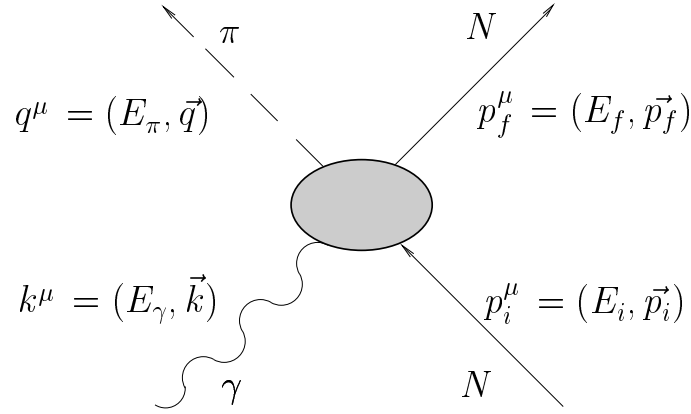


Abbildung 2.1: Kinematische Variablen der Pionphotoproduktion am Nukleon. Die Viererimpulse des ein- und auslaufenden Nukleons sind mit p_i^μ bzw. p_f^μ bezeichnet, der des Photons mit k^μ , der des Pions mit q^μ .

$$t = (q^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - p_i^\mu)^2$$

$$u = (p_i^\mu - q^\mu)^2 = (p_f^\mu - k^\mu)^2 .$$

Über die Beziehung

$$s + t + u = \sum_{j=1} m_j^2 = 2m_N^2 + m_\pi^2$$

sind sie selbst über die Summe der Massenquadrate der an der Reaktion beteiligten Teilchen miteinander verknüpft, so daß zwei der drei Mandelstam-Variablen zur vollständigen Beschreibung der Kinematik ausreichen. Gewöhnlich wählt man die Variablen s und t , da ihnen als Quadrate der Gesamtenergie W bzw. des Viererimpulsübertrags Q eine anschauliche Bedeutung zukommen.

Ausgangspunkt der formalen Beschreibung der Pionphotoproduktion von Pionen ist das Streumatrixelement ([Bdw68])

$$S_{fi} = \delta_{fi} - \frac{i}{(2\pi)^2} \delta^4(p_f^\mu + q^\mu - k^\mu - p_i^\mu) \sqrt{\frac{m_N^2}{4E_\gamma E_\pi E_i E_f}} \cdot T_{fi} , \quad (2.1)$$

in dem die vierdimensionale Deltafunktion δ^4 der oben aufgeführten Teilchenviererimpulse die Energie- und Impulserhaltung des Prozesses sicherstellt. Das Reaktionmatrixelement

$$T_{fi} = \epsilon_\mu j_{fi}^\mu \quad (2.2)$$

ist das Produkt aus dem Polarisationsvektor des Photons und dem Matrixelement des elektromagnetischen Nukleonenstroms

$$j_{fi}^\mu = \langle u_f(p_f), \pi(q) | j^\mu | u_i(p_i) \rangle . \quad (2.3)$$

$u_i(p_i)$ und $u_f(p_f)$ sind die Dirac-Spinoren des ein- und auslaufenden Nukleons. Aufgrund der negativen inneren Parität des erzeugten Pions $\pi(q)$ stellt das Matrixelement des

elektromagnetischen Nukleonenstromes einen Pseudovektor dar, der im allgemeinen Fall aus einer Linearkombination aus acht unabhängigen Pseudovektoren besteht. Durch die zusätzliche Bedingung der Stromerhaltung

$$k_\mu j^\mu = 0$$

reduziert sich die Anzahl unabhängiger Terme auf sechs bzw. im Fall reeller Photonen, die nur transversale Polarisation besitzen können, auf vier Terme, so daß die Übergangsamplitude T_{fi} in folgender Form angegeben werden kann ([Che57]):

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^6 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle . \quad (2.4)$$

Die auf die Dirac–Spinoren u wirkenden (4×4) –Matrizen M_j bilden die Basis einer Entwicklung, d.h. sie stellen allgemeine, linear unabhängige Kombinationen der vier Teilchenimpulse q^μ , k^μ , p_f^μ , p_i^μ , der γ –Matrizen γ^μ , $\sigma^{\mu\nu}$, γ^5 und der Photonpolarisation dar, die sowohl lorentz– als auch eichinvariant sind. Die vier skalaren Entwicklungskoeffizienten A_j sind Funktionen der Mandelstam–Variablen s , t und u . Sie beschreiben die Dynamik des Prozesses.

Es existieren verschiedene, untereinander äquivalente Darstellungen der Übergangsamplituden, die Entwicklungen nach Isospin–, Helizitäts– oder Multipolamplituden entsprechen. Für die vorliegende Analyse und für praktische Anwendungen ist es sinnvoll, eine Entwicklung nach Multipolamplituden, d.h. eine Entwicklung nach definiertem Drehimpuls des Pions, vorzunehmen. Besonders im Schwellenbereich führt dies zu einer sehr einfachen Parametrisierung der physikalisch meßbaren Größen. Hierzu wird eine Reduktion des Reaktionsmatrixelements T_{fi} durchgeführt. Die Dirac–Spinoren u_i und u_f genügen jeweils der freien Dirac–Gleichung und können daher mit den bekannten Lösungen

$$u_i(p_i) = \sqrt{\frac{E_i + m_N}{2m_N}} \begin{pmatrix} \chi_i \\ \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{\sigma}}{(E_i + m_N)} \chi_i \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad u_f(p_f) = \sqrt{\frac{E_f + m_N}{2m_N}} \begin{pmatrix} \chi_f \\ \frac{\vec{p}_f \cdot \vec{\sigma}}{(E_f + m_N)} \chi_f \end{pmatrix}$$

angegeben werden. Innerhalb der Dirac–Spinoren wirken die Pauli–Matrizen σ auf die Pauli–Spinoren χ_i und χ_f , die die Spineinstellung des Nukleons im Anfangs– und Endzustand beschreiben. Mit Hilfe dieser Lösung erfolgt dann die Reduktion der (4×4) –Matrizen M_j und der Dirac–Spinoren u_i und u_f auf die Ebene einer (2×2) –Matrix sowie der Pauli–Spinoren χ_i und χ_f :

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^6 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle = \frac{4\pi W}{m_N} \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle . \quad (2.5)$$

Die allgemeinste Form des Übergangsooperators \mathcal{F} läßt sich darstellen als Linearkombination aller unabhängigen Lorentzinvarianten M_j , wobei als kinematische Bausteine der Polarisationsvektor des Photons $\vec{\epsilon}$, die Pauli–Matrizen σ und die Impulse des Photons \vec{k} und des Pions \vec{q} zur Verfügung stehen. Die 31 möglichen Kombinationen lassen sich unter Berücksichtigung von Eichinvarianz, Impuls– und Paritätserhaltung sowie durch die

Wahl eines geeigneten Koordinatensystems auf vier Terme reduzieren. Mit $\hat{q} = \vec{q}/|\vec{q}|$ und $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$ folgt:

$$\mathcal{F} = i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon})) F_2 + i(\vec{\sigma} \cdot \hat{k})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) F_3 + i(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) F_4. \quad (2.6)$$

Den Koeffizienten A_j entsprechen die vier sogenannten CGLN–Amplituden F_j [Che57], die die Dynamik des Prozesses beschreiben.

Die über die Amplituden A_j folgende Abhängigkeit der Funktionen F_j von zwei der drei Mandelstam–Variablen ist äquivalent einer Abhängigkeit von der Gesamtenergie W und dem Pionproduktionswinkel θ_π .

Für die Analyse experimenteller Daten bietet es sich an, die Funktionen F_j wiederum nach elektrischen und magnetischen Multipolen $E_{l\pm}$ und $M_{l\pm}$, d.h. nach Eigenzuständen zu definiertem Drehimpuls l zu entwickeln, die nur noch von der Gesamtenergie abhängen. Die Eigenzustände sind durch Ableitungen von Legendre–Polynomen $P_l(\cos \theta_\pi)$ gegeben. Die Darstellung lautet mit $x = P_l(\cos \theta_\pi)$:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(x) + \sum_{l=2}^{\infty} [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(x) \\ F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(x) \\ F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1}(x) + \sum_{l=3}^{\infty} [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}(x) \\ F_4 &= \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l(x). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Multipole $E_{l\pm}$ und $M_{l\pm}$ werden nach Endzuständen des Pions mit definiertem Drehimpuls (l) relativ (\pm) zum Nukleonspin klassifiziert und entsprechend ihrer Parität als magnetisch (M) oder elektrisch (E) bezeichnet. Sie sind komplexwertige Funktionen.

Neben der Existenz von Dispersionsrelationen, die Real– und Imaginärteil einer komplexwertigen Funktion verknüpfen, gilt zusätzlich das Watson–Theorem ([Wat 54]). Es besagt, daß bei einer bestimmten, fest vorgegebenen Energie W die Multipole $E_{l\pm}^I$ und $M_{l\pm}^I$ der Pionphotoproduktion mit Isospin I und Gesamtdrehimpuls $J = l \pm 1/2$ die gleiche Phase ϕ_{IJ} besitzen wie die entsprechenden Pion–Nukleon–Streuphasen δ_{IJ} aus der Pionstreuung. Über die Beziehung

$$\phi_{IJ} = \delta_{IJ}$$

ist das Verhältnis der Real– zu den Imaginärteilen der Multipole mit definiertem Isospin und Gesamtdrehimpuls über die bekannte Pionstreuphase gegeben:

$$\text{Im}(M_{l\pm}^I(W)) = \text{Re}(M_{l\pm}^I(W)) \cdot \tan \delta_{IJ}.$$

Das Watson–Theorem ist prinzipiell auf den Energiebereich elastischer Reaktionen bis ca. 308 MeV Laborenergie beschränkt und deshalb für die hier vorliegende Analyse der

Pionphotoproduktion im Schwellenenergiebereich anwendbar.

Die in Gleichung 2.7 angegebene Zerlegung der Übergangsamplitude der Pionphotoproduktion nach Multipolamplituden mit definiertem Winkelverhalten läßt sich zur Bestimmung der Multipole sowie ihrer Energieabhängigkeit aus experimentellen Daten differentieller Wirkungsquerschnitte heranziehen. Hierzu wird im folgenden Abschnitt die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts in der Multipoldarstellung erläutert.

2.2 Physikalische Observable und Multipole

2.2.1 Wirkungsquerschnitt und Multipole

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Pionphotoproduktion im πN -Schwerpunktsystem ist gegeben durch das Betragsquadrat des Reaktionsmatrixelements (Gleichung 2.5) sowie einen kinematischen Phasenraumfaktor mit dem Pionimpuls q und dem Photonimpuls k :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W, Q) = \frac{q}{k} \left(\frac{m_N}{4\pi W} \right)^2 \sum_{\epsilon} \sum_{m_i, m_f} |T_{fi}|^2 . \quad (2.8)$$

Über die Polarisation ϵ des Photons sowie den Spin des Nukleons im Anfangszustand m_i ist zu mitteln und über den Spin des Nukleons im Endzustand m_f zu summieren. Diese Analyseschritte werden durchgeführt über eine Zerlegung der Produktionsamplitude in einen spinabhängigen und einen spinunabhängigen Anteil. Ausführliche Erläuterungen zu diesen Rechnungen finden sich in [Bec90] und [Fuc96]. Mit der expliziten Darstellung des Reaktionmatrixelements T_{fi} nach Gleichung 2.5 und unter Verwendung der Entwicklungen nach Gleichung 2.7 kann der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der CGLN-Amplituden F_j bzw. der Multipole wie folgt angegeben werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta_{\pi}) &= \frac{q}{k} [|F_1|^2 + |F_2|^2 + \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \text{Re}(F_1 F_4^*) + \text{Re}(F_2 F_3^*) \\ &+ \{ \text{Re}(F_3 F_4^*) - 2\text{Re}(F_1 F_2^*) \} \cos(\theta_{\pi}) \\ &- \{ \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \text{Re}(F_1 F_4^*) + \text{Re}(F_2 F_3^*) \} \cos^2(\theta_{\pi}) \\ &- \{ \text{Re}(F_3 F_4^*) \} \cos^3(\theta_{\pi})] . \end{aligned} \quad (2.9)$$

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Energien bzw. Pionimpulsen q_{π} ($\hbar l \approx q_{\pi} \cdot r$; $r \approx 1 fm$) kann die Entwicklung der F_j bereits nach wenigen Bahndrehimpulsen abgebrochen werden, d.h. Beiträge höherer Drehimpulse können vernachlässigt werden. Insbesondere tragen nahe der Produktionsschwelle nur s- und p-Wellen-Multipole zum Wirkungsquerschnitt bei, es können also nur Pionen mit einem Bahndrehimpuls l_{π} von 0 und 1 relativ zum Rückstoßnukleon emittiert werden. Die Konsequenzen dieser s- und p-Wellen-Näherung werden in Abbildung 2.2 in einer Drehimpulsbetrachtung der Pionphotoproduktion dargestellt. Im Anfangszustand trägt das Photon Spin 1 und hat einen Bahndrehimpuls l_{γ} relativ zum Targetnukleon mit Spin 1/2. Spin und Bahndrehimpuls werden im Gesamtdrehimpuls L zusammengefaßt. Der Endzustand

wird charakterisiert durch einen Bahndrehimpuls l_π des Pions relativ zum Rückstoßnukleon. In den ersten beiden Spalten der Tabelle in Abbildung 2.2 sind die in der s- und p-Wellen-Näherung möglichen elektromagnetischen Multipole mit dem Gesamtdrehimpuls L angegeben. Aufgrund von Paritäts- und Drehimpulserhaltung existieren nur vier korrespondierende π -N-Zustände, die durch ihren Gesamtspin J und den relativen Bahndrehimpuls des Pions charakterisiert werden (Spalte 3).

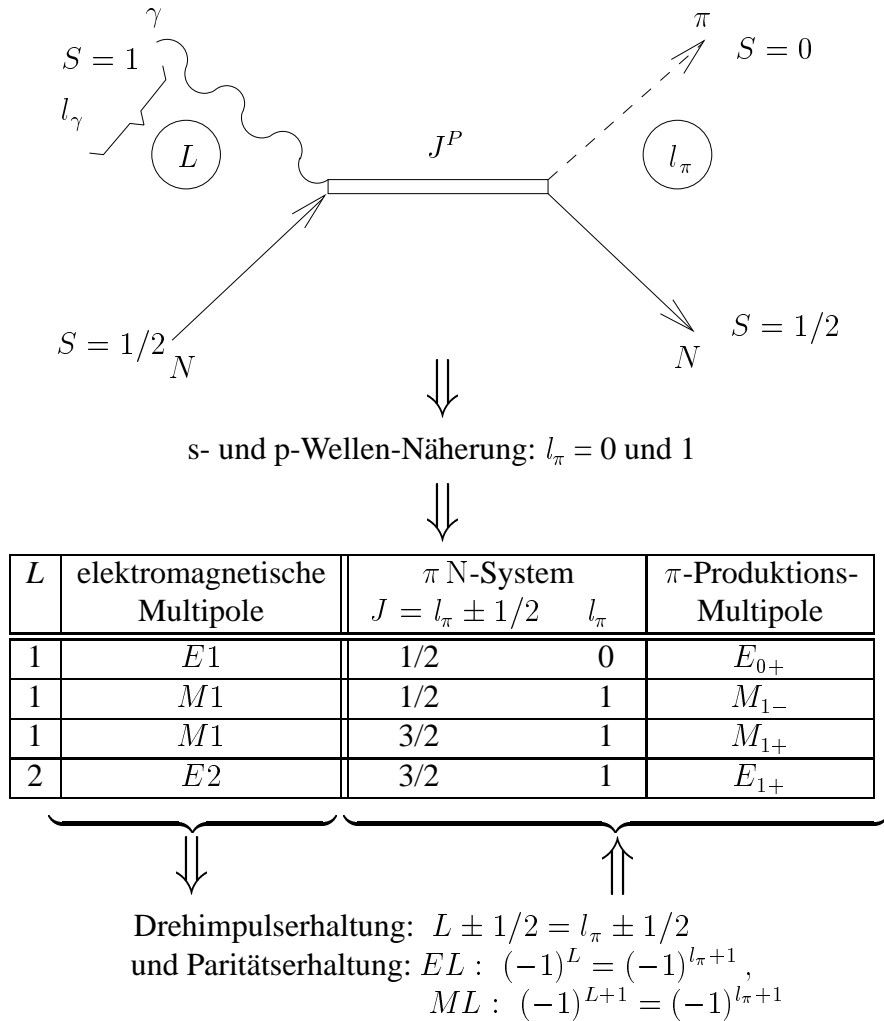


Abbildung 2.2: Drehimpulsbetrachtung der Pionphotoproduktion. Erläuterungen siehe Text.

In der letzten Spalte ist die Multipolnotation für den s-Wellen-Multipol E_{0+} und die drei p-Wellen E_{1+} , M_{1+} und M_{1-} angegeben. Sie parametrisieren die Struktur des Nukleons, wenn es mit niederenergetischen Photonen untersucht wird. Die explizite Darstellung der F_j in der s- und p-Wellen-Näherung lautet ($x = \cos(\theta_\pi)$):

$$F_1 = \sum_{l=0}^{\infty} [l M_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(x) + \sum_{l=2}^{\infty} [(l+1) M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(x)$$

$$\begin{aligned}
l = 0 : & & = E_{0+} \\
l = 1 : & & + (M_{1+} + E_{1+}) 3x \\
F_2 & = & \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P_l'(x) \\
l = 1 : & = & 2M_{1+} + M_{1-} \\
F_3 & = & \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}] P_{l+1}''(x) + \sum_{l=3}^{\infty} [E_{l-} + M_{l-}] P_{l-1}''(x) \\
l = 1 : & = & 3(E_{1+} - M_{1+}) \\
F_4 & = & \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P_l''(x) \\
& = & 0 .
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Setzt man diese Ergebnisse für die Funktionen F_j in Gleichung 2.9 ein, so ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Beziehungen

$$\begin{aligned}
A & = |E_{0+}|^2 + \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
B & = 2\text{Re}(E_{0+}(3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})^*) \\
C & = |3E_{1+} + M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2
\end{aligned} \tag{2.11}$$

in sehr einfacher Form zu ($\theta_\pi = \theta$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{q}{k} (A + B \cos(\theta) + C \cos^2(\theta)) . \tag{2.12}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich durch Integration von Gleichung 2.12 über den vollen Raumwinkel Ω ermitteln und über die Koeffizienten A und C ausdrücken:

$$\sigma = 4\pi \frac{q}{k} \left(A + \frac{1}{3}C \right) . \tag{2.13}$$

Durch eine Anpassung gemäß Gleichung 2.12 an experimentell ermittelte differentielle Wirkungsquerschnitte können die drei Winkelverteilungskoeffizienten A , B und C bestimmt werden. Diesen drei Koeffizienten stehen jedoch vier zu bestimmende Multipolamplituden, E_{0+} , E_{1+} , M_{1+} und M_{1-} , gegenüber. Aufgrund des zu geringen Informationsgehalts der totalen und differentielle Wirkungsquerschnitte können nur Kombinationen der Multipole bestimmt werden. Da ein besonderes Interesse an der Messung der E_{0+} -Amplitude besteht, werden die drei p-Wellen-Amplituden in zwei Kombinationen, P_1 und P_{23} , zusammengefaßt:

$$\begin{aligned}
P_1 & = 3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-} \\
P_{23}^2 & = \frac{1}{2}(P_2^2 + P_3^2)
\end{aligned} \tag{2.14}$$

mit

$$\begin{aligned}
P_2 & = 3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-} \\
P_3 & = 2M_{1+} + M_{1-} .
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Damit ergeben sich folgende Beziehungen für die Koeffizienten A , B und C :

$$\begin{aligned} A &= |E_{0+}|^2 + |P_{23}|^2 \\ B &= 2\text{Re}(E_{0+}P_1^*) \\ C &= |P_1|^2 - |P_{23}|^2 . \end{aligned} \quad (2.16)$$

Man sieht, daß eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie die Bestimmung der Koeffizienten A , B und C eine Festlegung der Multipole E_{0+} und P_1 sowie der Multipolkombination P_{23} erlaubt. Die Ergebnisse der bisher im Schwellenbereich durchgeführten Messungen zur Pionphotoproduktion am Nukleon werden in Abschnitt 2.3.2 dargestellt.

2.2.2 Photonasymmetrie und Multipole

Um die p-Wellen P_2 und P_3 auch getrennt voneinander bestimmen zu können und damit das in der Einleitung bereits angeführte neue Niederenergiethem der ChPT für P_2 (Abschnitt 2.3.3) testen zu können, ist es notwendig, zusätzlich zum differentiellen Wirkungsquerschnitt eine weitere Größe zu messen, die eine Funktion der Multipole ist. Die Photonasymmetrie für die neutrale Photopionproduktion ist proportional zur Differenz der Quadrate von P_3 und P_2 ($\sim P_3^2 - P_2^2$) und kann gemessen werden, indem man linear polarisierte Photonen für den Prozeß im Schwellenbereich verwendet. Dieser Zusammenhang soll im folgenden erläutert werden.

Bei linear polarisierten Photonen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt eine Funktion des Polarwinkels θ und des Azimutalwinkels ϕ , dem Winkel zwischen dem Polarisationsvektor \vec{E} der Photonen und der von Proton und Pion aufgespannten Reaktionsebene (Abbildung 2.3). Der Wirkungsquerschnitt hat folgende Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \{1 - \Sigma(\theta) \cos 2\phi\} . \quad (2.17)$$

Er ist damit gleich dem unpolarisierten, differentiellen Wirkungsquerschnitt, der durch eine $\cos 2\phi$ -Modulation überlagert wird, deren Amplitude durch die Größe der Photonasymmetrie Σ gegeben ist. Die Photonasymmetrie ist definiert als

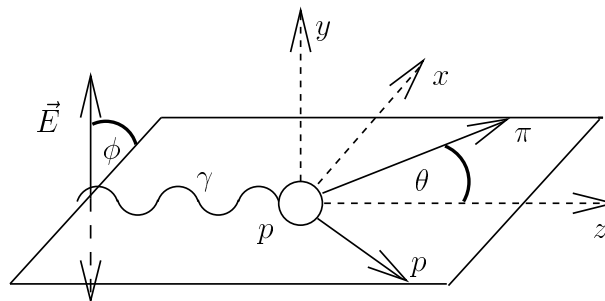


Abbildung 2.3: Azimutalwinkel ϕ und Polarwinkel θ der Pionphotoproduktion.

$$\Sigma(\theta) = \frac{d\sigma^\perp(\theta) - d\sigma^\parallel(\theta)}{d\sigma^\perp(\theta) + d\sigma^\parallel(\theta)}, \quad (2.18)$$

$d\sigma^\perp$ und $d\sigma^\parallel$ sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Photonpolarisationen mit $\phi = 90^\circ$ bzw. $\phi = 0^\circ$ sind:

$$\begin{aligned} d\sigma^\perp(\theta) &\equiv \frac{d\sigma^\perp}{d\Omega}(\theta) = (1 + \Sigma(\theta)) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \\ d\sigma^\parallel(\theta) &\equiv \frac{d\sigma^\parallel}{d\Omega}(\theta) = (1 - \Sigma(\theta)) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Die Photonasymmetrie kann, da sich alle weiteren Normierungsfaktoren herausheben, auch über die Pionzählraten für beide Polarisierungseinstellungen ausgedrückt werden,

$$\Sigma(\theta) = \frac{1}{p_\gamma} \frac{N^\perp(\theta) - N^\parallel(\theta)}{N^\perp(\theta) + N^\parallel(\theta)}, \quad (2.20)$$

wobei p_γ der Grad der Linearpolarisation der Photonen ist. Der Zusammenhang zwischen Photonasymmetrie und den in der s- und p-Wellen-Näherung existierenden vier Multipolamplituden (Abschnitt 2.2.1) ist in einfacher Form über den Koeffizienten α gegeben, der eine Funktion der Photonasymmetrie und des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist. Er ist vom Polarwinkel θ unabhängig:

$$\alpha = \Sigma(\theta) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot \frac{k}{q} / \sin^2\theta = \frac{1}{2} (P_3^2 - P_2^2). \quad (2.21)$$

Daraus folgt, daß die Photonasymmetrie proportional zur Differenz der Quadrate der p-Wellen P_3 und P_2 ist. Aus diesem Grund erlaubt eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts, der proportional ist zur Summe ihrer Quadrate (Gleichungen 2.12 und 2.14/2.16) sowie eine Messung der Photonasymmetrie Σ eine Trennung von P_2 und P_3 . Damit ist eine experimentelle Bestimmung des s-Wellen-Multipols E_{0+} und aller drei p-Wellen möglich. Sie bilden das Kernstück der Vorhersagen der theoretischen Modelle und stellen somit die Verbindung zwischen Experiment und Theorie her.

2.3 Vorhersagen der Theorie und experimenteller Status

Für den s-Wellen-Multipol E_{0+} wurden, beginnend in den 50er Jahren, sogenannte klassische Niederenergiethoreme (klassische LET) entwickelt, die modellunabhängig Vorhersagen über den Absolutwert der Amplitude geben ([Kro54], [Fub68], [Bae70]). Im Widerspruch zu diesen Vorhersagen standen Ergebnisse von Schwellenexperimenten, die Ende der 80er und zu Beginn der 90er Jahre durchgeführt wurden ([Maz86], [Bec90], [Fuc96], [Berg96]). Sie motivierten neue Rechnungen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie (ChPT), einer effektiven Feldtheorie auf Basis der Quantenchromodynamik im Niederenergiebereich. Es konnten neue Niederenergiethoreme für die neutrale Pionphotoproduktion entwickelt werden, welche exakte Vorhersagen für die p-Wellen P_1 und P_2 ermöglichten ([Ber96a]).

Im folgenden Abschnitt werden die Grundzüge der klassischen LET sowie ihre Vorhersagen für den Multipol E_{0+} erläutert. Dem zeitlichen Ablauf folgend werden daran anschließend (Abschnitt 2.3.2) die Ergebnisse bisheriger Messungen der neutralen Pionphotoproduktion im Schwellenbereich in knapper Form vorgestellt. Die Rechnungen der ChPT zu E_{0+} sowie ihre Vorhersagen für die p-Wellen P_1 und P_2 folgen in Abschnitt 2.3.3.

2.3.1 Klassische Niederenergiethoreme

Die Photoproduktion neutraler Pionen an der Schwelle ist eine der Domänen der Niederenergiethoreme (LET), die Vorhersagen der Multipolamplituden im Schwellenbereich ermöglichen. Im Niederenergiebereich kann das Nukleon aufgrund der ausreichend großen Wellenlänge des Photons ($\approx 1.4 fm$) als nahezu punktförmig angesehen werden. Für die s-Wellen-Produktionsamplitude E_{0+} können deshalb im Rahmen der klassischen LET modellunabhängige Vorhersagen getroffen werden, die nur auf den statischen, globalen Eigenschaften des Nukleons wie Masse und magnetisches Moment beruhen. Der allgemeine Formalismus der klassischen LET wurde von N.M.Kroll, M.A.Rudermann ([Kro54]) und S.Fubini ([Fub68]) unter Einbeziehung allgemeiner Symmetrieforderungen entwickelt. E_{0+} wird als Entwicklung in Potenzen der Pionmasse über der Nukleonmasse ($\mu = m_\pi/m_N$) angegeben. Man geht davon aus, daß das Schwellenverhalten in der Pionphotoproduktion durch die vier Born-Graphen erster Ordnung festgelegt ist ([Dre92], Abbildung 2.4). In den ersten beiden Diagrammen wechselwirkt das Photon

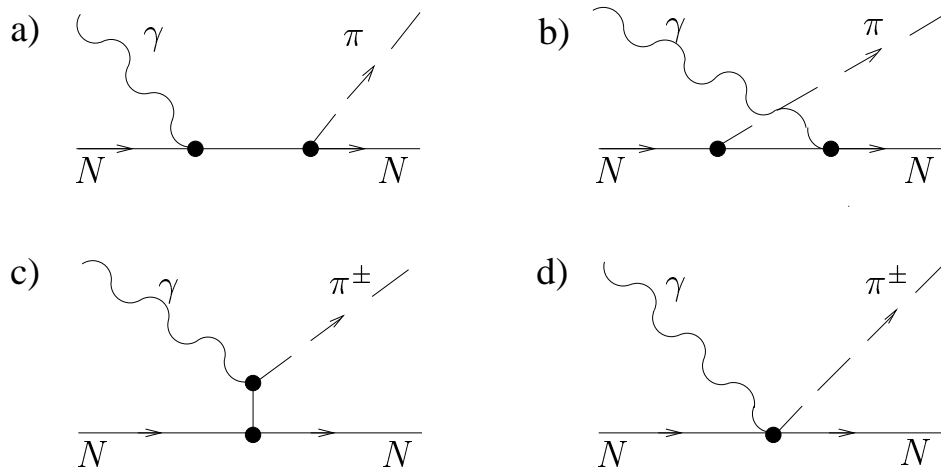


Abbildung 2.4: Born-Graphen zur Ein-Pion-Produktion am Nukleon: direkter (a) und gekreuzter (b) Nukleon-Born-Term, Pion-Pol-Term (c) und Kroll-Rudermann-Term (d).

mit der Ladung und dem magnetischen Moment des Nukleons und das Pion wird vor bzw. nach Absorption des Photons 'abgeschüttelt'. In den beiden anderen Diagrammen wechselwirkt das Photon direkt mit der Mesonwolke um das Nukleon. Da das Pion kein magnetisches Moment besitzt, findet die Wechselwirkung hier über die Ladung statt. Aus diesem Grund tragen nur die beiden ersten Terme zur neutralen Pionproduktion bei. Der

führende Term, die Kroll–Rudermann–Amplitude, wurde von Kroll und Rudermann über die Symmetrieforderungen der Eichinvarianz sowie der Erhaltung des elektromagnetischen Vektorstroms bis zur Ordnung $\mu^0 = (m_\pi/m_N)^0$ für die geladene, bis zur Ordnung μ^1 für die neutrale Pionproduktion bestimmt. Da dieser Term in der neutralen Pionproduktion nicht auftaucht und da die ersten beiden Born–Terme der Abbildung 2.4 entgegengesetztes Vorzeichen haben und sich gegenseitig aufheben, ergab sich ein Wert von Null für die E_{0+} –Amplitude. Die Aufspaltung in die Einzelbeiträge ist in Tabelle 2.1 für die vier verschiedenen Prozesse angegeben.

Auf diesen Betrachtungen aufbauend wurden Terme höherer Ordnung (μ^1 für die geladene Produktion, μ^2 für die neutrale Produktion) von S.Fubini ([Fub68]) unter Einbeziehung des Theorems der teilweisen Erhaltung des Axialvektorstromes berechnet. In Tabelle 2.1 sind diese Entwicklungen sowie die resultierenden Vorhersagen für die Werte von E_{0+} angegeben ([Vai72]), siehe auch eine zusammenfassende Darstellung von P.de Baenst ([Bae70]). Der Wert für die neutrale Pionproduktion am Proton beträgt $-2.3 \cdot 10^{-3} 1/m_\pi$.

Prozeß	Kroll–R.	E_{0+}	Fubini	E_{0+}
$\gamma p \rightarrow n\pi^+$	$\sqrt{2}C + O(\mu)$	1	$\sqrt{2}C[1 - 1.5\mu + O(\mu^2)]$	27.5
$\gamma n \rightarrow p\pi^-$	$-\sqrt{2}C + O(\mu)$	1	$\sqrt{2}C[-1 + 0.5\mu + O(\mu^2)]$	-32.9
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	$0 + O(\mu^2)$	0	$C[-\mu + (1 + \chi_p/2)\mu^2 + O(\mu^3)]$	-2.3
$\gamma n \rightarrow n\pi^0$	$0 + O(\mu^2)$	0	$C[-(\chi_n/2)\mu^2 + O(\mu^3)]$	0.4

Tabelle 2.1: Vorhersagen der klassischen Niederenergiethoreme von Kroll–Rudermann und Fubini für den s –Wellen–Multipol E_{0+} in Einheiten $10^{-3} 1/m_\pi$. $C = eg_{\pi N}/(8\pi M)$ mit der πN –Kopplungskonstante $g_{\pi N}$ und der Masse M des Nukleon. χ_p bzw. χ_n sind die anomalen magnetischen Momente von Proton bzw. Neutron.

2.3.2 Experimenteller Status

Durch die Entwicklung von Dauerstrichelektronenbeschleunigern in den 80er Jahren war man erstmals in der Lage, Experimente zur neutralen Pionphotoproduktion im Schwellenbereich durchzuführen. Über die Bestimmung des totalen sowie des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Photonenergie konnte der Wert des s –Wellen–Multipols E_{0+} an der π^0 –Produktionsschwelle bestimmt und so die Vorhersagen der klassischen LET getestet werden. Diese Messungen wurden durchgeführt in Saclay (E.Mazzucato et al., [Maz86]), am Mainzer Mikrotron MAMI von R.Beck et al. ([Bec90]) und M.Fuchs et al. ([Fuc96], [Bern97]) sowie am Saskatchewan Accelerator Laboratory in Saskatoon (J.C.Bergstrom et al., [Berg96]). Abbildung 2.5 zeigt die Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt bis 160 MeV für die drei Messungen von R.Beck, M.Fuchs und J.C.Bergstrom. Man sieht, daß nahe der Schwelle von 144.7 MeV eine gute Übereinstimmung der Fuchs–Daten und der Bergstrom–Daten besteht, die Werte der Messung von Beck jedoch höher sind. Ab einer Photonenergie von ca. 148 MeV zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse von Beck und Bergstrom, in diesem Energiebereich erkennt man jedoch die größte Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der Messungen von

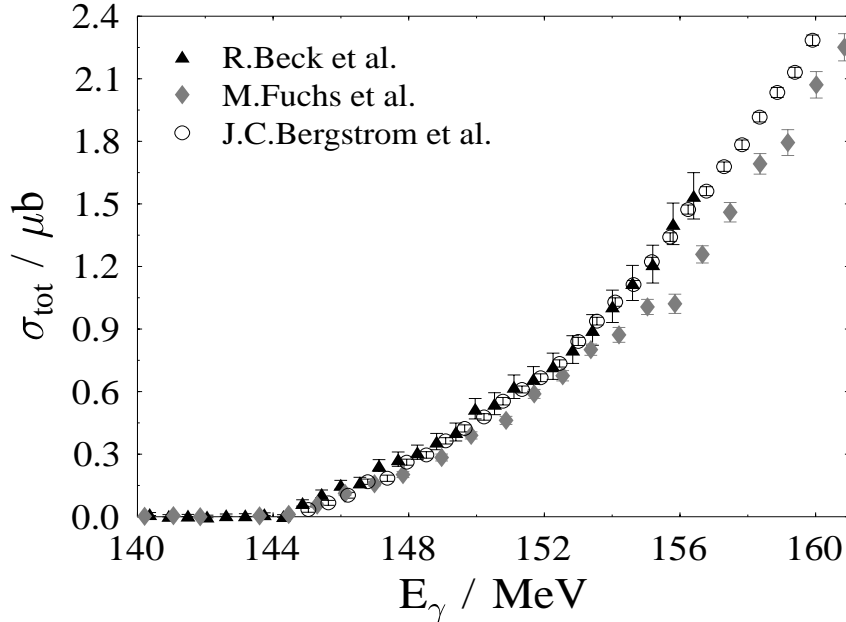


Abbildung 2.5: Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt der Messungen von R.Beck ([Bec90]), M.Fuchs ([Fuc96]) und J.C.Bergstrom ([Berg96]).

Fuchs und Bergstrom. Die Resultate der Fuchs–Messung weichen mit wachsender Energie immer stärker von den übrigen Datensätzen ab, es treten Unterschiede von bis zu 18 % auf. Besonders deutlich wird dies auch bei einem Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte. In Abbildung 2.6 sind entsprechende Resultate beispielhaft für Energien von 147, 150, 154 und 159 MeV gezeigt.

Die aus der Messung des Wirkungsquerschnitts bestimmten Werte für den Real- und Imaginärteil der E_{0+} -Produktionsamplitude der neutralen Pionphotoproduktion am Proton sind in Abbildung 2.8 in Abhängigkeit der Photonenergie gezeigt. Ein überraschendes Ergebnis dieser Messungen ist der Wert für $E_{0+} \approx -1.3 \cdot 10^{-3} 1/m_\pi$ an der Schwelle, der in starkem Widerspruch zur Vorhersage der klassischen LET von $-2.3 \cdot 10^{-3} 1/m_\pi$ steht. In der Messung von Beck konnte außerdem zum ersten Mal gezeigt werden, daß auch der weitere Verlauf der Amplitude im Gegensatz zur theoretischen Vorhersage stark energieabhängig ist. Die Ursache für die starke Energieabhängigkeit ist ein zweistufiger Prozeß, in dem das neutrale Pion über einen virtuellen $n\pi^+$ -Zwischenzustand erzeugt wird ([Fae80], Abbildung 2.7): Die E_{0+} -Amplitude muß deshalb wie folgt geschrieben werden:

$$E_{0+}^{p\pi^0} = A^{p\pi^0} + i q_{\pi^+} E_{0+}^{n\pi^+} a_{n\pi^+ \rightarrow p\pi^0} . \quad (2.22)$$

Sie ist gleich einer Interferenz, einer Summe aus einem Anteil A aus dem direkten Prozeß und einem imaginären Anteil mit dem Produkt aus dem π^+ -Impuls q_{π^+} , der Streulänge a für $n\pi^+ \rightarrow p\pi^0$ sowie der E_{0+} -Amplitude für $n\pi^+$. Die Ursache für diesen Beitrag aus der Rückstreuung der geladenen Pionen liegt allein in der Brechung der Isospinsym-

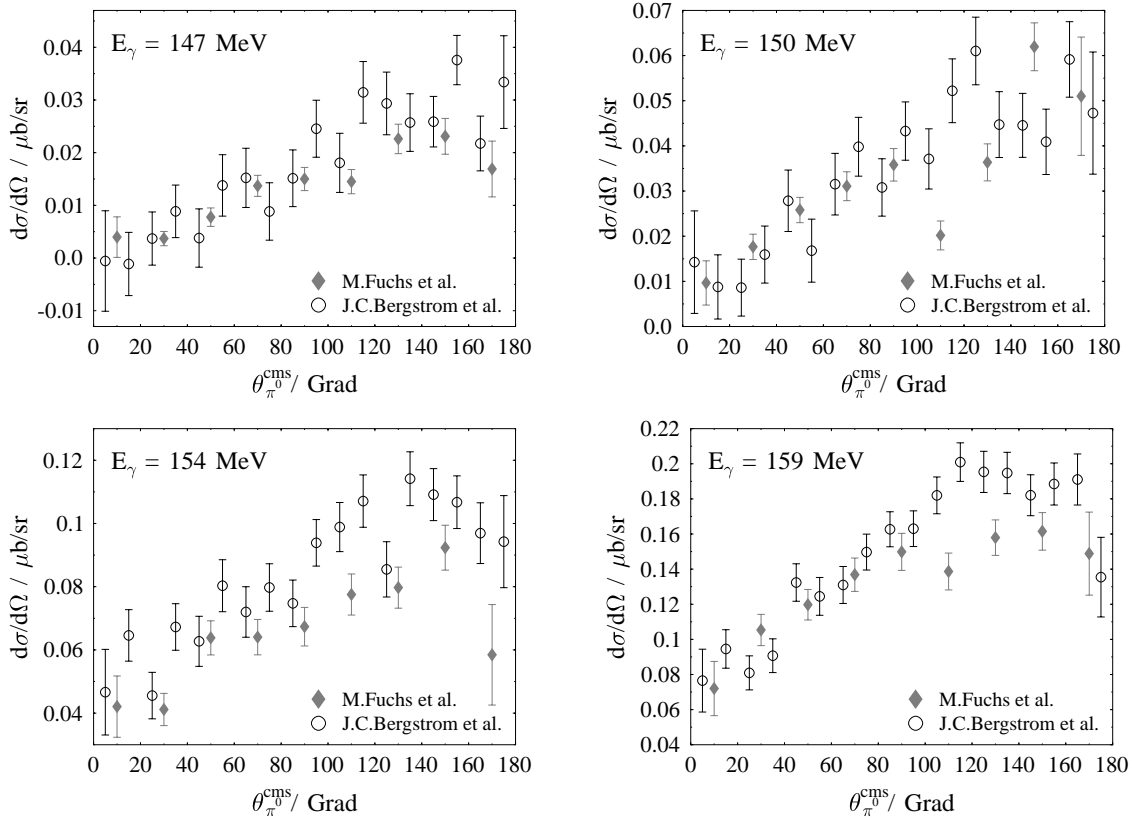


Abbildung 2.6: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Messungen von [Fuc96] und [Berg96] beispielhaft für Photonenergien von 147 MeV, 150 MeV, 154 MeV und 159 MeV.

metrie für Pionen, wobei der Effekt vor allem durch den Massenunterschied der beiden Pionen ($\approx 4.6 \text{ MeV}$) hervorgerufen wird. Unterhalb der π^+ -Schwelle von 151.4 MeV ist q_{π^+} imaginär und es ergibt sich ein reeller Beitrag zur E_{0+} -Amplitude des $p\pi^0$ -Kanals. Da der Wert von $E_{0+}^{n\pi^+}$ mit $28.2 \cdot 10^{-3} 1/m_\pi$ ([Ber96b]) um eine Größenordnung über

Zweistufiger Prozeß: $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0$:

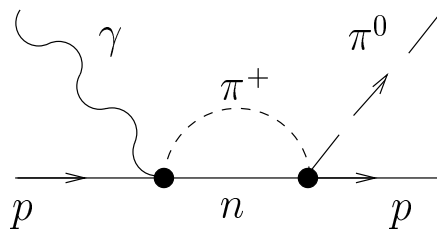


Abbildung 2.7: Rückstreuungsterm der Pionphotoproduktion. Er ist für die rasche Variation der E_{0+} -Amplitude in dem Energiebereich nahe der Schwelle verantwortlich. Die Produktionsschwelle für $(p\pi^0)$ liegt bei 144.7 MeV, für $(n\pi^+)$ bei 151.4 MeV.

dem entsprechenden Wert der Amplitude für die Produktion neutraler Pionen am Proton liegt und die Streulänge unter Voraussetzung der Isospinsymmetrie ($a_{p\pi^- \rightarrow n\pi^0}$ ([Schr99]) $= -a_{n\pi^+ \rightarrow p\pi^0}$) mit $0.128 \text{ 1}/m_\pi$ angegeben wird, ergibt sich ein beträchtlicher Beitrag zur E_{0+} -Amplitude an der Schwelle von -0.86 . Der resultierende Verlauf des Realteils ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Oberhalb der π^+ -Schwelle ist q_{π^+} reell, $i q_{\pi^+} E_{0+} (n\pi^+) a_{\pi^+ \pi^0}$ wird imaginär und es ergibt sich ein mit der Photonenergie anwachsender Imaginärteil von $E_{0+}^{p\pi^0}$ (Abbildung 2.8). Dieser Wechsel in der Amplitude von reell zu imaginär an der zweiten Schwelle ist ein Zeichen für einen sogenannten Unitary Cusp, einen zwei-stufigen Prozeß. Die experimentellen Ergebnisse für den energieabhängigen Verlauf der E_{0+} -Amplitude der beiden neueren Messungen von Fuchs und Bergstrom zeigen eine starke Diskrepanz (bis zu 50 %) in dem Energiebereich zwischen der π^0 - und der π^+ -Produktionsschwelle. Dieser Unterschied resultiert aus den Diskrepanzen in den experimentellen Ergebnissen sowohl für den differentiellen als auch für den totalen Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich. Sie waren eine Motivation, die Wirkungsquerschnitte für die neutrale Pionproduktion in dem hier vorgestellten Experiment noch einmal unabhängig zu messen und den energieabhängigen Verlauf von E_{0+} zu bestimmen.

Eine weitere Motivation für eine erneute Messung im Schwellenbereich war ein Test der neuen Niederenergiethoreme der Chiralen Störungstheorie für die p-Wellen P_1 und P_2 , der durch die Verwendung linear polarisierter Photonen und eine erstmalige Bestimmung der Photonasymmetrie nahe der Schwelle ermöglicht wurde. Die Niederenergiethoreme der ChPT werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

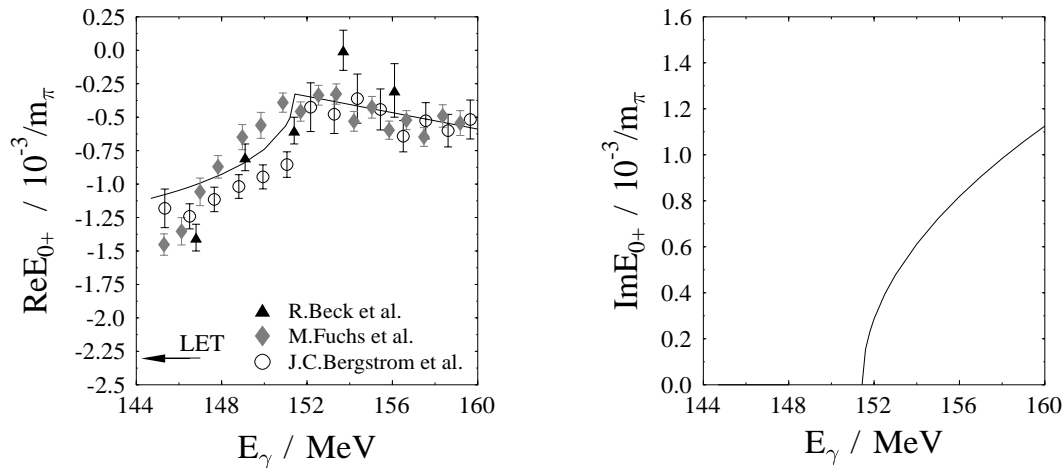


Abbildung 2.8: Ergebnisse für den Real- sowie den Imaginärteil der s -Wellen-Amplitude E_{0+} der Messungen von [Bec90], [Fuc96] und [Berg96] in Abhängigkeit der Photonenergie E_γ . Die durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Fuchs-Daten dar. Eingezeichnet ist außerdem die Vorhersage der klassischen LET an der Schwelle.

2.3.3 Chirale Störungstheorie

In Folge der überraschenden, im Widerspruch zu den klassischen LET stehenden Ergebnisse der Experimente zur Pionphotoproduktion neutraler Pionen im Schwellenbereich für die Multipol-Amplitude E_{0+} gewann die theoretische Untersuchung des Prozesses erneut an Interesse. Zu Beginn der 90er Jahre wurden neue Rechnungen und Vorhersagen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie entwickelt (V. Bernard, N. Kaiser und U.G. Meißner, [Ber93], [Ber96a], [Ber96c]). Sie ist eine effektive Feldtheorie und stellt eine Methode dar, die Quantenchromodynamik bei niedrigen Energien zu lösen.

Ihre Vorhersagen für die E_{0+} -Amplitude an der Schwelle werden im Rahmen des 'heavy baryon'-Formalismus gewonnen und in Entwicklungen nach Potenzen des Verhältnisses der Pionmasse über der Nukleonmasse angegeben ($\mu = m_\pi/m_N$). Der Begriff effektiv bedeutet, daß diese Theorie auf einer Reihe von Niederenergiekonstanten beruht, die durch das Experiment bestimmt werden können. Die Vorhersage für die s-Welle E_{0+} an der Schwelle hängt von der Summe zweier Niederenergiekonstanten a_1^p und a_2^p ab, die durch eine Anpassung an die experimentellen Ergebnisse der Messung von Fuchs bestimmt wurden und die in der Entwicklung des Multipols in der Ordnung μ^3 auftreten. Die Entwicklung bis zur Ordnung μ^3 lautet:

$$E_{0+} = \frac{eg_{\pi N}}{8\pi m_N} \left[-\mu + \mu^2 \left(\frac{3 + \chi_p}{2} + \frac{m_N^2}{16F^2} \right) + \mu^3 \frac{8\pi m_N^4}{g_{\pi N}} (a_1^p + a_2^p) + O(\mu^3) \right], \quad (2.23)$$

mit der Ladung e des Protons, der Kopplungskonstanten $g_{\pi N}$ zwischen Pion und Nukleon, der Zerfallskonstanten F des Pions ($\approx 93 \text{ MeV}$) und dem anomalen magnetischen Moment χ_p des Protons. Der erste Term (Ordnung μ) ergibt einem Wert von -3.45, der Wert der Ordnung μ^2 beträgt +4.35, die Ordnung μ^3 ergibt einen Beitrag von -2.06 zum Wert von E_{0+} von -1.16 in den Einheiten $10^{-3} \cdot 1/m_{\pi^+}$. Der zweite Term ($\frac{m_N^2}{16F^2}$) der Ordnung μ^2 wurde von den klassischen LET nicht berücksichtigt. Eine Analyse im Rahmen einer expliziten Einschleifen-Rechnung der ChPT ergab jedoch, daß er nicht vernachlässigt werden kann, sondern zu einer Singularität führt. Es zeigte sich, daß E_{0+} nur eine langsam konvergierende Funktion von μ ist und damit ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse für diesen Multipol mit Aussagen der Theorie wenig sinnvoll erscheint.

Für die drei p-Wellen P_1 , P_2 und P_3 ergibt sich im Rahmen der ChPT folgendes Bild: Der Wert für P_3 wird schon in erster Ordnung von μ von einer dritten Niederenergiekonstanten dominiert, dem sogenannten Counterterm b_p , der wiederum durch eine Anpassung an experimentelle Daten gewonnen werden muß. Man kann auch in diesem Fall nicht von einer Vorhersage der ChPT sprechen.

Neue Niederenergiethoreme konnten für die p-Wellen P_1 und P_2 entwickelt werden. Sie werden an der Schwelle, aufgrund ihrer Proportionalität zum Pionimpuls \vec{q} , bis zur ersten Ordnung in μ wie folgt angegeben:

$$\begin{aligned} P_1 &= |\vec{q}| \cdot \frac{eg_{\pi N}}{8\pi m^2} \left[1 + \chi_p + \mu \left(-1 - \frac{\chi_p}{2} + \frac{g_{\pi N}^2(10 - 3\pi)}{48\pi} \right) \right] \\ P_2 &= |\vec{q}| \cdot \frac{eg_{\pi N}}{8\pi m^2} \left[-1 - \chi_p + \frac{\mu}{2} \left(3 + \chi_p - \frac{g_{\pi N}^2}{12\pi} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.24)$$

wobei die erste Ordnung der Entwicklung deutlich kleiner ist als die nullte Ordnung. Für P_1 beträgt der Beitrag aus der ersten Ordnung nur 6 % der nullten Ordnung, für P_2 sogar nur 0.8 %. Daher wird davon ausgegangen, daß es sich hier, im Gegensatz zur s–Welle E_{0+} , um schnell konvergierende Reihen handelt und damit die Werte für die p–Wellen P_1 und P_2 schon durch eine Entwicklung bis zur ersten Ordnung festgelegt sind.

Die Werte für den s–Wellen Multipol E_{0+} , gerechnet bis zur Ordnung μ^3 , sowie für die p–Wellen bis zur Ordnung μ sind in Tabelle 2.2 in den gebräuchlichen Einheiten angegeben (V.Bernard et al., [Ber96a], [Ber96c]). Sie werden verglichen mit den experimentellen Ergebnissen der Messungen von Fuchs und Bergstrom. Die experimentellen Resultate für P_1 stimmen im Rahmen der statistischen Fehler gut mit der Vorhersage der ChPT für diese p–Welle überein.

Um das neue Niederenergiethem der ChPT für P_2 testen zu können und erstmalig sowohl den s–Wellen–Multipol E_{0+} als auch alle drei p–Wellen in einer Messung ermitteln zu können, wurde ein neues Experiment durchgeführt, das die Bestimmung sowohl des totalen als auch des differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie erstmalig der Photonasyymetrie Σ zum Ziel hatte. In den folgenden Kapiteln werden der experimentelle Aufbau dieses Experiments beschrieben (Kapitel 3) und die Analyse der gewonnenen Daten erläutert (Kapitel 4). Ziel dieser Analyse ist, die relevanten Observablen aus den gemessenen Daten zu extrahieren. Die Ergebnisse, d.h. der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt, die Photonasyymetrie sowie die aus diesen Observablen ermittelten Werte für die Multipolamplituden werden in Kapitel 5 vorgestellt und im Rahmen eines Vergleichs mit theoretischen Vorhersagen sowie Ergebnissen früherer Messungen in Kapitel 6 diskutiert.

	ChPT	Bergstrom	Fuchs
E_{0+}	-1.16	-1.32 ± 0.05	-1.31 ± 0.2
P_1	10.08	10.26 ± 0.1	10.02 ± 0.15
P_2	-10.7	Σ	
P_3	11.43		
P_{23}	11.07	11.62 ± 0.08	11.44 ± 0.09

Tabelle 2.2: Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie für E_{0+} sowie die drei p–Wellen an der π^0 –Produktionsschwelle im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen der Messungen von Fuchs et al. und der Messung von Bergstrom et al. Die kanonischen Einheiten sind für E_{0+} $10^{-3} 1/m_\pi$, für die p–Wellen $q k 10^{-3} 1/m_\pi$. Zur Trennung von P_2 und P_3 ($P_{23} = P_2^2 + P_3^2$) ist die Messung der Photonasyymetrie Σ erforderlich.

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Überblick

Die vorliegende Arbeit war Teil des Experimentierprogramms, das mit dem Photonen-spektrometer TAPS am Elektronenbeschleuniger MAMI der Universität Mainz in den Jahren 1995/1996 mit reellen Photonen durchgeführt wurde.

Ziel des Teilprojekts war die Messung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie der Photonasymmetrie für die Produktion neutraler Pionen am Proton im Bereich der Schwelle. Ein Überblick über den Gesamtaufbau des Experiments ist in Abbildung 3.1 gegeben. Die Energie der vom Beschleuniger MAMI (Abschnitt 3.2) geliefer-

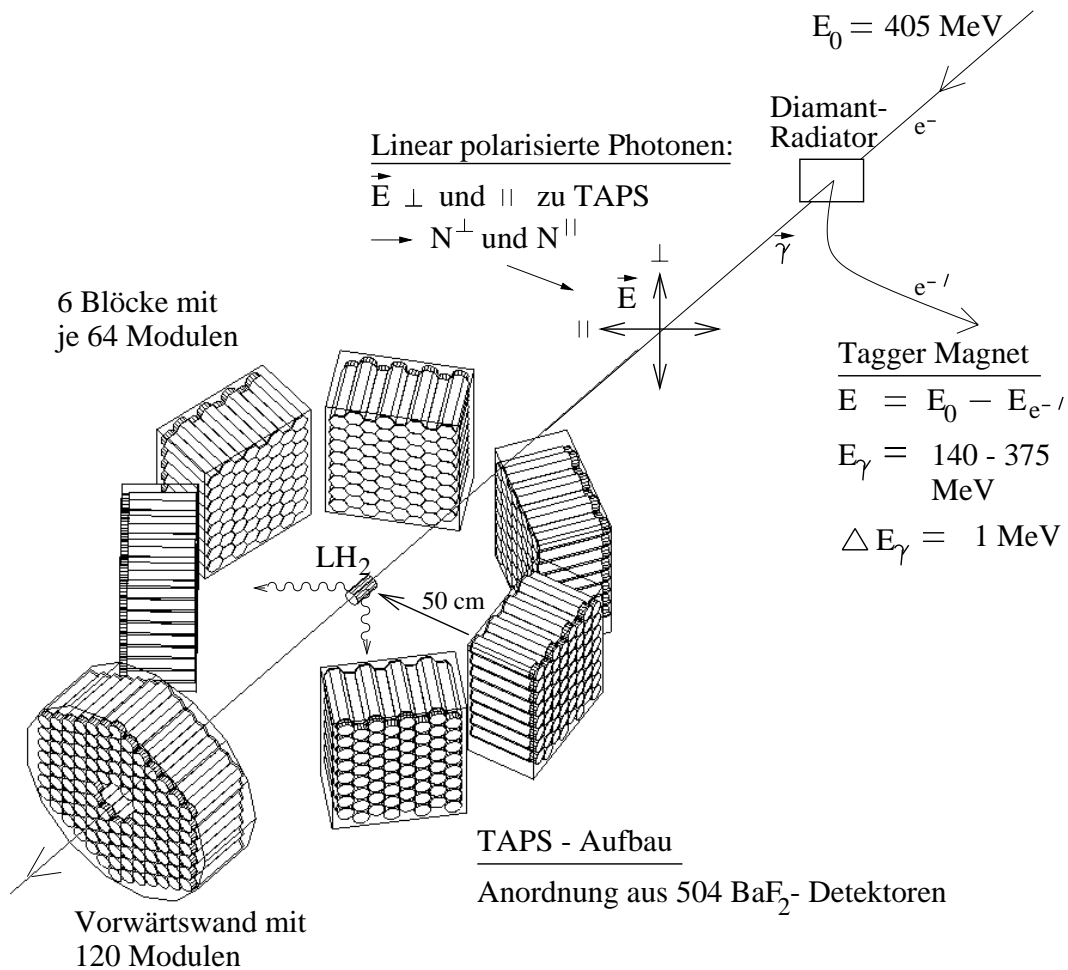


Abbildung 3.1: Überblick über den experimentellen Aufbau.

ten Elektronen betrug 405 MeV. Verwendet man einen Diamanten als Bremsstrahltarget, so ist es möglich, linear polarisierte Photonen über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung zu erhalten (Abschnitt 3.3). Die Energie der Photonen wurde bestimmt durch

Messung der Energie der Elektronen nach dem Bremsstrahlungsprozeß in der Photonenmarkierungsanlage (Tagger, to tag = markieren) (Abschnitt 3.3.3). Da der TAPS–Detektor nicht ϕ –symmetrisch ist, war es nötig, die Polarisationssebene der Photonen um 90° zu drehen, um sowohl die parallele als auch die senkrechte Pionzählrate zur Bestimmung der Photonasymmetrie messen zu können (siehe Gleichung 2.20). Der TAPS–Detektor (Abschnitt 3.5), eine Anordnung aus 504 BAF_2 –Detektoren, war um ein 10 cm langes Flüssigwasserstofftarget (Abschnitt 3.4) aufgebaut. Die Detektoren waren in sechs Blöcken und einer Vorwärtswand angeordnet. Die neutralen Pionen wurden über ihren Zerfall in zwei Photonen detektiert. In Abschnitt 3.6 wird die Detektorelektronik sowie die Datennahme des Experiments erläutert. In Abschnitt 3.7 folgt eine kurze Beschreibung der Durchführung des Experiments.

3.2 Elektronenbeschleuniger

Das Mainzer Mikrotron MAMI ([Her90], Abbildung 3.2) besteht aus einem Linearbeschleuniger und einer Kaskade aus drei Rennbahn–Mikrotronen (RTM, Race Track Microtrons). In jedem Mikrotron lenken zwei homogene Magnetfelder die Elektronen jeweils um 180° ab, so daß sie eine dazwischen liegende Beschleunigungsstrecke mehrmals durchlaufen. Der Radius der Elektronenbahn vergrößert sich bei jedem Umlauf, da

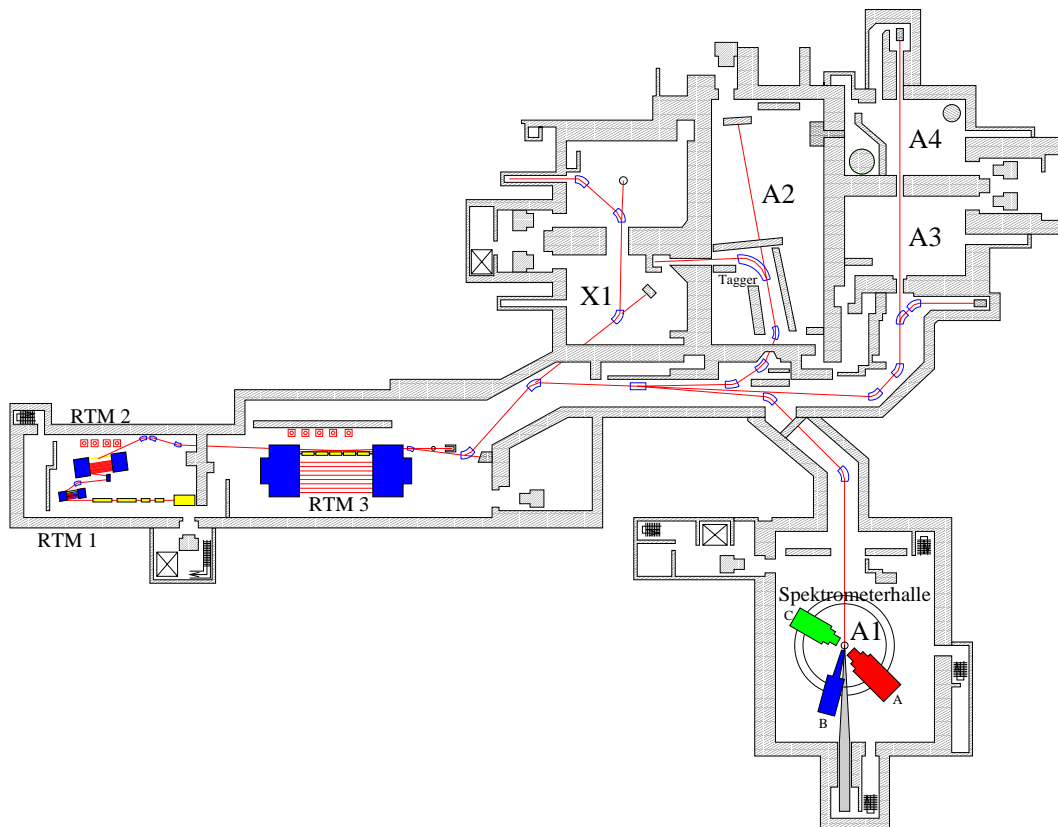


Abbildung 3.2: Das Mainzer Mikrotron MAMI

die Elektronen jeweils um einen festen Energiebetrag beschleunigt werden, das ablenkende Magnetfeld bleibt konstant. Die verwendete Methode liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl ohne Strahlpausen. Ein solches Tastverhältnis von 100 % ist eine ideale Voraussetzung zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten zur Bestimmung sehr kleiner Wirkungsquerschnitte, da hierdurch der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen niedrig gehalten werden kann.

Ein weiteres, wesentliches Kriterium für die Qualität des Beschleunigers ist seine geringe Strahlemittanz mit einem Wert kleiner 0.04 mm mrad. Für spezielle experimentelle Anforderungen können durch eine variable Auskopplung des Elektronenstrahls aus dem dritten Mikrotron reduzierte Energien zwischen 180 MeV und einer Maximalenergie von 880 MeV in Schritten von 15 MeV ausgewählt werden. Die verwendete Elektronenenergie für dieses Experiment betrug 405 MeV.

Der Elektronenstrahl wird über ein 50 m langes Strahlführungssystem in die Experimentierhalle der A2-Kollaboration geleitet. Für eine Kontrolle und Korrektur des Ortes und der Richtung des Elektronenstrahls stehen in der A2-Halle zwei Strahlmonitorgruppen aus je einem Zinksulfidschirm, einem Drahtscanner und einer ortsempfindlichen Kavität zur Verfügung.

3.3 Linear polarisierte Photonen

Im folgenden Kapitel wird die Erzeugung linear polarisierter Photonen am Mainzer Mikrotron MAMI über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung, deren theoretische Grundlagen in knapper Form in Abschnitt 3.3.1 erläutert werden, beschrieben. Ausführliche Darstellungen zur Theorie der kohärenten Bremsstrahlung finden sich in [Ram95], [Loh92], [Pei89] und [Sch95] sowie in [Tim69] und [Ueb56]. Die sich aus den theoretischen Betrachtungen ergebenden Anforderungen und Bedingungen bestimmen den Aufbau des Goniometers, das zu einem zuverlässigen Werkzeug für Polarisationsexperimente entwickelt wurde. Der Aufbau sowie die Methode der Polarisierungseinstellung werden in Abschnitt 3.3.2 beschrieben. Ausführliche Erläuterungen hierzu finden sich in [Sch95]. In Abschnitt 3.3.3 wird die Mainzer Photonenmarkierungsanlage vorgestellt, mit der die Energie der über Bremsstrahlung erzeugten Photonen bestimmt werden kann.

3.3.1 Theoretische Grundlagen der kohärenten Bremsstrahlung

Elektronen verlieren beim Durchlaufen von Materie durch den Prozeß der Bremsstrahlung Energie. Das Elektron wird im Coulomb-Feld eines Kerns beschleunigt und strahlt ein Photon ab. Wegen der großen Masse des Kerns wird auf ihn praktisch nur Impuls und keine Energie übertragen, so daß die Rückstoßenergie auf den Kern vernachlässigt werden kann. Damit gilt für die Energie des emittierten Photons:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-}, \quad (3.1)$$

wobei E_0 und E_{e^-} die Elektronenenergien vor bzw. nach dem Bremsstrahlungsprozeß sind.

Die Intensität der Bremsstrahlungsphotonen in Abhängigkeit ihrer Energie, die eine $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit zeigt, ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Energie und Winkelverteilung können in guter Näherung durch

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \sim \frac{1}{E_\gamma} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma}{d\theta} \simeq \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_\gamma^2)^2} \quad (3.2)$$

angegeben werden. Die Energieverteilung der Photonen liegt zwischen Null und der kinetischen Energie des einlaufenden Elektrons, die Winkelverteilung wird durch den mittleren quadratischen Aufstreuungswinkel

$$\sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \simeq \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e}{E_0}$$

parametrisiert. Innerhalb dieses charakteristischen Winkels liegen etwa 50 % der emittierten Bremsstrahlungsphotonen.

Die minimale, bezüglich des Primärimpulses \vec{p}_0 der Elektronen longitudinale Komponente q_l^{min} des Rückstoßimpulses \vec{q} des Kerns hängt von der Primärenergie E_0 der Elektronen und von der Energie k des emittierten Photons ab:

$$\delta \equiv q_l^{min} = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x}, \quad (3.3)$$

wobei x die relative Photonenergie k/E_0 ist. Einem Rückstoß, der auf dieser scharfen Grenze liegt, entspricht die Emission eines Photons in Vorwärtsrichtung, d.h. in Richtung des einlaufenden Elektrons. Je weiter der auf den Kern übertragene Rückstoßimpuls von dieser unteren Grenze entfernt ist, desto größer ist der Emissionswinkel des Photons. Die obere longitudinale Grenze q_l^{max} des kinematisch erlaubten Bereichs stellt naturgemäß keine scharfe Grenze dar. Man nimmt für eine Abschätzung von q_l^{max} den Öffnungswinkel $\theta = \theta_\gamma$ an:

$$q_l^{max} \simeq \frac{1}{E_0} \frac{x}{1-x} = 2\delta. \quad (3.4)$$

Aus den Gleichungen 3.3 und 3.4 folgt, daß die Lage des in Abbildung 3.3 gezeigten kinematisch erlaubten Bereichs (der die Form eines Pfannkuchens hat und deshalb als 'pancake' bezeichnet wird) im Impulsraum von der Photonenergie abhängt. Mit wachsender Energie entfernt sich der 'pancake' vom Ursprung und überstreicht den Impulsraum. Diese Abhängigkeit ist verantwortlich für die Form der Intensitätsspektren der kohärenten Bremsstrahlung, die bei Verwendung eines Kristalls als Bremsstrahltarget aufgrund dessen regelmäßiger Gitterstruktur auftritt. Die kohärente Produktion von Bremsstrahlung ist auf das Zusammenspiel der oben aufgeführten kinematischen Bedingungen und Struktureffekte zurückzuführen. Bei einer definierten Ausrichtung des Kristalls zur Elektronenstrahlrichtung kommt es zu einem mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auftretenden Impulsübertrag kohärent auf den ganzen Kristall, d.h. nicht auf einen einzelnen Kern, wie es bei einem Radiator wie z.B. Nickel der Fall ist. Es wird, in Analogie zum Mößbauereffekt, kein Phonon angeregt. Der Impulsübertrag \vec{q} entspricht einem reziproken Gittervektor \vec{g} (siehe Anhang A):

$$\vec{q} = \vec{g} \quad (\text{Braggbedingung}) . \quad (3.5)$$

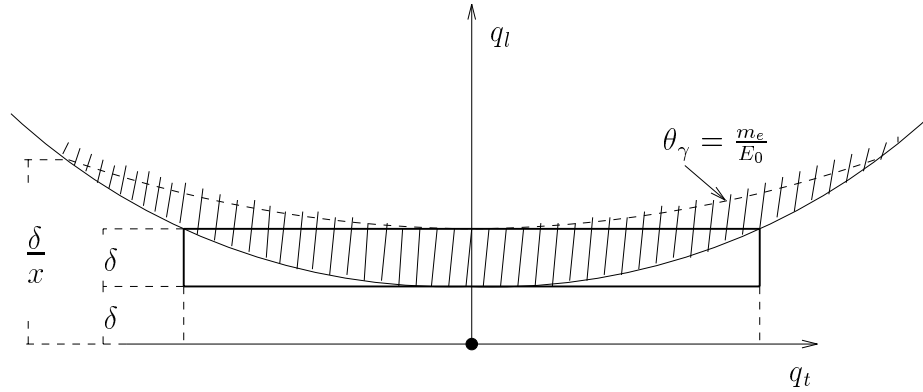


Abbildung 3.3: Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags (schraffiert). Angedeutet ist die obere Grenze dieses Bereichs für $\theta_\gamma = \frac{m_e}{E_0}$.

Als Folge der inkohärenten Strahlungsbeiträge aufgrund von Nullpunktsschwingungen und thermischen Schwingungen des Kristallgitters ergibt sich als Intensitätsspektrum der Bremsstrahlung an einem Kristall ein gewöhnliches $1/E_\gamma$ -Spektrum, das von einem Interferenzmuster überlagert ist. Dieses Muster besteht aus Überhöhungen, die einen bestimmten Photonenergiebereich überdecken und eine Abbruchkante auf der hochenergetischen Seite aufweisen, eine sogenannte Diskontinuität (Abbildung 3.4). Die Überhöhungen werden durch kohärente Strahlungsbeiträge von reziproken Gittervektoren hervorgerufen, die in diesem Photonenergiebereich vom kinematisch erlaubten Bereich überstrichen werden, bevor sie an der scharfen unteren Grenze aus dem 'pancake' herausfallen. Man erhält das relative Intensitätsspektrum der kohärenten Bremsstrahlung (Abbildung 3.4, unten) durch Normierung des Diamant-Spektrums mit einem typischen $1/E_\gamma$ -Spektrum, das man bei Verwendung eines Nickelradiators erzeugt hat. Der kohärente Strahlungsbeitrag eines reziproken Gittervektors an der Diskontinuität ist in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie $x = k/E_0$ eine fallende Funktion.

Durch eine wohldefinierte Winkeleinstellung des Kristalls relativ zur Elektronenstrahlrichtung ist es möglich, die Photonen in der kohärenten Überhöhung des Bremsstrahlungsspektrums stark linear zu polarisieren. Der elektrische Feldvektor eines Photons schwingt in der Rückstoßebene, die vom Impuls des einlaufenden Elektrons \vec{p}_0 und dem auf den Kern übertragenen Rückstoßimpuls \vec{q} aufgespannt wird. Der Grad der Photonpolarisation ist definiert durch

$$P := \frac{d\sigma^\parallel - d\sigma^\perp}{d\sigma^\parallel + d\sigma^\perp + d\sigma^{\text{inkoh}}} , \quad (3.6)$$

wobei $d\sigma^\parallel$ und $d\sigma^\perp$ die parallel bzw. senkrecht zur Rückstoßebene polarisierten Strahlungsbeiträge und $d\sigma^{\text{inkoh}}$ die oben angesprochenen inkohärenten Strahlungsbeiträge sind. Verwendet man bei der Erzeugung von Bremsstrahlung einen Nickelradiator, so sind alle Rückstoßimpulse zugelassen, die innerhalb des 'pancakes' liegen. Die Summe der einzelnen, zu festem \vec{q} emittierten linear polarisierten Beiträge ist daher unpolarisiert. Bei Verwendung eines Diamanten als Radiator ist es durch Einstellung einer speziellen Orientierung des Kristalls zur Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls möglich, nur einen einzigen reziproken Gittervektor in den 'pancake' zu drehen. Die Photonen in der

kohärenten Überhöhung der so erhaltenen Einpunktspektren sind stark linear polarisiert, da eine Streuung der Elektronen nur an diesem Gittervektor stattfinden kann und somit der Impulsübertrag \vec{q} sowie die Polarisationsebene, d.h. die von \vec{p}_0 und \vec{q} aufgespannte Rückstoßebene, festgelegt sind.

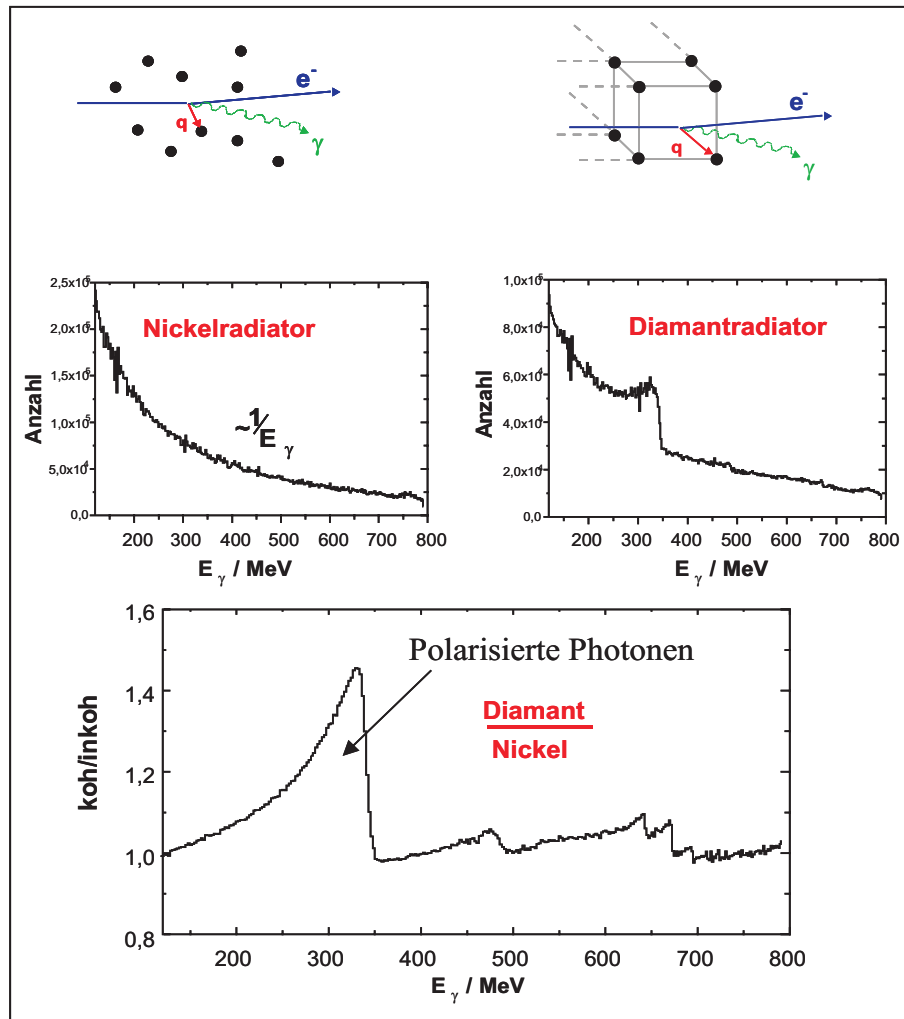


Abbildung 3.4: Vergleich zwischen einem mit einem Nickelradiator aufgenommenen experimentellen Bremsstrahlspektrum mit typischem $1/E_\gamma$ -Verhalten (links Mitte) und einem Bremsstrahlspektrum, das man bei Verwendung eines Kristalls als Radiator bei definierter Orientierung zum Elektronenstrahl erhält (rechts Mitte). Man erkennt die Überhöhung durch kohärente Bremsstrahlungsbeiträge. Das untere Diagramm zeigt das relative Intensitätsspektrum der kohärenten Bremsstrahlung (weitere Erläuterungen siehe Text).

Der höchste Polarisationsgrad könnte erreicht werden, wenn die unpolarisierten, inkohärenten Strahlungsbeiträge wegfielen. In diesem Fall wäre der Grad der Linearpolarisation in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie $x = k/E_0$ und der relativen

Photonenergie x_d an der Diskontinuität gegeben durch die Funktion $\phi(x, x_d)$:

$$P(x, x_d) = \phi(x, x_d) = \frac{2x^2Q^2}{1-x} \left(1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1-x} \left(\frac{1-x}{xQ} - 1 \right) \right)^{-1} \quad (3.7)$$

mit

$$Q = \frac{1-x_d}{x_d}.$$

Maximal ist der Grad der Linearpolarisation stets an der Diskontinuität mit

$$\phi(x_d) = \frac{2(1-x_d)}{(1+(1-x_d)^2)}. \quad (3.8)$$

Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der Funktion $\phi(x, x_d)$ für verschiedene Kristallorientierungen für einen ausgewählten reziproken Gittervektor. Tatsächlich wird dieser maximal zu erreichende Grad der Linearpolarisation durch die unpolarisierten Beiträge inkohärenter Bremsstrahlung reduziert. Aus diesem Grund ist der Polarisationsgrad zu dem relativen Anteil der kohärenten Bremsstrahlung an der insgesamt erzeugten Bremsstrahlung in Beziehung zu setzen:

$$P(x, x_d) = \phi(x, x_d) \frac{I^{koh}(x, x_d)}{I^{koh}(x, x_d) + I^{inkoh}(x)}. \quad (3.9)$$

Der kohärente Anteil an der Gesamtintensität läßt sich erhöhen, indem man den inkohärenten Anteil durch eine Kollimation des Photonenstrahls unterdrückt. Dies ist möglich, da der kohärente Strahlungsbeitrag stärker in Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls gerichtet ist als der inkohärente Beitrag (siehe Gleichung 3.2). Mit Hilfe des relativen Photonwinkels $\vartheta_k = \theta_k \cdot E_0$ kann die Winkelverteilung der kohärent produzierten Photonen durch die Gleichung

$$\vartheta_k^2 = \frac{x_d - x}{x(1-x_d)}, \quad \vartheta_k = \theta_k \cdot E_0 \quad (3.10)$$

angegeben werden. Sie zeigt, daß der Emissionswinkel mit steigender relativer Photonenergie x kleiner wird. Liegt ein reziproker Gittervektor an der unteren Grenze des 'pancakes' ($x = x_d$), so ist die Strahlung genau vorwärtsgerichtet ($\vartheta_k = 0$). Entsteht der kohärente Anteil in der Überhöhung durch Streuung an einem einzelnen Gittervektor, so sinkt der Grad der Linearpolarisation der Photonen mit wachsendem Emissionswinkel. Durch Kollimation kann somit der eine kontinuierliche Winkelverteilung aufweisende, inkohärente Strahlungsbeitrag unterdrückt werden, während der kohärente Anteil in der Nähe der Diskontinuität unverändert bleibt. Der maximale, theoretisch mögliche Polarisationsgrad (siehe Gleichung 3.8 und Abbildung 3.5) kann jedoch trotz starker Kollimation aufgrund von experimentellen Einflüssen wie der Strahldivergenz des Elektronenstrahls sowie der Vielfachstreuung im Kristall nicht erreicht werden.

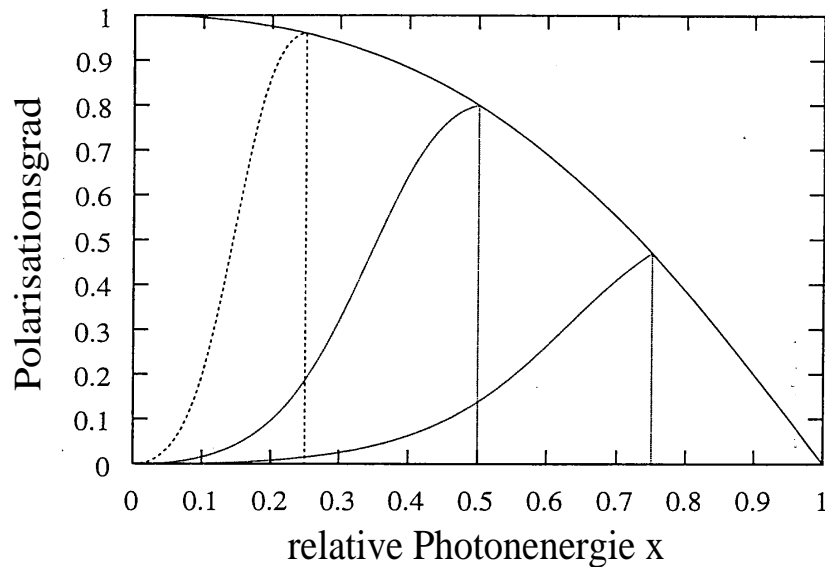


Abbildung 3.5: Beitrag eines reziproken Gittervektors ($[022]$, $[0\bar{2}2]$, $[0\bar{2}\bar{2}]$ oder $[0\bar{2}\bar{2}]$) zum Grad der Photonpolarisation für drei verschiedene Winkeleinstellungen des Kristalls in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie x . Die durchgezogene Linie zeigt den maximalen Polarisationsbeitrag des Gittervektors nach Gleichung 3.8.

3.3.2 Goniometer

Da die Erzeugung linear polarisierter Photonen über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung und die Positionierung der entstehenden Überhöhungen im Photonspektrum empfindlich von der Orientierung des als Radiator verwendeten Kristalls zum Elektronenstrahl abhängen, ist es erforderlich, den Kristall in einem mechanischen System zu halten, welches seine Drehung in allen drei Raumachsen ermöglicht.

Diesem Zweck dient ein Goniometer, das vor der Photonenmarkierungsanlage (Abschnitt 3.3.3) der A2-Kollaboration eingebaut ist. Abbildung 3.6 zeigt eine schematische Darstellung. Die einzelnen Stellische sind mit Buchstaben gekennzeichnet, die gleichzeitig ihre Funktion erkennen lassen.

- A : Azimutale Achse \rightarrow Drehung um die horizontale Raumachse \parallel zum Elektronenstrahl.
- H : Horizontale Achse \rightarrow Drehung um die horizontale Raumachse \perp zum Elektronenstrahl.
- ZT : Hubtisch \rightarrow lineare Verschiebung vertikal, \perp zum Elektronenstrahl.
- V : Vertikale Achse \rightarrow Drehung um die vertikale Raumachse \perp zum Elektronenstrahl.
- XT : X-Tisch \rightarrow lineare Verschiebung horizontal, \perp zum Elektronenstrahl.

Die drei Drehtische A, H und V ermöglichen eine Orientierung des Diamanten in allen drei Raumachsen. Die beiden Translationstische ZT und XT positionieren den Diaman-

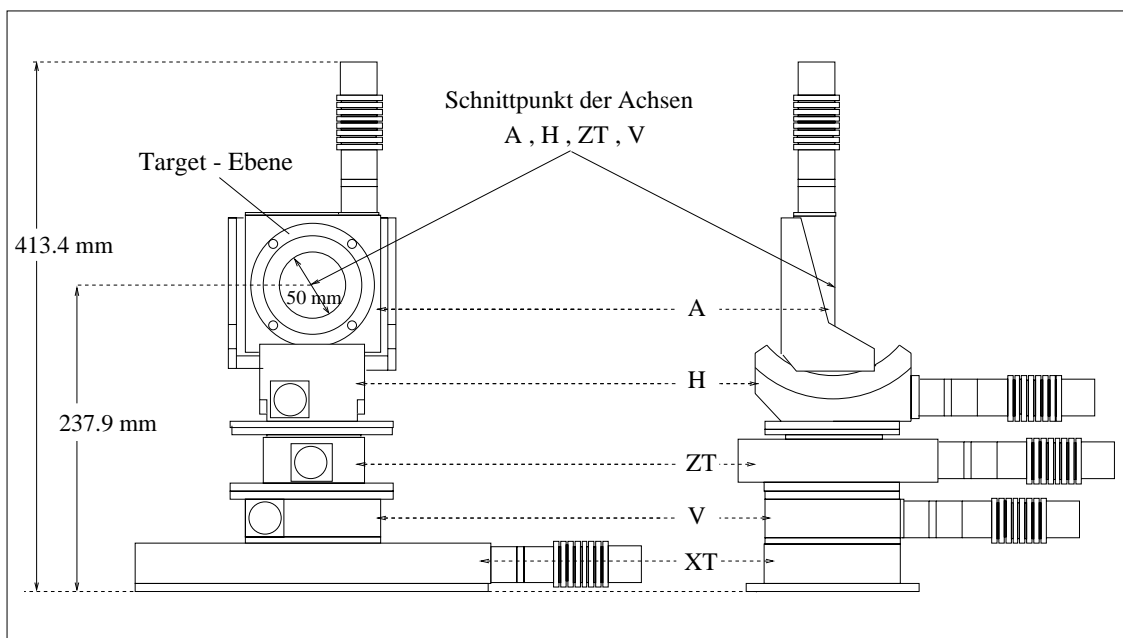


Abbildung 3.6: Aufbau des Goniometers in Front- und Seitenansicht.

ten in der Höhe bzw. horizontal, senkrecht zur Strahlrichtung. In Tabelle 3.1 sind die maximal möglichen Fahrwege der Stelltische sowie ihre zur Positionierung des Kristalls notwendige hohe Fahrgenauigkeit angegeben. Im Drehpunkt des Goniometers, d.h. im

Achse	max. Fahrweg	Genauigkeit
A	360°	0.01°
H	±10°	0.001°
ZT	±2 mm	0.0001 mm
V	±10°	0.001°
XT	150 mm	0.001 mm

Tabelle 3.1: Übersicht über die technischen Angaben der Stelltische des Goniometers.

Schnittpunkt der drei Drehachsen, ist ein 6×3 mm großer Diamant mit einer Dicke von $100 \mu\text{m}$ montiert. Er muß über eine Drehung der azimuthalen, vertikalen und horizontalen Achsen des Goniometers relativ zur Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls so positioniert werden, daß ein einzelner reziproker Gittervektor in den kinematisch erlaubten Bereich ('pancake') der Bremsstrahlung fällt. Dazu sind zwei Schritte erforderlich:

1. Eichung der Goniometerachsen:

Die Nullposition des Goniometers wird als Ausgangspunkt für die Kristallorientierung benötigt. In dieser Position sind die reziproken Kristallachsen des kubischen Diamantkristalls parallel zu den Goniometerachsen A, V bzw. H ausgerichtet, die [100]-Ebene des Kristalls (siehe Anhang A) steht senkrecht zur Richtung des Elektronenstrahls. Zur Eichung der Kristallachsen, d.h zur Auffindung der Nullposition des Diamanten, wird fol-

gendes, iteratives Verfahren durchlaufen:

Es wird eine Drehung der vertikalen Goniometerachse V über einen großen Winkelbereich durchgeführt, wobei in regelmäßigen Winkelabständen für jeweils zwei Sekunden ein Bremsstrahlspektrum mit dem Magnetspektrometer (Abschnitt 3.3.3) aufgenommen wird. Beim Schwenken der Achse wird bei einer bestimmten Winkeleinstellung die Nullposition der Achse überschritten. Eine Drehung aus dieser Position in negativer oder positiver Richtung hat eine Drehung von reziproken Gittervektoren in den 'pancake' zur Folge. Die kohärenten Überhöhungen in den Bremsstrahlspektren verschieben sich, wie im einführenden theoretischen Abschnitt erläutert, mit wachsendem Drehwinkel zu höheren Photonenergien, wobei die Stärke der Überhöhung abnimmt. Die Spektren werden dreidimensional gegen den Drehwinkel ϕ_V der Goniometerachse und die Photonenergie aufgetragen, wobei die Nullposition des Diamanten für die Gitterebene und damit für die Goniometerachse auf der Symmetrieachse des Spektrums zu finden ist. Ein Beispiel für ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Das Verfahren wird sowohl für

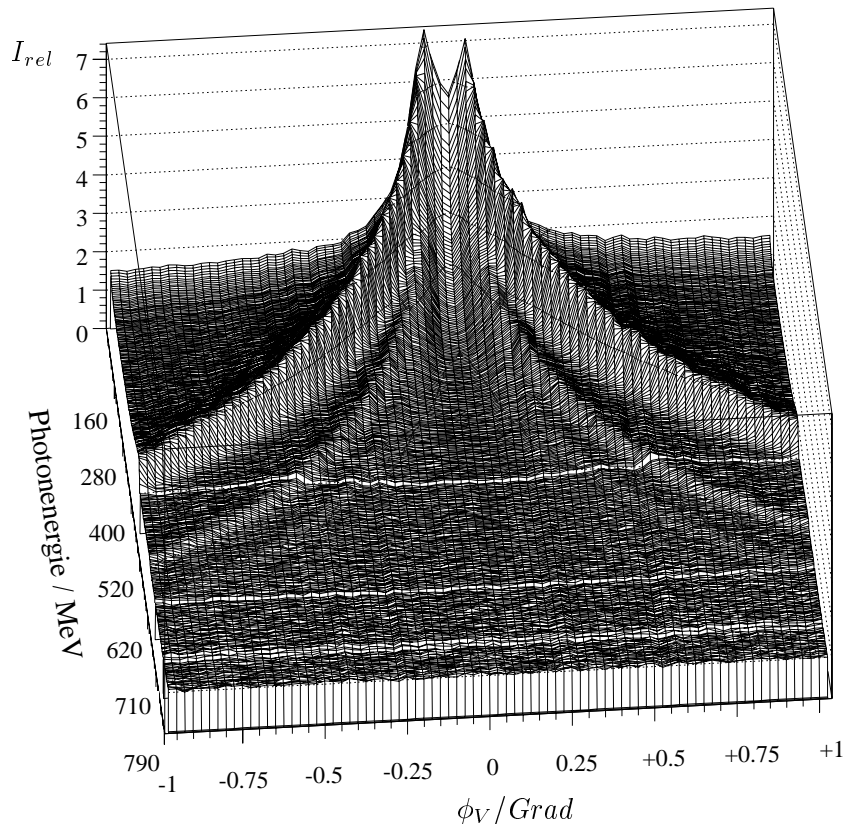


Abbildung 3.7: Relative Intensität als Funktion der Photonenergie und des Winkels ϕ_V . Die vertikale Achse wurde um -1° aus ihrer Nullposition ausgelenkt. Von dieser Position ausgehend wurde alle 0.025° bis zum Erreichen der Position von $+1^\circ$ ein Bremsstrahlspektrum aufgenommen. Man erkennt die Symmetrie des Spektrums gegenüber der Nullposition des Diamanten für diese Achse.

die horizontale als auch für die azimuthale Achse durchgeführt und so auch für sie die Nullpositionen des Diamanten gefunden. Durch Wiederholen der Prozedur für alle drei Goniometerachsen mit immer kleineren Schrittweiten für den Winkel ϕ kann die Nullposition des Diamanten mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die in der Größenordnung der Fahrgenauigkeit der Stellmotoren von $1/1000^\circ$ liegt.

2. Polarisierungseinstellung des Goniometers:

Aus der Nullposition des Diamanten heraus wird eine definierte Drehung der horizontalen und vertikalen Achse des Goniometers vorgenommen. Mit Hilfe dieser Drehungen wird die Lage eines einzelnen reziproken Gittervektors (in der Regel des Gittervektors $02\bar{2}$) im 'pancake', d.h. die Lage der Diskontinuität im Photonspektrum, festgelegt. Man kann also durch eine geeignete Drehung die Photonenergie auswählen, bei der der Grad der Linearpolarisation maximal sein soll. Abbildung 3.8 zeigt die Lage der Diskontinuität, die in diesem Experiment an der Pionschwelle gewählt wurde. Die kohärenten und inkohärenten Bremsstrahlungsbeiträge aus Gleichung 3.9 sind eingezeichnet. Die Diskontinuität

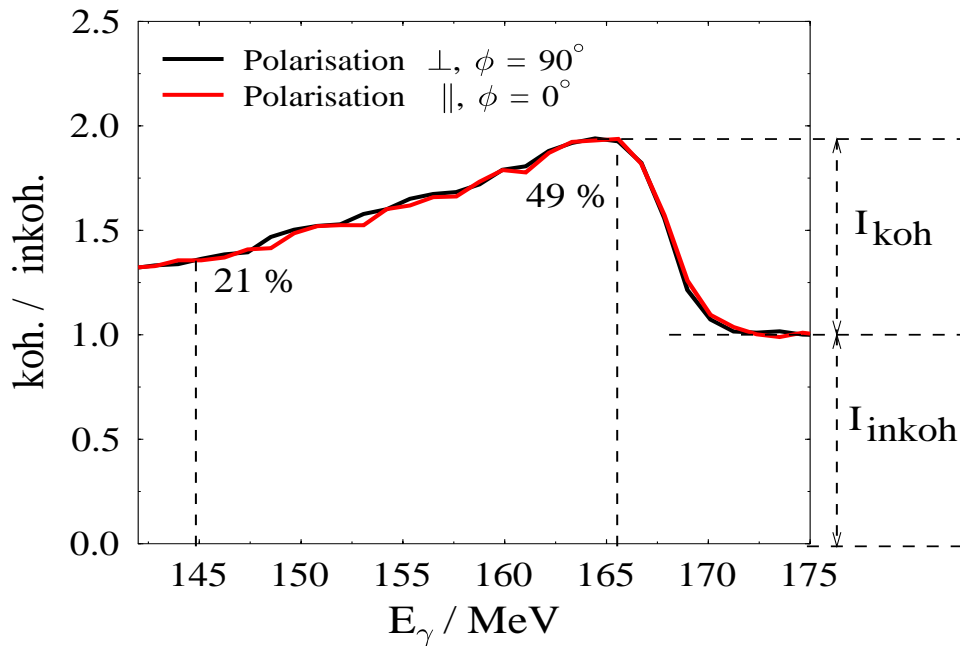


Abbildung 3.8: Relatives Intensitätsspektrum der Bremsstrahlung für dieses Experiment. Die kohärente Überhöhung wurde durch definierte Goniometereinstellungen in den Schwellenbereich der π^0 -Photoproduktion am Proton gelegt. Gezeigt sind Intensitätsspektren für beide Polarisierungseinstellungen. Der Grad der Linearpolarisation lag zwischen 21 % an der Schwelle und 49 % für 166 MeV.

liegt bei einer Photonenergie von 166 MeV mit einer langsam abfallenden Flanke, die den Schwellenenergiebereich für die π^0 -Photoproduktion am Proton überstreicht. Der Grad

der Linearpolarisation lag zwischen 21 % an der Schwelle und 49 % für 166 MeV. In Abbildung 3.8 sind zwei Spektren für senkrechte und parallele Polarisationseinstellung zu erkennen. Da der zum Nachweis der neutralen Pionen verwendete TAPS-Detektor (Abschnitt 3.5) nicht ϕ -symmetrisch ist, war es zur Messung der Asymmetrie der Pionzählraten nötig, die Ebene der Photonpolarisation sowohl senkrecht ($\phi = 90^\circ$) als auch parallel ($\phi = 0^\circ$) zur horizontalen Laborebene auszurichten. Dazu führte man während der Messung in regelmäßigen Zeitabständen definierte Drehungen der horizontalen und vertikalen Goniometerachsen durch, wodurch abwechselnd der Gittervektor $02\bar{2}$ und der senkrecht dazu liegende Gittervektor $0\bar{2}2$ in den 'pancake' gedreht wurden. Diese Gittervektoren ergeben aufgrund gleicher Indizierung und damit gleichen Betrags gleiche Intensitäts- und Polarisationsspektren. Durch die so ausgewählten, senkrecht aufeinander stehenden Rückstoßebenen konnte die Messung in zwei zueinander senkrecht stehenden Polarisationseinstellungen durchgeführt werden.

3.3.3 Photonenmarkierungsanlage

Die Energie der Bremsstrahlungsphotonen wird über die Energie- bzw. Impulsselektion der gestreuten Elektronen in einem Magnetspektrometer (Tagger, siehe Abbildung 3.9) bestimmt ([Ant91]). Es trennt in einem homogenen Magnetfeld die gestreuten Elektronen

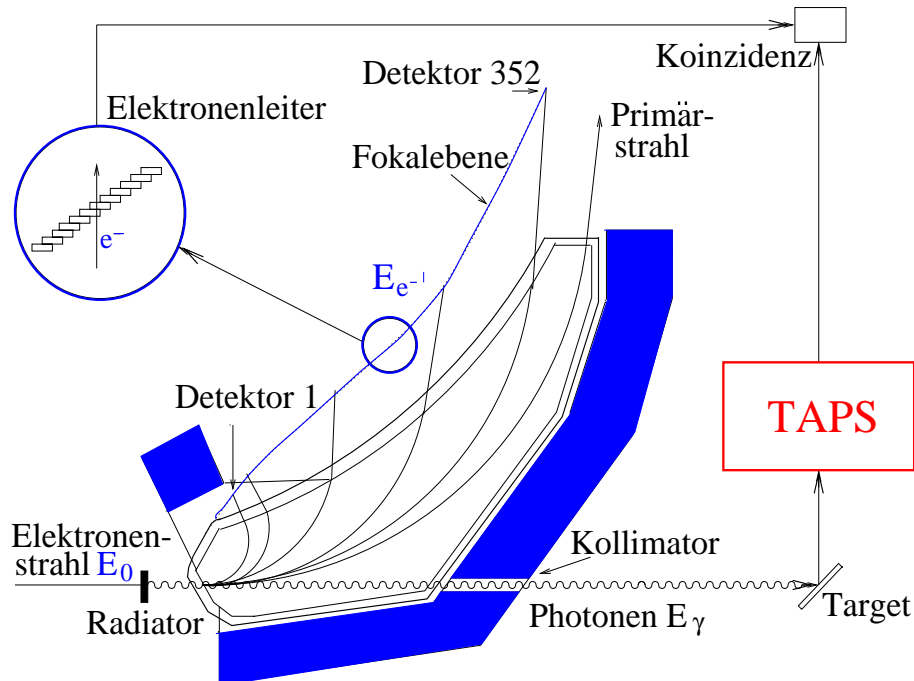


Abbildung 3.9: Der Glasgow-Mainz-Tagger.

von den im Radiator erzeugten Bremsstrahlungsphotonen und weist sie in einem ortsauflösenden Detektorsystem in der Fokalebene (chromatische Bildlinie) nach. Die Bahn der Elektronen und damit ihr Auftreffort ist abhängig von ihrer Energie. Das Detektorsystem, die Elektronenleiter, besteht aus 352 je zur Hälfte überlappenden, 2.4 cm breiten

Plastikszintillatoren. Aus der Energie des einlaufenden Elektrons E_0 und der gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E_{e^-} ergibt sich die Energie des Bremsstrahlungsphotons zu

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-} . \quad (3.11)$$

Die Energieauflösung für das gestreute Elektron und damit für das so markierte Photon ist durch die Breite der Szintillatoren gegeben und beträgt bei einer maximalen Einschubenergie von 880 MeV etwa 2 MeV. Für das Experiment im Schwellenbereich wurde eine Einschubenergie von 405 MeV gewählt mit einer Auflösung des Spektrometers von ca. 1 MeV (siehe Anhang B). Abbildung 3.10 zeigt das freie Leiterspektrum. Man sieht, daß ein Teil der Elektronenleiter für entsprechende Photonenergien kleiner 140 MeV abgeschaltet war, um den Photonfluß, der für den am höchsten zählenden Kanal auf $10^6/s$ begrenzt ist, im π^0 -Schwellenbereich zu erhöhen. Der durch das Spektrometer abgedeck-

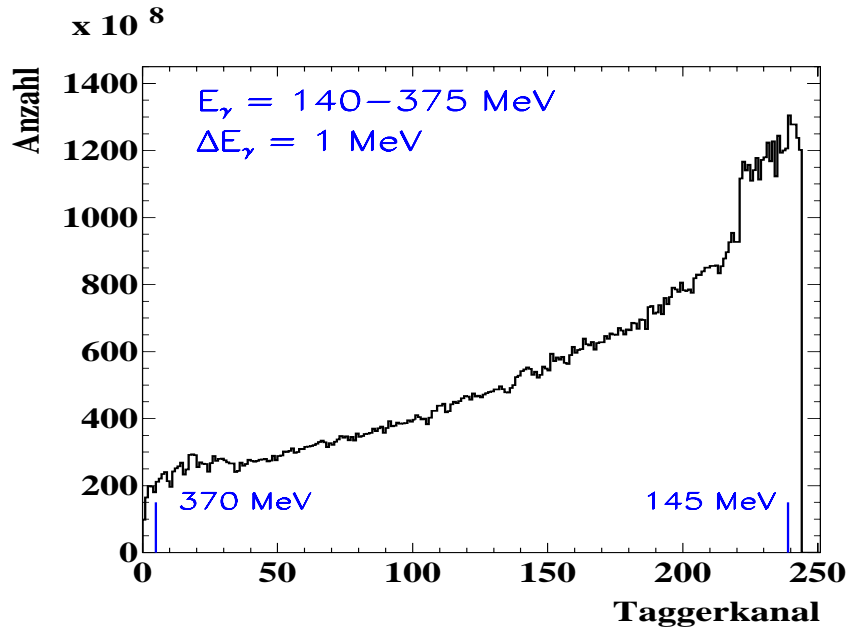


Abbildung 3.10: Das freie Leiterspektrum für dieses Schwellenexperiment. Der energiemarkierte Photonenergiebereich lag zwischen 375 MeV (Kanal 0) und 140 MeV (Kanal 245). Die Energieauflösung betrug ca. 1 MeV. Man erkennt die kohärente Überhöhung der linear polarisierten Photonen im Schwellenbereich (Schwelle = 144.7 MeV). Die Abweichung des Spektrums von der $1/E_\gamma$ -Form bei kleineren Kanalnummern ist auf leicht unterschiedliche Breiten der Taggerkanäle zurückzuführen.

te Photonenergiebereich lag zwischen 140 MeV und 375 MeV. Außerdem sieht man in diesem Spektrum etwa bei Taggerkanal 220 die im letzten Abschnitt erläuterte kohärente Überhöhung der linear polarisierten Photonen im Schwellenbereich.

Im Spektrometer wird zusätzlich die Auftreffzeit des Elektrons gemessen. Damit wird die Zuordnung der markierten Photonen zu dem im Flüssigwasserstoff-Target erzeugten

und im Detektor TAPS nachgewiesenen Reaktionsprodukt, dem neutralen Pion, ermöglicht. Diese, in Abbildung 3.9 angedeutete, notwendige Koinzidenz zwischen TAPS und Tagger und deren Analyse wird nach der folgenden Beschreibung des verwendeten Targets und der Vorstellung des Photodetektors TAPS (Abschnitt 3.5) im anschließenden Kapitel der Datenanalyse unter 4.2.2 beschrieben.

3.4 Target und Streukammer

Der Wirkungsquerschnitt für die in dieser Arbeit analysierte Pionphotoproduktion am Proton im Schwellenbereich ist sehr klein. Zur Minimierung des statistischen Fehlers der Ergebnisse bei einer zur Verfügung stehenden Meßzeit von ca. 200 Stunden ist eine hohe Luminosität (Produkt aus Strahlstrom und Massenbelegung des Targets) erforderlich. Der Strahlstrom wird durch die Eigenschaften des Tagging-Spektrometers limitiert. Eine hohe Massenbelegung des Targets wurde in Mainz durch die Verwendung eines Targets aus flüssigem Wasserstoff erzielt. Dieser wird mit Hilfe einer Kühl- und Verflüssigungsanlage (ausführliche Beschreibungen finden sich in [Här91] und [Här96]) in eine Zelle gefüllt, deren Wände aus einer nur 120 μm dünnen Kaptonfolie bestehen, um Untergründe durch Streuung an den Wänden zu vermeiden.

Die im Institut für Kernphysik in Mainz gebaute Targetzelle hatte eine Länge von 10 cm und einen Durchmesser von 4 cm. Die effektive Targetlänge (d.h. die Targetgeometrie, gefaltet mit dem Profil des Photonstrahls) betrug 10.74 cm. Daraus läßt sich eine Targetbelegung von

$$\left(\frac{N_A}{A} \cdot \rho \cdot \right)_H = \frac{6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{1.00794 \text{ g} \cdot \text{ mol}^{-1}} \cdot 0.0708 \text{ g} \cdot \frac{1}{\text{cm}^3} \cdot 10.74 \text{ cm} = 4.5264 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

ableiten. Die Targetzelle befand sich in einer zylinderförmigen, aus kohlefaserverstärktem Plastik aufgebauten, 70 cm hohen Streukammer¹. Ihr Durchmesser beträgt 90 cm, die Seitenwände, die von den Reaktionsprodukten durchdrungen werden müssen, haben eine Wandstärke von nur 3.5 mm.

3.5 TAPS-Detektor

Das Photonspektrometer TAPS² ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, das als mobiles, transportables Detektorsystem konzipiert wurde und an verschiedenen Laboratorien (Mainz, Darmstadt, Groningen) zum Einsatz kommt. Der Detektor, eine Anordnung aus 504 Bariumfluorid-Detektoren (BaF_2), ist gut dazu geeignet, neutrale Mesonen (π^0, η) über ihren 2γ -Zerfallskanal nachzuweisen. Darüber hinaus ermöglichen die Eigenschaften des Detektormaterials auch den Nachweis und die Diskriminierung leichter, geladener und neutraler Teilchen (π^+, p, n, d).

Die BaF_2 -Module waren für dieses Experiment in sechs Blöcken zu je 64 Kristallen

¹Hersteller: Schunk Kohlefasertechnik GmbH, Heuchelheim

²Two/Three Arm Photon Spectrometer, nach der zuerst an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt) verwendeten Geometrie

und einer Vorwärtswand in einer Ebene um das Flüssigwasserstoff–Target aufgebaut (siehe Abbildung 3.1). Jeweils ein Block stand unter einem Winkel von $\pm 50^\circ$, $\pm 100^\circ$ sowie $\pm 150^\circ$ zur Strahlachse und hatte einen Abstand von ca. 50 cm zum Target. Die Vorwärtswand bestand aus einer hexagonalen Anordnung aus 120 Modulen mit einem Abstand von 97 cm zum Targetmittelpunkt, der im Labor abgedeckte Winkelbereich lag damit zwischen 5° und 20° . Der Gesamtaufbau erfaßte 31 % des gesamten Raumwinkels. Eine genaue Beschreibung des Detektorsystems und dessen Eigenschaften findet sich in [Nov96], in den nachfolgenden Ausführungen werden in knapper Form die wesentlichen Eigenschaften des Detektors vorgestellt.

Die Standard–BaF₂–Detektoren der Blöcke

Die Forderung nach einer hohen Energie– und Zeitauflösung des Photonspektrometers führte zur Wahl von BaF₂ als Szintillationsmaterial (Eigenschaften in Tabelle 3.2). Sein ultraviolette Szintillationslicht weist zwei Komponenten auf.

Dichte	4.89 g cm ⁻³
Brechungsindex	1.56
Strahlungslänge	2.05 cm
Molièreradius	3.4 cm
dE/dx (min. ionizing particle)	6.6 MeV cm ⁻¹
Nukl. Wechselwirkungslänge	29.9 cm
Abklingzeit der Szintillationskomponenten	(s) 0.7 ns
	(l) 629 ns
Emissionsmaximum der Wellenlängen	(s) 220 nm
	(l) 310 nm
Hygroskopisch	leicht

Tabelle 3.2: Die Eigenschaften des Detektormaterials BaF₂. (s): Schnelle Komponente von BaF₂, (l): Langsame Komponente.

Die sogenannte kurze Komponente hat ihr Emissionsmaximum bei $\lambda = 220$ nm und eine Lebensdauer von $\tau = 0.7$ ns, die lange Komponente mit einer Lebensdauer von 620 ns hat ihr Maximum bei 310 nm. Aus dem Szintillationsverhalten ergibt sich das in Abbildung 3.11 dargestellte Pulsformsignal eines Photons im Vergleich zu dem eines massebehafteten, nicht minimal ionisierenden Teilchens (hier eines α -Teilchens). Der schnelle Anstieg der kurzen Komponente ist der Grund für die sehr gute Zeitauflösung, die Energieauflösung ist vorwiegend durch die Lichtausbeute in der langen Komponente gegeben. Da die beiden Komponenten des Kristalls 'getrennt' ausgelesen werden, ist es möglich, durch Integration beider Detektorsignale und anschließender Pulsformanalyse der beiden Energieinformationen (siehe Abschnitt 4.3) eine Teilchenidentifikation vorzunehmen, d.h. vor allem, Photonen von nicht minimal ionisierenden Teilchen zu trennen (siehe Abbildung 3.13, links).

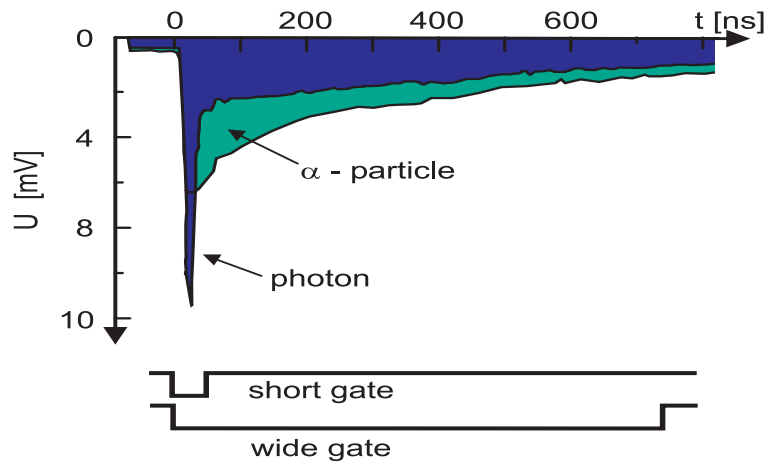


Abbildung 3.11: Beispiele für BaF_2 -Signalformen eines Photons und eines nicht minimal ionisierenden Teilchens, hier eines α -Teilchens. Die beiden Integrationszeiten für die kurze Komponente (short gate) und für das Gesamtsignal (wide gate) sind angedeutet.

Zur zusätzlichen Erkennung geladener Teilchen befindet sich vor jedem hexagonalen BaF_2 -Kristall ein als Veto-Detektor dienender Plastik-Szintillator, der über einen eigenen Photomultiplier ausgelesen wird. Abbildung 3.12 (oben) zeigt den Aufbau eines Standard- BaF_2 -Moduls.

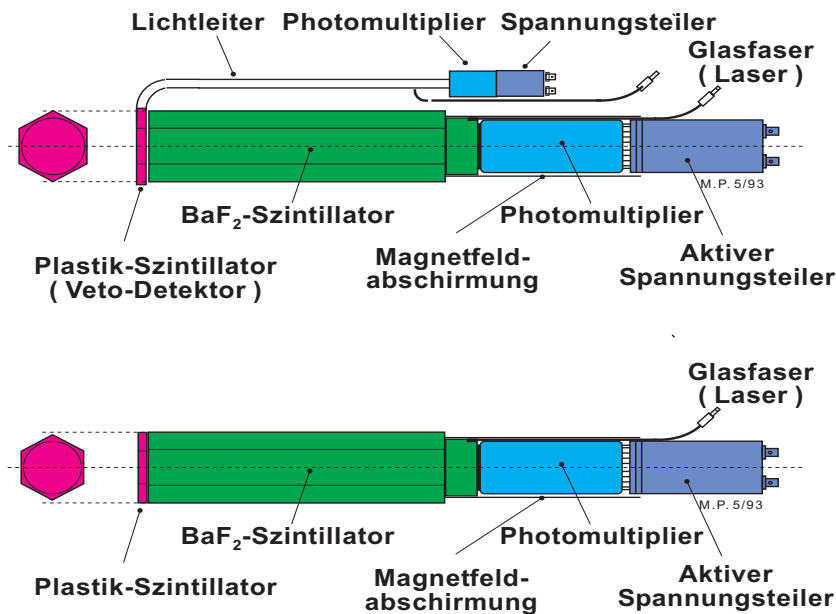


Abbildung 3.12: Aufbau der BaF_2 -Detektormodule. Oben die Komponenten eines Standard-Detektors, unten die Modifikationen für die Vorwärtswand-Module. Der 25 cm lange, sechseckige Kristall mit einer Schlüsselweite von 5.9 cm bildet mit dem Photomultiplier und dem Spannungsteiler eine kompakte Einheit. Davor sind (oben) Plastikszintillatoren angebracht, die über einen eigenen Photomultiplier ausgelesen werden. Im Fall der Module der Vorwärtswand (unten) sind die Szintillatoren optisch an den Kristall gekoppelt und werden gemeinsam mit ihm ausgelesen.

Die BaF₂-Detektoren der Vorwärtswand

Die 120 Szintillationskristalle der Vorwärtswand waren als Phoswichdetektoren aufgebaut. 15 mm dicke Plastik-Szintillatoren (NE 102) waren optisch an die Frontseite der BaF₂-Kristalle gekoppelt (siehe Abbildung 3.12, unten), so daß das Szintillationslicht beider Detektorkomponenten von einem Photomultiplier ausgelesen werden konnte. Der dünne Plastik-Szintillator spricht nicht auf neutrale Teilchen an, seine Lichtausbeute adaptiert sich bei geladenen Teilchen jedoch aufgrund seiner Signalform zur schnellen Komponente des BaF₂. Das Pulsformspektrum zeigt das rechte Diagramm der Abbildung 3.13. An der Pulsform neutraler Teilchen ändert sich nichts, geladene Teilchen wie Protonen können im Fall der Vorwärtswand-Detektoren von Neutronen getrennt werden. Sie liegen auf einem eigenen Band, das einem typischen Spektrum eines $\Delta E/E$ -Detektors ähnelt.

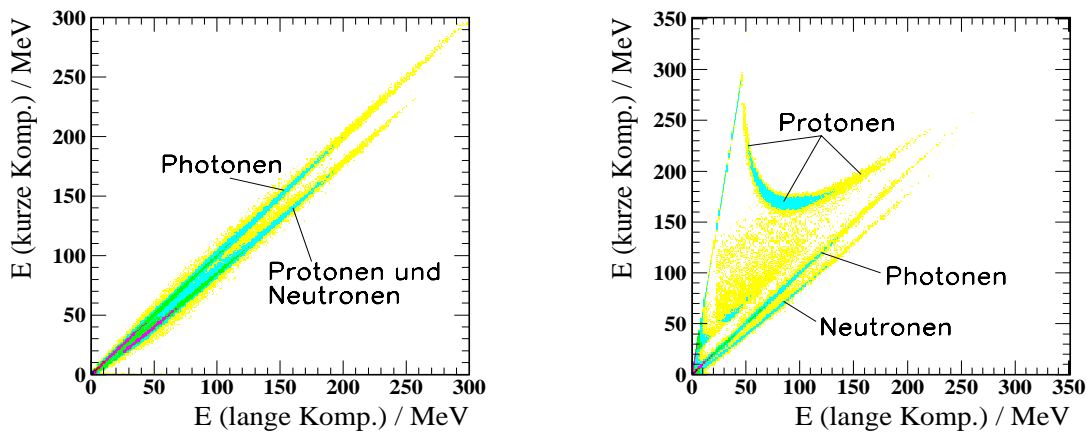


Abbildung 3.13: Das Pulsformspektrum eines Standardmoduls (links) und eines Vorwärtswand-detektors. Für jedes Ereignis wird die Energieinformation der kurzen gegen die der langen Komponente aufgetragen. Der zusätzliche Plastikszintillator erlaubt für die Vorwärtswand eine Abtrennung der geladenen Teilchen (Protonen) gegenüber den Neutronen.

3.6 Meßelektronik und Datenerfassung

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Meßelektronik sowie die Datenaufnahme gegeben werden und das Zusammenspiel der beschriebenen Experiment-Komponenten TAPS und Tagger aufgezeigt werden.

Ziel der Datennahme des Experiments ist die Registrierung des Informationsgehalts von Signalen in den TAPS- und Tagger-Detektoren, die vom Zerfall eines Pions in zwei Photonen stammen können. Durch die in Kapitel 4 beschriebene Analyse dieses Informationsgehalts wird aus den registrierten Signalen die tatsächliche Anzahl der Pionereignisse in

Abhängigkeit der Energie- und Winkelinformation herausgefiltert.

Charakteristische Ereignisse werden über eine Triggerelektronik (engl. Trigger = Auslöser) vorselektiert. Die Datennahme wird erst dann durch sie gestartet, d.h. ein Ereignis aufgenommen und abgespeichert, wenn eine Koinzidenz zwischen zwei neutralen Ereignissen in TAPS – verursacht durch den 2γ -Zerfall eines neutralen Pions – und einem Ereignis im Tagger besteht. Sowohl in TAPS als auch im Tagger werden nur diejenigen Detektoren ausgelesen bzw. deren Information abgespeichert, die auch tatsächlich angesprochen haben. Das Datenanalysesystem läßt sich in mehrere Komponenten aufgliedern, auf die im folgenden, dem tatsächlichen Signal- und Datenfluß des Experiments folgend, in knapper Form eingegangen werden soll.

Zunächst wird die Elektronik eines einzelnen BaF_2 -Moduls beschrieben, die die Signale der Detektoren verarbeitet. Eine Übersicht über die Triggerelektronik und die Kopplung zwischen TAPS und Tagger schließt sich an. Den Abschluß des Abschnitts bildet eine Darstellung des Datenaufnahmesystems. Ausführlichere Erläuterungen zum Inhalt dieses Kapitels finden sich in [Wol00], die folgende Übersicht dient zum notwendigen Verständnis der Datenanalyse.

Schaltung eines Einzeldetektors

In Abbildung 3.14 ist die Schaltung eines Einzeldetektors sowie der Signalverlauf dargestellt. Im Falle eines Vorwärtswandmoduls ändert sich bis auf den Wegfall des Veto-Zweiges aufgrund der besonderen Bauweise der Module (Abschnitt 3.5) nichts.

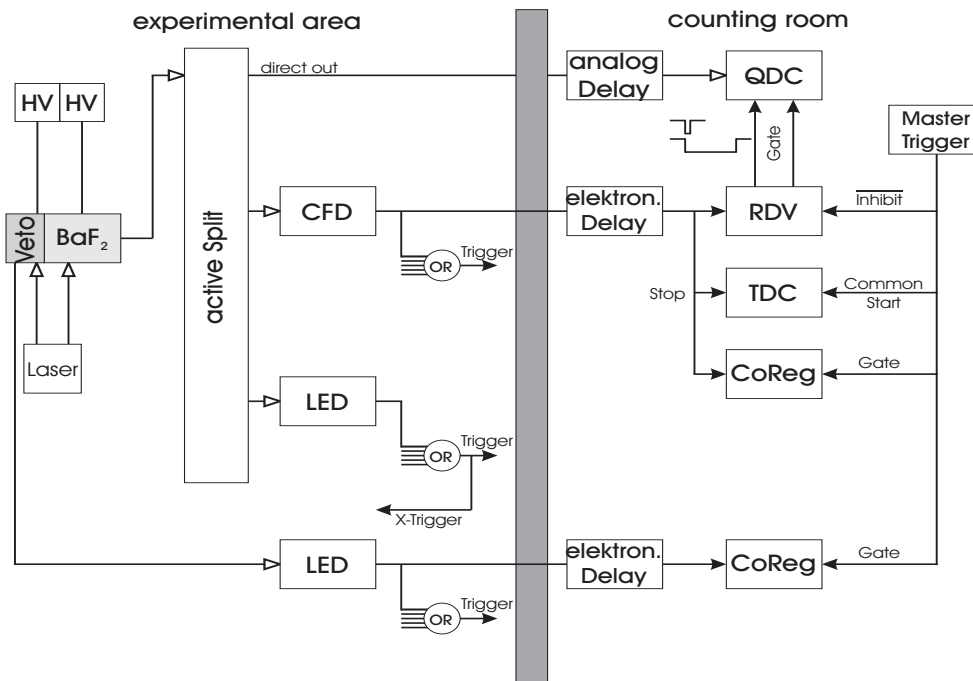


Abbildung 3.14: Schemazeichnung der Ausleseelektronik. Erläuterungen zur Auslese eines Einzeldetektors siehe Text.

Der Ausgang des Veto-Signals wird mit einem Leading Edge Diskriminator (LED) verbunden. Er prüft, ob und wann die Signalhöhe einen vorgegebenen Wert übersteigt. In diesem Fall wird ein logisches Signal ausgesandt, welches sowohl auf ein Koinzidenzregister³ zur Auslese gegeben wird als auch als blockweises, logisches 'oder' zur Erzeugung des Triggers dienen kann.

Aus dem Photomultiplier-Signal der Detektormodule werden über einen Signalteiler (Split) neben dem Analogsignal für die Ladungsmessung, das zur Ausleseelektronik weitergeleitet wird, zwei logische Signale mit unterschiedlichen Energieschwellen abgeleitet.

Das erste Signal wird mit einem LED verbunden und für die Erzeugung eines Ereignis-triggers verwendet. Das zweite Signal wird um einen Faktor 10 verstärkt und dient als Eingangssignal für einen Constant Fraction Diskriminator (CFD). Er testet, ähnlich wie ein LED, ob das Eingangssignal über einer eingestellten Schwelle liegt. Das Ausgangssignal wird dann erzeugt, wenn das Eingangssignal einen bestimmten Bruchteil seiner Gesamthöhe erreicht hat. Dadurch wird die Abhängigkeit der zeitlichen Information von der Höhe des Signals verringert. Die resultierende bessere Zeitinformation ist wichtig, da das Signal des CFD nach einer Verzögerung (Delay) dazu verwandt wird,

1. als Stop-Signal die Zeitmessung des TDCs⁴ zu beenden. Die Zeitreferenz, die als gemeinsames Startsignal (common start) mit allen TDC-Modulen verbunden ist, wird aus dem Koinzidenz-Signal zwischen TAPS und Tagger gebildet (X-Trigger, siehe unten).
2. über einen RDV⁵ die Integrationsfenster (engl: Gate) des QDC⁶ für die schnelle und langsame Komponente des Kristalls zu liefern.

Das analoge BaF₂-Signal wird nach einer Verzögerung direkt auf den Eingang des QDC's gelegt, in dem das Signal aufgeteilt und über die beiden vom RDV gelieferten Zeitfenster integriert wird.

Die Information in den Koinzidenzregistern und den RDV- und TDC-Modulen wird nur, wie auf der rechten Seite in Abbildung 3.14 zu erkennen ist, bei Vorhandensein eines Master-Triggers weiter verarbeitet. Er wird im folgenden Abschnitt erläutert.

Triggerelektronik

Die Triggerlogik dient zur elektronischen Auswahl charakteristischer Ereignisse. Abbildung 3.15 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronik. Da in diesem Experiment neutrale Pionen über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen werden sollen, wurde für den Start der Datenauslese die Bedingung gestellt, daß mindestens zwei TAPS-Blöcke (einschließlich der Vorwärtswand) zeitlich koinzident ein Signal oberhalb der LED-Schwelle lieferten. Die LED-Schwellen der BaF₂-Detektoren waren auf 20 MeV für die Blöcke

³Dieses Modul setzt in einem Register ein Bit, wenn das dazugehörige Eingangssignal (das Veto-Signal) innerhalb eines Zeitfensters auf logisch '1' steht.

⁴Time to Digital Converter. Die Zeitdifferenz zwischen zwei Signalen wird gemessen und digitalisiert.

⁵Retard Durée Variable. Für jeden Eingangskanal können zwei unterschiedlich lange Zeitfenster erzeugt werden. Sie steuern die Integration der beiden Komponenten des BaF₂-Szintillationslichts.

⁶Charge to Digital Converter. Die aufließende Ladung wird integriert und zur Auslese digitalisiert.

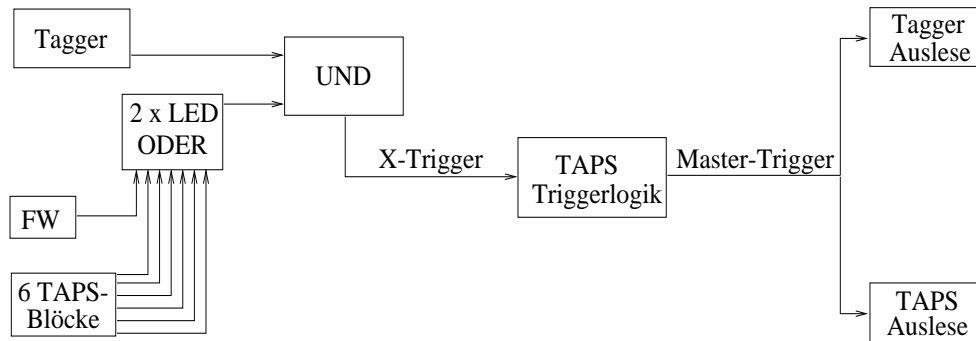


Abbildung 3.15: Schematischer Aufbau der Triggerelektronik. Erläuterungen siehe Text.

sowie 30 MeV für die Vorwärtswand eingestellt. Die Beschränkung auf zwei verschiedene Blöcke ist unkritisch, da im Schwellenenergiebereich der minimale Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen der Pionen größer als 30° ist, d.h. größer als der von einem Block eingenommene Winkel.

Wird zusätzlich auf der Taggerseite ebenfalls innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls ein Elektron registriert, so stammen die Signale mit großer Wahrscheinlichkeit aus einem π^0 -Zerfall, wobei das die Reaktion verursachende Photon energiemarkiert wurde. Aus diesem Grund wurden die BaF_2 -Signale über ein blockweises, logisches 'oder' der Photonenmarkierungsanlage zugeführt. In einer zweiten Koinzidenzstufe wurde zusätzlich ein Elektron im Taggerspektrometer verlangt. Ein sogenanntes X-Trigger-Signal wurde erst dann erzeugt, wenn im Tagger das Elektron in einem zeitlichen Fenster von 60 ns koinzident nachgewiesen wurde. Dieses Signal

1. stoppt die Zeitmessung in allen TDC's des Magnetspektrometers,
2. startet die Datenaufnahme der Taggerelektronik, wobei vorher ein sogenanntes Inhibit-Signal⁷ erzeugt wird, welches die freilaufenden Elektronenzähler (die zur Bestimmung des Photonflusses dienen, siehe Kapitel 4.7) für die Zeit der Datenauslese sperrt,
3. startet die Zeitmessung in allen TDC-Kanälen der TAPS-Detektoren.

X-Trigger und Inhibit werden mit der Meßelektronik des TAPS-Detektors verbunden und dienen als Quelle zur Erzeugung eines endgültigen sogenannten Master-Triggers zur Aktivierung der Datenaufnahme. Das Inhibit-Signal verhindert, daß weitere Trigger während der Datenauslese aufgenommen werden. Zur Erzeugung des Master-Triggers stehen verschiedene TAPS-interne Signale zur Verfügung. Für die Datennahme bei diesem Experiment konnte jedoch aufgrund kleiner Ereignisraten jeder X-Trigger, d.h. jede TAPS-Tagger-Koinzidenz, akzeptiert werden und als Master-Trigger an den Tagger zurückgeführt werden. Für den Fall, daß innerhalb von $2 \mu\text{s}$ nach dem X-Trigger-Signal ein solcher Master-Trigger ausblieb, wurden über ein sogenanntes Fast-Clear-Signal die Taggermodule automatisch zurückgesetzt und das Inhibit zurückgenommen.

⁷ engl.: inhibit = unterdrücken, verhindern

Datenaufnahme

Die Datenaufnahme gliedert sich in drei Bereiche:

- Die Experimentsteuerung mit Standard- und Arbeitsplatzrechnern (DEC Ultrix, DEC Alpha und DEC VAX)
- Die eigentliche Datenaufnahme mit einem Verbund aus Eltec E6- und E7-Modulen (dies sind Einplatinenrechner mit einer Motorola 68020 bzw. 68030 CPU) in einem VME-Crate⁸
- Die Detektorelektronik in verschiedenen CAMAC⁹-Crates

Die eigentliche Datenaufnahme wurde von zwei E6-Modulen und einem E7-Modul durchgeführt. Das Hauptprogramm (E7) startet die Datenaufnahme, wenn ein Master-Trigger generiert wurde. Für die Datenaufzeichnung auf Band wurde ein Laufwerk des Typs Exabyte 8500 mit einer Kapazität von 4 GB pro Band verwendet.

3.7 Durchführung des Experiments

In der folgenden Tabelle sind alle wesentlichen Einstellungen zum Experiment zur Photoproduktion neutraler Pionen im Schwellenbereich angegeben. Es wurde in drei Meßpe-

Elektronenergie	405 MeV
Strahlstrom	≈ 22 nA
Taggermagnetfeld	0.482 Tesla
Taggerbereich	Kanal 1 – 245
Photonenergiebereich	140 MeV – 375 MeV
höchste Taggerkanalzählrate	950 kHz
Kollimatordurchmesser	3 mm (130 St.), 4 mm (60 St.)
Target (flüssiger Wasserstoff)	Länge 10 cm Durchmesser 4 cm
LED-Schwellen	Blöcke A–F: 20 MeV Vorwärtswand: 30 MeV
CFD-Schwellen	ca. 500 keV
Triggerbedingung	2 Blöcke über LED und Tagger
X-Trigger-Rate	150 kHz
X-Trigger-Rate (akzeptiert)	130 kHz
Produktionsstrahlzeit	190 Stunden
Datenmenge	≈ 40 GB

rioden mit einer Gesamtmeßzeit von 240 Stunden im November/Dezember 1995 durchgeführt. Die Eichung der Detektoren beanspruchte 50 Stunden, die effektive Strahlzeit

⁸Versa Module Europe. Die Module in diesem Crate können über einen schnellen Daten-Adressbus miteinander kommunizieren.

⁹Computer Automated Measurement And Control

zur Pionproduktion betrug 190 Stunden. In den ersten beiden Meßperioden wurde die Messung unter Verwendung eines Kollimators mit 3mm Durchmesser durchgeführt, in der dritten Meßperiode wurde ein 4mm-Kollimator eingesetzt. Durch diese Maßnahme ergaben sich, wie am Ende von Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde, unterschiedliche Grade der Linearpolarisation der Photonen, so daß durch Analyse beider Datensätze vor allem in Hinblick auf die Bestimmung der Photonasymmetrie ein zusätzlicher Test und eine gegenseitige Überprüfbarkeit der Resultate ermöglicht wurde.

4. Datenauswertung

4.1 Überblick über den Ablauf der Datenauswertung

Ziel des Experiments war die Messung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie der Asymmetrie der Pionphotoproduktion im Schwellenbereich. Die Bestimmung dieser Größen vollzieht sich auf drei Informationsebenen, die den Aufbau des Kapitels bestimmen.

Die erste Ebene bilden die Energie- und Zeitinformationen der in den TAPS- sowie Tagger-Detektoren nachgewiesenen Ereignisse, die über eine Eichung der digitalen Informationen der QDC's und TDC's (siehe Abschnitt 3.6) jedes einzelnen Detektors erreicht werden muß. Dazu gehören

- die Energieeichung der TAPS-Detektoren sowie aller Tagger-Kanäle (Abschnitt 4.2.1),
- die Zeiteichung der TAPS- und Tagger-Detektoren sowie ein zeitlicher Abgleich zwischen TAPS und Tagger, der eine deutliche Unterdrückung von Teilchenuntergrund ermöglicht (Abschnitt 4.2.2),
- die Eichung zur Pulsform, deren Analyse der langen und kurzen Komponenten aus den BaF₂ - Detektoren maßgebend ist für die Identifizierung von Photonen als Treffer in TAPS (Abschnitt 4.2.3),
- Korrekturen und Verbesserungen der zur Analyse der Daten wesentlichen Zeiteichung der Detektoren (Abschnitt 4.2.4).

Über die Analyse der Energie- und Zeitinformation der individuellen TAPS-Detektoren sowie ihr Zusammenfassen zu Detektorgruppen (cluster) entsprechend des durch einen Treffer erzeugten elektromagnetischen Schauers werden aus Einzelinformationen die physikalischen Teilchen rekonstruiert. Es werden also nicht mehr die Einzeldetektoren als unabhängige Einheiten berücksichtigt, sondern es wird auf die Parameter der physikalischen Teilchen zurückgerechnet. Über die sogenannte Pulsform-Analyse wird die

- Identifikation von Photonen (Abschnitt 4.3)

vorgenommen. In dieser zweiten Informationsebene werden zum einen die Zerfallsphotonen des neutralen Pions identifiziert als auch mögliche andere Teilchen als Untergrundbeiträge erkannt.

Die dritte Informationsebene, die die interessierenden Pionen mit ihrer Energie-, Impuls- und Winkelinformation bilden, wird über eine

- Rekonstruktion der Pionen (Abschnitt 4.4)

mit Hilfe einer Invarianten-Masse-Analyse der identifizierten Photonen erreicht. Mit der Rekonstruktion der Mesonen sind die Informationen, die das TAPS-Spektrometer liefert, ausgewertet.

In der folgenden

- Koinzidenzanalyse TAPS–Tagger (Abschnitt 4.5)

wird über eine Analyse der zeitlichen Koinzidenz zwischen den in TAPS nachgewiesenen Photonen und den angesprochenen Taggerkanälen und damit durch eine Reduzierung der das Ereignis möglicherweise verursachten Taggerkanäle zeitzufälliger Untergrund verringert. Durch eine anschließende Missing–Energy–Analyse, die eine energetische Korrelation zwischen TAPS und Tagger für Pionen verlangt, wird die Energie des die Kernreaktion auslösenden Photons über die Bestimmung des verantwortlichen Taggerkanals ermittelt. Die Analyse ermöglicht außerdem eine weitere Unterdrückung von Untergründereignissen.

Im folgenden Abschnitt,

- Abzug des Kohlenstoffuntergrunds (Abschnitt 4.6),

wird der Abzug des Untergrunds durch die Pionereignisse erläutert, die nicht am Wasserstoff des eigentlichen Targets, sondern am Kohlenstoff der Fenster der Targetzelle produziert wurden. Diese Korrektur ist besonders bei der Pionproduktion im Schwellenbereich aufgrund sehr kleiner Wirkungsquerschnitte bedeutsam.

Der Tagger liefert als weitere Information den integralen Photonfluß auf das Target, der zur Bestimmung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts bekannt sein muß. Der totale Wirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \frac{N_{\pi^0}(E_\gamma)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \epsilon_{TAPS}(E_\gamma) \cdot N_{Target} \cdot \Gamma_{BR}} . \quad (4.1)$$

N_{π^0} gibt die Anzahl der nachgewiesenen neutralen Pionen an, ϵ_{TAPS} die Nachweiswahrscheinlichkeit von TAPS für diese Reaktion, Γ_{BR} das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in zwei Photonen (siehe Tabelle 1.1), N_γ die Anzahl der Photonen, die auf das Target treffen und N_{Target} die Flächendichte der Targetnukleonen (siehe Abschnitt 3.4). Für den winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta)} \cdot \frac{d\sigma}{d\theta}(E_\gamma) \\ &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta)} \cdot \frac{N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \epsilon_{TAPS}(E_\gamma, \theta) \cdot N_{Target} \cdot \Gamma_{BR}} . \end{aligned} \quad (4.2)$$

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts müssen demnach neben der Kenntnis der Anzahl der Pionen in Abhängigkeit von Energie und Winkel und der Kenntnis der Massenbelegung des Targets noch zwei weitere Größen des Experiments bekannt sein, deren Bestimmung in den folgenden Abschnitten dargestellt wird:

- Bestimmung des Photonflusses (Abschnitt 4.7)
- Simulation der Nachweiswahrscheinlichkeit von TAPS (Abschnitt 4.8).

Das Kapitel beschließen eine Erläuterung der Analyse zur Bestimmung der

- Photonasymmetrie (Abschnitt 4.9)

und die Beschreibung der dazu notwendigen, wichtigen Ermittlung des Grades der Linearpolarisation der Photonen:

- Polarisationsgrad (Abschnitt 4.10)

Beginnend mit der Energieeichung der TAPS–Detektoren werden in den einzelnen Abschnitten des folgenden Kapitels die skizzierten Analyseschritte erläutert.

4.2 Grundlegende Dateneichung

4.2.1 Energieeichung

Energieeichung der BaF_2 –Detektoren

Die Eichung der BaF_2 –Detektoren, d.h. die Zuordnung der QDC–Kanäle zur deponierten Energie, erfolgte individuell für jeden Detektor. Als Referenzpunkte dienten der Energienullpunkt (Pedestalwert) des QDC–Moduls sowie die Energiedeposition minimal ionisierender Myonen der kosmischen Höhenstrahlung (siehe Abbildung 4.1). Der Pedestalwert

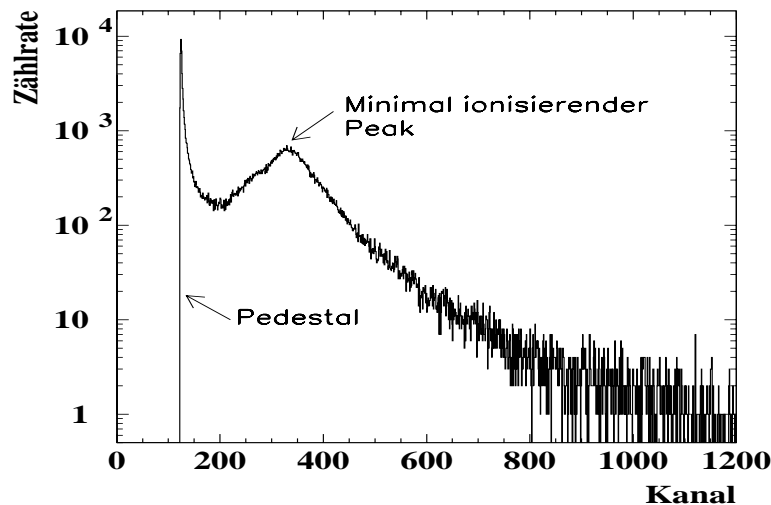


Abbildung 4.1: QDC–Spektrum der kosmischen Höhenstrahlung eines BaF_2 . Der minimal ionisierende Peak liegt bei 37.7 MeV, das Pedestal entspricht der Energie 0 MeV.

wurde direkt aus den Daten bestimmt. Er entspricht dem niedrigsten Kanal des QDC–Spektrums, in den akkumuliert wird, wenn am Modul kein Analog–Signal anliegt und demnach nur eine interne Spannung integriert wird.

Die deponierte Energie kosmischer Myonen hängt nur von ihrer Wegstrecke im Kristall und nicht von ihrer Energie ab. In BaF_2 verlieren sie 6.39 MeV/cm. Daraus ergibt sich bei

einer Höhe der Detektoren von 5.9 cm ein mittlerer Energieverlust von 37.7. MeV (siehe Abbildung 4.1). Mit Hilfe der Kanalnummer für Peak und Pedestal für jeden Detektor wurden die Kanalzahlen (Meßwerte) in Energien E umgerechnet:

$$E = \frac{37.7 \text{ MeV}}{\text{Peak} - \text{Pedestal}} (\text{Mewert} - \text{Pedestal}) . \quad (4.3)$$

Energieeichung der Tagger-Kanäle

Zur Bestimmung der Energie eines Bremsstrahlphotons nach Gleichung 3.11 muß die Zuordnung zwischen dem Auftreffort des gestreuten Elektrons in der Fokalebene der Photonenmarkierungsanlage, d.h. dem betreffenden Kanal der Elektronenleiter, und der Energie des Elektrons bekannt sein. Zur Bestimmung dieser Abhängigkeit wird auf ein Programm der Glasgow-Gruppe der A2-Kollaboration zurückgegriffen, mit dem man die Eichung der Leiter in Abhängigkeit der Elektronenenergie E_0 anhand der anliegenden Magnetfeldstärken des Spektrometers vornehmen kann. Anhang B zeigt das Ergebnis dieser Eichung, die Zuordnung zwischen Taggerkanal und Elektronenenergie.

Eichung der LED-Schwellen

Zur exakten Bestimmung der anhand einer vorläufigen Eichung der BaF₂-Detektoren zu Beginn des Experiments gesetzten LED-Schwellen wurde folgendes Verfahren angewandt:

Für jeden Detektor wurden zwei Energiespektren angelegt. Das erste wurde nur dann gefüllt, wenn der zugehörige LED angesprochen hatte, in das zweite wurde jedes Signal aufgenommen. Die Spektren zeigt Abbildung 4.2. Durch Division beider Spektren konnte die exakte Schwelle als der Kanal festgelegt werden, in dem die Ansprechwahrscheinlichkeit des LED einen Wert größer 99 % erreichte.

4.2.2 Zeiteichung

Zeiteichung der BaF₂-Detektoren

Die Zeiteichung eines BaF-Moduls wurde mit Hilfe eines Laserreferenzsystems durchgeführt. Hierbei dient ein Signal des Lasersystems als Start und das Signal des Laserlichts im Detektor als Stop der Zeitmessung. Unter Verwendung unterschiedlich langer Kabel zur zusätzlichen Zeitverzögerung konnte in mehreren Meßreihen die Peak-Lage im TDC-Spektrum definiert verschoben werden. Aus der Verschiebung des Signals in Kanälen und der Kenntnis der Signallaufzeiten in den zusätzlichen Kabellängen, die mittels eines Oszilloskops bestimmt wurden, konnte eine Zuordnung zwischen TDC-Kanälen und Zeit vorgenommen werden.

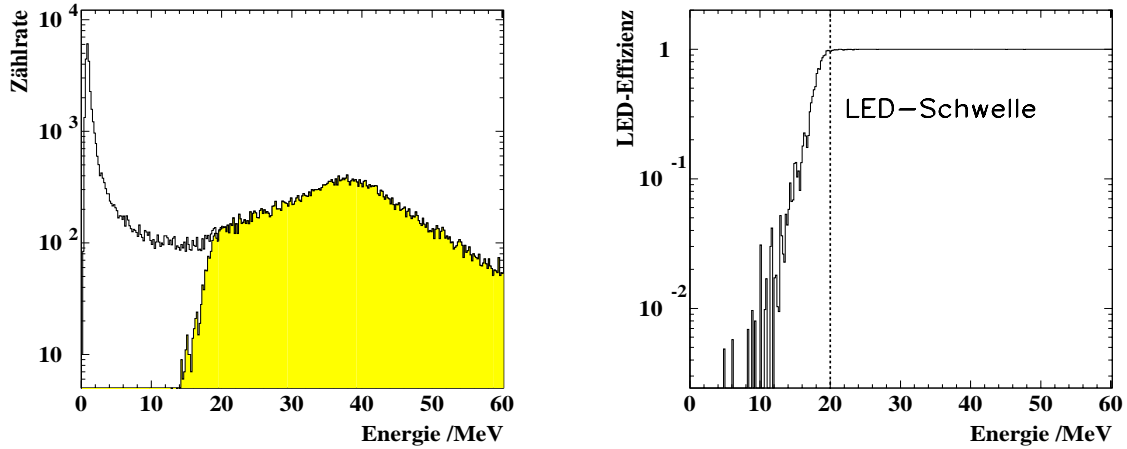


Abbildung 4.2: Bestimmung der LED-Schwellen der BaF₂-Detektoren über die Energieverteilung (links) unter der Bedingung, daß der LED angesprochen hat (grau unterlegt) und ohne diese Bedingung. Die LED-Schwelle wurde durch Division der Spektren (rechts) festgelegt (gestrichelte Linie).

Zeiteichung der Tagger-Detektoren

Die Zeiteichung der Tagger-TDC-Kanäle erfolgte analog zur Eichung der TAPS-Detektoren. Auch hier wurden, mit Hilfe eines speziellen Elektronik-Moduls, Start- und Stop-Signale für die Zeitmessung mit unterschiedlichen zeitlichen Abständen erzeugt. Sie konnten zwischen 10 und 100 ns in Schritten von 10 ns variiert werden. Man erhielt zehn scharfe Signale im Abstand von jeweils 10 ns, über die die Zuordnung zwischen Zeit und Kanalnummer vorgenommen werden konnte.

Zeitlicher Abgleich zwischen TAPS und Tagger

Nach der Zeiteichung der Einzeldetektoren auf der TAPS- und Taggerseite konnten Einträge in Kanälen im TDC-Spektrum Zeiteinheiten zugeordnet werden. Ein Abgleich der Zeitlage der TAPS-Detektoren relativ zur Lage der 352 Tagger-Detektoren ermöglichte die Festlegung einer absoluten zeitlichen Position der Detektoren zueinander, eines Zeitnullpunkts. Das Ziel dieser Vorgehensweise ist eine, in Kapitel 4.5 beschriebene, Koinkidenzanalyse der Zeitspektren, die eine zusätzliche Unterdrückung von Teilchenuntergrund ermöglicht. Man erhält die physikalisch relevanten Flugzeiten t_{TOF} zwischen TAPS und Tagger durch Addition der beiden Zeitinformationen. Da die Taggerelektronik die Zeitdifferenz t_{Tagger} zwischen dem Nachweis eines Elektrons und dem X-Trigger-Signal (siehe Abschnitt 3.6) mißt, die TAPS-Datenaufnahme dagegen die Zeit t_{BaF_2} zwischen dem X-Trigger-Signal und dem Nachweis der beiden Zerfallsphotonen, ergibt sich für t_{TOF} :

$$t_{TOF} = (t_{BaF_2} - t_{Koinkidenz}) + (t_{Koinkidenz} - t_{Tagger}) = t_{BaF} - t_{Tagger} \quad (4.4)$$

Die aus den zeitlich nicht abgeglichenen LED-Modulen abgeleitete X-Trigger-Zeit fällt heraus, so daß sich im Falle einer 'guten' Koinzidenz eine konstante Zeit ergibt. Der Abgleich der Detektoren erfolgte derart, daß die Zeiten zwischen nachgewiesenen Photonen in TAPS und Elektronen auf der Taggerseite für jede Kombination bei Null liegt (Null ist willkürlich gewählt). Den Abgleich leistet folgendes iteratives Verfahren:

1. Die Koinzidenzsignale aller in diesem Experiment verwendeten 245 Taggerdetektoren werden mit Hilfe einer, von den TAPS-Detektoren unabhängigen Tagging-Effizienz-Messung (siehe Kapitel 4.7) auf Null geschoben. Als Zeitreferenz wurde ein BGO-Szintillator als Photodetektor verwendet.
2. Der grob abgeglichene Tagger wurde als Zeitreferenz verwendet, um die Zeitlagen der 504 BaF₂-Detektoren aufeinander abzustimmen.
3. Die in Schritt 2 abgeglichenen TAPS-Zeitspektren werden beibehalten und als Zeitreferenz für ein erneutes zeitliches Schieben der Tagger-Kanäle benutzt.
4. Der wechselseitige Abgleich der TAPS- und Taggerzeiten in Schritt 2 und 3 wurde iterativ so lange durchgeführt, bis keine Verbesserung der Zeitauflösung mehr erreicht werden konnte.

4.2.3 Eichung zur Pulsform

In Abschnitt 3.5 wurde bereits angesprochen, daß durch Auftragen der Energieinformation der kurzen (E_s) gegen die lange Komponente (E_l) des BaF₂-Signals eine Teilchenidentifikation durch Schnitte im Pulsformspektrum vorgenommen werden kann. Es ist zweckmäßig, Polarkoordinaten zu verwenden, indem man den Abstand R eines Ereignisses vom Ursprung des Spektrums gegen den Winkel ϕ aufträgt. Es gilt

$$\begin{aligned}\phi &= \arctan(E_s / E_l) \\ R &= \sqrt{(E_s^2 + E_l^2)} .\end{aligned}\quad (4.5)$$

Wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, bestehen Abweichungen der Lage der Photonen von der 45°-Linie sowie ein Abknicken der Photonlinie bei kleineren Energien, die Eichungen der kurzen und langen Komponente für Photonen stimmen folglich nicht überein. Zur besseren Teilchenidentifikation, insbesondere zur einfachen Separation der Photonen von anderen Teilchen durch Schnitte im Radius-Winkel-Spektrum, wird die Eichung der kurzen Komponente für Photonen modifiziert,

$$E_s \longrightarrow E'_s \quad \text{mit} \quad E'_s = E_l = aE_s + b ,\quad (4.6)$$

da die Eichung der langen Komponente aufgrund der besseren Energieauflösung als sicherer gilt. Die dadurch bestimmten Parameter für die BaF₂-Module bewegen sich im Bereich von $0.98 \leq a \leq 1.02$ und $b \leq 0.5$ MeV. Sie entsprechen einer Unsicherheit in der Myoneichung (Abschnitt 4.2.1) von zwei bis vier Kanälen und liegen damit im Rahmen der systematischen Fehler dieser Eichmethode. Ein weiterer unerwünschter Effekt zeigt

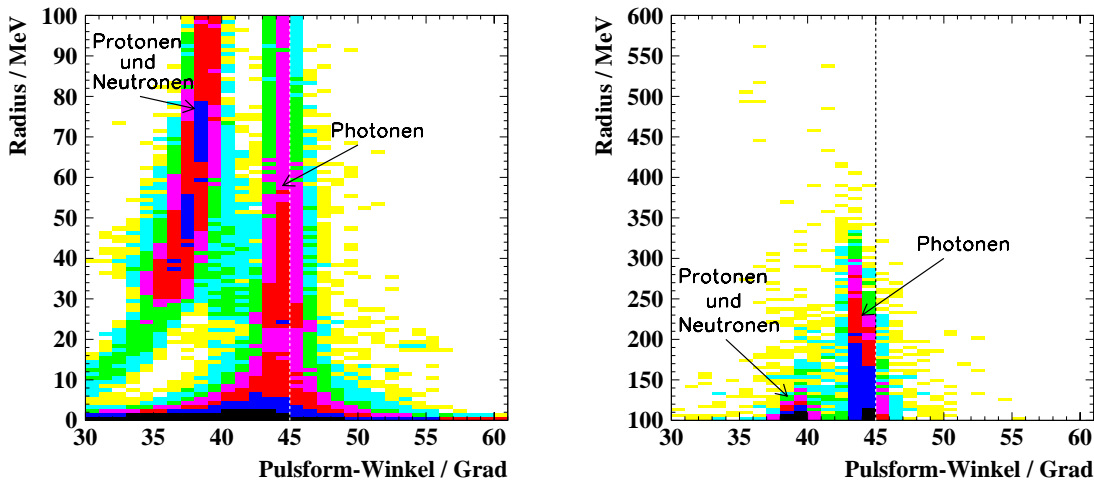


Abbildung 4.3: Verlauf des Radius–Winkel–Spektrums vor der Eichung der Pulsform für Energien bis 100 MeV (links) und höhere Energien (rechts). Man erkennt Abweichungen der Photonereignisse von der eingezeichneten Ideallinie bei 45° (Erläuterungen siehe Text).

te sich bei höheren Photonenergien, die Photonlinie weicht von der Soll–Geraden bei 45 Grad zu kleineren Winkeln hin ab (siehe Abbildung 4.3 rechts). Der Grund liegt in der fehlerhaften Bestimmung der kurzen Komponente. Dafür verantwortlich ist wiederum die Verwendung des x10–Verstärkers (siehe Abschnitt 3.6) innerhalb des Signalteilers, die zu einer Energieabhängigkeit der zeitlichen Lage des Ausgangssignals des CFD führt. Da mit diesem Signal die Integrationsfenster der kurzen und langen Komponente gestartet werden, führte eine Verschiebung des Zeitfensters von bis zu 3 ns zu einem nichtlinearen Verhalten der Energiemessung. Die Information der langen Komponente bleibt bei einer Integrationszeit von 2 μs davon unbeeinflusst, bei der kurzen Komponente mit einer Integrationszeit von 30 ns fällt mit steigender Pulshöhe und einer Verschiebung des Fensters zu früheren Zeiten ein Teil des Signals aus dem Integrationsfenster. Durch eine detektorindividuelle Korrektur wurde auch dieser Effekt ausgeglichen, so daß am Ende der Pulsformeichung die Photonlinie über den gesamten Energiebereich bei 45 Grad lag (siehe Abbildung 4.4) und Photonen somit durch einfache Schnitte im Pulsformspektrum (siehe Abschnitt 4.3) identifiziert werden konnten.

4.2.4 Korrekturen der Zeiteichung

Sehr gute Zeitauflösungen zwischen zwei Photonen in TAPS sowie zwischen der TAPS – und Taggerinformation sind wichtige Voraussetzungen zur Unterdrückung von zufälligem Teilchenuntergrund im Rahmen der Datenanalyse. Die Koinzidenzzeiten werden durch Effekte verschlechtert, die ihre Ursache in der in Kapitel 3.6 beschriebenen Verwendung des x10–Verstärkers haben und deren Korrektur im folgenden beschrieben werden soll. Die Verwendung der zehnfachen Verstärkung in dem Signalteiler führte zu einer starken Energieabhängigkeit des Ansprechverhaltens der CFD, walk genannt, die schon bei der

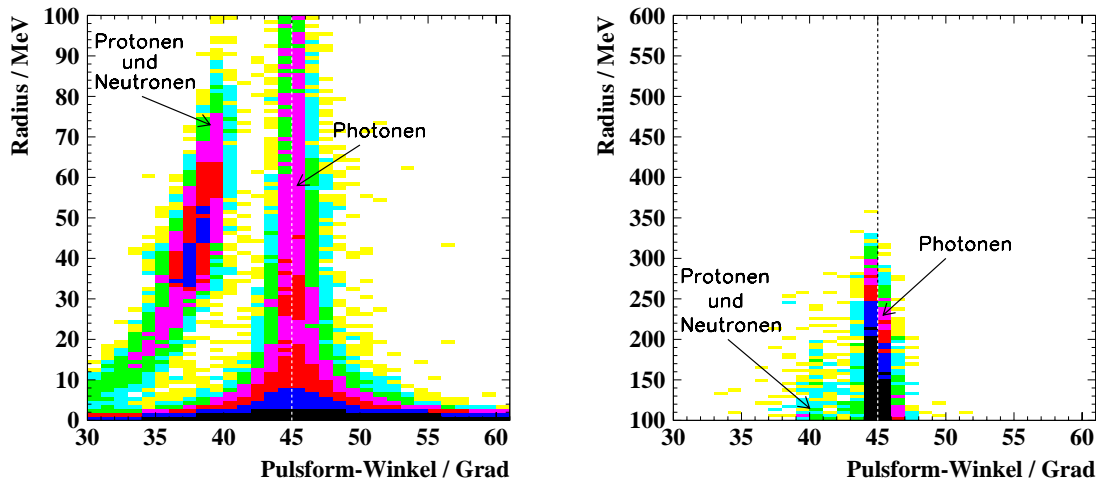


Abbildung 4.4: Radius–Winkel–Spektrum nach Eichung der Pulsform für Energien bis 100 MeV (links) und höhere Energien (rechts).

Eichung zur Pulsform korrigiert werden mußte. Zur Ermittlung der zeitlichen Korrektur mußte für Photonereignisse detektorweise die Energie– gegen die Zeitinformation aufgetragen werden. Abweichungen von der Soll–Geraden bei Zeit Null von bis zu 1.5 ns für Energien ab 150 MeV wurden über eine individuell für jeden Detektor ermittelte Funktion, die die Abhängigkeit der Zeit– von der jeweiligen Energieinformation beschreibt, korrigiert. Die Zeitauflösung zwischen zwei Photonen in TAPS konnte somit um ca. 900 ps auf 600 ps verbessert werden.

Eine weiterer Nachteil der Verwendung des $\times 10$ –Verstärkers sind Zeitsprünge, d.h. Verschiebungen des Ausgangssignals des CFD um bis zu 8 ns zu kürzeren Zeiten hin. Die Ursache hierfür ist ein sehr kleiner Vorpuls vor dem eigentlichen Detektorsignal eines BaF_2 , der vermutlich dadurch verursacht wird, daß einige wenige Photonen des Szintillationslichts direkt die zweite Dynode des Photomultipliers und nicht die primäre Photokathode treffen. Die Folge ist eine falsche Zeitinformation des CFD und damit auch, da dessen Signal das Integrationsfenster des QDC startet, eine zu kleine Energie der kurzen Komponente aufgrund einer falschen Integration des Pulses. Der Effekt hätte keinen Einfluß auf die Messung, wenn der Vorpuls unterhalb der CFD–Schwelle liegen würde. Durch die zehnfache Verstärkung tritt er jedoch bei den durchgeführten Experimenten schon bei Energien ab 200 MeV auf. Da man Energien dieser Größe nur in dem zentralen Detektor eines Clusters (siehe Kapitel 4.3) findet und dieser sich durch einen Zeitsprung von ca. 8 ns gegenüber seinen Nachbardetektoren auszeichnet, lassen sich die über diese Signatur 'gesprungenen' Detektoren eindeutig identifizieren. Durch die Ermittlung von Korrekturwerten für die Zeit– und Pulsinformation, die zu den jeweiligen Meßgrößen addiert wurden, konnte der Effekt zeitlicher Sprünge detektorindividuell korrigiert werden. Die Korrektur des als 'crosstalk' bezeichneten Effekts, der die Beeinflussung von Signalen benachbarter Kanäle bei der Signalübertragung vom Detektor zum TDC beschreibt, ist Teil der Standardanalyse der TAPS–Daten. 'Benachbarte Kanäle' sind die aufgrund

der modularen Bauweise des TAPS–Detektors verarbeiteten acht Kanäle pro Elektronikmodul und Kabel. Der Crosstalk–Effekt wird nur in niedrigster Ordnung korrigiert, d.h. es wird für jede Kombination von ansprechenden Kanälen eine Korrekturzeit ermittelt. Effekte durch die Höhe der Signale und deren zeitlichen Abstand werden vernachlässigt. Eine derartige 'einfache' Korrektur ist für eine wesentliche Verbesserung der Zeitauflösung ausreichend. Die Korrekturwerte werden mit Hilfe des Lasersystems (siehe Kapitel 4.2.2) ermittelt, wobei pro Achtergruppe zunächst jeder Detektor i allein eingeschaltet wird, d.h. einen Lichtpuls erhält, und anschließend die Verschiebung seines Zeitsignal durch paarweises Einschalten dieses Detektors mit jedem der sieben anderen festgestellt wird. Man erhält auf diese Weise eine Zeitkorrektur Δt_{ij} für jede Kanalkombination. In der anschließenden Analyse der Experimentdaten kann dann für jeden Detektor eine Korrektur seiner Zeitinformation über die Summe der einzelnen Zeitkorrekturen Δt_{ij} in Abhängigkeit von den anderen Kanälen j der Achtergruppe vorgenommen werden, die bei dem entsprechenden Ereignis zusätzlich aktiv waren.

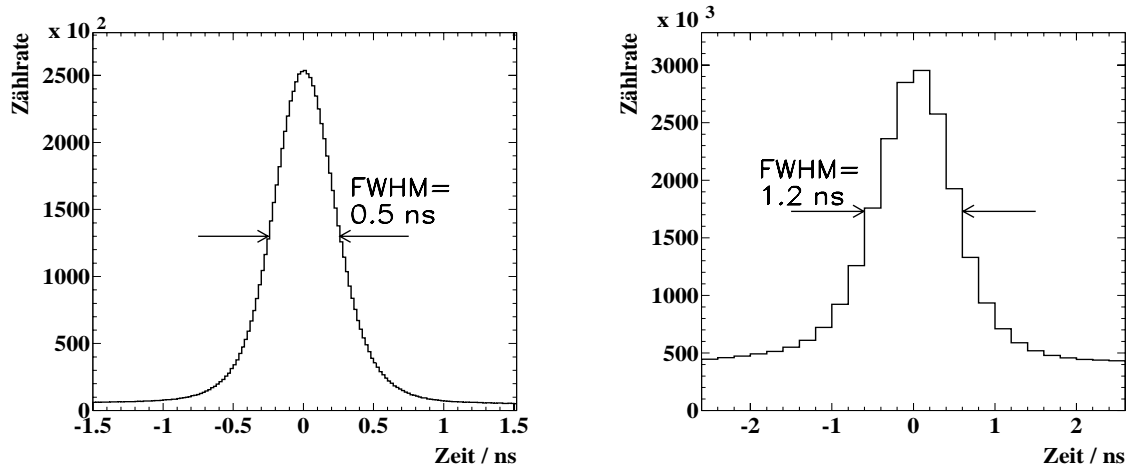


Abbildung 4.5: Zeitauflösung zwischen zwei Photonen in TAPS (links) und zwischen der TAPS- und Taggerinformation (rechts) nach Abschluß der Eichung.

Nach der Durchführung aller oben erläuterten Korrekturen mußte der in Kapitel 4.2.2 beschriebene iterative Abgleich der Tagger- und TAPS–Detektoren nochmals durchgeführt werden. Die endgültige Zeitauflösung zwischen zwei Photonen in TAPS beträgt 500 ps, die Auflösung zwischen einem Elektron im Tagger und einem Photonereignis in TAPS 1.2 ns (Abbildung 4.5).

4.3 Identifikation von Photonen

Die Identifikation der Reaktion $p(\gamma, \pi^0)p$ erfolgte über den Nachweis der beiden Zerfallsphotonen des neutralen Pions. Ein Schwerpunkt der Datenanalyse ist deshalb die Ermittlung von Energie, Zeit und Ort der im Experiment nachgewiesenen Photonen. Hierzu wurden bisher voneinander unabhängig analysierte und geeichte Einzeldetektoren zu

Einheiten (Clustern) zusammengefaßt, die der Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers in einem TAPS-Block entsprechen, und über diesen Weg die Photonen sowie deren Meßgrößen rekonstruiert.

Eine Clustererkennung der Analysesoftware erfolgt mit Hilfe einer rekursiven Suche nach allen Detektoren, die angesprochen haben, geometrisch benachbart sind und von einer eventuell noch zweiten Einheit von Detektoren durch mindestens einen Detektor ohne Energieeintrag getrennt sind. Zusätzlich muß für die Erkennung einer Detektorgruppe als Cluster zur weiteren Datenanalyse ein als zentraler Detektor bezeichnetes Modul dieser Einheit einen Energieübertrag über einer bestimmten Schwellenenergie besitzen. Sie betrug für die Module der TAPS-Blöcke ca. 20 MeV, für die Module der Vorwärtswand ca. 30 MeV.

Die Clusterenergie wird bestimmt, indem die Energien aller beteiligten Detektoren addiert werden. Als Zeitinformation dient zum einen die Zeit des zentralen Detektors, zum anderen eine gemittelte Zeit aller Module eines Clusters. Der Ort eines Clusters in TAPS wird über ein energiegewichtetes Mittel der Koordinaten x_i, y_i aller Detektoren eines Clusters bestimmt, wobei als Gewicht der Logarithmus der Energie verwendet wird:

$$x = \frac{\sum x_i W_i}{\sum W_i}, \quad y = \frac{\sum y_i W_i}{\sum W_i},$$

mit den Gewichten

$$W_i = \max\{0, P + \ln \frac{E_i}{\sum E_i}\}.$$

Zur Verbesserung der Ortsrekonstruktion wurden Detektoren mit sehr geringer Energie mit Hilfe des Abschneideparameters $P = 5$ ([Mol92]) verworfen.

Eine weitere Verbesserung der Ortsrekonstruktion wurde über eine Korrektur der Schauertiefe erreicht, die in Abbildung 4.6 skizziert ist. Sie ist notwendig, um den Ort von Teilchen, die nicht senkrecht auf die Kristalloberfläche auftreffen, richtig zu rekonstruieren. Die Tiefe des in Abbildung 4.6 gezeigten Schauerschwerpunktes ergibt sich zu ([Heu86])

$$d = \left(\log \frac{E}{12.7 \text{ MeV}} + 1.2\right) \cdot X_0$$

mit der Strahlungslänge $X_0 = 2.05 \text{ cm}$ von BaF_2 . Mit dieser Größe läßt sich der Ort näherungsweise korrigieren:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta y}{y} = \left(\frac{s}{d} + 1\right)^{-1}.$$

Mit Hilfe der oben ausgeführten Analyseschritte konnten Energie, Zeit und Ort der rekonstruierten Cluster bestimmt werden.

Eine Teilchenidentifikation, also eine Zuordnung zwischen identifizierten Clustern und physikalischen Teilchen, wurde mit Hilfe der Pulsform sowie von Vetobedingungen erreicht. Da für diese Arbeit der Schwerpunkt auf der Erkennung von Photonen und einer möglichst guten Diskriminierung anderer Teilchen lag, kommt der Pulsformanalyse eine

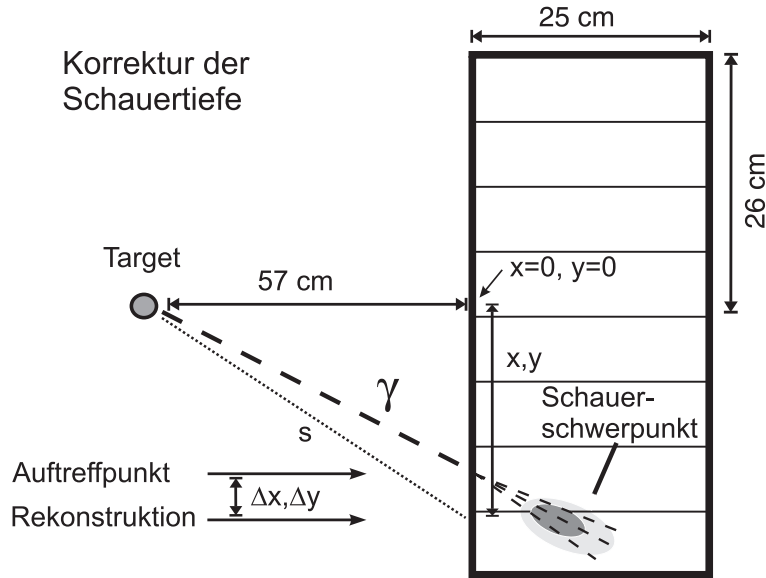


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung zur Ortsrekonstruktion eines elektromagnetischen Schauers, Korrektur der Schauertiefe. Erläuterungen siehe Text.

besondere Bedeutung zu.

Der zentrale Detektor eines Clusters muß die Pulsformcharakteristik eines Photons besitzen, d.h. nach der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Eichung und Linearisierung der Pulsform auf einem Band bei 45° in der (R, ϕ) -Ebene liegen. Da im Fall der sechs TAPS-Blöcke im Gegensatz zu den Vorwärtswandmodulen das Pulsform-Signal von Teilchen wie Neutronen und Protonen nur bei Winkeln kleiner 45° liegen kann, ergaben sich zur Teilchenerkennung unterschiedliche Analysebedingungen für die TAPS-Kristalle und die Module der Vorwärtswand (Tabelle 4.1). Für die Nachbardetektoren eines Clusters wurde keine Pulsformanalyse durchgeführt, da die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers in andere Detektoren unabhängig von der Art des primären Teilchens grundsätzlich eine Photoncharakteristik aufweist. Zur Teilchenerkennung und insbesondere zur Identifikation von Photonen gelten zusätzliche Vetobedingungen, die zur Unterdrückung von Teilchenuntergrund führen, der in den individuellen Veto-Zählern ein Signal erzeugt. Ob ein Cluster verworfen und damit nicht als Photonereignis eingestuft wird, hängt vom Ansprechen der Veto-Zähler von den am Cluster beteiligten BaF_2 -Detektoren ab:

Zeigte der Veto-Zähler des zentralen Detektors eines Clusters ein Signal, so wurde das gesamte Cluster verworfen. War der Detektor, dessen Veto-Zähler ansprach, nicht der zentrale Detektor, so wurde er aus dem Cluster genommen und die in ihm deponierte Energie von der Clusterenergie abgezogen. Die Veto-Bedingungen für den zentralen Detektor und die Nachbardetektoren können im Rahmen der TAPS-Analyse variiert werden, sie wurden aber im Hinblick auf die in dieser Analyse wichtige Erkennung von Photonereignissen optimal eingestellt.

Die Anforderungen an die Clustermittglieder bei der Rekonstruktion von Photonen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Anforderungen an den zentralen Detektor	Anforderungen an benachbarte Detektoren
Pulsform: Blöcke: $42.0^\circ \leq \phi_{PSA} \leq 90.0^\circ$ Vorwärtswand: $41.8^\circ \leq \phi_{PSA} \leq 47.5^\circ$	Keine Pulsformanalyse, da immer Photoncharakteristik
Veto: Der zugehörige Veto-Zähler hat nicht angesprochen, sonst: Kein Photonereignis	Der zugehörige Veto-Zähler hat nicht angesprochen, sonst: Der entsprechende Detektor i wird aus dem Cluster genommen und $E_{Cluster} \rightarrow E_{Cluster} - E_i$

Tabelle 4.1: Anforderungen an den zentralen Detektor und die Nachbardetektoren für die Rekonstruktion und Identifikation von Photonen.

4.4 Rekonstruktion der Pionen

Dieser Analyseschritt dient der Rekonstruktion des zerfallenen neutralen Pions mit Hilfe der Invariante-Masse-Analyse, in der die nachgewiesenen Photonen paarweise kombiniert werden. Aus den Energien und dem Öffnungswinkel nachgewiesener Zerfallsphotonen in TAPS kann die Masse des zerfallenen Teilchens berechnet werden. Sie leitet sich aus der relativen Energie- und Impulsbeziehung her:

$$\begin{aligned}
m_{\gamma\gamma} &= \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} \\
&= \sqrt{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2} \\
&= \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos(\phi_{\gamma_1\gamma_2}))} .
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Die invariante Masse wird zur Unterdrückung von Teilchenuntergrund nur unter der Koinzidenzbedingung berechnet, daß die Zeitdifferenz zwischen beiden Photonen kleiner als 1 ns ist (Abbildung 4.5). Abbildung 4.7 zeigt die rekonstruierte invariante Masse der neutralen Pionen. Die Summe der Energiedepositionen beider Photonen wurde schon mit einem energieunabhängigen Faktor korrigiert, der Schauerverluste in TAPS ausgleicht, um die Energie des einfallenden, korrespondierenden Photons zu erhalten ([Gab94]). Es ergibt sich aufgrund der asymmetrischen Antwortfunktion von TAPS auf den Einfall von Photonen eine asymmetrische Verteilung mit einem Maximum bei der Ruhemasse des neutralen Pions von 135 MeV. Die Halbwertsbreite (FWHM) beträgt 21 MeV. Es wurden in der Analyse und Rekonstruktion der Pionen nur solche 2γ -Ereignisse berücksichtigt, deren invariante Masse zwischen 70 und 170 MeV lag.

Man erkennt in dem Invariante-Masse-Spektrum einen kontinuierlichen, kombinatorischen Untergrund. Da die invariante Masse aus allen zeitlich koinzidenten Photonpaaren gebildet wird, werden zwangsläufig auch Photonen miteinander kombiniert, die aus dem Zerfall unterschiedlicher Pionen stammen (zufällige Koinzidenzen). Die folgende Ko-

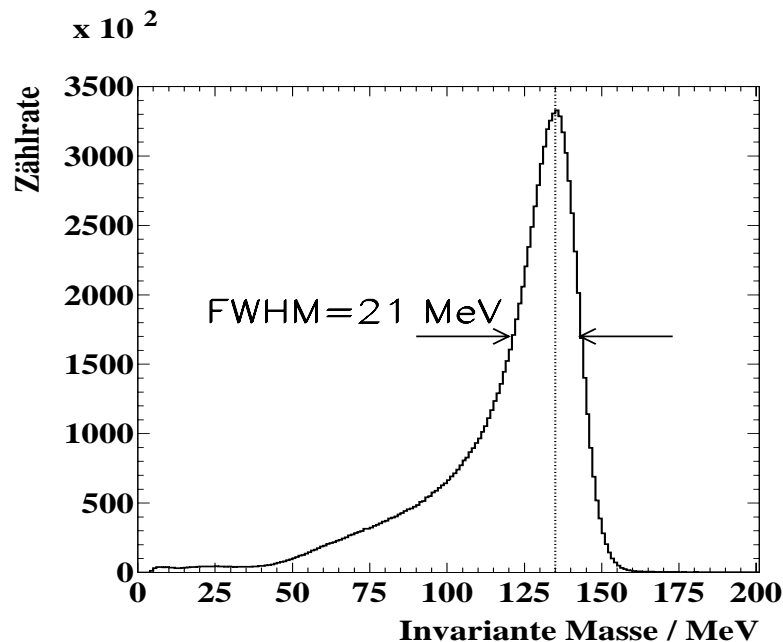


Abbildung 4.7: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen.

inzidenzanalyse TAPS-Tagger dient unter anderem zur weiteren Unterdrückung dieses kombinatorischen Untergrunds.

4.5 Koinzidenzanalyse TAPS-Tagger

Der nächste Analyseschritt untersucht sowohl die zeitliche Koinzidenz als auch die energetische Korrelation (Missing-Energy-Analyse) zwischen Photonereignissen in TAPS und nachgewiesenen Elektronen im Tagger.

Zeitliche Koinzidenzanalyse

Die zeitliche Koinzidenzanalyse hat die Aufgabe, die in TAPS nachgewiesenen Photonen bzw. das aus ihnen rekonstruierte Pion dem Taggerkanal zuzuordnen, in dem zeitlich korreliert dasjenige Elektron nachgewiesen wurde, dessen korrespondierendes Photon das Pion erzeugt hat. Im Experiment traten innerhalb eines Zeitfensters von 60 ns im Mittel sechs ansprechende Taggerkanäle pro Photonereignis auf. Abbildung 4.8 zeigt, analog zu Abbildung 4.5, das Zeitdifferenzspektrum TAPS-Tagger für einen größeren Zeitbereich. Der konstante zeitzufällige Untergrund (B) liegt unter dem bei Null zu erkennenden Koinzidenzsignal (A). Die zum Abzug des zeitzufälligen Untergrunds vorgenommenen Schnitte in diesem Spektrum sind eingezeichnet (Koinzidenzfenster und Untergrundfenster). Da der Untergrund zufällig ist, entspricht die Kinematik der Ereignisse in B unter dem Koinzidenzsignal der im Bereich C. Für den Abzug des Untergrunds vom eigentlichen Koinzidenzsignal werden für den Koinzidenzbereich die gleichen Analysediagramme angelegt

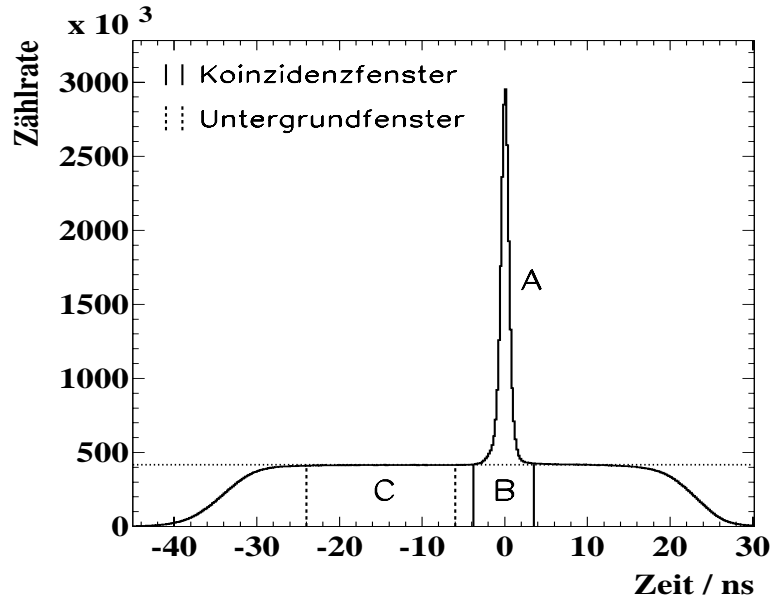


Abbildung 4.8: TAPS-Tagger-Zeitdifferenzspektrum. Eingezeichnet sind die Analysefenster sowohl für koinzidente Ereignisse (durchgezogene Linien) als auch für Untergrundereignisse (gestrichelte Linien). Der Abfall des Untergrunds bei -25 ns und 15 ns wird durch Zeitfenster in der Elektronik verursacht.

wie für die Ereignisse des Untergrundbereichs. Nachdem die Verteilungen auf gleiche Fensterbreiten normiert worden sind, erhält man durch Subtraktion der sich ergebenden Einträge die Zahl der koinzidenten Ereignisse.

Das TAPS-Tagger-Zeitspektrum wurde im interessierenden Schwellenbereich für jeden Taggerkanal erstellt und das Koinzidenzfenster für einen optimalen Abzug des zeitzufälligen Untergrunds individuell bestimmt.

Missing-Energy-Analyse

Für die einfache Pionphotoproduktion am Proton beschreibt die Energieinformation des gestreuten Elektrons bzw. des einlaufenden Photons den Eingangskanal der Reaktion vollständig. Durch Nachweis der beiden Zerfallsphotonen des Pions sowie durch Messung ihrer Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ und ihrer Emissionswinkel $\theta_{\gamma 1}$ und $\theta_{\gamma 2}$ bestehen zwei Möglichkeiten, die Energie des Pions im Schwerpunktsystem zu bestimmen. Zum einen ist sie über die Energie des einlaufenden Photons und damit über die Kenntnis der Gesamtenergie \sqrt{s} bestimmt:

$$E_{\pi^0, \text{rekonstruiert}} = \frac{\sqrt{s}^2 + m_{\pi^0}^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}}. \quad (4.8)$$

Zum anderen kann sie durch eine Lorentztransformation der Pionenergie im Laborsystem, die über die Messung der oben genannten Photongrößen festlegt ist, bestimmt werden:

$$\begin{aligned} E_{\pi^0, gemessen} &= \gamma \left(E_{Lab}^{\pi^0} - \beta p_{Lab}^{\pi^0} \cos(\theta_{Lab}^{\pi^0}) \right) \\ &= \gamma (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} - \beta (E_{\gamma_1} \cos \theta_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \cos \theta_{\gamma_2})) , \end{aligned} \quad (4.9)$$

mit $\beta = E_{\gamma} / (E_{\gamma} + m_p)$ und $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$. Für Ereignisse des angenommenen Reaktionskanals müssen die beiden Energien im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit gleich sein, d.h. ihre Differenz,

$$E_{miss} = E_{\pi^0, gemessen} - E_{\pi^0, rekonstruiert} , \quad (4.10)$$

die man als 'Missing Energy' bezeichnet, muß Null ergeben. Abbildung 4.9 zeigt das Missing–Energy–Spektrum für dieses Schwellenexperiment unter der Bedingung, daß die Energie des einlaufenden Photons zwischen der Schwellenenergie der neutralen Pionphotoproduktion von 144.7 MeV und 170 MeV lag. Gezeigt sind sowohl das Spektrum für einen Schnitt auf den Koinzidenzbereich der TAPS–Tagger–Zeit (durchgezogene Linie) als auch für einen Schnitt auf den Untergrundbereich der in Abbildung 4.8 dargestellten Zeitdifferenz (gestrichelte Linie). Man erkennt, daß die Analyse der 'fehlenden Energie' ebenso wie die Zeitdifferenzanalyse eine Identifikation der 'echten Schwellenpionen' erlaubt. Sie liegen in einem scharfen Peak mit einer Halbwertsbreite von 6 MeV um den Energiewert Null.

Mit Hilfe des Invariante–Masse–Schnitts (Abschnitt 4.4) wurde sichergestellt, daß die verbleibenden Ereignisse weitgehend neutrale Pionen sind. Die Ereignisse der breiten Verteilung mit einem Maximum bei 110 MeV in Abbildung 4.9 sind somit leicht als Pionen zu identifizieren, die über den Zerfall der Δ –Resonanz ($\gamma p \rightarrow \Delta \rightarrow \gamma p$, $E_{\gamma}(\Delta) = 340 \text{ MeV}$) erzeugt werden. Ihre Rate ist aufgrund des im Resonanzgebiets sehr großen Wirkungsquerschnitts um ein Vielfaches höher als die Pionrate im Schwellenbereich. Deshalb sind viele der so erzeugten Pionen zeitlich zufällig koinzident zu den im Tagger nachgewiesenen Elektronen, deren korrespondierende Bremsstrahlphotonen eine niedrige Schwellenenergie besitzen. Bei der Berechnung der 'fehlenden Energie' ergeben sich für solche Ereignisse jedoch Werte, die nach Gleichung 4.10 von Null zu größeren Energien hin abweichen. Neben der Subtraktion des zeitzufälligen TAPS–Tagger–Untergrundes, die im letzten Abschnitt diskutiert wurde, kann somit durch Schnitte im Missing–Energy–Spektrum eine weitere starke Analysebedingung zur Unterdrückung von Teilchenuntergrund sowie zum Herausfiltern echter Schwellenpionen gesetzt werden.

Die bisher beschriebenen Analyseschritte, vor allem die Analyse der Zeitdifferenz zweier Photonen in TAPS, der invarianten Masse sowie der Koinzidenz zwischen TAPS und Tagger, dienen dazu, 'gute' Ereignisse, d.h. am Proton des Wasserstoffs produzierte neutrale Pionen, herauszufiltern sowie Untergrundereignisse zu unterdrücken.

Eine Analyse und die Subtraktion des Untergrundanteils, der aus neutralen Pionen besteht, die im Material der Targetzelle produziert wurden, sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

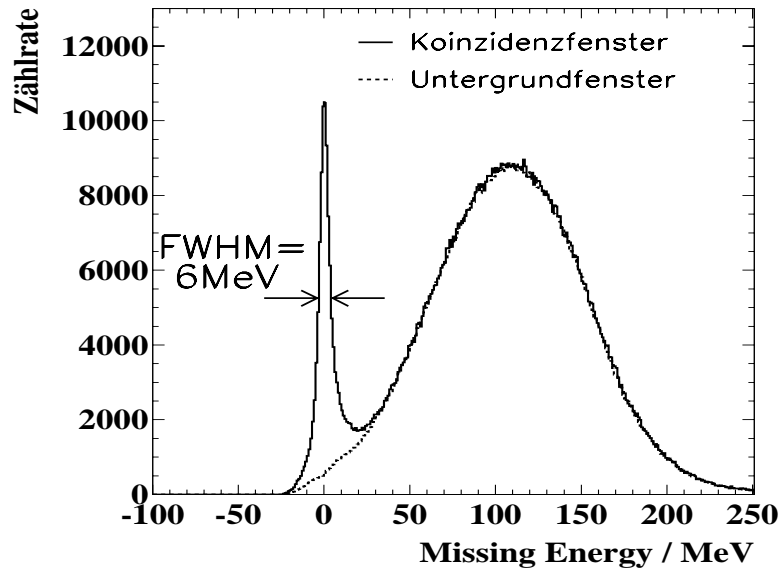


Abbildung 4.9: Missing-Energy-Spektrum für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für Photonenergien zwischen 144.7 MeV und 170 MeV. Die durchgezogene Linie zeigt das Spektrum für Ereignisse innerhalb des Koinzidenzfensters des TAPS-Tagger-Zeitdifferenzspektrums, die gestrichelte Linie für Ereignisse im Untergrundfenster.

4.6 Abzug des Kohlenstoffuntergrunds

4.6.1 Untergrund aus der Reaktion $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}\pi^0$

Neutrale Pionen, die am Kohlenstoff der Targetzelle kohärent produziert wurden, konnten durch bisher aufgestellte Analysebedingungen nicht unterdrückt werden. Sie zeigen das gleiche TAPS-TAPS- sowie TAPS-Tagger-Zeitverhalten wie am Wasserstoff produzierte neutrale Pionen und liegen auch im Invariante-Masse-Spektrum innerhalb des gewählten Analysefensters. Eine detaillierte Missing-Energy-Analyse kann jedoch, zumindest teilweise, diese Ereignisse von den am Wasserstoff produzierten Pionen trennen. Abbildung 4.10 zeigt die fehlende Energie für Ereignisse knapp oberhalb der Schwellenenergie der neutralen Pionphotoproduktion am Proton von 144.7 MeV (linkes Bild) und knapp unterhalb dieser Schwelle (rechts). Gezeigt ist jeweils das vom zeitzufälligen TAPS-Tagger-Untergrund bereinigte Signal. Im Falle ausreichender Analysebedingungen sollten unterhalb der Schwellenenergie für die Produktion am Proton keine Pionereignisse vorhanden sein. Es sind jedoch deutlich Ereignisse zu erkennen, die leicht von Null zu größeren Energien verschobene Missing-Energy-Werte besitzen. Die gleiche Signatur zeigt sich auch im Missing-Energy-Spektrum knapp über der Schwelle in dem zu größeren Energien auslaufenden Fuß des Koinzidenzsignals. Ein verbleibender Untergrund zeigt sich außerdem in Abbildung 4.11, in der die Anzahl neutraler Pionen in Abhängigkeit der Photonenergie um den Schwellenwert von 144.7 MeV gezeigt wird. Die Pionenzählrate sinkt unterhalb der

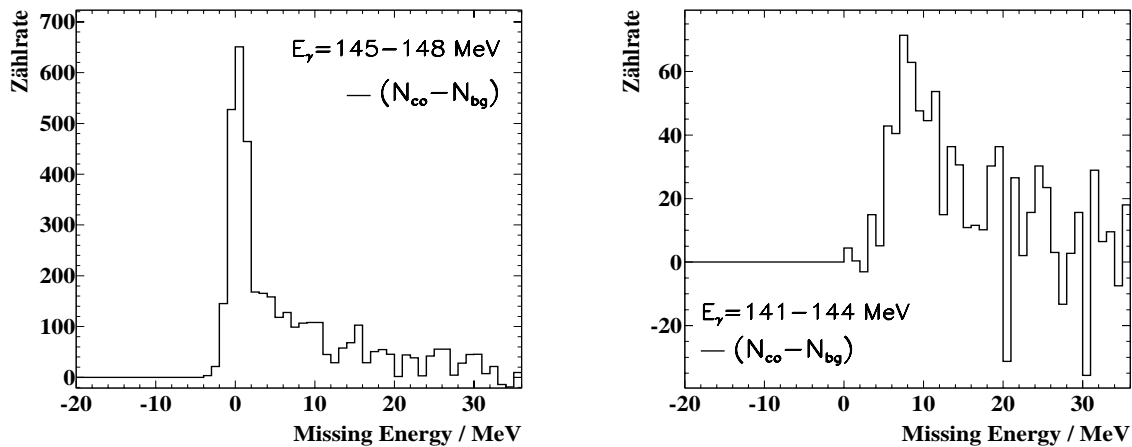


Abbildung 4.10: *Missing–Energy–Spektren für Photonenergien von 145 bis 148 MeV (linkes Bild) und für Photonenergien von 141–144 MeV (rechts), d.h. oberhalb und unterhalb der Schwelle für die neutrale Pionproduktion am Proton von 144.7 MeV.*

Schwelle nicht auf Null ab. Dieser Untergrund konnte, wie weiter unter gezeigt wird, eindeutig neutralen Pionen zugeordnet werden, die am Kohlenstoffmaterial der Targetzelle kohärent produziert wurden. Der auf den ^{12}C -Kern übertragene Rückstoß ist kleiner als der vom Proton übernommene Rückstoß bei der Produktion am Wasserstoff.

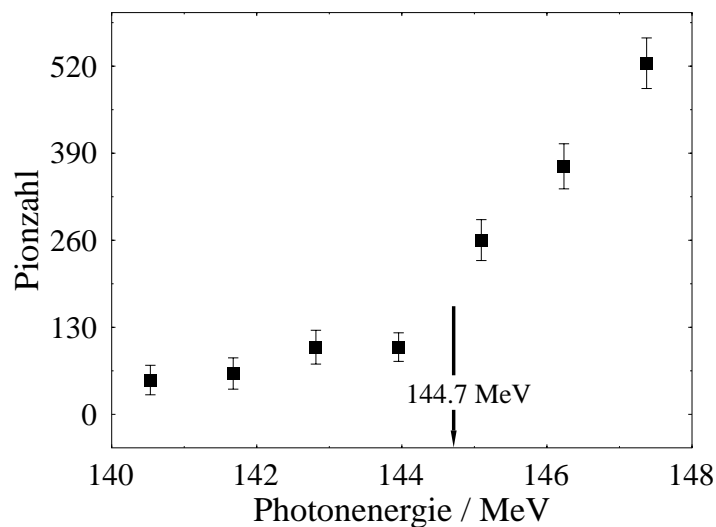


Abbildung 4.11: *Zahl der nachgewiesenen neutralen Pionen im Bereich der Pionphotoproduktionsschwelle am Proton von 144.7 MeV vor Abzug des Untergrundes, der durch die Reaktion $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}\pi^0$ (Schwelle: 135.8 MeV) am Material der Targetzelle verursacht wird.*

Die Energie der Zerfallsphotonen ist damit größer, so daß diese Ereignisse im Missing–Energy–Spektrum bei leicht positiven Energien liegen. Da die Schwelle für die kohärente π^0 –Produktion an Kohlenstoff bei 135.8 MeV liegt, können sie sogar unterhalb der für das freie Nukleon geltenden Produktionsschwelle von 144.7 MeV erzeugt werden.

Diese Begründung des verbleibenden Teilchenuntergrunds wird durch eine Simulation der kohärenten neutralen Pionproduktion an Kohlenstoff mit Hilfe des Programmpakets GEANT bestätigt. Ausführliche Erläuterungen zu Simulationsrechnungen finden sich in Kapitel 4.8, in dem die Bestimmung der Detektoreffizienz von TAPS für die neutrale Pionphotoproduktion am Proton vorgestellt wird. Die Ergebnisse der Simulation der Pionproduktion am Kohlenstoff für die Verteilung der Missing Energy sind in Abbildung 4.12 zu sehen. Zeigen die simulierten Ereignisse in dem Invariante–Masse–Spektrum sowie

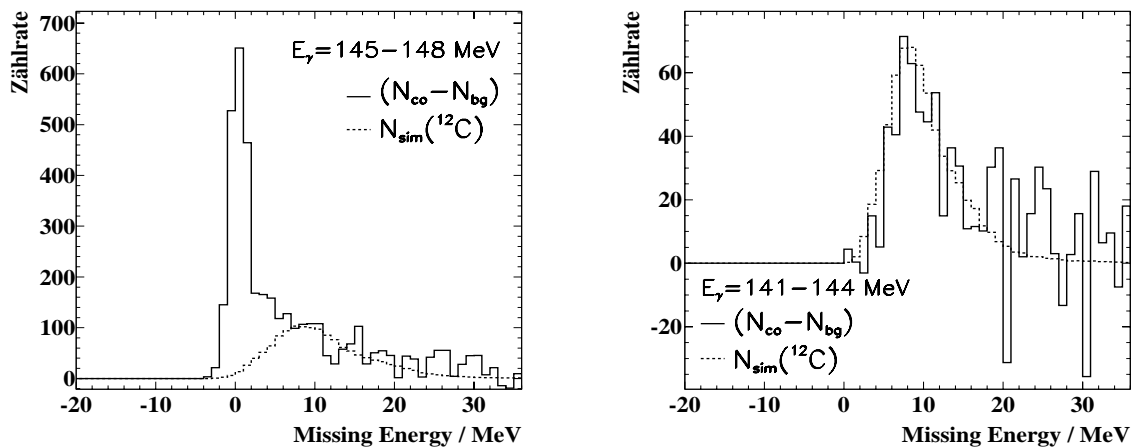


Abbildung 4.12: Missing–Energy–Spektren für Photonenergien von 145–148 MeV (linkes Bild) und für Photonenergien von 141–144 MeV, analog zu Abbildung 4.10. Der zu größeren Energien verschobene Teilchenuntergrund wird sehr gut durch die Ergebnisse der Simulation des Prozesses der kohärenten neutralen Pionproduktion am Kohlenstoffmaterial der Targetzelle (gestrichelte Linie) beschrieben.

den Zeitdifferenzspektren das gleiche Verhalten wie die am Proton produzierten Pionen, so beschreiben sie in den Missing–Energy–Spektren im Schwellenbereich sehr gut den oben diskutierten Untergrund. Über die Simulation des Prozesses $\gamma^{12}C \rightarrow ^{12}C\pi^0$ konnten die experimentellen Pionzählraten korrigiert und damit der verbleibende Untergrund vollständig abgezogen werden. Diese Methode des Untergrundabzugs wird im folgenden Abschnitt erläutert. Außerdem werden zwei weitere, der Reduzierung des Untergrunds dienende Analyseschritte beschrieben.

4.6.2 Korrektur der experimentellen Pionzählraten

Mit Hilfe des Programmpakets GEANT (siehe Kapitel 4.8) wurde, wie oben erläutert, die kohärente neutrale Pionproduktion am Kohlenstoff simuliert und die Detektor-

effizienz, d.h die Nachweiswahrscheinlichkeit des TAPS–Detektors für ein am Kohlenstoff produziertes neutrales Pion energieabhängig ($\epsilon_{TAPS}^{12C}(E_\gamma)$) und winkeldifferentiell ($\epsilon_{TAPS}^{12C}(E_\gamma, \theta)$) bestimmt. Mit diesen Effizienzen konnte sowohl die totale (in Abhängigkeit der Photonenergie) als auch die winkeldifferentielle Pionzählrate korrigiert werden: Für die Korrektur der totalen Zählrate wurde die Anzahl der Pionen, die in diesem Experiment an den Fenstern der Targetzelle produziert wurden, energieabhängig berechnet:

$$N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma) = \sigma_{tot}^{12C} \cdot N_\gamma \cdot N_T^{12C} \cdot \epsilon_{Taps}^{12C}(E_\gamma) . \quad (4.11)$$

N_T^{12C} ist die Flächenbelegung der Targetfenster (Abschnitt 3.4) und N_γ der Photonfluß des Experiments (Abschnitt 4.7). Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{12C} für die Pionproduktion an Kohlenstoff wurde den Referenzen [Koc88] und [Bec90] entnommen. Mit Hilfe der über die Simulation bestimmten, energieabhängigen TAPS–Effizienz $\epsilon_{TAPS}^{12C}(E_\gamma)$ konnte die experimentelle Pionzählrate $N_{\pi^0}^{exp}$ wie folgt korrigiert werden:

$$N_{\pi^0}^p(E_\gamma) = N_{\pi^0}^{exp}(E_\gamma) - N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma) . \quad (4.12)$$

Abbildung 4.13 zeigt die Korrektur der experimentellen Pionzahlen in Abhängigkeit der Photonenergie. Man erkennt, daß die Anzahl der neutralen Pionen nach Abzug der ermit-

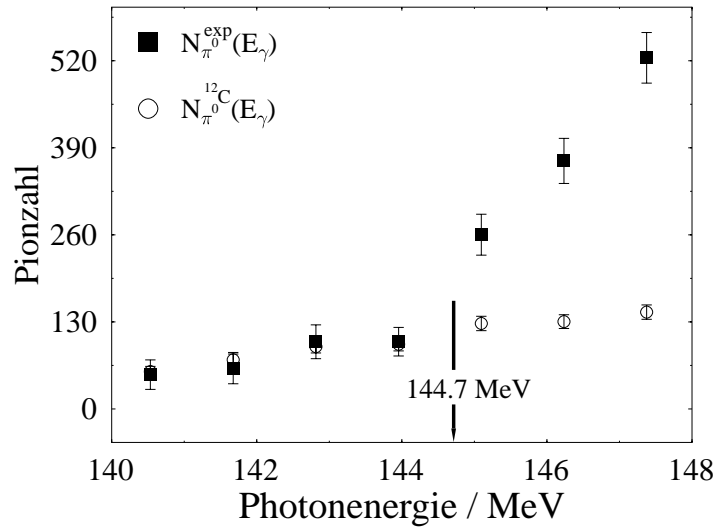


Abbildung 4.13: Zahl der nachgewiesenen neutralen Pionen im Bereich der Produktionsschwelle am Proton von 144.7 MeV vor Abzug des Untergrunds (Quadrate) und Anzahl der berechneten, am Material der Targetfenster produzierten Pionen (offene Kreise).

telten Kohlenstoff–Ereignisse unterhalb der Schwelle mit Null verträglich ist und damit die Methode des Untergrundabzugs bestätigt wird.

Die Korrektur der experimentell bestimmten, differentiellen Pionzahlen stützt sich auf folgende Beziehung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der kohärenten Pionproduktion an Kohlenstoff:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta)|_{12C} = C(E_\gamma) \cdot \sin^2\theta \cdot F^2(q^2) , \quad (4.13)$$

mit

$$C(E_\gamma) = \frac{\sigma_{tot}^{12C}(E_\gamma)}{2\pi \cdot \int \sin^2\theta \cdot F^2(q^2) d\cos\theta} = \frac{\sigma_{tot}^{12C}(E_\gamma)}{C'(E_\gamma)}. \quad (4.14)$$

$F(q^2)$ ist der Formfaktor für ^{12}C ,

$$F(q^2) = [1 - \frac{\alpha}{6 + 6\alpha} q^2 a^2] e^{-\frac{1}{4} q^2 a^2}. \quad (4.15)$$

Er wurde der Referenz [Ehr59] entnommen. Die Werte für a und α betragen 1.65 bzw. 4/3. Mit Hilfe dieser Beziehung konnte die Anzahl der am Proton produzierten neutralen Pionen aus der gemessenen Pionzählrate winkeldifferentiell berechnet werden:

$$N_{\pi^0}^p(E_\gamma, \theta) = N_{\pi^0}^{exp}(E_\gamma, \theta) - N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma, \theta). \quad (4.16)$$

Unter Verwendung der Gleichungen 4.11 und 4.13/4.14 gilt:

$$N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma, \theta) = 2\pi d \cos\theta \cdot N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma) \cdot \frac{\epsilon_{Taps}(E_\gamma, \theta)}{\epsilon_{Taps}(E_\gamma)} \cdot \frac{F^2(q^2)}{C'(E_\gamma)} \cdot \sin^2\theta. \quad (4.17)$$

Der Anteil der am Kohlenstoff der Targetfenster produzierten Pionen an der Gesamtzahl nachgewiesener neutraler Pionen lag für den ersten Taggerkanal über der Produktionsschwelle von 144.7 MeV, d.h für eine Photonenergie von 145.1 MeV (siehe Anhang B), bei ca. 50 %. Für die beiden nächsten Taggerkanäle, sie entsprechen Energien von 146.2 und 147.4 MeV, beträgt der Anteil ca. 35 % bzw. 27 %.

Um diesen hohen Anteil zu reduzieren und damit die Korrektur durch Subtraktion des Kohlenstoffuntergrunds über die oben beschriebene Simulation so klein wie möglich zu halten, konnten zwei weitere Analysebedingungen zur Abtrennung des Teilchenuntergrunds gestellt werden.

Ein Analyseschritt besteht in der Untersuchung des Öffnungswinkel der beiden Zerfallsphotonen des neutralen Pions. Die beiden Photonen eines am Proton erzeugten neutralen Pions können, bei gegebener Emissionsrichtung und Energie E_{π^0} des Pions, einen minimalen Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma}$ nicht unterschreiten (zur Herleitung der Gleichung siehe [Fuc95]):

$$\Phi_{\gamma\gamma}^{min} = 2 \arccos\left(\frac{p_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}\right) = 2 \arccos\left(\frac{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}}{E_{\pi^0}}\right). \quad (4.18)$$

Aufgrund des kleineren, auf den ^{12}C -Kern übertragenen Rückstoßes besitzen am Kohlenstoff der Targetfenster produzierte Pionen eine höhere kinetische Energie und somit kleinere mögliche Öffnungswinkel der beiden Zerfallsphotonen. Im linken Spektrum der Abbildung 4.14 sind für die Produktionsdaten in einer zweidimensionalen Darstellung die minimalen Öffnungswinkel der beiden Photonen in Abhängigkeit der Energie des Bremsstrahlphotons gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt die minimal möglichen Öffnungswinkel für die Produktion am Wasserstoff dar, eine experimentelle Winkelauflösung

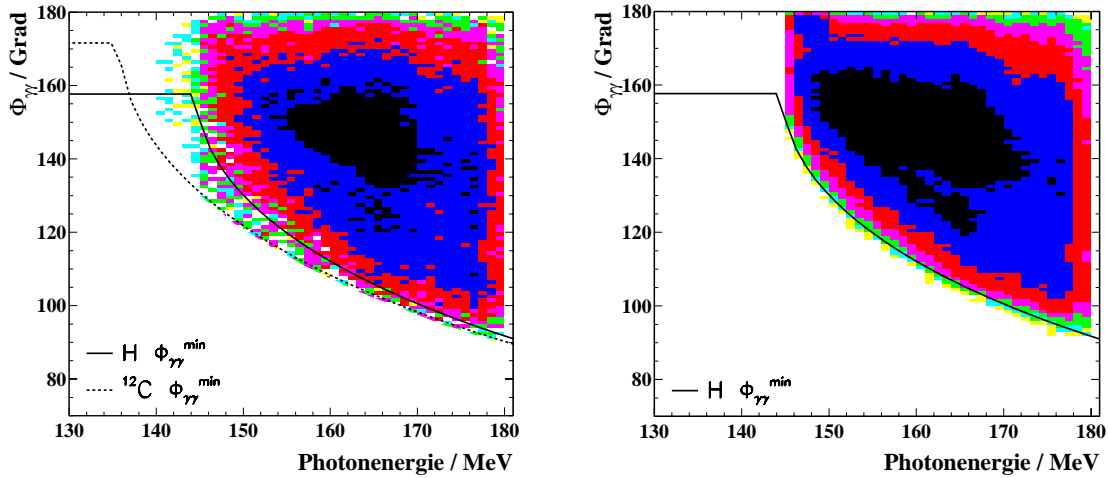


Abbildung 4.14: Zweidimensionale Darstellung des minimalen Öffnungswinkels der beiden Zerfallsphotonen in Abhängigkeit der Photonenergie für die Produktionsdaten (links) und für simulierte Ereignisse der neutralen Pionphotoproduktion am Proton bzw. am Wasserstoff (rechts). Die minimal möglichen Öffnungswinkel für die Produktion neutraler Pionen am Proton (durchgezogene Linie) sowie am Kohlenstoff (gestrichelte Linie) sind eingezeichnet.

von TAPS bei der Bestimmung dieser Größe von sieben Prozent wurde schon berücksichtigt. Dieser Wert wird durch das rechte Spektrum bestätigt, in dem der um sieben Prozent reduzierte minimale Öffnungswinkelbereich mehr als 99.98 % der für dieses Spektrum simulierten Ereignisse der Pionproduktion am Wasserstoff enthält. Im linken Spektrum sind deutlich Einträge außerhalb des von der durchgezogenen Linie eingegrenzten Bereichs zu erkennen, die unter anderem Zerfallsphotonen von Pionen zuzuordnen sind, die am Kohlenstoff der Targetfenster produziert wurden. Den minimalen Öffnungswinkel für diesen Prozeß zeigt die gestrichelte Linie. Durch die zusätzliche Analysebedingung

$$\Phi_{\gamma\gamma} > \Phi_{\gamma\gamma}^{\min} - 7^\circ \quad (4.19)$$

konnte der Untergrund von am Kohlenstoff produzierten Pionen reduziert werden.

Eine zweite, noch effektivere Analysebedingung, die am Ende von Abschnitt 4.5 schon angesprochen wurde, waren die für jeden Taggerkanal individuell festgelegten Schnitte im Missing–Energy–Spektrum, für die in Abbildung 4.15 Beispiele gezeigt sind. Sie zeigen erneut die Missing–Energy–Spektren für Photonenergien knapp unterhalb der Pionschwelle ($E_\gamma = 141 - 144$ MeV), für Photonenergien knapp oberhalb der Pionschwelle ($E_\gamma = 145 - 148$ MeV) sowie ein weiteres Beispiel für eine höhere Photonenergie von 156 MeV. Die eingezeichneten Missing–Energy–Schnitte (gepunktete, senkrechte Linien) wurden konservativ gewählt und auch mit wachsender Photonenergie verbreitert, um durch diese Analysebedingung keine 'guten' Pionen, die an Protonen des Wasserstofftargets produziert wurden und im Koinzidenzpeak um Null liegen, zu verwerfen. Aufgrund der zu größeren Energien verschobenen Missing–Energy–Werte von Ereignissen, die an

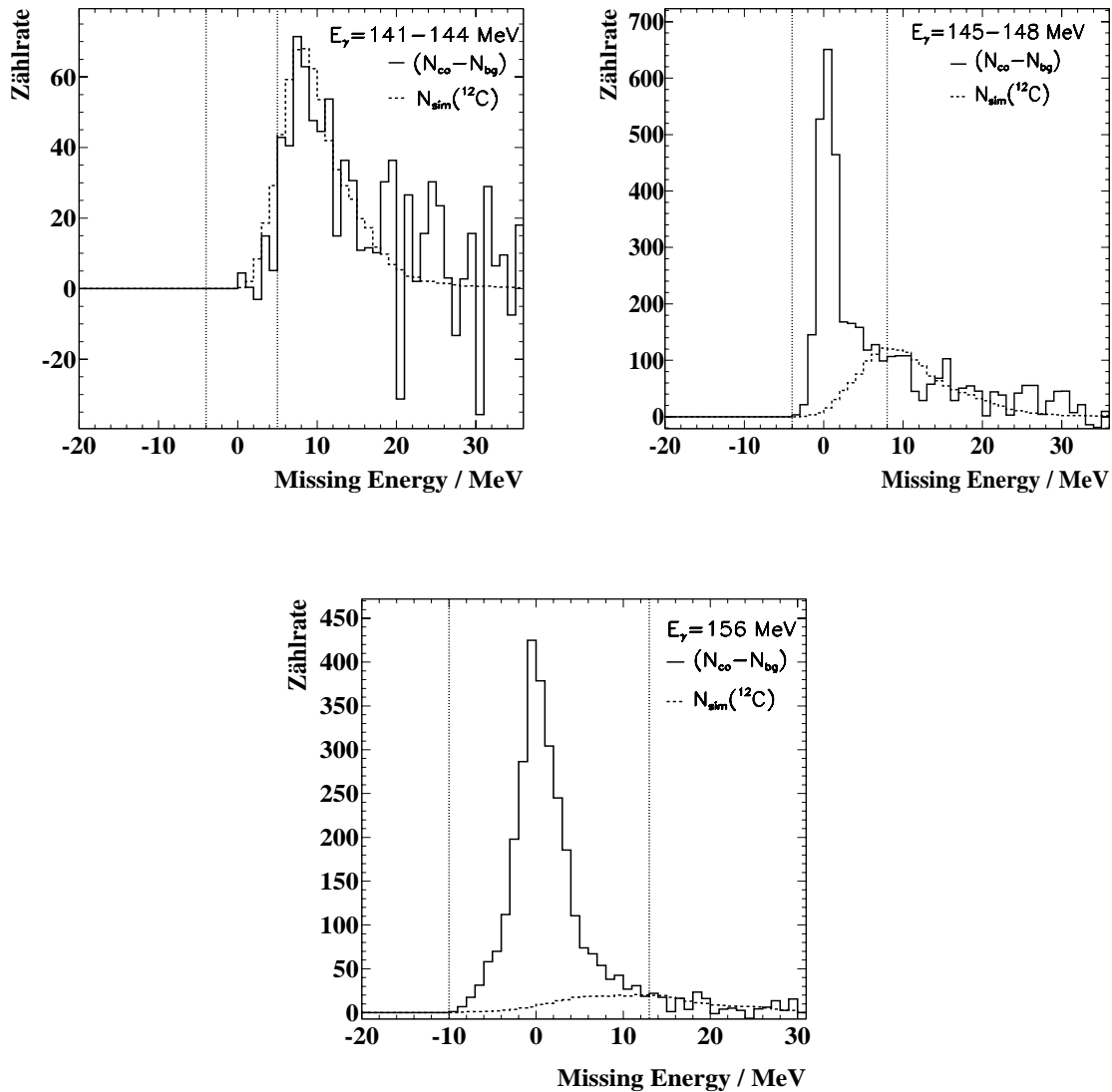


Abbildung 4.15: Missing–Energy–Spektren für Photonenergien im Schwellenbereich. Drei Beispiele für verschiedene Energien. Die Diagramme zeigen individuell pro Taggerkanal gewählte Missing–Energy–Schnitte (gepunktete Linien) zur Unterdrückung des am Kohlenstoff–Material der Targetfenster produzierten Untergrunds (gestrichelte Linie).

der Targetzelle produziert wurden, bestand durch die individuell festgelegten Analysefenster die Möglichkeit, im Schwellenbereich einen Großteil der Untergrundereignisse abzutrennen. Wie das Beispiel für 156 MeV zeigt, ist diese Analysebedingung für höhere Energien aufgrund der Verbreiterung des Korrelationssignals weniger effektiv, der Anteil des zu korrigierenden Untergrunds allerdings auch erheblich kleiner.

Unter den beiden neu aufgestellten Analysebedingungen wurde die in Abschnitt 4.6.1 beschriebene Simulation des Prozesses der kohärenten neutralen Pionproduktion am Kohlenstoff nochmals durchgeführt, die Untergrundpionzählrate energie- und winkeldifferentiell berechnet (Gleichungen 4.11 und 4.17) sowie die experimentellen Zählraten nach den Gleichungen 4.12 und 4.16 korrigiert. Die beiden zusätzlichen Analysebedingungen, der Schnitt auf den minimalen Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen und die in Abhängigkeit der Photonenergie individuell gewählten Missing-Energy-Fenster, reduzierten den Untergrund an Pionereignissen, die im Material der Targetzelle produziert wurden, auf 5–7 % pro Taggerkanal. Da der durch die Korrektur der Zählraten über die oben beschriebene Simulation verursachte systematische Fehler konservativ mit 10 % abgeschätzt werden kann, beträgt der gesamte systematische Fehler der Korrektur nur 0.7 %.

Die bisher in diesem Kapitel erläuterten Analyseschritte hatten das Ziel, die Anzahl der am Wasserstoff produzierten, neutralen Pionen energieabhängig und winkeldifferentiell zu ermitteln. Zur Bestimmung des totalen (Gleichung 4.1) sowie des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Gleichung 4.2) müssen neben der Massenbelegung des Targets N_{Target} (siehe Abschnitt 3.4) und des in Tabelle 1.1 angegebenen Verzweungsverhältnisses Γ_{BR} der Photonfluß N_γ auf das Target und die Detektoreffizienz ϵ_{TAPS} von TAPS bekannt sein. Die Bestimmung dieser beiden Größen ist Thema der beiden folgenden Abschnitte.

4.7 Photonfluß

Der Photonfluß auf das Target N_γ ist das Produkt aus der freien Leiterzählrate N_{e^-} des Magnetspektrometers und der Effizienz ϵ_{tag} der Energie-Markierung:

$$N_\gamma = N_{e^-} \cdot \epsilon_{tag} \quad (4.20)$$

Unter dieser Tagging-Effizienz versteht man das Verhältnis zwischen der Anzahl der energiemarkierten Photonen, die auf das Target treffen und der Elektronenzahl auf der Taggerleiter, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit der ein energiemarkiertes Photon das Target trifft. Ein Großteil der Photonen wird durch die zur Erhöhung des Polarisationsgrades verwendeten Kollimatoren (Abschnitt 3.7) absorbiert und erreicht das Target nicht.

Zur Ermittlung des Photonflusses wurde während der Datennahme regelmäßig in einer eigenen kurzen Messung die Tagging-Effizienz mit Hilfe eines 100 % effizienten BGO-Photondetektors bestimmt. Der Detektor wurde hinter dem Target in den Photonstrahl gefahren, so daß bei sehr kleinem Strahlstrom gemessen werden konnte, wie viele Photonen, die von im Spektrometer nachgewiesenen Elektronen über den Bremsstrahlungsprozeß erzeugt wurden, das Target in Koinzidenz mit einem Elektron erreichten. Für jeden

Taggerkanal wird aus der Anzahl der Photonen im BGO–Detektor (N_{γ}^{koin}) und der Anzahl der Elektronen ($N_{e^{-}}^{frei}$) im Tagger die Tagging–Effizienz ϵ_{tag} bestimmt:

$$\epsilon_{tag} = \frac{N_{\gamma}^{koin}}{N_{e^{-}}^{frei}} \cdot \quad (4.21)$$

Drei Ergebnisse dieser regelmäßig durchgeführten Tagging–Effizienz–Messungen sind als Beispiele in Abbildung 4.16 in Abhängigkeit vom Taggerkanal im Schwellenbereich gezeigt. Die Effizienzen bewegen sich bei einer Unsicherheit von relativ 10 % zwi-

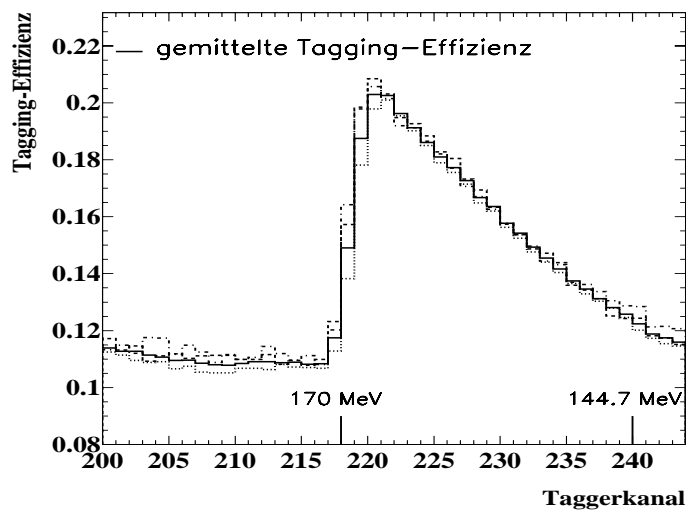


Abbildung 4.16: Beispiele für die Ergebnisse der regelmäßig während der Datennahme durchgeführten Tagging–Effizienz–Messungen. Die durchgezogene Linie stellt die gemittelte Tagging–Effizienz dar, die zur Bestimmung des Photonflusses verwendet wurde. Weitere Erläuterungen siehe Text.

schen 11 % für höhere Photonenergien und ca. 21 % in der kohärenten Überhöhung im Schwellenbereich. Die durchgezogene Linie zeigt die gemittelte Tagging–Effizienz ϵ_{tag} , die zur Bestimmung des Photonflusses (Gleichung 4.20) verwendet wurde. Die einzelnen Tagging–Effizienz–Messungen wurden wie folgt gemittelt:

Es wurde ein Photonfluß–Monitorspektrum aufgebaut, das die Anzahl der nachgewiesenen Pionen in Abhängigkeit der Zeit darstellt. Abbildung 4.17 zeigt einen Ausschnitt für eine Meßzeit von ca. 50 Stunden. Die Schwankungen der Zählrate im Monitorspektrum geben die Schwankungen der Tagging–Effizienz wieder, die unter anderem von der Strahlqualität und der Lage des Strahls vor dem Diamant–Radiator abhängt. In dieses Spektrum wurden die einzelnen Tagging–Effizienz–Messungen (schwarze Punkte) zu ihren jeweiligen Zeiten, zu denen sie gemessen wurden, in Abhängigkeit ihrer relativen Größe eingepaßt. Man sieht, daß die relativen Schwankungen der einzelnen Tagging–Effizienz–Messungen durch das Monitorspektrum wiedergegeben werden. Somit stand eine Methode zur Verfügung, die zu festen Zeiten gemessenen Tagging–Effizienzen nicht einfach

zu mitteln, sondern eine Mittelung über die gesamte Zeit der Datennahme durchzuführen. Der systematische Fehler der Tagging-Effizienz-Messungen von ca. 10 % konnte auf 2 % reduziert werden.

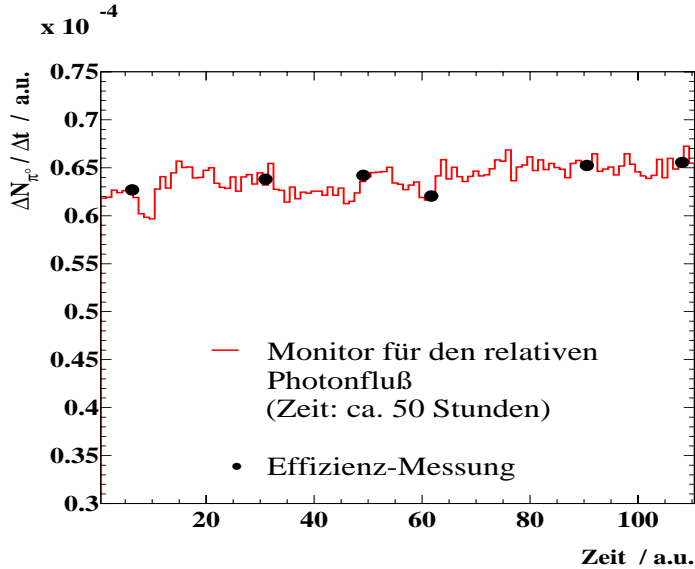


Abbildung 4.17: Pionanzahl in Abhängigkeit der Zeit, die zur Überwachung und Mittelung der Tagging-Effizienz-Messungen und damit zur Bestimmung des Photonflusses verwendet wurde. Gezeigt ist ein Ausschnitt über ca. 50 Meßstunden, die schwarzen Punkte stellen die Ergebnisse der zu ihren jeweiligen Meßzeiten eingezeichneten Tagging-Effizienz-Messungen dar.

4.8 Simulation der Detektoreffizienz

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Pionphotoproduktion neutraler Pionen am Wasserstoff muß die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{TAPS} des Detektorsystems bekannt sein. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein durch ein Photon der Energie E_γ unter einem Polarwinkel θ_π in der Targetzelle erzeugtes Pion im Detektor nachgewiesen wird. Diese Wahrscheinlichkeit liegt aufgrund der endlichen geometrischen Akzeptanz von TAPS (31 % von 4π), der Detektoreigenschaften, der gesetzten Schwellen und der gewählten Analysebedingungen nur bei einigen Prozent. Über die Kenntnis dieser Größe kann aus den experimentell nachgewiesenen Pionzählraten N_{π^0} die tatsächlich erzeugte Anzahl der Pionen ($N_{\pi^0}/\epsilon_{TAPS}$) energieabhängig und winkeldifferentiell bestimmt werden.

Die Detektoreffizienz wurde in einer Simulationsrechnung, für die das Programmpaket GEANT des europäischen Forschungszentrums CERN (Genf) verwendet wurde, ermittelt. Das Prinzip der Simulation besteht darin, bei Kenntnis des Experimentaufbaus sowie unter Berücksichtigung aller möglichen Wechselwirkungen mit ihren bekannten Wirkungsquerschnitten ein im Target gestartetes Pion bzw. seine beiden Zerfallsp Photonen sowie alle weiteren Sekundärteilchen auf ihrem Weg durch die Detektorbestandteile zu

verfolgen. Als Ergebnis dieser ereignisweise vorgenommenen Simulation steht die Entscheidung des Programms, ob das jeweilige Pion im Detektor nachgewiesen werden konnte oder nicht. Läßt man, entsprechend einer gewählten Verteilung $S(E_\gamma, \theta)$, eine große Anzahl Pionen im Target starten (üblicherweise wählt man zur Vermeidung zusätzlicher statistischer Fehler durch die Simulation eine Anzahl, die das zehnfache der im Experiment nachgewiesenen Pionenzählrate beträgt), so kann die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors über das Verhältnis aus nachgewiesener Pionenzahl $N(E_\gamma, \theta)$ zur Anzahl gestarteter Pionen energie- und winkelabhängig bestimmt werden:

$$\epsilon_{TAPS}(E_\gamma, \theta) = \frac{N(E_\gamma, \theta)}{S(E_\gamma, \theta)}. \quad (4.22)$$

Das Programm gliedert sich dementsprechend in folgende Hauptteile:

Definition des Detektorsystems

Zunächst wird der gesamte physikalische Detektoraufbau im Simulationsprogramm über speziell zur Verfügung gestellte Programmroutinen eingebaut. Neben den aktiven Bauelementen (BaF₂-Kristalle und Plastik-Veto-Detektoren) werden auch alle passiven Bauelemente wie Targetzelle, Streukammer und Außenwände der TAPS-Blöcke nachgebildet. Die Detektoren werden in Blöcken zusammengefaßt und alle Komponenten wie im Experiment angeordnet.

Erzeugung der Ereignisse

Für die Photoproduktion neutraler Pionen am Proton ergibt sich die Energie des neutralen Pions direkt aus der Energie des einfallenden Photons nach

$$E_{\pi^0, \text{rekonstruiert}} = \frac{\sqrt{s}^2 + m_{\pi^0}^2 - m_p^2}{2\sqrt{s}} \quad \text{mit} \quad \sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + m_p^2}.$$

Für jeden Taggerkanal, d.h. für jede Photonenergie und damit für die korrespondierende Pionenergie wurde eine Simulationsrechnung durchgeführt. Die unkorrigierte, experimentell nachgewiesene Pionanzahl in Abhängigkeit der Photonenergie wurde als Grundlage der Startverteilung in der Simulation verwendet. Für eine effektive Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit, die aufgrund der hohen Anzahl der zu simulierenden Ereignisse einen erheblichen Zeitaufwand erfordert, wurde nach Gleichung 2.12 eine polarwinkelabhängige Startverteilung gewählt, die den tatsächlichen Winkelverteilungen möglichst nahe kommt. Tests mit unterschiedlichen, auch isotrop gewählten Verteilungen konnten zeigen, daß zwar die Winkelverteilung der nachgewiesenen Pionen $N(E_\gamma, \theta)$ von der Startverteilung abhängt, die zu ermittelnde Ansprechwahrscheinlichkeit des TAPS-Detektors davon jedoch unbeeinflusst bleibt. Ebenso konnte auf diesem Weg eine Abhängigkeit der TAPS-Effizienz von der azimuthalen Startverteilung und damit von der Polarisationseinstellung der Photonen ausgeschlossen werden, so daß die azimuthale Winkelverteilung isotrop gewählt werden konnte. Nach einer Lorentztransformation in das Laborsystem werden die Pionen GEANT übergeben.

Nachweis und Analyse der simulierten Ereignisse

Die isotrop im Target gestarteten Teilchen sowie alle produzierten Sekundärteilchen können bis zu einem unteren Energiegrenzwert von typischerweise 100 keV schrittweise auf ihrem Weg durch den Experimentaufbau verfolgt werden. Die Simulation erfolgt über eine große Zahl von Wechselwirkungspunkten, die beim Durchlaufen von Materie unter Berücksichtigung der entsprechenden Wahrscheinlichkeiten vom Programm 'gewürfelt', d.h. 'zufällig' ermittelt werden. Der Energieverlust in den Detektorbestandteilen (BaF_2 , Veto-Detektoren) wird registriert.

Nachdem alle Teilchen gestoppt sind, werden die Detektorinformationen in einer Datenstruktur gespeichert, die mit der gleichen Analysesoftware bearbeitet werden kann wie die Experimentdaten. Damit gelten – mit zwei Ausnahmen – für beide Datensätze die gleichen Analysebedingungen. Die Ausnahmen sind zum einen die Koinzidenzzeiten zwischen TAPS und Tagger, die nicht in die Simulation eingebaut sind, zum anderen kann keine Teilchenidentifikation über die Pulsform vorgenommen werden. Sie ist eine intrinsische Eigenschaft des BaF_2 -Materials und wird nicht von der Simulationssoftware behandelt. Aus diesem Grund wurde bei der Analyse der Pulsform sowie der Koinzidenzzeiten TAPS-Tagger sichergestellt, daß durch Schnitte in den entsprechenden Spektren nur wenige 'guten' Photonen verworfen wurden (siehe Abschnitt 4.2.3 und 4.5).

Zusätzlich zu den in der Experimentdatenanalyse vorhandenen Histogrammen, in denen die nachgewiesenen neutralen Pionen energie- und winkelabhängig dargestellt werden, werden Spektren für die gestarteten, in der Simulation erzeugten Ereignisse akkumuliert. Mit diesen Verteilungen kann die nach Gleichung 4.22 definierte Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet werden.

Die Nachweiseffizienz von TAPS beträgt nur einige Prozent und muß deshalb mit einer hohen absoluten Genauigkeit bestimmt werden, um starke systematische Effekte bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte zu verhindern. Das Kriterium für die Güte der bestimmten Nachweiseffizienz ist eine Übereinstimmung zwischen den experimentell gemessenen Daten und den simulierten Ereignissen für alle in diesem Kapitel beschriebenen relevanten Analysegrößen und Verteilungen. In Abbildung 4.18 werden experimentelle und simulierte Verteilungen verglichen. Das Spektrum links oben zeigt die Pion-Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem für Photonenergien zwischen der π^0 -Produktionsschwelle und 170 MeV, für die eine sehr gute Übereinstimmung besteht.

Die Analysen der experimentellen und simulierten Daten verwenden die gleichen Schnitte im Invariante-Masse-Spektrum zur Identifikation von Pionen (Abschnitt 4.4), außerdem werden gleiche Analysefenster in den Missing-Energy-Spektren zur Unterdrückung von Teilchenuntergrund gesetzt (Abschnitt 4.5). Da Abweichungen zwischen experimentellen und simulierten Verteilungen für diese Spektren unterschiedliche Effekte der Analyse-schnitte und damit eine falsch bestimmte Detektoreffizienz zur Folge hätten, ist ein Vergleich der Verteilungen in diesen Fällen besonders wichtig. Abbildung 4.18 (rechts oben) zeigt einen Vergleich für die Verteilungen der invarianten Massen für einen Energiebereich von 144.7 MeV bis 170 MeV. In den beiden unteren Bildern der gleichen Abbildung ist dieser Vergleich für Missing-Energy-Spektren für zwei verschiedene Photonenergien dargestellt. Die demonstrierte große Übereinstimmung der beiden Datensätze bestätigt das oben beschriebene Simulationsverfahren und läßt auf eine genaue Bestimmung der

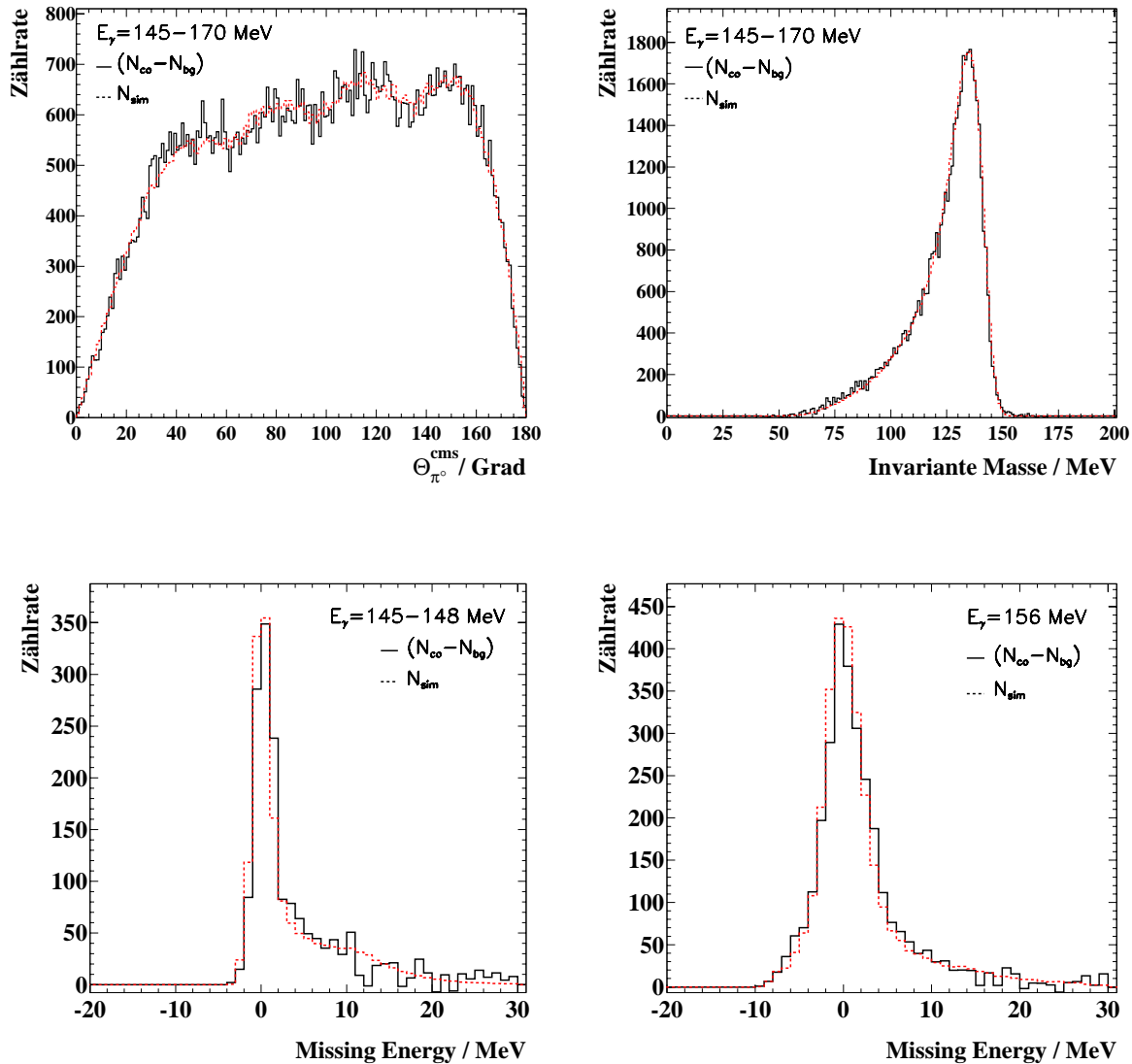


Abbildung 4.18: Das Spektrum links oben zeigt die Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem im Experiment (durchgezogene Linie) im Vergleich zur Verteilung in der Simulation (gestrichelte Linie) für einen Photonenergiebereich zwischen der Produktionsschwelle und 170 MeV. Das rechte Bild oben zeigt den Vergleich der invarianten Massen für den gleichen Energiebereich. In den beiden unteren Bildern werden beispielhaft experimentelle und simulierte Missing-Energy-Verteilungen für den Photonenergiebereich von 145 bis 148 MeV (links) sowie für 156 MeV (rechts) verglichen.

Nachweiseffizienz von TAPS schließen. Abbildung 4.19 zeigt die Ergebnisse für die winkeldifferentielle Effizienz von TAPS für drei verschiedene Energien im Schwellenbereich, Abbildung 4.20 die ermittelte, totale Nachweiseffizienz von TAPS in Abhängigkeit von der Photonenergie.

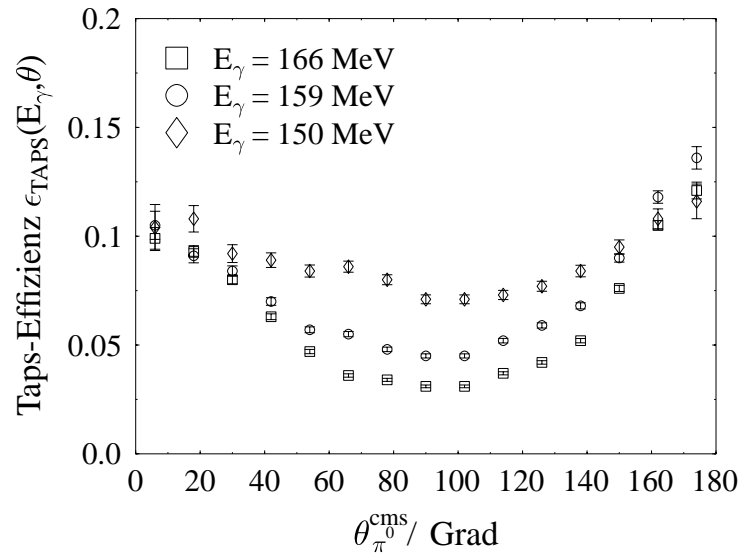


Abbildung 4.19: Winkelabhängige Nachweiseffizienz von TAPS für drei verschiedene Photonenergien im Schwellenbereich.

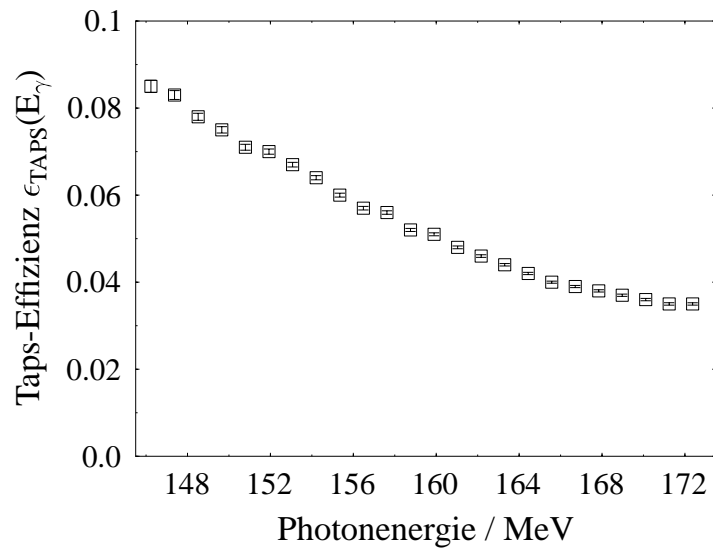


Abbildung 4.20: Nachweiseffizienz von TAPS in Abhängigkeit von der Photonenergie.

4.9 Photonasymmetrie

Bei Verwendung linear polarisierter Photonen für den Prozeß der Pionphotoproduktion am Proton ist die Photonasymmetrie die Amplitude einer $\cos 2\phi$ -Modulation (Gleichung 2.17), die den differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Photonen überlagert. Die Bestimmung der Asymmetrie erfolgt gemäß Gleichung 2.18,

$$\Sigma(\theta) = \frac{1}{p_\gamma} \frac{N^\perp(\theta) - N^\parallel(\theta)}{N^\perp(\theta) + N^\parallel(\theta)} = \frac{1}{p_\gamma} \cdot \Sigma^{exp}(\theta) , \quad (4.23)$$

über die Differenz der Zählraten neutraler Pionen für die Einstellungen des elektrischen Feldvektors (siehe Abbildung 2.3) senkrecht bzw. parallel zur Reaktionsebene von auslaufendem Proton und Pion über ihrer Summe, dividiert durch den Grad der Linearpolarisation der Photonen p_γ (siehe Abschnitt 4.10).

Da der TAPS-Detektor nicht ϕ -symmetrisch ist, war es zur Messung der Asymmetrie notwendig, die Polarisationssebene sowohl senkrecht ($\phi = 90^\circ$) als auch parallel ($\phi = 0^\circ$) zur horizontalen Laborebene auszurichten (siehe Abschnitt 3.3.2, Polarisations-einstellung des Goniometers). Für den Energiebereich polarisierter Photonen von der Produktionsschwelle bis 166 MeV (siehe Abbildung 3.8) wurde für beide Polarisations-einstellungen in Abhängigkeit vom Emissionswinkel θ die ϕ -Winkelverteilung der nachgewiesenen Pionen getrennt aufgebaut. Abbildung 4.21 zeigt als Beispiel die Verteilungen im Schwellenenergiebereich für beide Einstellungen.

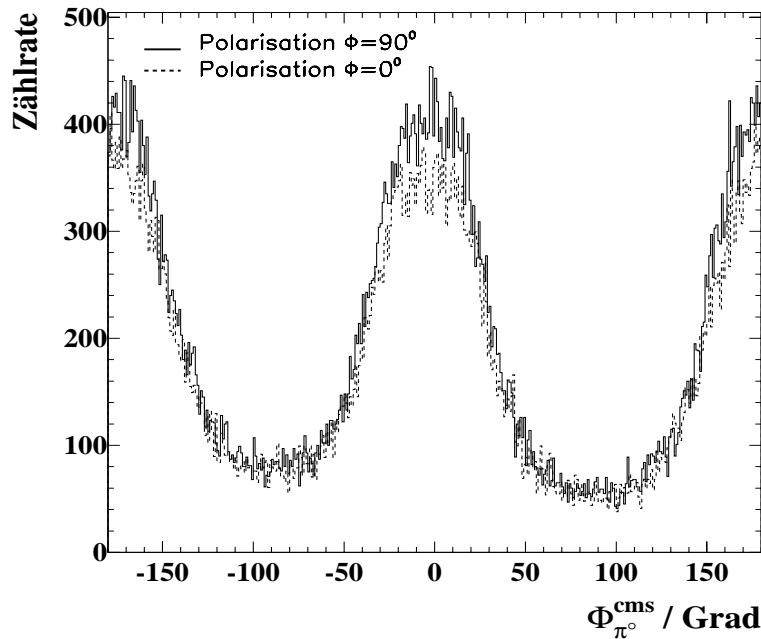


Abbildung 4.21: Azimutalwinkelverteilung der Pionen für senkrechte ($\phi = 90^\circ$) und parallele ($\phi = 0^\circ$, gestrichelte Linie) Polarisations-einstellung für Photonenergien im Schwellenbereich. Erläuterungen siehe Text.

Die Differenz in den Pionzählraten für $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 90^\circ$ für eine Polarisierungseinstellung entsteht zum einen Teil durch die Photonasymmetrie, zum größeren Teil jedoch durch die winkelabhängige Detektoreffizienz von TAPS. Der Einfluß der Asymmetrie ist jedoch deutlich beim Vergleich der Zählraten beider Einstellungen für gleiche ϕ -Winkel zu erkennen, die Zählrate für die senkrechte Einstellung ist gemäß Gleichung 2.19 größer als die Anzahl der Pionen für parallele Einstellung. Um die experimentelle Photonasymmetrie Σ^{exp} über die Differenz der Zählraten neutraler Pionen für senkrechte und parallele Polarisierung bestimmen zu können, mußten noch zwei Korrekturen der Gleichung 4.23 vorgenommen werden:

Zum einen mußten die Pionzählraten für beide Polarisierungseinstellungen über den Quotienten $v = N_{e^-}^\perp / N_{e^-}^\parallel$ der freilaufenden Leiterzählraten des Taggers für entsprechende Einstellungen auf gleichen Photonfluß normiert werden. Alle weiteren Normierungsfaktoren heben sich bei der Berechnung des Quotienten aus der Differenz und der Summe der Zählraten auf. Zum anderen ermöglicht ein Faktor $1/\cos 2\phi$ die Bestimmung der Photonasymmetrie nicht nur für die Winkel $\phi = 0^\circ$ bzw $\phi = 90^\circ$, sondern für den gesamten Azimutalwinkelbereich, wodurch die statistische Genauigkeit der Messung verbessert wird.

Für die Berechnung der Asymmetrie für jeden ϕ -Winkel gilt somit

$$\Sigma(\theta, \phi) = \frac{1}{\cos 2\phi} \cdot \frac{1}{p_\gamma} \cdot \frac{N^\perp(\theta, \phi) - vN^\parallel(\theta, \phi)}{N^\perp(\theta, \phi) + vN^\parallel(\theta, \phi)}. \quad (4.24)$$

Die Photonasymmetrie in Abhängigkeit vom Emissionswinkel θ , $\Sigma(\theta)$, wird durch eine fehlergewichtete Mittelung der Werte $\Sigma(\theta, \phi)$ über den gesamten ϕ -Bereich und anschließender Multiplikation mit dem Kehrwert des Grades der Linearpolarisation bestimmt.

Der verwendete Energiebereich polarisierter Photonen lag zwischen der Pionschwelle und 166 MeV (er entspricht den Taggerkanälen 222 bis 240, siehe Anhang B). Für die sich ergebende mittlere Photonenergie von 159.5 MeV konnten erstmals im Schwellenbereich neun Werte für die Photonasymmetrie in Abhängigkeit des Emissionswinkels θ gemessen werden. Er wurde zu Intervallen von jeweils 20 Grad zusammengefaßt.

Die Ergebnisse der Analyse der Photonasymmetrie werden in Abschnitt 5.2 präsentiert, im folgenden wird das Verfahren zur Bestimmung des Grades der Linearpolarisation erläutert.

4.10 Polarisationsgrad

Zur Bestimmung des Grades der Linearpolarisation der Photonen stehen zwei Verfahren zur Verfügung. Beiden Verfahren liegt das gemittelte relative Intensitätsspektrum der kohärenten Bremsstrahlung dieser Messung zugrunde. Man erhält es über die Analyse der in Abschnitt 4.7 beschriebenen Tagging-Effizienz-Messungen: Die mit dem Diamantradiateur während der Datennahme zu festen Zeiten aufgenommenen Intensitätsspektren werden mit Hilfe entsprechender Nickelspektren normiert (siehe Abschnitt 3.3.1 sowie Abbildung 3.4). Über eine für beide Meßzeiten mit 3- bzw. 4 mm-Kollimator getrennt durchgeführte Mittelung der einzelnen relativen Intensitätsspektren über die gesamte Zeit

der Datennahme (analog zur Mittelung der Tagging-Effizienzen) erhält man die relativen Intensitätsspektren der kohärenten Bremsstrahlung für beide Meßperioden. Abbildung 4.22 zeigt die Spektren für den gesamten Energiebereich sowie im Ausschnitt für den Schwellenenergiebereich der neutralen Pionproduktion. Der Polarisationsgrad kann sowohl aus der relativen Intensität der kohärenten Bremsstrahlung nach Gleichung 3.9 als auch mit Hilfe eines am Physikalischen Institut der Universität Tübingen von A. Natter ([Nat01]) entwickelten Programms berechnet werden. Auf beide Verfahren wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen, bevor anschließend in Abschnitt 4.10.2 die Ergebnisse miteinander verglichen werden und der ermittelte Polarisationsgrad angegeben wird.

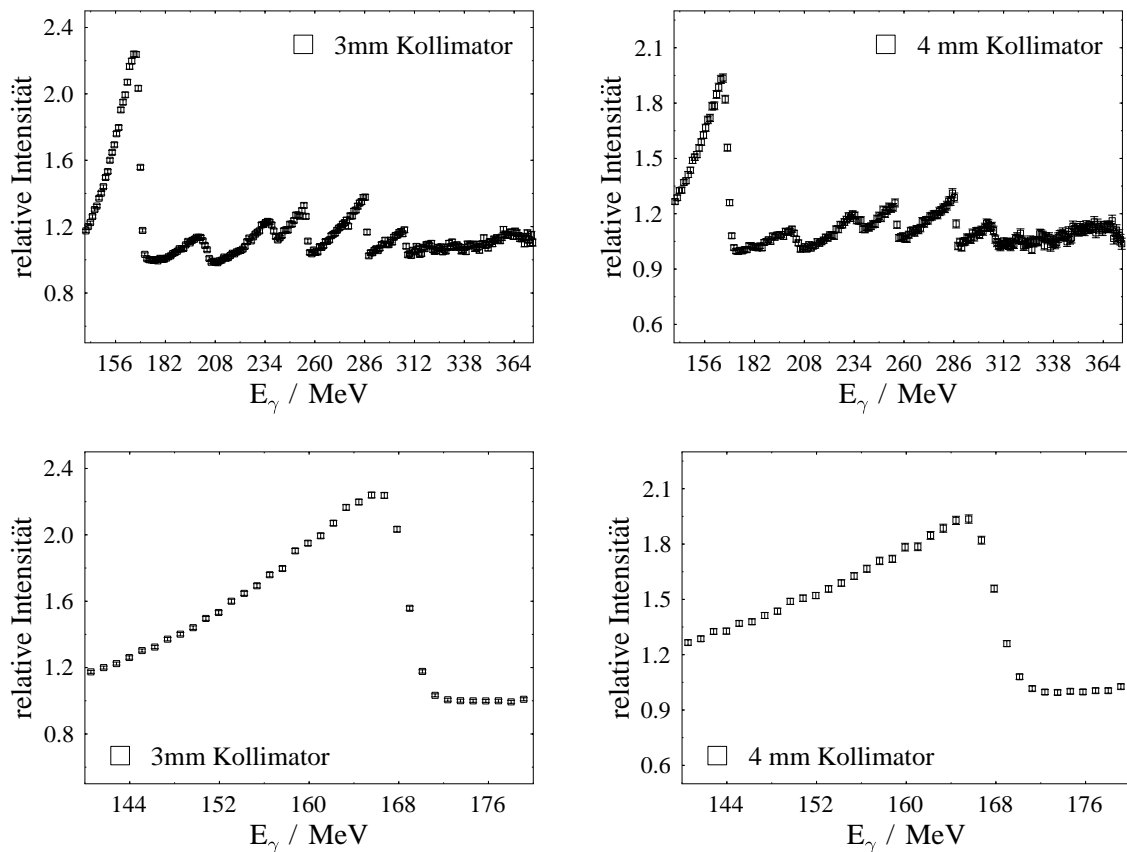


Abbildung 4.22: Experimentelle relative Intensitätsspektren für die Messungen mit 3 mm – (links) und 4 mm – Kollimator (rechts). Die beiden unteren Diagramme zeigen jeweils einen Ausschnitt für den Energiebereich nahe der Schwelle. Die Spektren wurden so normiert, daß die relative Intensität hinter der Diskontinuität der größten, kohärenten Überhöhung den Wert 1 hat. Weitere Erläuterungen siehe Text.

4.10.1 Verfahren zur Bestimmung des Polarisationsgrades

1. Verfahren

Im ersten, auf Gleichung 3.9 basierenden Verfahren zur Polarisationsbestimmung geht die Näherung ein, daß kohärente Bremsstrahlungsbeiträge für Photonenergien direkt hinter der Diskontinuität der größten Überhöhung, in diesem Fall für die Kanäle 211 bis 215 (siehe Anhang B), gleich Null sind. Die Spektren werden so normiert, daß der Wert der relativen Intensität I_{rel} hinter der Diskontinuität gleich 1 ist (siehe Abbildung 4.22). Man geht somit davon aus, daß alle Strahlungsbeiträge im relativen Intensitätsspektrum größer eins kohärent sind, von einem einzigen Gittervektor herrühren und aus diesem Grund vollständig zum Grad der Linearpolarisation beitragen. Gleichung 3.9 vereinfacht sich damit zu

$$P(x, x_d) = \phi(x, x_d) \frac{I^{koh}(x, x_d)}{I^{koh}(x, x_d) + I^{inkoh}(x)} = \phi(x, x_d) \frac{I_{rel} - 1}{I_{rel}} . \quad (4.25)$$

Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens sind Näherungen, die zu systematischen Fehlern bei der Normierung relativer Intensitätsspektren führen können:

1. Nur Einpunktspektren (Abschnitt 3.3.1) ergeben den Grad der Linearpolarisation. Tragen weitere, niedriger indizierte Gittervektoren zur kohärenten Überhöhung im interessierenden Energiebereich bei, kann nicht mehr davon ausgegangen werden, daß alle kohärenten Strahlungsbeiträge die gleiche Polarisation aufweisen.
2. Die als Referenz dienende inkohärente Intensität wurde nicht am Kohlenstoff gemessen, sondern in einer getrennten Messung mit einem Nickelradiator. Die inkohärenten Strahlungsbeiträge von Kohlenstoff und Nickel sind jedoch unterschiedlich. Auch wenn keine kohärenten Beiträge vorhanden sind, ergibt sich bei Normierung des Diamantspektrums keine relative Intensität von eins, es treten Abweichungen von bis zu 3 % auf.
3. Auch unmittelbar hinter der Diskontinuität des am stärksten beitragenden reziproken Gittervektors liegen kohärente Strahlungsbeiträge höher indizierter Gittervektoren, so daß auch für diesen Energiebereich keine sichere Normierung möglich ist.

Aus diesen Gründen wurde die Bestimmung der Normierung der relativen Intensität über einen Vergleich mit einem zweiten Verfahren überprüft, das in einer direkten Berechnung des Grades der Linearpolarisation besteht.

2. Verfahren

Das seit kurzem zur Verfügung stehende, am Physikalischen Institut der Universität Tübingen entwickelte Programm ([Nat01]) basiert auf Rechnungen von G.Diambrini ([Dia68]) zur Intensitätsverteilung und zum Grad der Linearpolarisation kohärenter Bremsstrahlung. Die Rechnungen wurden grundlegend erweitert durch Einbeziehung zusätzlicher experimenteller Einflüsse wie die Primärstrahldivergenz, die räumliche Ausdehnung

des einlaufenden Elektronenstrahls sowie die Vielfachstreuung der Elektronen im verwendeten Kristall. Sie bewirken eine Verteilung der Primärpulse der Elektronen in den Einzelprozessen, d.h. jeder Prozeß findet in einer leicht veränderten Orientierung des Einkristalls hinsichtlich der Richtung der einlaufenden Elektronen statt. Dieser Gegebenheit wird in der Bestimmung der Intensitätsverteilungen und des Polarisationsgrades dadurch Rechnung getragen, daß die in den Emissionswinkeln und der Energie des Photons differentiellen Verteilungen ([Bar62]) mit dem effektiven Strahlprofil gefaltet und das Ergebnis über die im Experiment verwendete Kollimatoröffnung integriert wird.

Als Eingabeparameter des Programms sind deshalb neben der Energie der einlaufenden Elektronen, der Kristallorientierung relativ zum Elektronenstrahl sowie der Größe des verwendeten Kollimators auch die Elektronenstrahldivergenz, seine Ausdehnung am Radiumpunkt und die Dicke des Diamanten erforderlich. Die Rechnungen wurden für die im Experiment verwendeten Kollimatoren mit Durchmessern von 3 bzw. 4 mm durchgeführt. Die Orientierung des Kristalls ist durch die Winkel θ , α und ϕ relativ zur Elektronenstrahlrichtung gegeben. Der Winkel ϕ ist gleich dem Goniometerwinkel für die azimutale Drehachse, die Winkel α und θ sind in Abbildung 4.23 schematisch dargestellt. Aus den eingestellten Goniometerwinkeln der vertikalen (Φ_V), horizontalen (Φ_H) und

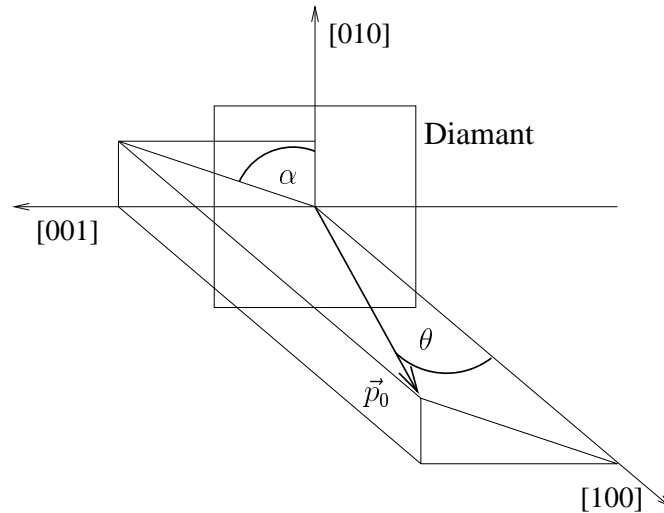


Abbildung 4.23: Orientierung des Diamanten mit seinen Kristallachsen $[100]$, $[010]$ und $[001]$ relativ zum Elektronenimpuls \vec{p}_0 , beschrieben über die Winkel θ und α .

azimutalen Drehachse (Φ_A), über die die kohärente Überhöhung der Bremsstrahlung in den Schwellenenergiebereich gelegt wurde (siehe Abschnitt 3.3.2), lassen sich die Kristallwinkel über die Beziehungen

$$\theta = \arccos(\cos\Phi_H \cos\Phi_V), \quad (4.26)$$

$$\alpha = \arccos(-\cos\Phi_A \sin\Phi_H \cos\Phi_V + \sin\Phi_A \sin\Phi_V) / \sin\theta \quad (4.27)$$

berechnen. Weitere Eingabeparameter sind die Anzahl der reziproken Gittervektoren, deren Strahlungsbeiträge berechnet werden sollen. Ausgehend von dem Gittervektor mit dem größten Beitrag zur relativen Intensität werden, zu niedriger indizierten Gittervektoren mit kleineren Beiträgen fortschreitend, kohärente und inkohärente Intensitäten für

jeden Gittervektor energieabhängig für senkrechte und parallele Polarisation berechnet. Anschließend wird über diese summiert. Die Anzahl der Energiewerte und damit die Feinheit der Berechnung ist frei wählbar.

Die Ergebnisse der Rechnung sind, in Abhängigkeit von der Photonenergie, die Werte für die kohärente (I_{\parallel}^{Dia} und I_{\perp}^{Dia}) und inkohärente Intensität (I_{inkoh}^{Dia}) bei der Streuung an einem Diamantradiator und die inkohärente Intensität (I_{inkoh}^{Ni}) bei Verwendung von Nickel als Bremsstrahltarget. Die relative Intensität kann aus diesen Werten wie folgt berechnet werden:

$$I_{rel}(E_{\gamma}) = \frac{I_{\parallel}^{Dia}(E_{\gamma}) + I_{\perp}^{Dia}(E_{\gamma}) + I_{inkoh}^{Dia}(E_{\gamma})}{I_{inkoh}^{Ni}(E_{\gamma})}. \quad (4.28)$$

Für den Grad der Linearpolarisation gilt (Gleichung 3.6):

$$P_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{I_{\parallel}^{Dia}(E_{\gamma}) - I_{\perp}^{Dia}(E_{\gamma})}{I_{\parallel}^{Dia}(E_{\gamma}) + I_{\perp}^{Dia}(E_{\gamma}) + I_{inkoh}^{Dia}(E_{\gamma})}. \quad (4.29)$$

Das wichtigste Kriterium für die Güte des berechneten Grades der Linearpolarisation ist die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen relativen Intensitätsspektren (Abbildung 4.22). Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Rechnung für die relative Intensitätsverteilung mit den experimentellen Werten verglichen. Außerdem findet ein Vergleich der beiden oben beschriebenen Verfahren statt, der Aufschluß über die systematische Unsicherheit des auf Gleichung 3.9 bzw. 4.25 basierenden 1. Verfahrens ermöglicht. Schließlich werden die Resultate der Bestimmung des Polarisationsgrades, die zur Ermittlung der Photonasymmetrie verwendet wurden, präsentiert.

4.10.2 Polarisationswerte

Abbildung 4.24 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse der mit Hilfe des zweiten Verfahrens berechneten relativen Intensität mit den in Abbildung 4.22 dargestellten experimentellen Intensitätsverteilungen. Die beiden oberen Spektren zeigen die Ergebnisse für beide Messungen mit unterschiedlichem Kollimator, die beiden unteren Bilder den Schwellenbereich. Leichte Abweichungen zwischen beiden Verteilungen bestehen bei der kohärenten Überhöhung für eine Photonenergie von 203 MeV und bei der scharfen Abbruchkante der größten Überhöhung. Eine fast vollständige Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum besteht im wichtigen Energiebereich zwischen der Pionschwelle von 144.7 MeV und 166 MeV, der zur Bestimmung der Photonasymmetrie verwendet wird (siehe Abschnitt 4.9). Das Vertrauen in die Richtigkeit der berechneten relativen Intensität und damit in den mit Hilfe des Programms bestimmten Grad der Linearpolarisation wird gestärkt durch die Übereinstimmung mit allen experimentell gemessenen kohärenten Überhöhungen bis zur maximalen Energie von 375 MeV.

Abbildung 4.25 zeigt die Ergebnisse der beiden in Abschnitt 4.10.1 beschriebenen Verfahren. Der Vergleich der Resultate weist eine hervorragende Übereinstimmung auf. Der Polarisationsgrad aus dem 1. Verfahren wurde über Gleichung 4.25 bestimmt, wobei die relative Intensität so normiert wurde, daß ihr Wert hinter der größten Diskontinuität 1.03

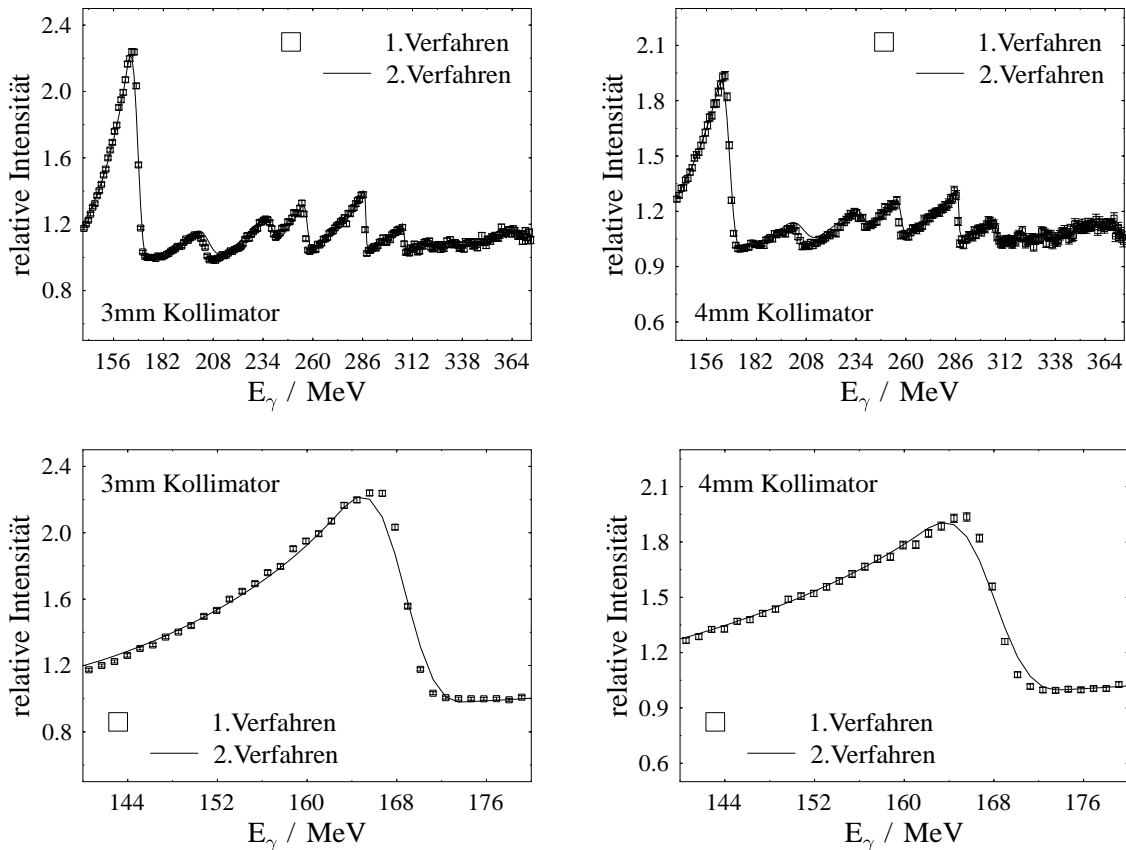


Abbildung 4.24: Experimentelle relative Intensitätsspektren (1.Verfahren) für die Messung mit 3 mm- und 4 mm-Kollimator im Vergleich zu den mit Hilfe des Rechnungsprogramms (2.Verfahren) ermittelten Intensitätsverteilungen (durchgezogene Linie). Der zur Bestimmung der Photonasymmetrie analysierte Schwellenenergiebereich bis 166 MeV ist unten im Ausschnitt dargestellt. Weitere Erläuterungen siehe Text.

betrug. Diese Korrektur ist notwendig, um die Ergebnisse beider Verfahren in Übereinstimmung zu bringen. Der Faktor 1.03 trägt der Unsicherheit für die Normierung des experimentellen relativen Intensitätsspektrums Rechnung. Die kohärente relative Intensität wird bei der Normierung des Spektrums auf den Wert 1 vor der Abbruchkante aufgrund der Vernachlässigung von Strahlungsbeiträgen höher indizierter Gittervektoren um 3 % unterschätzt, was einen Polarisationsgrad ergibt, der um 1.5 bis 2.5 % kleiner ist als der mit Hilfe des 2.Verfahrens berechnete. Dieser Effekt wird über den Faktor 1.03 kompensiert, der in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Absolutmessungen des Grades der Linearpolarisation ist. Diese Messungen untersuchten die kohärente π^0 -Photoproduktion an ^4He ([Kra95], [Kra97] sowie [Ram98]), die sich durch eine Photonasymmetrie von eins auszeichnet und dadurch eine direkte Bestimmung des Polarisationsgrades erlaubt.

Zur Ermittlung der Photonasymmetrie werden die Ergebnisse des Programms zur Berechnung des Grades der Linearpolarisation nach Gleichung 4.29 verwendet. Die Ergebnisse

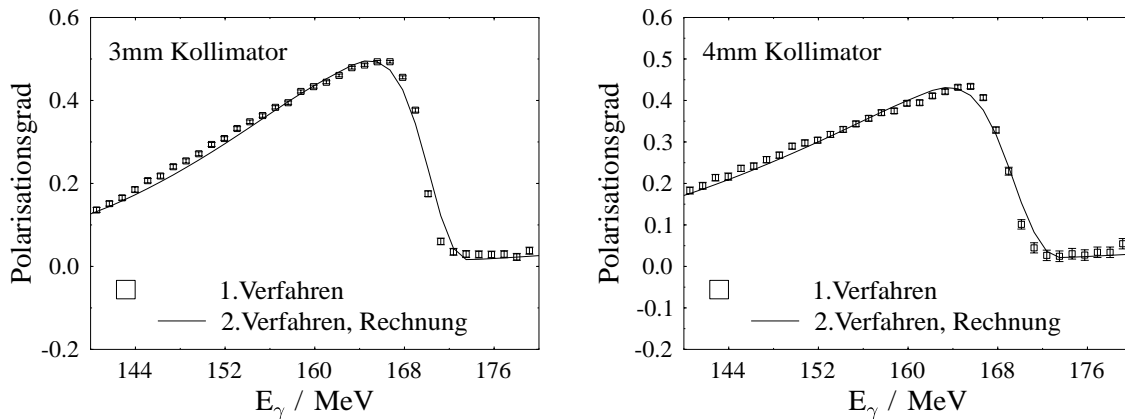


Abbildung 4.25: Vergleich der Ergebnisse für den Grad der Linearpolarisation zwischen den beiden oben beschriebenen Verfahren. Die Quadrate zeigen die Resultate für das auf Gleichung 4.25 basierende Verfahren. Die relative Intensität wurde so normiert, daß ihr Wert vor der größten Diskontinuität 1.03 beträgt. Die durchgezogene Linie stellt die Resultate der Polarisationsberechnung mit Hilfe des Programms nach Gleichung 4.29 dar. Weitere Erläuterungen siehe Text.

(Abbildung 4.25) für die Messung mit dem 3 mm- Kollimator liegen zwischen 20.4 % an der Produktionsschwelle und 49.3 % für eine Energie von 166 MeV mit einem mittleren Polarisationsgrad von 42.15 %. Für die 4 mm-Messung verlaufen sie zwischen 22.1 % und 41.2 %. Der mittlere Polarisationsgrad beträgt 38.27 %. Der systematische Fehler der Polarisationsbestimmung wird aufgrund der Abweichungen zwischen den Ergebnissen der beiden oben beschriebenen Verfahren konservativ mit 4 % abgeschätzt.

4.11 Systematische Fehler

Der systematische Fehler für die Wirkungsquerschnitte (Gleichungen 4.1 und 4.2) setzt sich aus folgenden Faktoren zusammen:

- Systematischer Fehler für die Bestimmung der Anzahl der Targetkerne, dessen Unsicherheit bei 1 % liegt.
- Schwankungen in der Tagging-Effizienz und die daraus resultierende Unsicherheit in der Ermittlung des Photonflusses. Sie konnten über das in Abschnitt 4.7 erläuterte Verfahren zur Mittelung der Tagging-Effizienzen auf 2 % reduziert werden.
- Ungenauigkeit der mit Hilfe von GEANT durchgeführten Simulation der Nachweiswahrscheinlichkeit von TAPS. Aufgrund der in Abschnitt 4.8 präsentierten, nur einige Prozent großen Nachweiswahrscheinlichkeit wird der systematische Fehler mit 4 % abgeschätzt.
- Fehler, der sich aus den Analysebedingungen für die in GEANT nicht simulierten Größen der Koinzidenzzeit zwischen TAPS und Tagger und der Pulsform ergibt (Abschnitt 4.8). Mit Hilfe systematischer Veränderungen dieser Analysebedingungen und

anschließendem Vergleich der Effekte sowohl auf das Spektrum der invarianten Masse als auch auf die Missing Energy konnten die Analysefenster optimiert und damit die Unsicherheit dieses Faktors deutlich reduziert werden. Er beträgt nur 0.5 %.

- Ungenauigkeit der Korrektur der experimentellen Pionzählraten über einen Abzug der am Kohlenstoff der Targetzelle produzierten Pionen. Der Fehler für diesen Analyseschritt beträgt 1 % (Abschnitt 4.6.2).

Es ergibt sich somit eine realistische obere Grenze für den systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte von 5 %.

Der systematische Fehler für die Photonasymmetrie wird bestimmt durch die Unsicherheit in der Bestimmung des Grades der Linearpolarisation. Er beträgt 4 % (Abschnitt 4.10.2).

5. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse für den winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 5.1) und die Photonasymmetrie (Abschnitt 5.2) für die neutrale Pionphotoproduktion am Proton vorgestellt. Die Extraktion der für den Vergleich mit der Theorie relevanten Multipolamplituden wird aus diesen Daten über eine in Abschnitt 5.3.1 behandelte Multipolanpassung erreicht. Die Vorstellung der Resultate dieser Anpassung für den s-Wellen-Multipol E_{0+} und erstmals für alle drei p-Wellen P_1 , P_2 und P_3 schließt sich in Abschnitt 5.3 an. Der totale Wirkungsquerschnitt wird in Abschnitt 5.4 gezeigt.

In den in den Kapiteln 5 und 6 gezeigten Abbildungen der Ergebnisse sind die statistischen Fehler eingezeichnet. Die systematischen Fehler für die physikalischen Observablen sind in Abschnitt 4.11 aufgeführt, die systematischen Fehler für die Multipolamplituden werden in Abschnitt 5.3.2 angegeben.

5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Auf den folgenden Seiten sind die winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte für 19 Energiewerte, beginnend an der π^0 -Produktionsschwelle bis zu einer Photonenergie von 166 MeV, dargestellt (Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4, siehe auch Tabellen C.2). Innerhalb dieses Energiebereichs standen linear polarisierte Photonen zur Verfügung. Die Ergebnisse wurden für den Emissionswinkel θ zu Intervallen von 20° zusammengefaßt. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für $\theta = 90^\circ$ beginnen mit 3.2 nb bei 145.1 MeV und steigen bis auf 291 nb für eine Photonenergie von 165.6 MeV.

Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung an die Wirkungsquerschnitte gemäß Gleichung 2.12 mit den freien Parametern A, B und C. Abbildung 5.1 zeigt die Bedeutung der Koeffizienten A, B und C für den Verlauf des Wirkungsquerschnitts.

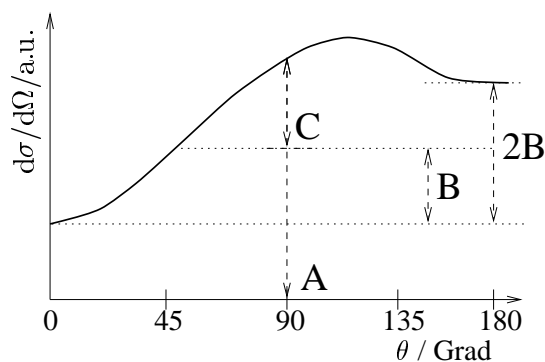


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Bedeutung der Koeffizienten A, B und C für den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Erläuterungen siehe Text.

Ein von Null verschiedener B-Koeffizient resultiert aufgrund seiner Abhängigkeit vom Cosinus des Emissionswinkels θ aus einer deutlichen Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie der Wirkungsquerschnitte. Der Wert des Koeffizienten A ist nach Gleichung

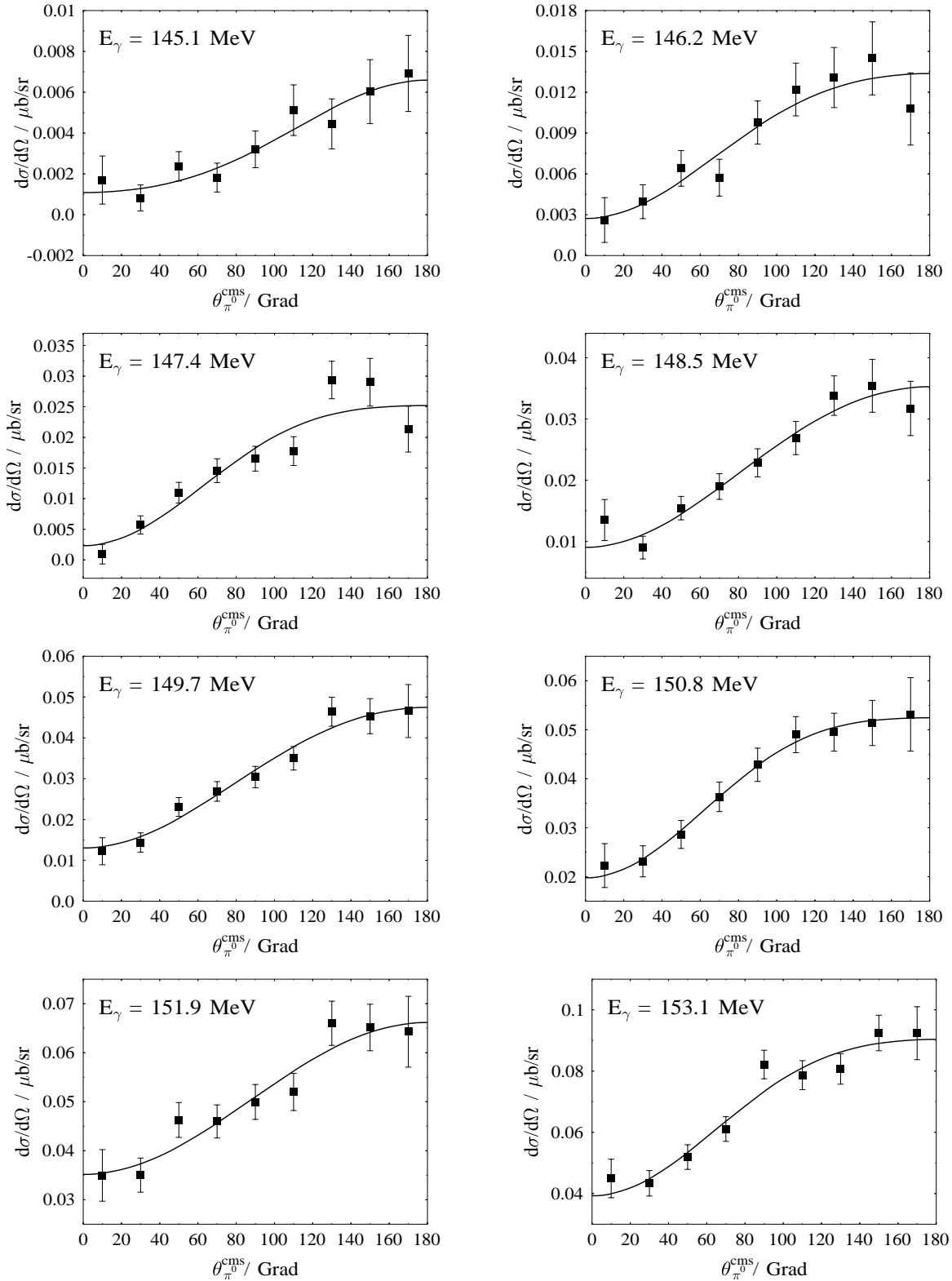


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die ersten acht Energiewerte (Taggerkanäle) oberhalb der Produktionsschwelle. Die durchgezogene Kurve zeigt eine Anpassung gemäß Gleichung 2.12.

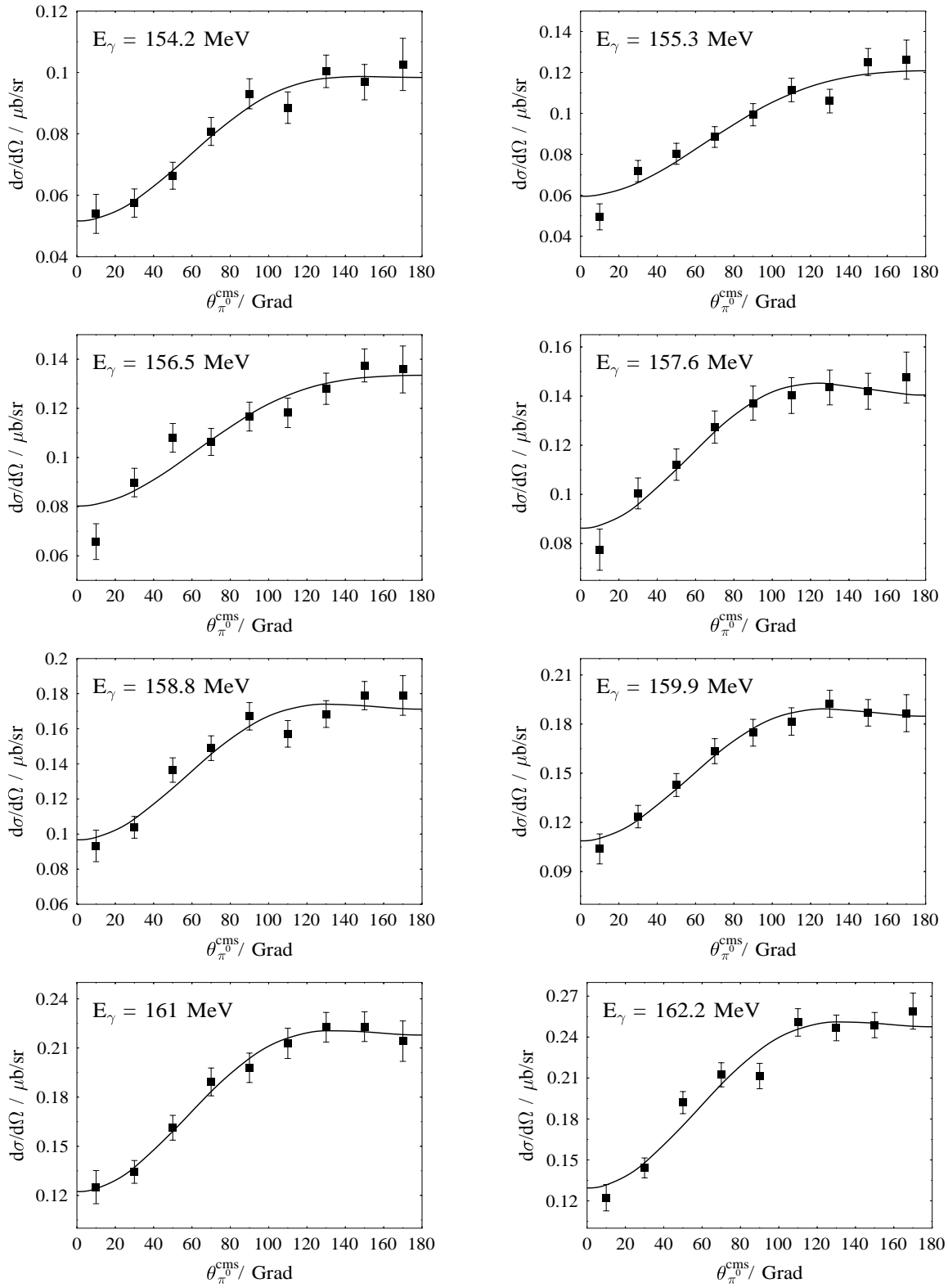


Abbildung 5.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Energiewerte 9 bis 16 oberhalb der Produktionsschwelle.

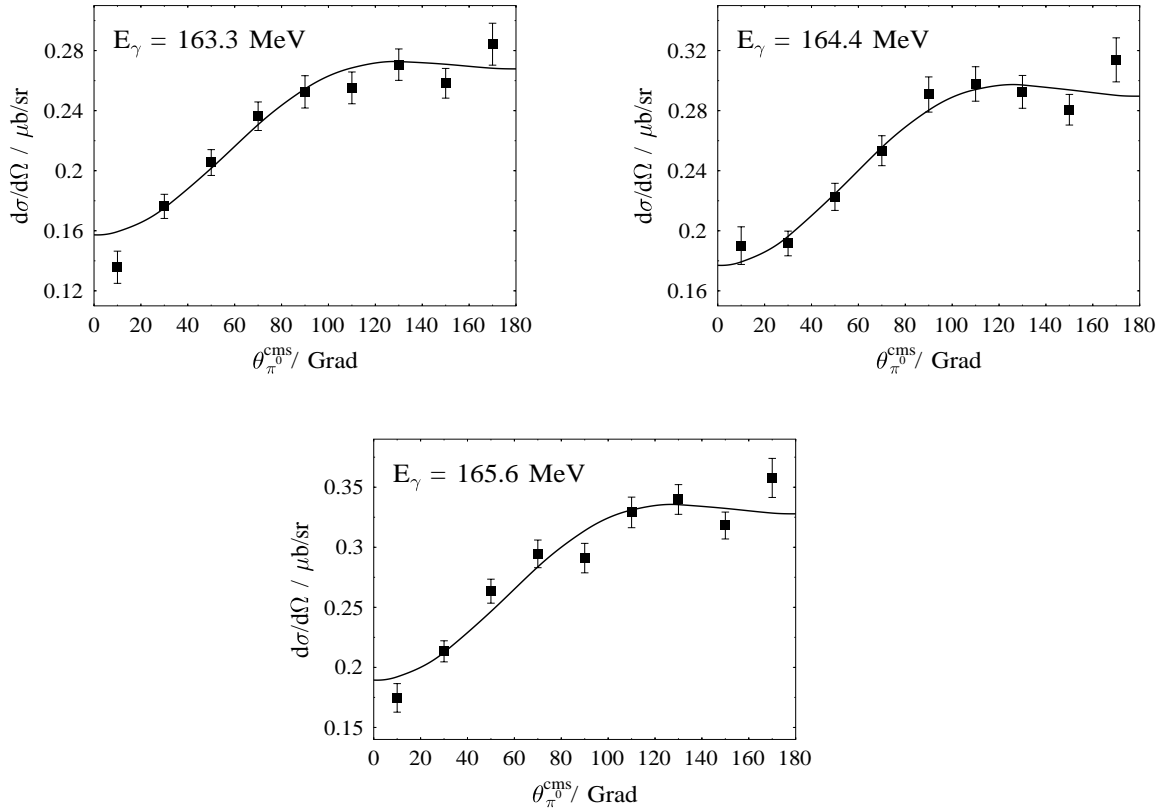


Abbildung 5.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Energiewerte 17 bis 19 oberhalb der Produktionsschwelle.

2.12 gleich dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für $\theta = 90^\circ$. Der Koeffizient C ist gleich der Differenz zwischen dem Wirkungsquerschnitt für $\theta = 90^\circ$ und dem gemittelten Wert aus den Wirkungsquerschnitten für die Winkel $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$.

Die Resultate der Anpassung nach Gleichung 2.12 für die drei Winkelverteilungskoeffizienten A, B und C sind in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit von der Photonenergie mit ihren statistischen Fehlern gezeigt. Der Wert des Koeffizienten A entspricht, wie oben erwähnt, dem mit der Photonenergie ansteigenden Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitts für $\theta = 90^\circ$. Die Werte der Koeffizienten B und C sind negativ und nehmen mit wachsender Photonenergie zu. Der Wert von C ist an der π^0 -Schwelle mit Null verträglich.

Eine weiterführende Diskussion der Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und ihrer Konsequenzen für die Werte und den Verlauf der Multipolamplituden sowie ein Vergleich mit Resultaten früherer Messungen der Pionphotoproduktion im Schwellenbereich folgen in Kapitel 6.

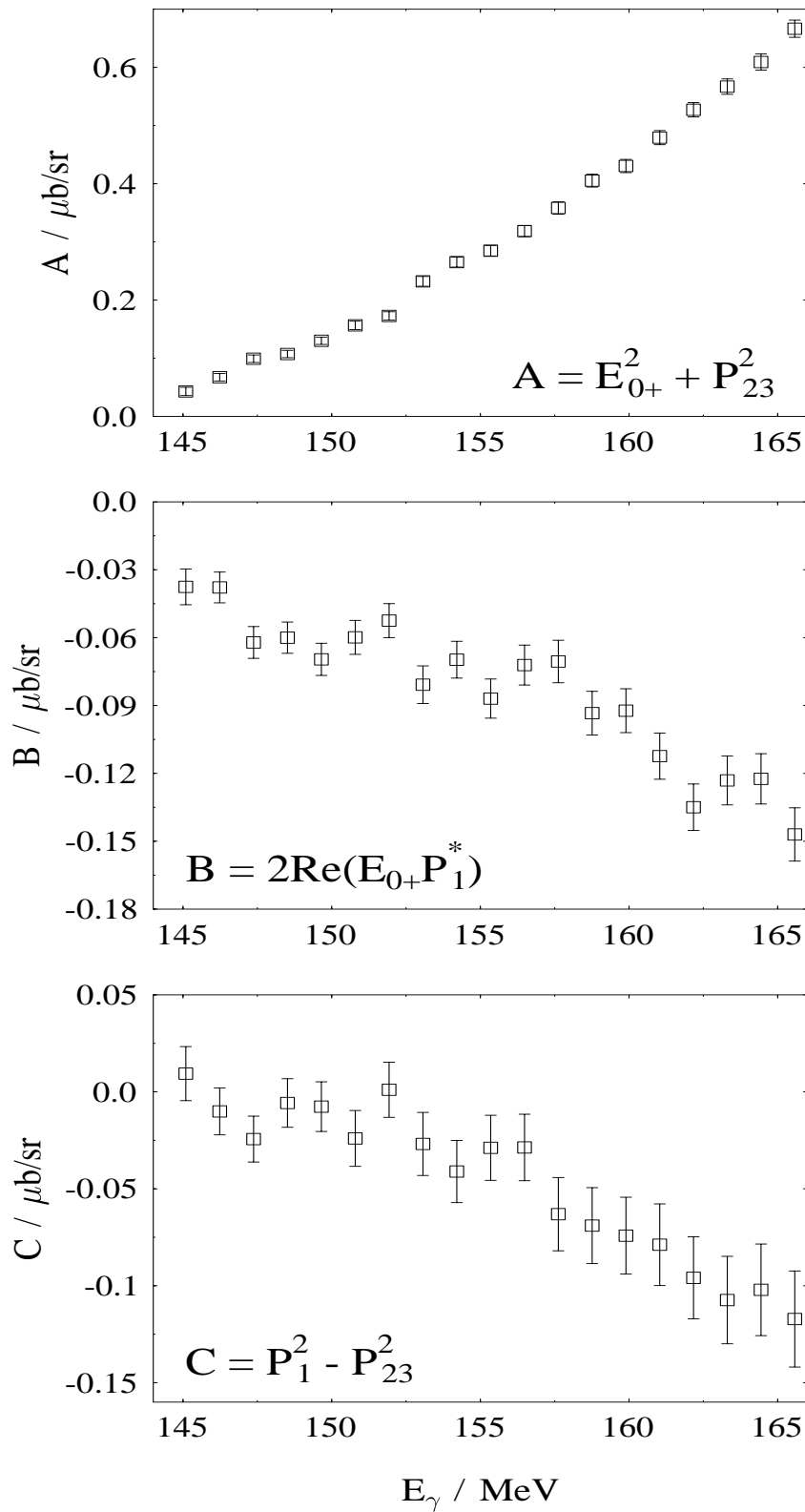


Abbildung 5.5: Die Werte der Koeffizienten A , B und C in Abhängigkeit von der Photonenergie als Ergebnis der Anpassung an den differentiellen Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung 2.12.

5.2 Photonasymmetrie

Die Photonasymmetrie Σ wurde gemäß Gleichung 4.23 über die Differenz der Pionzählraten für senkrechte und parallele Polarisation, multipliziert mit dem Kehrwert des Polarisationsgrades, bestimmt. Sie ist proportional zur Differenz der Quadrate der p-Wellen P_3 und P_2 (Gleichung 2.21). Das Verfahren zur Bestimmung der Asymmetrie sowie die Ermittlung des Grades der Linearpolarisation der Photonen wurden ausführlich in den Abschnitten 4.9 und 4.10 der Datenanalyse beschrieben.

Die Ergebnisse für die Photonasymmetrie in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{π^0} der Pionen zeigt Abbildung 5.6 für eine mittlere Photonenergie von 159.5 MeV (siehe auch Tabelle C.3). Eingezeichnet sind nur die statistischen Fehler. Die Asymmetrie ist positiv, wächst mit steigendem Emissionswinkel bis zu einem Wert von 0.217 ± 0.046 für $\theta_{\pi^0} = 90^\circ$ und fällt zu größeren Emissionswinkeln hin wieder ab.

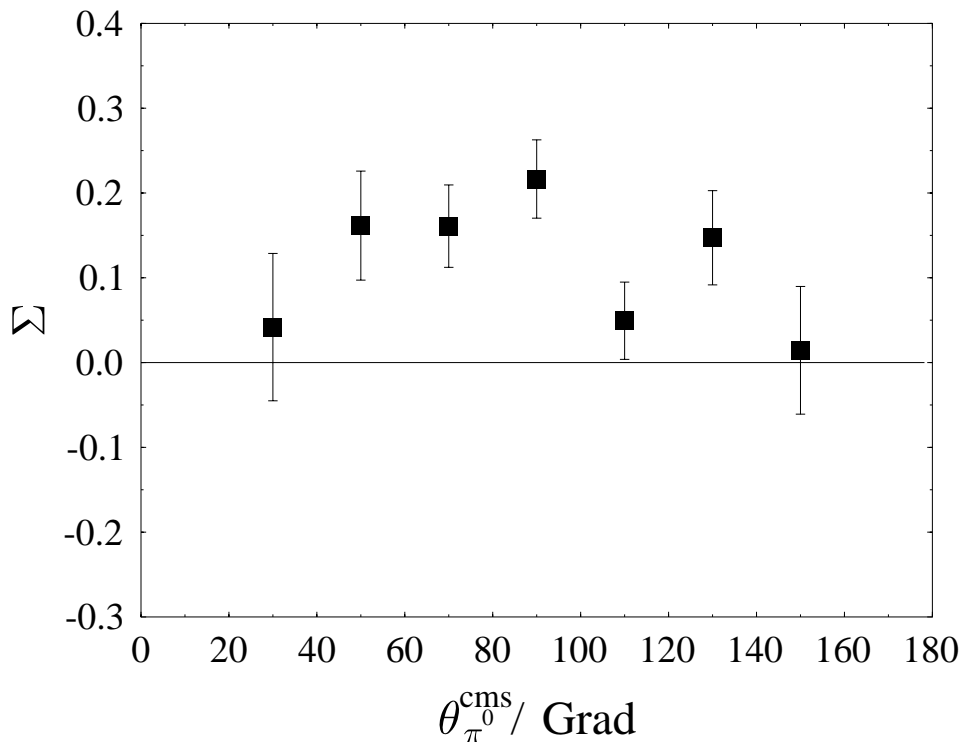


Abbildung 5.6: Photonasymmetrie für die Produktion neutraler Pionen am Proton. Der ausgewertete Energiebereich lag zwischen der Produktionsschwelle von 144.7 MeV und 166 MeV bei einer mittleren Photonenergie von 159.5 MeV.

5.3 Multipole

Im folgenden Abschnitt werden zwei Verfahren zur Anpassung der Multipolamplituden an die Ergebnisse für den differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt sowie für die Photonasymmetrie beschrieben. Ziele der Anpassung sind die Ermittlung des energieabhängigen Verlaufs des s-Wellen-Multipols E_{0+} und die durch die Messung der Photonasymmetrie erstmals mögliche Bestimmung aller drei p-Wellen P_1 , P_2 und P_3 . Die Ergebnisse werden in Abschnitt 5.3.2 vorgestellt.

5.3.1 Multipolanpassung

Beiden durchgeführten Verfahren ist gemeinsam, daß eine energieabhängige χ^2 -Anpassung der Amplituden gleichzeitig an die Wirkungsquerschnitte und an die Photonasymmetrie vorgenommen wurde.

Unter Verwendung der Gleichungen 2.12 und 2.16 kann der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_{0+} , P_1 , P_2 und P_3 ausgedrückt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{q}{k} \left[E_{0+}^2 + \frac{P_2^2 + P_3^2}{2} + 2\text{Re}(E_{0+}P_1^*)\cos(\theta) + (P_1^2 - \frac{P_2^2 + P_3^2}{2})\cos^2(\theta) \right]. \quad (5.1)$$

Die p-Wellen-Multipole M_{1+} , M_{1-} und E_{1+} können aus den Ergebnissen für P_1 , P_2 und P_3 berechnet werden (Gleichungen 2.14 und 2.15). Für den totalen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.13) gilt:

$$\sigma = 4\pi \frac{q}{k} \left(E_{0+}^2 + \frac{1}{3} [P_1^2 + P_2^2 + P_3^2] \right). \quad (5.2)$$

Die Photonasymmetrie ist durch Gleichung 2.21 gegeben:

$$\Sigma(\theta) = \frac{q}{k} \sin^2\theta \frac{1}{2} (P_3^2 - P_2^2) / \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta). \quad (5.3)$$

Das Anpassungsprogramm variiert die dem Programm als Startgrößen übergebenen Werte der Amplituden so lange, bis eine minimale Abweichung der aus ihnen berechneten physikalischen Observablen zu den gemessenen Observablen besteht. Eine Anpassung an die Wirkungsquerschnitte alleine legte nur die Werte von E_{0+} , P_1 und der p-Wellen-Kombination P_{23} fest, erst eine gleichzeitige Anpassung an die Photonasymmetrie erlaubte eine eindeutige Bestimmung der p-Wellen P_2 und P_3 . Es zeigte sich, daß die Werte der so ermittelten Amplituden nicht von der Wahl der Startwerte abhängen.

Der s-Wellen-Multipol E_{0+} ist komplex:

$$E_{0+} = \text{Re}E_{0+} + i\text{Im}E_{0+} \quad \text{mit} \quad |E_{0+}| = \sqrt{(\text{Re}E_{0+})^2 + (\text{Im}E_{0+})^2}. \quad (5.4)$$

Seine Parametrisierung erfolgt nach dem in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen, zweistufigen Prozeß (Gleichung 2.22) unter Berechnung des Impulses q_{π^+} in Einheiten der geladenen Pionmasse m_{π^+} :

$$E_{0+} = A^{p\pi^0} + i q_{\pi^+} E_{0+}^{n\pi^+} a_{n\pi^+ \rightarrow p\pi^0}, \quad (5.5)$$

Die Streulänge a und der Wert von $E_{0+}^{n\pi^+}$ werden zum Parameter β zusammengefaßt. Mit $a = 0.128/m_{\pi^+}$ und $E_{0+}^{n\pi^+} = 28.2 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}$ (siehe Abschnitt 2.3.2) ergibt sich für β ein Startwert von $\beta = 3.61 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}^2$. Die Verfahren unterscheiden sich in der Behandlung der Energieabhängigkeit des Parameters $A^{p\pi^0}$. Sie wird in der Beschreibung der Anpassungen weiter unten erläutert.

Die Imaginäranteile der p-Wellen P_1 , P_2 und P_3 sind vernachlässigbar klein ([Ber96a]), so daß nur ihre Realanteile zu berücksichtigen sind. Um die Werte der p-Wellen bestimmen zu können, muß ihre Energieabhängigkeit bekannt sein. Sie wurde proportional zum Pionimpuls q und dem Photonimpuls k ($\sim q \cdot k$) angenommen ([Ama79]). Es soll betont werden, daß im Rahmen der ChPT ihre Proportionalität zum Pionimpuls q und nicht zum Produkt aus q und k erwartet wird. Die Gründe für die Verwendung der Proportionalität zu ihrem Produkt sind zum einen die sehr schwache Änderung des Photonimpulses im Bereich der Produktionsschwelle, zum anderen die bessere Vergleichsmöglichkeit mit früherem Schwellenexperimenten, deren Ergebnisse vornehmlich in einer Abhängigkeit zum Produkt der Impulse vorliegen (siehe Abschnitt 6.4). Sie werden in Einheiten der geladenen Pionmasse berechnet.

In beiden Verfahren wurden die Multipolamplituden bis zu einer Photonenergie von 165.57 MeV angepaßt (19 Energiewerte), dies entspricht dem maximalen, ausgewerteten Energiewert des polarisierten Bereichs. Eine Anpassung bis zu einer Energie von 160 MeV, wie bei der Analyse der Fuchs-Daten ([Bern97]), ergab eine Änderung der Ergebnisse für die Amplituden von kleiner 1 %.

Im folgenden werden die beiden Verfahren zur Multipolanpassung erläutert.

1. Anpassung:

Bei der Parametrisierung des s-Wellen-Multipols E_{0+} und der p-Wellen unterscheidet man wegen des zweistufigen Prozesses zwischen Energien unterhalb und oberhalb der geladenen Pionproduktionsschwelle $E_{thr}^{n\pi^+} = 151.4$ MeV:

$$\begin{aligned}
 E_\gamma < E_{thr}^{n\pi^+} : \quad Re E_{0+}(E_\gamma) &= A^{p\pi^0}(E_\gamma) - \beta q_{\pi^+} \\
 P_1 &= qk\bar{P}_1 \\
 P_2 &= qk\bar{P}_2 \\
 P_3 &= qk\bar{P}_3 \\
 Im E_{0+} &= 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_\gamma > E_{thr}^{n\pi^+} : \quad Re E_{0+}(E_\gamma) &= A^{p\pi^0}(E_\gamma) \\
 P_1 &= qk\bar{P}_1 \\
 P_2 &= qk\bar{P}_2 \\
 P_3 &= qk\bar{P}_3 \\
 Im E_{0+} &= \beta q_{\pi^+} .
 \end{aligned}$$

Die anzupassenden Parameter sind die Anteile $A^{p\pi^0}$ vom ReE_{0+} für jede Photonenergie (19 Werte), der Parameter β sowie die Größen \bar{P}_1 , \bar{P}_2 und \bar{P}_3 . Der χ^2_{red} -Wert, dessen Größe ein Maß für die Güte der Anpassung ist, beträgt 1.275.

2.Anpassung:

Die 2.Anpassung unterscheidet sich von der ersten durch eine Bedingung für die Energieabhängigkeit des Parameters $A^{p\pi^0}$. Sie bewirkt einen glatten Verlauf von $A^{p\pi^0}$ linear zur Photonenergie E_γ . $A^{p\pi^0}$ wird aufgespalten in einen konstanten Faktor $A_1^{p\pi^0}$ und einen Faktor $A_2^{p\pi^0}$, der mit der Differenz zwischen der jeweiligen Photonenergie E_γ und der Energie an der π^0 -Produktionsschwelle $E_{thr}^{p\pi^0} = 144.7$ MeV multipliziert wird. Die Parametrisierung lautet damit wie folgt:

$$\begin{aligned} E_\gamma < E_{thr}^{n\pi^+} : ReE_{0+}(E_\gamma) &= A_1^{p\pi^0} + A_2^{p\pi^0} \cdot (E_\gamma - E_{thr}^{p\pi^0}) - \beta q_{\pi^+} \\ E_\gamma > E_{thr}^{n\pi^+} : ReE_{0+}(E_\gamma) &= A_1^{p\pi^0} + A_2^{p\pi^0} \cdot (E_\gamma - E_{thr}^{p\pi^0}) . \end{aligned}$$

Die Parametrisierungen von P_1 , P_2 , P_3 und ImE_{0+} sind für die 1. und 2.Anpassung gleich. Sechs Parameter müssen an die physikalischen Observablen angepasst werden: $A_1^{p\pi^0}$, $A_2^{p\pi^0}$, \bar{P}_1 , \bar{P}_2 , \bar{P}_3 und β . Die 2.Anpassung ergibt für χ^2_{red} einen Wert von 1.37.

5.3.2 Multipolwerte

Die Ergebnisse für den energieabhängigen Verlauf des Realanteils von E_{0+} sind im linken Spektrum von Abbildung 5.7 gezeigt. Man erkennt eine starke Energieabhängigkeit des Realanteils unterhalb der π^+ -Schwelle aufgrund des zweistufigen Prozesses $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0$. Die Ergebnisse beider Anpassungen stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein, insbesondere ergeben beide Verfahren eine nur schwache Energieabhängigkeit für Energien oberhalb der π^+ -Schwelle. Die Werte für ReE_{0+} an der π^0 -Schwelle betragen

$$\begin{aligned} ReE_{0+}(145.1 MeV) &= (-1.233 \pm 0.081 \pm 0.03) 10^{-3}/m_{\pi^+} \text{ (1.Anpassung) } , \\ ReE_{0+}(144.7 MeV) &= (-1.152 \pm 0.078 \pm 0.03) 10^{-3}/m_{\pi^+} \text{ (2.Anpassung) } \end{aligned}$$

und sind damit deutlich kleiner als der vom klassischen Niederenergiethorem vorhergesagte Wert von -2.28 (Abschnitt 2.3.1). Der gemittelte Wert ist $(-1.193 \pm 0.08) 10^{-3}/m_{\pi^+}$. Der systematische Fehler beträgt ± 0.03 und ergibt sich aus der Berücksichtigung der systematischen Fehler für die Wirkungsquerschnitte und die Photonasymmetrie (siehe Abschnitt 4.11) bei der Multipolanpassung. Die Werte an der π^+ -Schwelle sind

$$\begin{aligned} ReE_{0+}(151.9 MeV) &= (-0.451 \pm 0.066 \pm 0.02) 10^{-3}/m_{\pi^+} \text{ (1.Anpassung) } , \\ ReE_{0+}(151.4 MeV) &= (-0.533 \pm 0.053 \pm 0.02) 10^{-3}/m_{\pi^+} \text{ (2.Anpassung) } , \end{aligned}$$

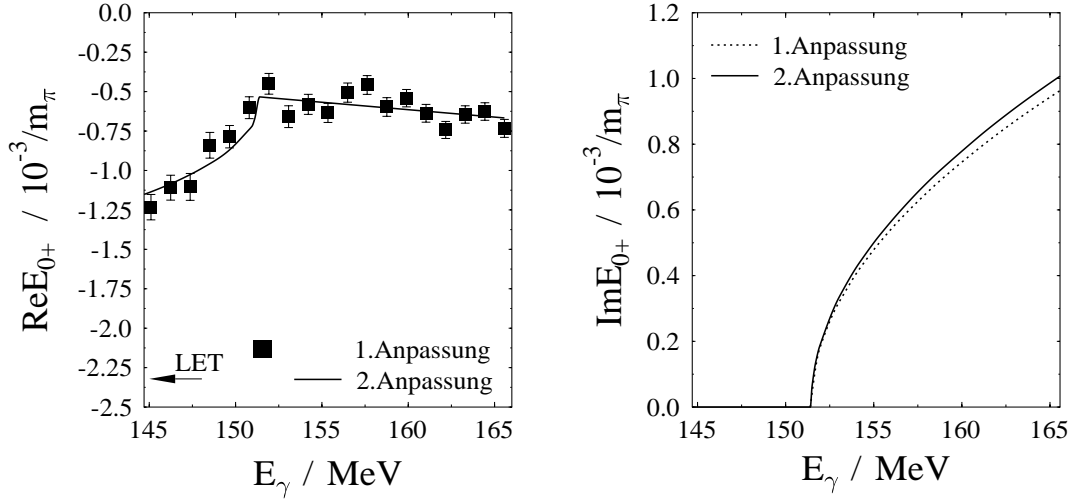


Abbildung 5.7: Ergebnisse für den Realanteil (links) und den Imaginärteil der s -Wellen-Amplitude E_{0+} (rechts). Die schwarzen Quadrate ($\text{Re}E_{0+}$) und die gestrichelte Linie ($\text{Im}E_{0+}$) zeigen die Ergebnisse der 1. Anpassung, die durchgezogenen Linien die Werte der 2. Anpassung.

der gemittelte Wert beträgt $(-0.492 \pm 0.06) 10^{-3}/m_{\pi^+}$. Die Ergebnisse für den Imaginäranteil von E_{0+} zeigt das rechte Spektrum der Abbildung 5.7. Der energieabhängige Verlauf ist durch die Proportionalität zum Impuls des positiv geladenen Pions festgelegt. Die ermittelten Werte für β sind

$$\begin{aligned}\beta &= (2.43 \pm 0.28 \pm 0.08) 10^{-3}/m_{\pi^+}^2 \text{ (1. Anpassung) } , \\ \beta &= (2.54 \pm 0.24 \pm 0.08) 10^{-3}/m_{\pi^+}^2 \text{ (2. Anpassung) } .\end{aligned}$$

Auch sie stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein. Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis für den Betrag des Multipols E_{0+} nach Gleichung 5.4.

Die Anpassungen der Multipolamplituden an die Wirkungsquerschnitte und die Photonsymmetrie führen zu folgenden Ergebnissen für P_1 und die erstmals bestimmten p-Wellen P_2 und P_3 :

$$\begin{aligned}\text{1. Anpassung : } P_1 &= (10.44 \pm 0.06 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 , \\ P_2 &= (-10.48 \pm 0.1 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 , \\ P_3 &= (12.5 \pm 0.13 \pm 0.38) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 .\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{2. Anpassung : } P_1 &= (10.42 \pm 0.06 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 , \\ P_2 &= (-10.47 \pm 0.1 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 , \\ P_3 &= (12.49 \pm 0.12 \pm 0.38) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3 .\end{aligned}$$

Die jeweiligen Werte beider Anpassungen und die Beträge der p-Wellen P_1 und P_2 stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein, P_3 ist um ca. 17 % größer als P_1 . P_2 wird

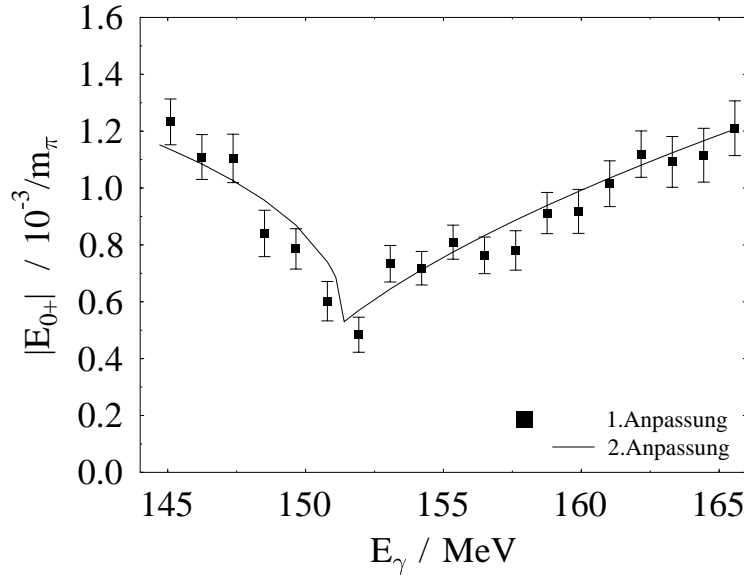


Abbildung 5.8: Betrag des s -Wellen-Multipols E_{0+} nach Gleichung 5.4.

mit der Vorhersage des Niederenergietheorem der ChPT in Abschnitt 6.4 verglichen. Nimmt man für β den Wert $3.61 \cdot 10^{-3} / m_{\pi+}^2$ an (siehe Abschnitt 5.3.1), so ergeben sich folgende Werte für die p -Wellen:

$$\begin{aligned} P_1 &= (10.24 \pm 0.05) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3, \\ P_2 &= (-10.3 \pm 0.1) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3, \\ P_3 &= (12.35 \pm 0.11) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3. \end{aligned}$$

Sie weichen von den Ergebnissen der 2. Anpassung nur um maximal 2 % ab.

Mit Hilfe der Gleichungen 2.14 und 2.15 können folgende Beziehungen für die p -Wellen-Multipole M_{1+} , M_{1-} und E_{1+} abgeleitet werden:

$$M_{1+} = (2P_3 + P_1 - P_2)/6, \quad M_{1-} = (P_3 - P_1 + P_2)/3, \quad E_{1+} = (P_1 + P_2)/6.$$

Aus den Werten für die p -Wellen der 2. Anpassung folgt

$$\begin{aligned} M_{1+} &= (7.64 \pm 0.045 \pm 0.15) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3, \\ M_{1-} &= (-2.8 \pm 0.058 \pm 0.19) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3, \\ E_{1+} &= (-0.0074 \pm 0.02 \pm 0.07) 10^{-3} qk / m_{\pi+}^3. \end{aligned}$$

Der Wert von E_{1+} , der zur Bestimmung der magnetischen Multipole in Analysen unpolarisierter Messungen auf Null gesetzt werden mußte, konnte erstmals ermittelt werden. Unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers ist E_{1+} mit Null verträglich. Der M_{1+} -Multipol ist dominierend und dem Betrag nach ca. 2.7-mal größer als M_{1-} . Die

Verläufe des Realanteils ReE_{0+} , des Imaginäranteils ImE_{0+} sowie der drei p-Wellen-Kombinationen und der drei Multipole M_{1+} , M_{1-} und E_{1+} sind in Abbildung 5.9 in Abhängigkeit von der Photonenergie dargestellt. Die Ergebnisse beider Multipolanpassungen an die physikalischen Observablen sind in den Tabellen 5.1 zusammengefasst.

1.Anpassung	
E_γ/MeV	$ReE_{0+} / 10^{-3}/m_{\pi^+}$
145.1	-1.233 ± 0.081
146.2	-1.111 ± 0.079
147.4	-1.104 ± 0.085
148.4	-0.840 ± 0.082
149.6	-0.786 ± 0.071
150.8	-0.602 ± 0.069
151.9	-0.451 ± 0.066
153.1	-0.660 ± 0.069
154.2	-0.581 ± 0.064
155.3	-0.635 ± 0.061
156.5	-0.506 ± 0.061
157.6	-0.458 ± 0.059
158.8	-0.598 ± 0.059
159.9	-0.542 ± 0.055
161.0	-0.638 ± 0.056
162.2	-0.743 ± 0.054
163.3	-0.645 ± 0.055
164.4	-0.626 ± 0.056
165.6	-0.733 ± 0.057
$P_1 = (10.44 \pm 0.06) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_2 = (-10.48 \pm 0.1) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_3 = (12.5 \pm 0.13) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_{23} = (11.53 \pm 0.05) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$\beta = (2.43 \pm 0.28) 10^{-3}/m_{\pi^+}^2$	

2.Anpassung	
E_γ/MeV	$ReE_{0+} / 10^{-3}/m_{\pi^+}$
144.7	-1.152 ± 0.078
151.4	-0.533 ± 0.053
$A_1^{p\pi^0} = (-0.47 \pm 0.048) 10^{-3}/m_{\pi^+}$	
$A_2^{p\pi^0} = (-1.27 \pm 0.43) 10^{-3}/m_{\pi^+}$	
$P_1 = (10.42 \pm 0.06) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_2 = (-10.47 \pm 0.1) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_3 = (12.49 \pm 0.12) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$P_{23} = (11.52 \pm 0.05) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$M_{1+} = (7.64 \pm 0.045) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$M_{1-} = (-2.8 \pm 0.058) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$E_{1+} = (-0.0074 \pm 0.02) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$	
$\beta = (2.54 \pm 0.24) 10^{-3}/m_{\pi^+}^2$	

Tabelle 5.1: Ergebnisse der 1. und 2.Anpassung an die physikalischen Observablen.

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt gezeigt. Die Größenverhältnisse der Amplituden werden anhand ihrer Beiträge zum Wirkungsquerschnitt diskutiert. Ein Vergleich mit den Ergebnissen früherer Messungen erfolgt in Abschnitt 6.1.

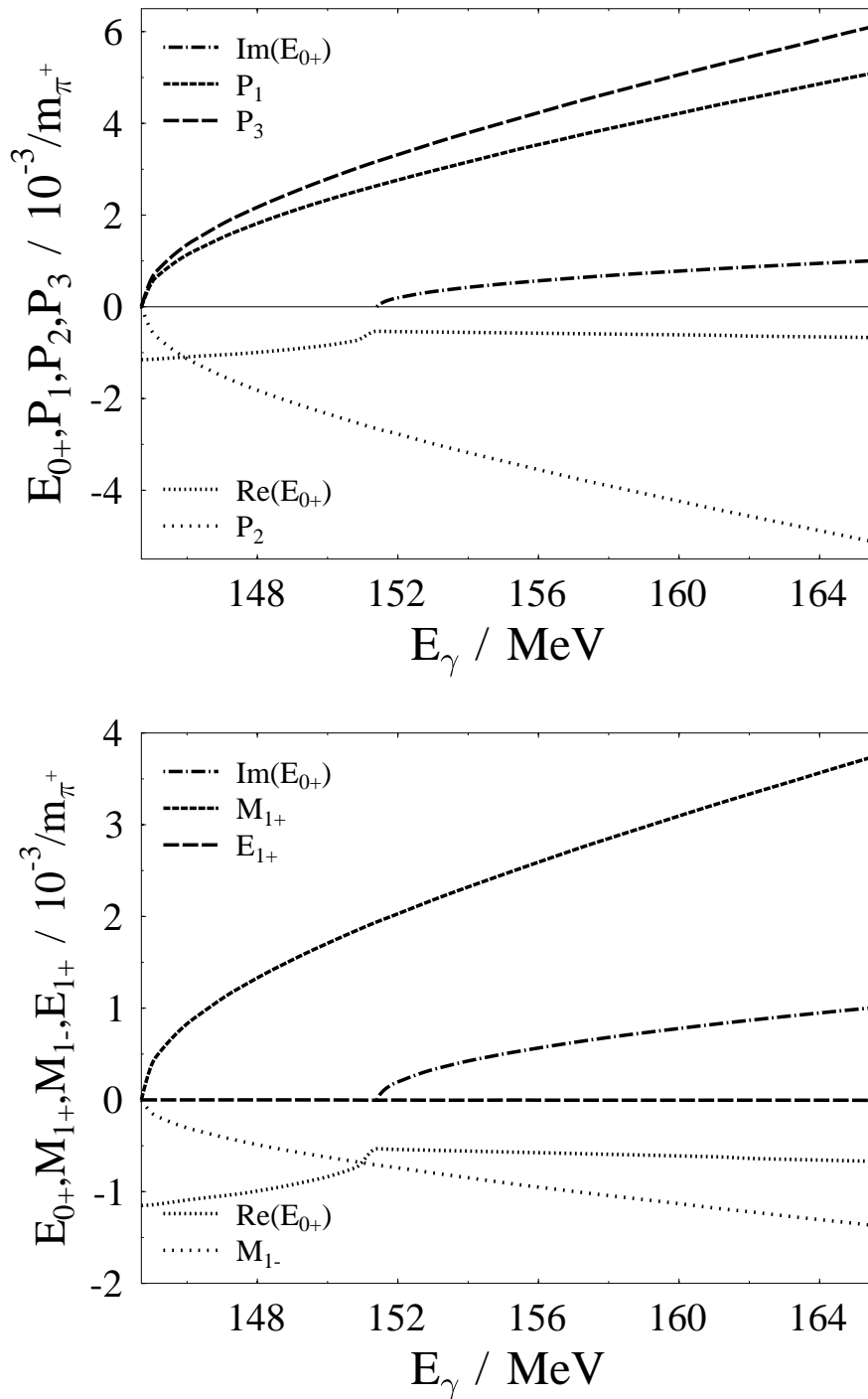


Abbildung 5.9: Ergebnisse der 2.Anpassung. Verläufe der p -Wellen P_1 , P_2 und P_3 (oberes Bild) und der Multipole M_{1+} , M_{1-} und E_{1+} (unteres Bild) sowie jeweils der Real- und Imaginärteile von E_{0+} in Abhängigkeit von der Photonenergie.

5.4 Totaler Wirkungsquerschnitt

Abbildung 5.10 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt für Photonenergien zwischen der π^0 -Schwelle und 165 MeV. Er wurde nach Gleichung 4.1 über die energieabhängigen Pionzählraten unter Verwendung der in Abbildung 4.20 gezeigten totalen Detektoreffizienz bestimmt. Die s- und p-Wellen-Anteile am Wirkungsquerschnitt gemäß Gleichung 5.2 sind eingezeichnet. Der s-Wellen-Anteil zeigt qualitativ den Verlauf des Beitrags von E_{0+} in Abbildung 5.8.

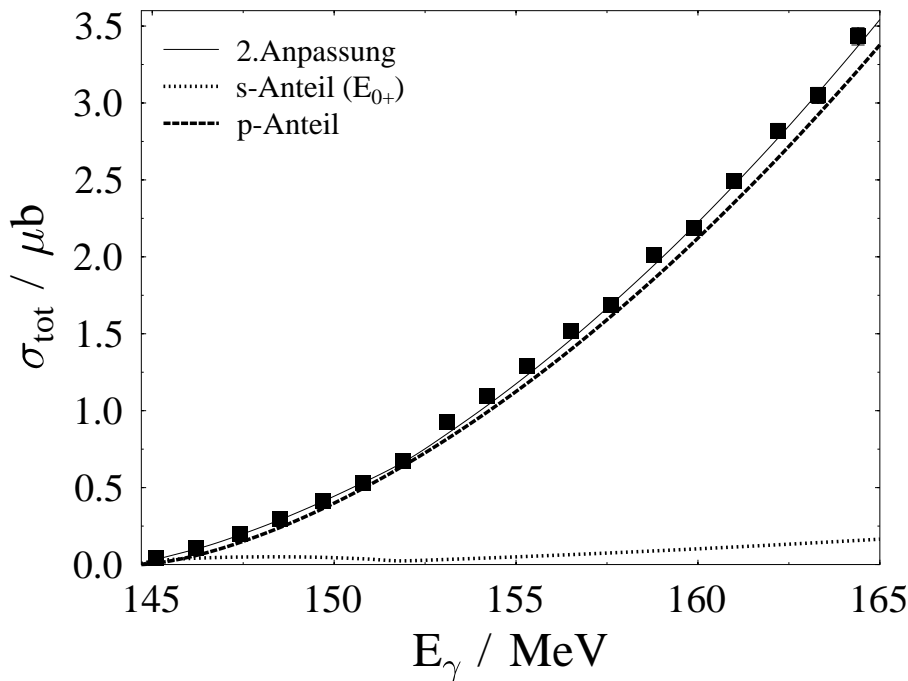


Abbildung 5.10: Totaler Wirkungsquerschnitt (schwarze Quadrate). Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der 2. Anpassung. Die gepunktete Linie zeigt den s-Wellen-Anteil (E_{0+}) am totalen Wirkungsquerschnitt, die gestrichelte Linie den p-Wellen-Anteil.

Abbildung 5.11 zeigt die Beiträge der p-Wellen in die Beiträge von P_1, P_2, P_3 (oberes Bild) bzw. der Multipole M_{1+}, M_{1-} und E_{1+} (unteres Bild) aufgeschlüsselt.

Im oberen Diagramm erkennt man, daß der totale Wirkungsquerschnitt an der Schwelle proportional zum Quadrat von E_{0+} ist, weil die Beiträge der p-Wellen aufgrund ihrer Proportionalität zum Pionimpuls verschwinden. Bei höheren Photonenergien dominieren die p-Wellen. Der größte Anteil stammt von P_3 , die Anteile von P_1 und P_2 sind annähernd gleich.

Das untere Diagramm zeigt, daß ab einer Photonenergie von 146 MeV M_{1+} der dominierende Multipol ist und bis zu einer Energie von 151 MeV der E_{0+} -Multipol den nächstgrößten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert.

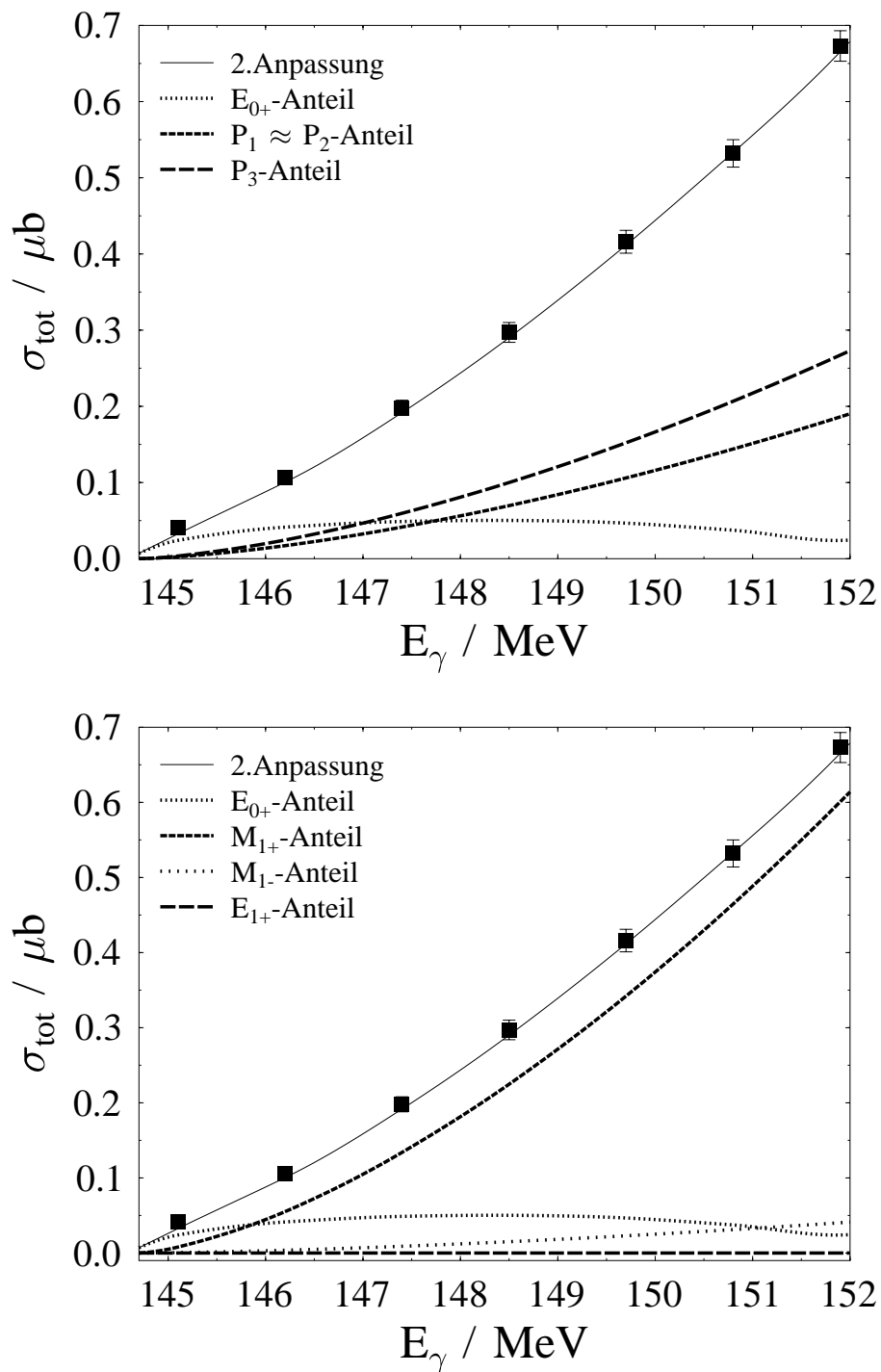


Abbildung 5.11: Beiträge des s -Wellen-Multipols E_{0+} und der p -Wellen P_1 , P_2 , P_3 (oberes Bild) bzw. der Multipole M_{1+} , M_{1-} und E_{1+} (unteres Bild) zum totalen Wirkungsquerschnitt. Die Beiträge von P_1 und P_2 sind in dieser Darstellung nicht zu unterscheiden.

6. Diskussion der Ergebnisse

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt im Rahmen eines Vergleichs mit den Resultaten der beiden Schwellenexperimente von M.Fuchs et al. ([Fuc96], [Bern97]) und J.C.Bergstrom et al. ([Berg96]) diskutiert. Ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen der beiden früheren Messungen und den Resultaten dieser Arbeit für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sowie für die Koeffizienten A, B und C schließt sich an (Abschnitt 6.2). In Abschnitt 6.3 erfolgt eine Diskussion der Resultate für die Photonasymmetrie. In Abschnitt 6.4 werden die Ergebnisse für den s-Wellen-Multipol E_{0+} und alle drei p-Wellen diskutiert. Er beinhaltet einen Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit den Ergebnissen anderer Schwellenexperimente und stellt sie den Vorhersagen einer dispersionstheoretischen Analyse (DR) von O.Hanstein, D.Drechsel und L.Tiator ([Han97]) und den in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten Vorhersagen der chiralen Störungstheorie (ChPT, [Ber96a]) gegenüber.

6.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Abbildung 6.1 (oberes Spektrum) zeigt die Ergebnisse für den totalen Wirkungsquerschnitt (schwarze Quadrate) für Photonenergien zwischen 140 MeV (Produktionsschwelle = 144.7 MeV) und 169 MeV im Vergleich zu den Resultaten der Messungen von M.Fuchs und J.C.Bergstrom. Die statistischen Fehler aller drei Experimente sind eingezeichnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung bis zu einer Photonenergie von 150 MeV mit einer leichten Tendenz der Ergebnisse von M.Fuchs zu kleineren Werten. Zwischen 151 MeV und 162 MeV ist die Übereinstimmung mit den Bergstrom-Daten sehr gut, die Fuchs-Daten weichen, wie schon im Abschnitt 2.3.2 angesprochen, deutlich zu kleineren Werten hin ab. Ab einer Energie von 163 MeV liegen die neuen Ergebnisse zwischen den Werten der beiden älteren Messungen, allerdings näher an den höheren Werten der Bergstrom-Messung. Die Vergrößerung des Schwellenbereichs bis 157 MeV im unteren Spektrum der Abbildung 6.1, das zusätzlich die Ergebnisse der älteren Messung von R.Beck ([Bec90]) zeigt, bestätigt eindrucksvoll die deutliche Übereinstimmung mit den Bergstrom-Daten.

Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen aller drei Messungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im nachfolgenden Abschnitt erlaubt eine winkelabhängige Analyse dieser Diskrepanzen.

6.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch für sechs verschiedene Photonenergien einen Vergleich zwischen den Ergebnissen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Messung und der beiden Messungen von M.Fuchs und J.C.Bergstrom. Der Emissionswinkel θ wurde für diese Messung und die Fuchs-Messung zu Intervallen von 20° , für die Bergstrom-Messung zu Intervallen von 10° zusammengefaßt. Bei einem Vergleich der Fuchs-Daten mit den Daten dieser Arbeit, die beide in einem Experiment mit dem TAPS-Detektor

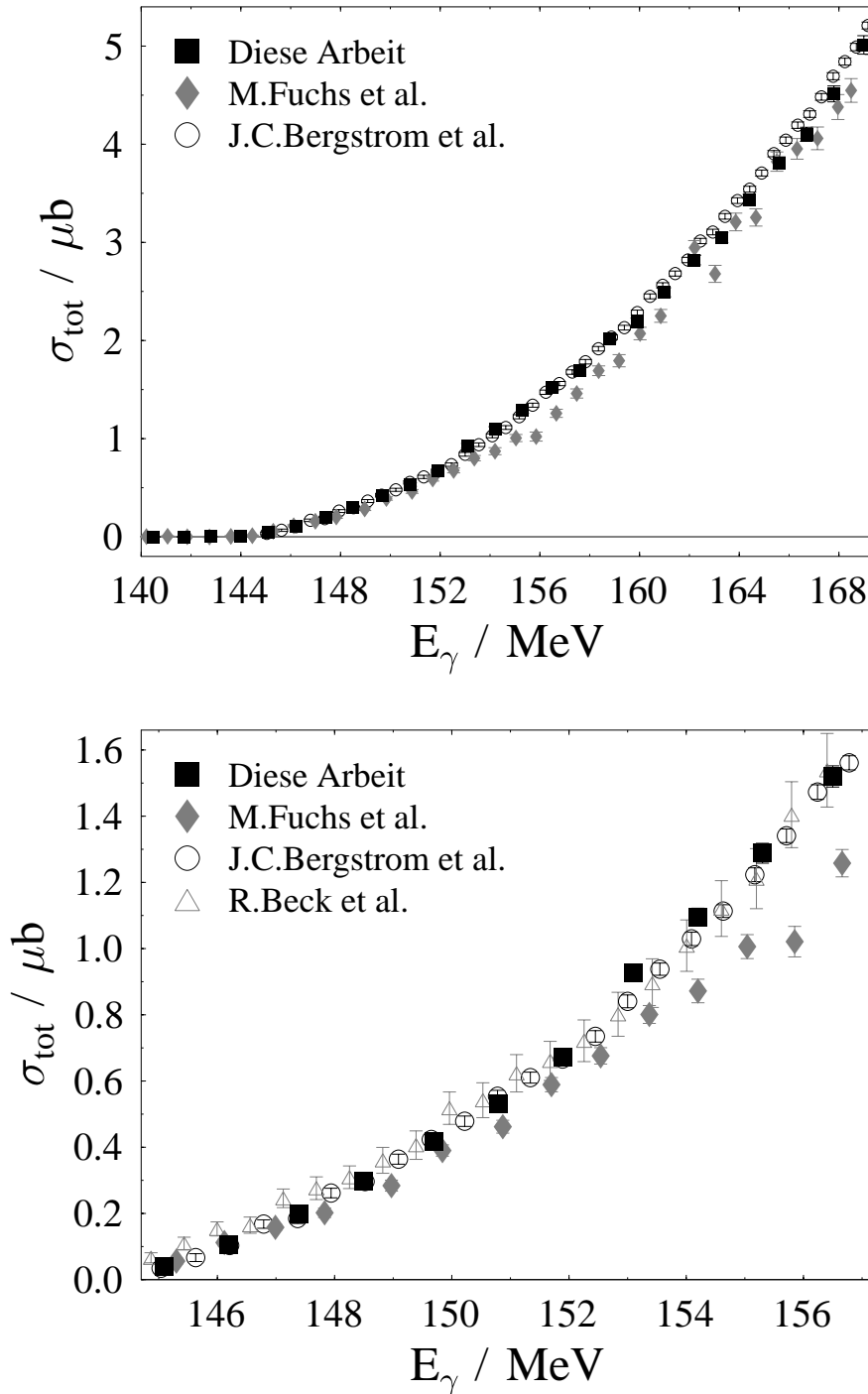


Abbildung 6.1: Ergebnisse der vorliegenden Arbeit für den totalen Wirkungsquerschnitt (schwarze Quadrate) im Vergleich mit den Messungen von M.Fuchs et al. (graue Rauten) und J.C.Bergstrom et al. (leere Kreise) für Photonenergien zwischen 140 MeV (Produktionsschwelle = 144.7 MeV) und 169 MeV (oberes Bild). Das untere Spektrum, das zusätzlich die Werte der älteren Messung von R.Beck et al. (leere Dreiecke) enthält, zeigt einen Ausschnitt für den Bereich zwischen der Schwelle und 157 MeV.

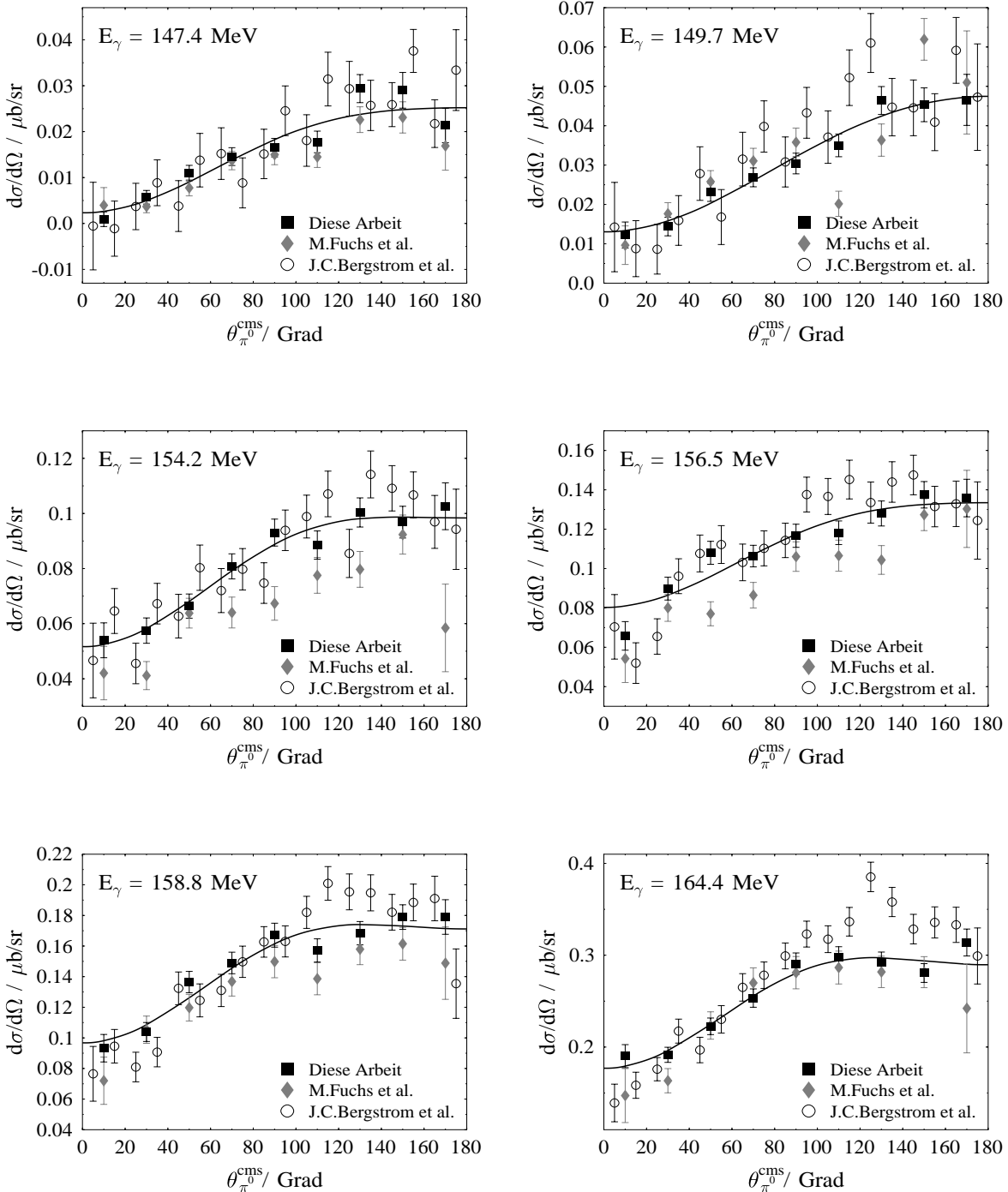


Abbildung 6.2: Vergleich der Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Arbeit (schwarze Quadrate) mit den beiden früheren Messungen von M.Fuchs et al. (graue Rauten) und J.C.Bergstrom et al. (leere Kreise) exemplarisch für sechs, in der jeweiligen Abbildung angegebene Photonenergien. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung an die Resultate dieser Arbeit nach Gleichung 2.12.

gewonnen wurden, ist anzumerken, daß durch den zusätzlichen Einsatz eines sechsten Blocks und der Vorwärtswand (siehe Abbildung 3.1) gegenüber der Fuchs–Messung die statistische Genauigkeit vor allem für die Winkelbereiche nahe 0° bzw. 180° stark verbessert werden konnte.

Das im vorhergehenden Abschnitt diskutierte Bild für den totalen Wirkungsquerschnitt wird im Vergleich der differentiellen Werte grundsätzlich bestätigt. Die Übereinstimmung zwischen allen drei Datensätzen für Photonenergien bis 150 MeV ist gut, für Energien zwischen 150 MeV und 160 MeV sind jetzt deutlich größere Werte als von M.Fuchs gemessen worden. Größere Meßergebnisse treten nicht nur für Emissionswinkel um 90° auf, sondern verstärkt für Vorwärts– und Rückwärtswinkel nahe 0° und 90° . Für Energien zwischen 150 MeV und 157 MeV ist die Übereinstimmung der neuen Ergebnisse zu den Werten der Bergstrom–Messung gut, für Energien ab 157 MeV sind sie leicht kleiner. Die kanadische Messung zeigt tendenziell höhere Werte für Emissionswinkel größer 80° , die, weniger stark ausgeprägt, auch schon bei Ergebnissen für kleinere Energien zu erkennen waren. Diese Tendenz verstärkt sich mit wachsender Photonenergie. Ab einer Energie von 162 MeV liegen die Ergebnisse der Bergstrom–Messung besonders in dem Winkelbereich zwischen 110° und 130° , wie für eine Energie von 164.4 MeV beispielhaft gezeigt ist, deutlich über den Resultaten dieser Messung. Für Vorwärtswinkel nahe 0° zeigen die Bergstrom–Daten systematisch kleinere Werte.

Die daraus resultierende größere Vorwärts– Rückwärtsasymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Bergstrom–Messung zeigt sich am deutlichsten bei einem Vergleich der Ergebnisse für den Winkelkoeffizienten B, der in Abbildung 6.3 gezeigt ist. Auffallend sind die deutlich größeren Werte der Bergstrom–Messung in dem Energiebereich ab 155 MeV, in dem die Fuchs–Daten gut mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmen. (Die Ergebnisse für die Koeffizienten A, B und C der Messung von M.Fuchs liegen nur bis zu einer Photonenergie von 161 MeV vor).

Die Ergebnisse für den Koeffizienten C sind im Rahmen der statistischen Genauigkeit für Energien zwischen 147 und 155 MeV in guter Übereinstimmung, für größere Photonenergien zeigt sich für die Resultate von Bergstrom eine leichtere, für die Fuchs–Daten eine stärkere Tendenz zu größeren Werten. Auffallend ist die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und den Resultaten von M.Fuchs für Energien kleiner 147 MeV. Aufgrund der Proportionalität des C–Koeffizienten zu P_1 und P_{23} (Gleichung 2.16) und damit zum Pionimpuls müßten die Ergebnisse an der Schwelle mit Null verträglich sein. Dies wird im Rahmen der statistischen Genauigkeit durch die Ergebnisse dieser Arbeit bestätigt, die Resultate von M.Fuchs weichen stärker hiervon ab.

Für den Koeffizienten A ergibt sich das ebenfalls in 6.3 gezeigte Bild. Bis zu einer Photonenergie von 156 MeV stimmen die Ergebnisse sehr gut mit den Bergstrom–Werten überein, die Fuchs–Daten weichen, wie schon bei der Diskussion des totalen Wirkungsquerschnitts zu sehen war, vor allem im Energiebereich zwischen 153 MeV und 156 MeV zu kleineren Werten hin ab. Ab einer Photonenergie von 157 MeV liegen die Resultate dieses Experiments tendenziell niedriger als die Ergebnisse der Bergstrom–Messung, für Photonenergien ab 167 MeV zeigen die Messungen wieder übereinstimmende Werte für A.

Die Konsequenzen der in diesem Abschnitt aufgezeigten Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der neuen Messung und der Messungen von M.Fuchs et al. und

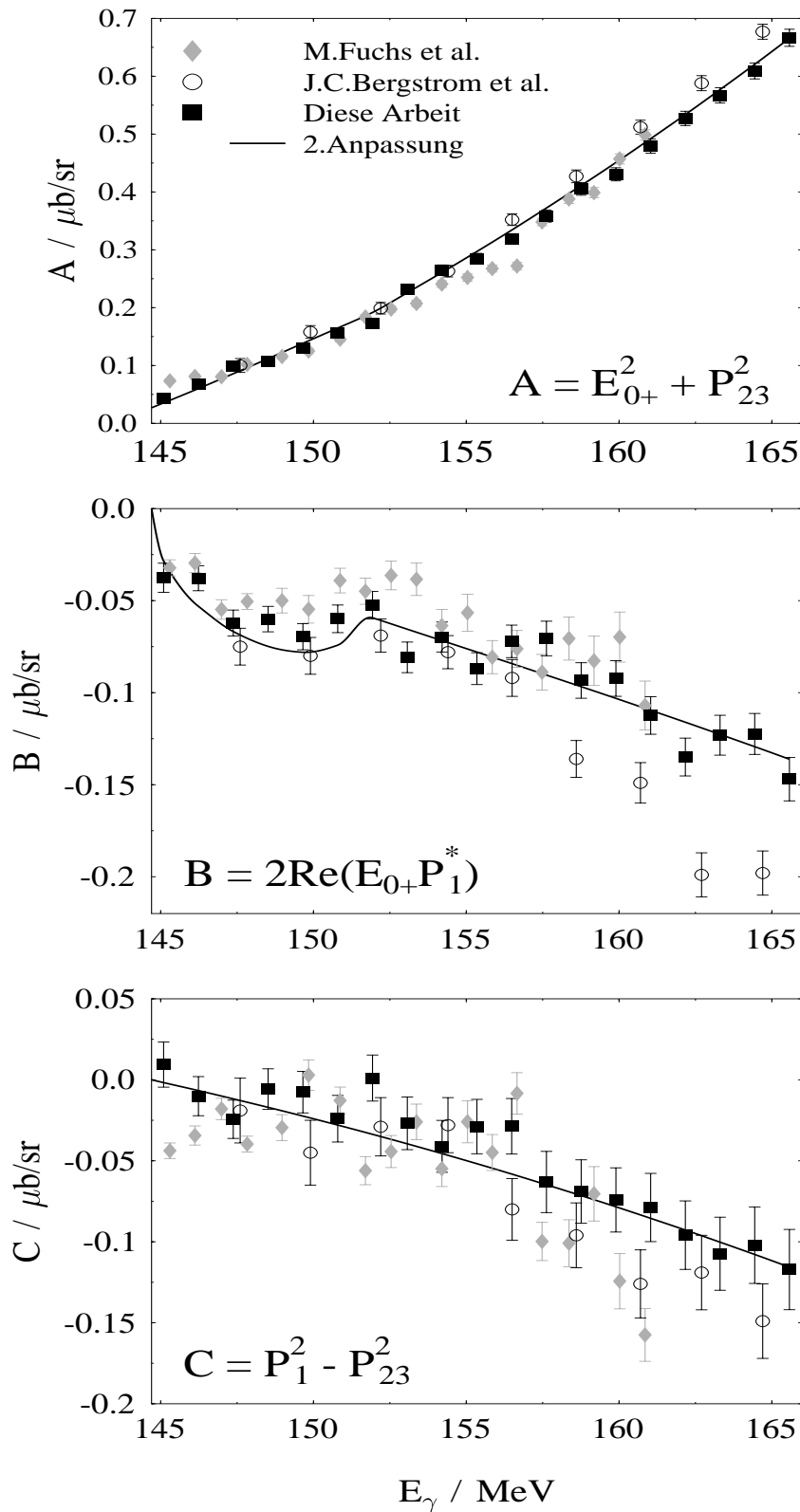


Abbildung 6.3: Vergleich der Ergebnisse dieser Messung (schwarze Quadrate) mit den Messungen von M.Fuchs et al. (graue Rauten) und J.C.Bergstrom et al. (leere Kreise) für die Werte der Koeffizienten A, B und C. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der 2.Anpassung an die Daten dieser Arbeit.

J.C.Bergstrom et al. für den energieabhängigen Verlauf des s-Wellen-Multipols E_{0+} sowie für die Werte der p-Wellen werden in Abschnitt 6.4 diskutiert.

6.3 Photonasymmetrie

Abbildung 6.4 zeigt die Ergebnisse für die zum ersten Mal gemessene Photonasymmetrie Σ für eine Photonenergie von 159.5 MeV im Vergleich zur Vorhersage der chiralen Störungstheorie (ChPT, [Ber96a]) und zu der Vorhersage einer dispersionstheoretischen Analyse (DR, [Han97]) für die gleiche Energie. Die Energieabhängigkeit der Vorhersage der ChPT für die Photonasymmetrie wurde untersucht, ihr Effekt auf den Mittelwert der gezeigten ChPT-Werte ist für jeden Polarwinkel θ_{π^0} kleiner als 2 %. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der 2.Multipolanpassung (Abschnitt 5.3.1) an die Photonasymmetrie.

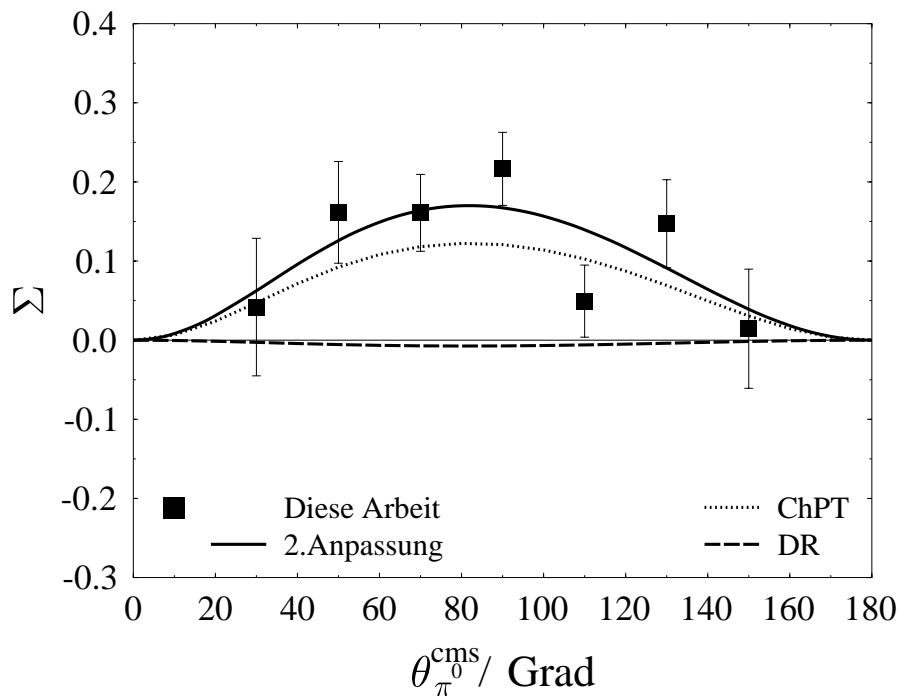


Abbildung 6.4: Photonasymmetrie Σ (schwarze Quadrate) für 159.5 MeV. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der 2.Multipolanpassung an Σ , die gepunktete Linie die Werte der ChPT ([Ber96a]), die gestrichelte Linie die Vorhersage einer dispersionstheoretischen Analyse (DR, [Han97]).

In Tabelle 6.1 werden die Werte der 1. und 2.Anpassung, die sich um maximal 3 % unterscheiden, den Werten der ChPT und den Vorhersagen der DR gegenübergestellt. Die DR sagt kleine negative Werte nahe Null voraus. Ihre Vorhersagen für die Multipolamplituden und damit für die Photonasymmetrie der Pionproduktion nahe der Schwelle beruhen auf

$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	Σ			
	1.Anpassung	2.Anpassung	ChPT	DR
0	0.0	0.0	0.0	0.0
10	0.008	0.008	0.006	-0.0004
20	0.030	0.031	0.024	-0.0014
30	0.061	0.062	0.047	-0.0028
40	0.093	0.096	0.071	-0.0042
50	0.123	0.126	0.092	-0.0055
60	0.147	0.149	0.108	-0.0067
70	0.163	0.164	0.118	-0.0072
80	0.169	0.170	0.122	-0.0074
90	0.167	0.167	0.121	-0.0073
100	0.158	0.157	0.114	-0.0068
110	0.141	0.139	0.103	-0.0060
120	0.118	0.117	0.087	-0.0050
130	0.093	0.091	0.069	-0.0039
140	0.065	0.064	0.050	-0.0027
150	0.040	0.039	0.031	-0.0016
160	0.019	0.018	0.015	-0.0008
170	0.005	0.005	0.004	0.0002
180	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 6.1: Ergebnisse der 1. und 2.Anpassung für die Photonasymmetrie Σ im Vergleich zu den Werten der ChPT und der Vorhersage der DR.

einer Anpassung von freien Parametern an experimentelle Daten im Energiebereich zwischen 160 MeV und 420 MeV. Die Vorhersagen hängen dabei sehr stark von den Werten der Amplituden im Resonanzgebiet ab. Die Aussage über den Wert des Multipols M_{1-} und damit über die Größe der Photonasymmetrie Σ im Schwellenbereich (siehe Gleichungen 2.15 und 2.21) ist aufgrund ungenauer experimenteller Daten im Resonanzbereich sehr unsicher. Eine Reduzierung des DR-Wertes für M_{1-} um 50 % würde das Vorzeichen der vorhergesagten Photonasymmetrie ändern und einen Wert für $\Sigma(90^\circ) \approx 0.26$ ergeben ([Han97]).

Die Werte der ChPT sind im Mittel um 25 % kleiner als die Werte der Anpassungen. Es muß jedoch betont werden, daß die Asymmetrie proportional zum Quadrat der p-Welle P_3 ist. P_3 wird im Rahmen der ChPT von der Niederenergiekonstanten b_P dominiert (siehe Abschnitt 2.3.3), deren Wert durch Anpassung an die Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt der Fuchs-Messung bestimmt wurde. Die kleinere Photonasymmetrie der ChPT ist durch Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen dieser Arbeit und den Resultaten der Fuchs-Messung für den differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt zu erklären, die vor allem im Energiebereich zwischen 148 MeV und 161 MeV kleiner sind. Die Photonasymmetrie eignet sich deshalb nicht als Test der ChPT.

6.4 Multipole

Das obere Spektrum der Abbildung 6.5 zeigt die Ergebnisse der beiden Anpassungen für den Realanteil von E_{0+} im Vergleich zu den Resultaten der Messungen von M.Fuchs ([Fuc96], [Bern97]) und J.C.Bergstrom ([Berg96]). Der Realanteil wurde mit einer höheren statistischen Genauigkeit bestimmt.

Die Auswirkung der virtuellen Produktion und Rückstreuung positiv geladener Pionen ($\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0$) auf den energieabhängigen Verlauf von ReE_{0+} zwischen der π^0 -Schwelle ($E_\gamma = 144.7$ MeV) und der π^+ -Schwelle ($E_\gamma = 151.4$ MeV) ist im Vergleich zu den Ergebnissen von Fuchs und Bergstrom kleiner. Den Werten für ReE_{0+} der 2.Anpassung in den Einheiten $10^{-3}/m_{\pi^+}$ (siehe Tabelle 5.1),

$$ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0}) = -1.152 \pm 0.078, \quad ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+}) = -0.533 \pm 0.053,$$

stehen die Werte von M.Fuchs,

$$ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0}) = -1.13 \pm 0.02, \quad ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+}) = -0.338 \pm 0.024,$$

und die Resultate der Bergstrom-Messung,

$$ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0}) = -1.32 \pm 0.05, \quad ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+}) = -0.52 \pm 0.04,$$

gegenüber. Ein kleinerer 'unitary cusp' zeigt sich auch im Vergleich mit den Fuchs-Ergebnissen für die 1.Anpassung:

$$\begin{aligned} ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0}) &= -1.233 \pm 0.081, \quad ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+}) = -0.451 \pm 0.066 \text{ (diese Arbeit)}, \\ ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0}) &= -1.500 \pm 0.100, \quad ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+}) = -0.458 \pm 0.072 \text{ (M.Fuchs)}. \end{aligned}$$

Sowohl die Ergebnisse der neuen Messung für ReE_{0+} an der π^0 -Schwelle als auch die energieabhängigen Verläufe der beiden Anpassungen zwischen den Schwellenwerten stimmen überein. Im Gegensatz dazu weichen die beiden Schwellenwerte von Fuchs für den Realanteil stark voneinander ab, hervorgerufen durch deutlich unterschiedliche Verläufe seiner beiden Anpassungen. (Der von A.M.Bernstein angegebene Wert für ReE_{0+} an der Schwelle von -1.31 ([Bern97]) ist der gemittelte Wert der beiden Verfahren). Im Vergleich mit der Bergstrom-Messung zeigt sich eine Übereinstimmung für die ersten drei Energiewerte. Im Energiebereich zwischen 148 MeV und der π^+ -Schwelle, in dem große Diskrepanzen zwischen den Fuchs- und Bergstrom-Daten auftreten, liegen die Ergebnisse zwischen den Werten der beiden früheren Messungen. Eine Mittelung der Werte von Fuchs und Bergstrom würde den Verlauf der Ergebnisse gut beschreiben.

Ab der π^+ -Schwelle zeigen die Ergebnisse von Fuchs eine stärkere Energieabhängigkeit, die besonders an den Werten der 2.Anpassung abzulesen ist. Vor allem sinken jedoch die Resultate der Bergstrom-Messung von einem Wert von -0.52 an der π^+ -Schwelle auf einen Wert von -1.18 bei 165.5 MeV ab. Im Gegensatz dazu weist der Verlauf von ReE_{0+} dieser Messung eine schwache Energieabhängigkeit auf. In der 1.Anpassung sinken die Werte von -0.53 nur auf -0.67. Auch die 2.Anpassung ergibt einen nahezu konstanten Verlauf.

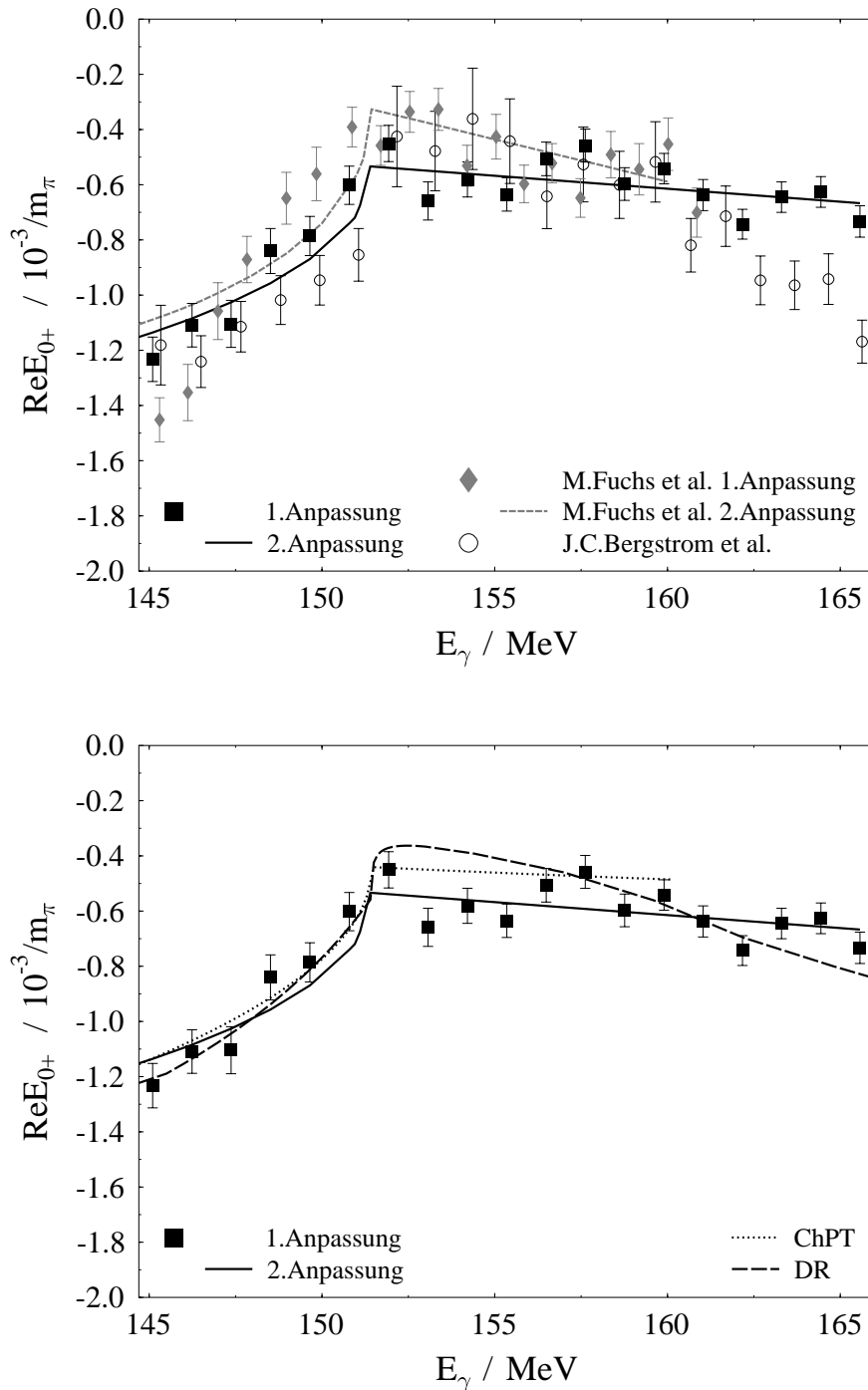


Abbildung 6.5: Oberes Bild: Die Ergebnisse für den Realanteil von E_{0+} der 1. Anpassung (schwarze Quadrate) und 2. Anpassung (durchgezogene Linie) im Vergleich zu den Resultaten der Fuchs–Messung (1. Anpassung: graue Rauten, 2. Anpassung: gestrichelte Linie) und der Bergstrom–Messung (1. Anpassung: leere Kreise). Das untere Bild zeigt einen Vergleich mit der Vorhersage der DR (gestrichelte Linie) und den Werten der ChPT (gepunktete Linie).

Im unteren Spektrum der Abbildung 6.5 sind die Ergebnisse der beiden Anpassungen für ReE_{0+} den Vorhersagen der DR und den Werten der ChPT gegenübergestellt. Der energieabhängige Verlauf der Vorhersage der DR stimmt vor der π^+ -Schwelle mit den Ergebnissen dieser Messung weitgehend überein, an der Schwelle selbst ist der Wert der Vorhersage kleiner und auch für die höheren Photonenergien weicht der Verlauf mit einer größeren Steigung von den Messungen ab.

Die Werte der ChPT gleichen bis zur π^+ -Schwelle denen dieser Messung. Oberhalb der Schwelle bleiben sie wie die gemessenen Werte nahezu konstant, sind jedoch um ca. 20 % kleiner. Es soll auch bei der Diskussion der Ergebnisse für ReE_{0+} noch einmal hervorgehoben werden, daß es keine exakte Vorhersage der ChPT für diesen Multipol gibt, da die dazu notwendige Berechnung der Schleifen nur sehr langsam konvergiert. Auch mußten, wie im Fall der p-Welle P_3 , zur Ermittlung des Multipols Niederenergiekonstanten an experimentelle Daten angepaßt werden.

Abbildung 6.6 vergleicht die Ergebnisse für den Imaginäranteil von E_{0+} . Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit stimmt unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers mit der Werten der ChPT überein, ist aber deutlich kleiner als die Vorhersage der DR und als das Ergebnis der Messung von Fuchs (der Wert für $\beta = 2.54 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}^2$ dieser Arbeit weicht von $\beta = 3.76 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}^2$ der Fuchs-Messung ab).

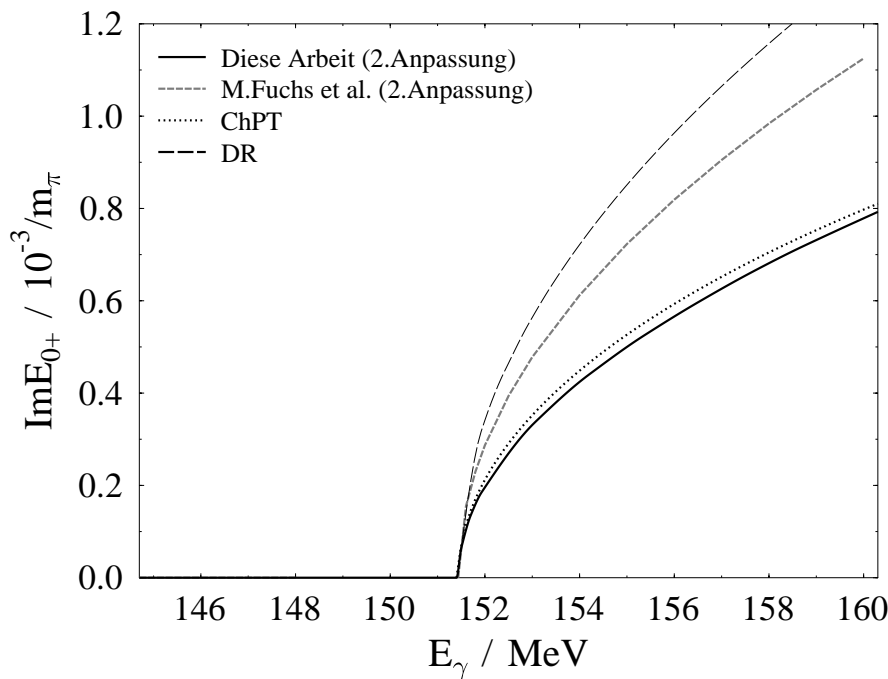


Abbildung 6.6: Ergebnisse der 2.Anpassung für den Imaginäranteil von E_{0+} (durchgezogene Linie) im Vergleich zu den Resultaten der Fuchs-Messung (2.Anpassung: gestrichelte Linie) und den Vorhersagen der DR (gestrichelte Linie) und der ChPT (gepunktete Linie).

Tabelle 6.2 zeigt einen Vergleich der Ergebnisse für die p-Wellen. Außerdem werden in den ersten beiden Zeilen noch einmal die Ergebnisse für ReE_{0+} an der π^0 - und π^+ -Schwelle einander gegenübergestellt.

Der Wert für die p-Welle P_1 von $(10.42 \pm 0.06 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$ ist leicht größer als die Ergebnisse von Fuchs und Bergstrom, stimmt mit dem Bergstrom-Wert jedoch im Rahmen der statistischen Fehler überein. Ein Vergleich mit der Vorhersage der DR zeigt eine gute Übereinstimmung, der Wert des Niederenergiethorems der ChPT liegt bei Einbeziehung des statistischen und systematischen Fehlers an der unteren Grenze des gemessenen Wertes.

Eine Übereinstimmung zeigt sich auch für den Wert von P_{23} mit den Ergebnissen von Fuchs und Bergstrom.

Die Vorhersage der DR für die p-Welle P_3 ist um fast 20 % kleiner als der gemessene Wert von 12.49. Der Wert der ChPT von 11.43 unterscheidet sich von letzterem um ca. 9 %. Man kann für P_3 jedoch nicht von einer Vorhersage der ChPT sprechen, da sie von einer Niederenergiekonstanten dominiert wird, die an die Fuchs-Daten angepaßt wurde. Der kleinere Wert der ChPT für P_3 und damit auch für P_{23} resultiert aus den kleineren differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten der Messung von Fuchs in einem Energiebereich zwischen 151 MeV und 161 MeV.

Die Vorhersage der DR für die p-Welle P_2 ist vom Betrage her um ca. 9 % größer als das experimentelle Ergebnis von $(-10.47 \pm 0.1 \pm 0.31) 10^{-3} qk/m_{\pi^+}^3$. Der vorausgesagte Wert des durch diese Messung zum ersten Mal getesteten Niederenergiethorems der ChPT für $P_2 = -10.7$ stimmt mit dem gemessenen Wert innerhalb des statistischen und systematischen Fehlers überein.

	Diese Arbeit	Bergstrom	Fuchs	ChPT	DR
$ReE_{0+}(E_{thr}^{p\pi^0})$	-1.15 ± 0.08	-1.32 ± 0.05	-1.31 ± 0.2	-1.16	-1.22
$ReE_{0+}(E_{thr}^{n\pi^+})$	-0.53 ± 0.05	-0.52 ± 0.04	-0.34 ± 0.03	-0.43	-0.56
P_1	10.42 ± 0.06	10.26 ± 0.1	10.02 ± 0.15	10.08	10.54
P_2	-10.47 ± 0.1			-10.7	-11.44
P_3	12.49 ± 0.12			11.43	10.23
P_{23}	11.52 ± 0.05	11.62 ± 0.08	11.44 ± 0.09	11.07	10.85

Tabelle 6.2: Ergebnisse dieser Messung für den Realanteil von E_{0+} an den Schwellen (Einheit: $10^{-3}/m_{\pi^+}$) und die Ergebnisse für die drei p-Wellen (Einheit: $q \cdot k \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}^3$) im Vergleich zu den Resultaten der Messungen von M.Fuchs ([Fuc96], [Bern97]) und J.C.Bergstrom ([Berg96]) mit Angabe der statistischen Fehler. In den beiden letzten Spalten die Vorhersagen der chiralen Störungstheorie (ChPT,[Ber96a], [Ber96c]) und einer dispersionstheoretischen Analyse (DR, [Han97]).

A. Begriffe aus der Festkörperphysik

A.1 Kristallstruktur

Kristalle sind dreidimensional periodische Anordnungen von einzelnen Atomen oder Atomgruppen. Das einzelne Atom bzw. die Atomgruppe bezeichnet man als Basis des Kristalls. Seine Struktur wird durch ein Raumgitter beschrieben, dessen Gitterpunkte den Atomgruppen zugeordnet sind. Ein Kristall ist somit durch die Struktur seines Gitters und durch seine Basis festgelegt.

Das Gitter ist durch drei fundamentale Translationsvektoren \vec{a}_1, \vec{a}_2 und \vec{a}_3 so definiert, daß von jedem Punkt \vec{r} die Anordnung der Atome ebenso aussieht wie vom Punkt

$$\vec{r}' = \vec{r} + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 = \vec{r} + \vec{L},$$

wobei n_1, n_2 und n_3 beliebige ganze Zahlen sind.

Abgesehen von der Translationssymmetrie, die charakteristisch für ein Raumgitter ist, kann das Gitter noch Dreh- und Spiegelsymmetrien aufweisen. Es läßt sich durch Untersuchung solcher Symmetrien zeigen, daß im dreidimensionalen Raum nicht mehr als 14 verschiedene Raumgitter, die man als Bravais-Gitter bezeichnet, möglich sind. Sie können sieben verschiedenen Kristallsymmetrien zugeordnet werden, die sich durch ihre Symmetrieeigenschaften unterscheiden.

Zur Beschreibung der Diamantstruktur wird das kubische Kristallsystem benutzt, das die höchste Symmetrie besitzt. Man unterscheidet drei verschiedene Bravais-Gitter:

- kubisch einfaches (sc) Gitter,
- kubisch raumzentriertes (bcc) Gitter,
- kubisch flächenzentriertes (fcc) Gitter.

Abbildung A.1 zeigt die drei kubischen Raumgitter. Diamant besitzt ein kubisch flächen-

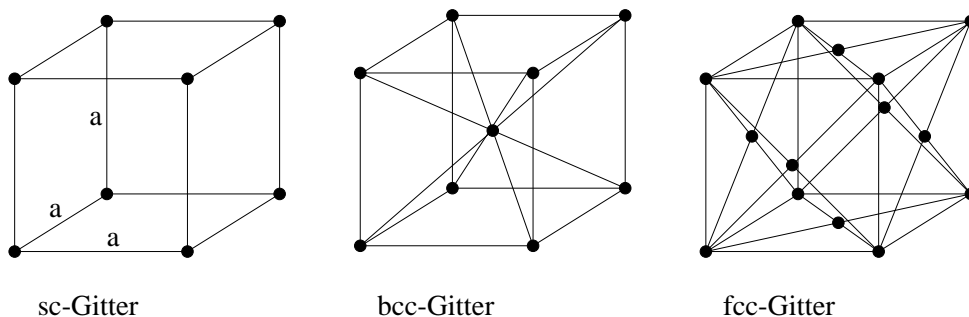


Abbildung A.1: Die Einheitszellen der drei kubischen Raumgitter.

zentriertes Raumgitter, dessen Basis aus zwei Atomen aufgebaut ist. Das zweite Atom ist gegen das erste in Richtung der Raumdiagonalen der Einheitszelle um ein Viertel der

Länge dieser Diagonalen verschoben. Die Kristallstruktur des Diamanten (siehe Abbildung A.2) kann also beschrieben werden durch zwei um $(\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4})$ versetzte fcc-Gitter. Die Lage von Kristallebenen wird durch die sogenannten Millerindizes angegeben, die durch folgende Regeln bestimmt werden:

- Man bestimmt die Schnittpunkte der Ebene mit den Achsen \vec{a}_1 , \vec{a}_2 und \vec{a}_3 und gibt das Ergebnis in Einheiten der Gitterparameter an.
- Man bildet die Kehrwerte dieser Zahlen und sucht die drei kleinsten ganzen Zahlen, die zueinander im gleichen Verhältnis wie die drei Kehrwerte stehen. Das Ergebnis $[hkl]$ heißt Indizierung der Ebene.

Die Indizes $[hkl]$ können eine einzige Ebene oder eine Schar paralleler Ebenen bezeichnen. Ein Index kann negativ werden, wenn eine Ebene eine Achse auf der negativen Seite des Ursprungs schneidet, angedeutet durch ein Minuszeichen über dem entsprechenden Index: $[\bar{h}kl]$.

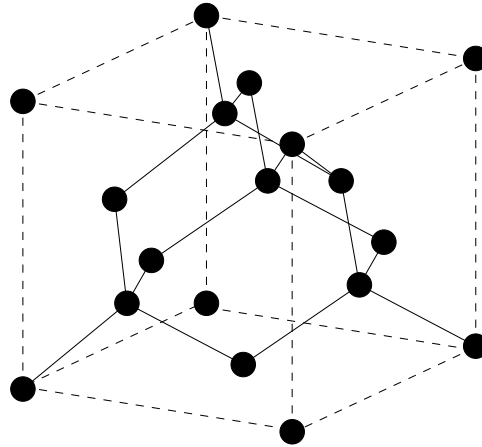


Abbildung A.2: Die Kristallstruktur von Diamant.

A.2 Reziprokes Gitter

Für die Betrachtung der kohärenten Bremsstrahlung ist es zweckmäßig, anstelle des eigentlichen Kristallgitters das zugehörige reziproke Gitter, fouriertransformierte Kristallgitter, zu benutzen. Die Basis des reziproken Gittervektorraums \vec{b}_1 , \vec{b}_2 und \vec{b}_3 ergibt sich aus der Basis des Kristallgitters \vec{a}_1 , \vec{a}_2 und \vec{a}_3 durch Fouriertransformation. Man erhält:

$$\begin{aligned}\vec{b}_1 &= 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}, \\ \vec{b}_2 &= 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}, \\ \vec{b}_3 &= 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}.\end{aligned}$$

Gleichwertig ist die Definition

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_k = 2\pi\delta_{ik}.$$

Die Vektoren des reziproken Gitters haben die Dimension einer reziproken Länge. Weiterhin gilt, daß der Vektor

$$\vec{g}_{hkl} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$$

des reziproken Gitters senkrecht auf den Netzebenen des Kristallgitters mit den Miller'schen Indizes $[hkl]$ steht. Der Abstand d_{hkl} zweier Netzebenen des Kristallgitters mit den Indizes $[hkl]$ ist umgekehrt proportional zum Betrag des reziproken Gittervektors \vec{g}_{hkl} :

$$d_{hkl} = \frac{2\pi}{|\vec{g}_{hkl}|}.$$

In Abbildung A.3 ist das Kristallachsensystem des reziproken Gitterraums gezeigt. In der Arbeit werden reziproke Gittervektoren \vec{g}_{hkl} durch die Millerindizes $[hkl]$ angegeben.

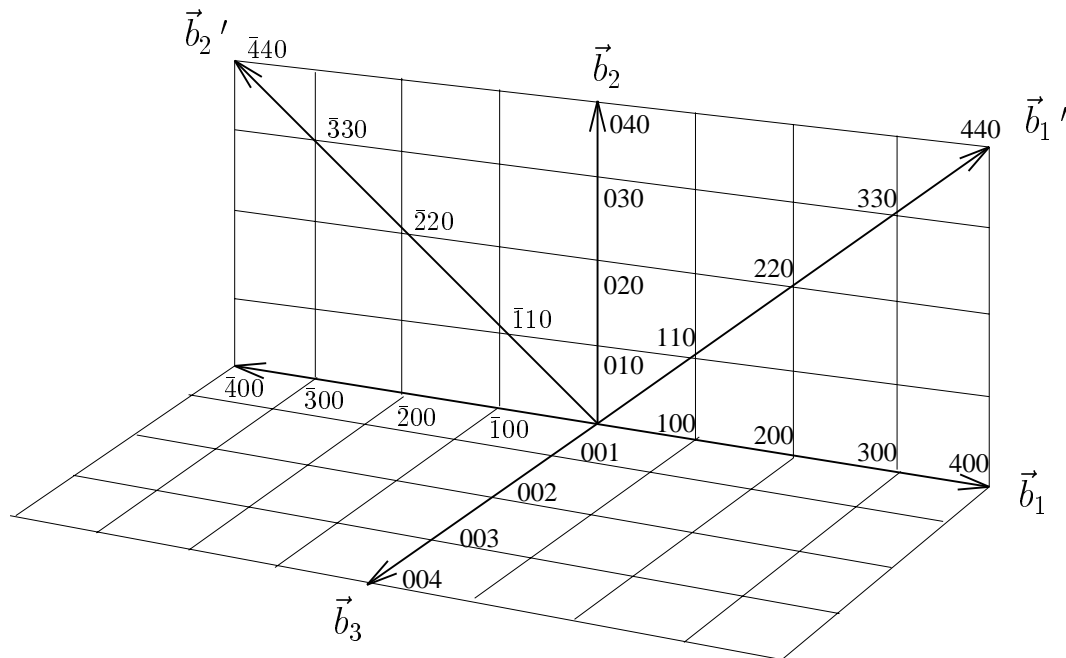


Abbildung A.3: Kristallachsensystem des reziproken Gitterraums.

B. Energieeichung der Taggerkanäle

Kanal	Energie / MeV	Breite / MeV
1	375.95	0.536
2	375.40	0.560
3	374.83	0.582
4	374.24	0.604
5	373.62	0.627
6	372.98	0.651
7	372.32	0.676
8	371.63	0.700
9	370.92	0.723
10	370.19	0.744
11	369.43	0.766
12	368.66	0.786
13	367.86	0.804
14	367.05	0.821
15	366.22	0.836
16	365.38	0.849
17	364.52	0.860
18	363.66	0.868
19	362.79	0.874
20	361.91	0.878
...
...
...
...
200	190.39	1.122
201	189.27	1.121
202	188.15	1.122
203	187.02	1.122
204	185.90	1.123
205	184.78	1.124
206	183.65	1.125
207	182.53	1.125
208	181.40	1.126
209	180.28	1.127
210	179.15	1.128
211	178.02	1.128
212	176.89	1.129

Kanal	Energie / MeV	Breite / MeV
213	175.76	1.130
214	174.63	1.130
215	173.50	1.131
216	172.37	1.131
217	171.24	1.132
217	171.24	1.132
218	170.11	1.132
219	168.98	1.133
Bereich polarisierter Photonen ↓		
220	167.84	1.133
221	166.71	1.134
222	165.57	1.135
223	164.44	1.135
224	163.30	1.135
225	162.17	1.135
226	161.03	1.136
227	159.90	1.137
228	158.76	1.137
229	157.62	1.136
230	156.49	1.136
231	155.35	1.141
232	154.21	1.138
233	153.07	1.140
234	151.93	1.137
235	150.79	1.139
236	149.65	1.139
237	148.51	1.140
238	147.37	1.140
239	146.23	1.139
240	145.10	1.140
Produktions- Schwelle = 144.7 MeV		
241	143.96	1.140
242	142.82	1.140
243	141.68	1.140
244	140.53	1.144

C. Tabellen

C.1 Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot}

E_γ / MeV	$\sigma_{tot} / \mu\text{b}$
140.5	-0.001 ± 0.000
141.7	-0.001 ± 0.001
142.8	0.001 ± 0.002
144.0	0.002 ± 0.002
145.1	0.041 ± 0.005
146.2	0.106 ± 0.008
147.4	0.198 ± 0.010
148.5	0.297 ± 0.013
149.6	0.416 ± 0.015
150.8	0.532 ± 0.018
151.9	0.673 ± 0.020
153.1	0.927 ± 0.024
154.2	1.096 ± 0.026

E_γ / MeV	$\sigma_{tot} / \mu\text{b}$
155.3	1.288 ± 0.030
156.5	1.520 ± 0.032
157.6	1.689 ± 0.037
158.8	2.015 ± 0.040
159.9	2.186 ± 0.042
161.0	2.491 ± 0.046
162.2	2.819 ± 0.048
163.3	3.049 ± 0.052
164.4	3.433 ± 0.056
165.6	3.810 ± 0.061
166.7	4.101 ± 0.072
167.8	4.513 ± 0.081
169.0	5.012 ± 0.094

C.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$

$E_\gamma=145.1 \text{ MeV}$		$E_\gamma=146.2 \text{ MeV}$		$E_\gamma=147.4 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu\text{b}$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu\text{b}$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu\text{b}$
10	0.0017 ± 0.0012	10	0.0026 ± 0.0016	10	0.0009 ± 0.0016
30	0.0008 ± 0.0006	30	0.0040 ± 0.0012	30	0.0057 ± 0.0015
50	0.0024 ± 0.0007	50	0.0064 ± 0.0013	50	0.0110 ± 0.0017
70	0.0018 ± 0.0007	70	0.0057 ± 0.0014	70	0.0146 ± 0.0019
90	0.0032 ± 0.0009	90	0.0098 ± 0.0016	90	0.0165 ± 0.0020
110	0.0051 ± 0.0012	110	0.0122 ± 0.0019	110	0.0178 ± 0.0023
130	0.0044 ± 0.0012	130	0.0131 ± 0.0022	130	0.0294 ± 0.0031
150	0.0060 ± 0.0016	150	0.0145 ± 0.0027	150	0.0290 ± 0.0039
170	0.0069 ± 0.0019	170	0.0108 ± 0.0026	170	0.0213 ± 0.0037

$E_\gamma=148.5 \text{ MeV}$		$E_\gamma=149.6 \text{ MeV}$		$E_\gamma=150.8 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.0135 ± 0.0033	10	0.0122 ± 0.0033	10	0.0223 ± 0.0045
30	0.0090 ± 0.0019	30	0.0144 ± 0.0024	30	0.0231 ± 0.0032
50	0.0155 ± 0.0019	50	0.0231 ± 0.0023	50	0.0286 ± 0.0029
70	0.0190 ± 0.0021	70	0.0269 ± 0.0024	70	0.0363 ± 0.0030
90	0.0228 ± 0.0023	90	0.0304 ± 0.0026	90	0.0428 ± 0.0034
110	0.0269 ± 0.0027	110	0.0350 ± 0.0029	110	0.0490 ± 0.0037
130	0.0338 ± 0.0032	130	0.0464 ± 0.0036	130	0.0495 ± 0.0039
150	0.0354 ± 0.0043	150	0.0453 ± 0.0043	150	0.0514 ± 0.0046
170	0.0317 ± 0.0044	170	0.0466 ± 0.0065	170	0.0531 ± 0.0075

$E_\gamma=151.9 \text{ MeV}$		$E_\gamma=153.1 \text{ MeV}$		$E_\gamma=154.2 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.0350 ± 0.0053	10	0.0449 ± 0.0063	10	$0.0540 \text{ pm } 0.0063$
30	0.0350 ± 0.0035	30	0.0433 ± 0.0041	30	$0.0575 \text{ pm } 0.0046$
50	0.0463 ± 0.0036	50	0.0519 ± 0.0040	50	$0.0664 \text{ pm } 0.0044$
70	0.0460 ± 0.0034	70	0.0611 ± 0.0040	70	$0.0808 \text{ pm } 0.0046$
90	0.0499 ± 0.0036	90	0.0821 ± 0.0047	90	$0.0931 \text{ pm } 0.0049$
110	0.0520 ± 0.0038	110	0.0787 ± 0.0047	110	$0.0885 \text{ pm } 0.0051$
130	0.0660 ± 0.0045	130	0.0807 ± 0.0050	130	$0.1004 \text{ pm } 0.0053$
150	0.0651 ± 0.0047	150	0.0924 ± 0.0058	150	$0.0968 \text{ pm } 0.0058$
170	0.0643 ± 0.0072	170	0.0924 ± 0.0087	170	$0.1026 \text{ pm } 0.0085$

$E_\gamma=155.3 \text{ MeV}$		$E_\gamma=156.5 \text{ MeV}$		$E_\gamma=157.6 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.0495 ± 0.0064	10	0.0658 ± 0.0073	10	0.0775 ± 0.0084
30	0.0718 ± 0.0052	30	0.0898 ± 0.0058	30	0.1004 ± 0.0063
50	0.0803 ± 0.0052	50	0.1080 ± 0.0058	50	0.1121 ± 0.0064
70	0.0885 ± 0.0051	70	0.1063 ± 0.0055	70	0.1274 ± 0.0066
90	0.0993 ± 0.0054	90	0.1167 ± 0.0059	90	0.1371 ± 0.0069
110	0.1114 ± 0.0057	110	0.1182 ± 0.0060	110	0.1402 ± 0.0073
130	0.1060 ± 0.0058	130	0.1280 ± 0.0064	130	0.1435 ± 0.0071
150	0.1251 ± 0.0066	150	0.1375 ± 0.0067	150	0.1420 ± 0.0073
170	0.1262 ± 0.0096	170	0.1358 ± 0.0095	170	0.1475 ± 0.0104

$E_\gamma=158.8$ MeV		$E_\gamma=159.9$ MeV		$E_\gamma=161.0$ MeV	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.0933 ± 0.0090	10	0.1038 ± 0.0092	10	0.1250 ± 0.0101
30	0.1038 ± 0.0062	30	0.1235 ± 0.0069	30	0.1344 ± 0.0070
50	0.1365 ± 0.0070	50	0.1428 ± 0.0070	50	0.1613 ± 0.0076
70	0.1489 ± 0.0070	70	0.1635 ± 0.0076	70	0.1893 ± 0.0085
90	0.1671 ± 0.0078	90	0.1747 ± 0.0082	90	0.1979 ± 0.0090
110	0.1571 ± 0.0076	110	0.1816 ± 0.0084	110	0.2128 ± 0.0092
130	0.1684 ± 0.0076	130	0.1924 ± 0.0083	130	0.2227 ± 0.0091
150	0.1789 ± 0.0080	150	0.1869 ± 0.0081	150	0.2230 ± 0.0091
170	0.1790 ± 0.0113	170	0.1867 ± 0.0113	170	0.2142 ± 0.0123

$E_\gamma=162.2$ MeV		$E_\gamma=163.3$ MeV		$E_\gamma=164.4$ MeV	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.1223 ± 0.0097	10	0.1357 ± 0.0107	10	0.1901 ± 0.0125
30	0.1442 ± 0.0073	30	0.1763 ± 0.0080	30	0.1916 ± 0.0082
50	0.1920 ± 0.0081	50	0.2055 ± 0.0086	50	0.2226 ± 0.0090
70	0.2123 ± 0.0088	70	0.2363 ± 0.0095	70	0.2533 ± 0.0100
90	0.2115 ± 0.0093	90	0.2525 ± 0.0108	90	0.2908 ± 0.0117
110	0.2507 ± 0.0101	110	0.2552 ± 0.0106	110	0.2978 ± 0.0115
130	0.2467 ± 0.0094	130	0.2706 ± 0.0105	130	0.2925 ± 0.0109
150	0.2488 ± 0.0093	150	0.2582 ± 0.0099	150	0.2806 ± 0.0102
170	0.2590 ± 0.0132	170	0.2843 ± 0.0140	170	0.3138 ± 0.0147

$E_\gamma=165.6$ MeV		$E_\gamma=166.7$ MeV		$E_\gamma=167.8$ MeV	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$	$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.1746 ± 0.0119	10	0.1788 ± 0.0132	10	0.2072 ± 0.0149
30	0.2134 ± 0.0088	30	0.2312 ± 0.0101	30	0.2610 ± 0.0117
50	0.2634 ± 0.0100	50	0.2834 ± 0.0120	50	0.3135 ± 0.0135
70	0.2945 ± 0.0115	70	0.3003 ± 0.0133	70	0.3559 ± 0.0157
90	0.2910 ± 0.0123	90	0.3506 ± 0.0155	90	0.3647 ± 0.0172
110	0.3290 ± 0.0127	110	0.3375 ± 0.0147	110	0.4063 ± 0.0175
130	0.3398 ± 0.0124	130	0.3677 ± 0.0147	130	0.4119 ± 0.0171
150	0.3181 ± 0.0112	150	0.3277 ± 0.0130	150	0.4063 ± 0.0157
170	0.3577 ± 0.0163	170	0.4096 ± 0.0196	170	0.3887 ± 0.0209

$E_\gamma=169.0 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	$d\sigma/d\Omega/\mu b$
10	0.2264 ± 0.0163
30	0.2967 ± 0.0133
50	0.3533 ± 0.0153
70	0.4215 ± 0.0189
90	0.4140 ± 0.0203
110	0.4609 ± 0.0204
130	0.4667 ± 0.0202
150	0.4593 ± 0.0180
170	0.4396 ± 0.0239

C.3 Photonasymmetrie Σ

$E_\gamma=159.5 \text{ MeV}$	
$\theta_{\pi^0}^{cms} / ^\circ$	Σ
10	0.038 ± 0.190
30	0.042 ± 0.087
50	0.162 ± 0.064
70	0.161 ± 0.049
90	0.217 ± 0.046
110	0.049 ± 0.046
130	0.147 ± 0.056
150	0.015 ± 0.075
170	-0.270 ± 0.117

Literaturverzeichnis

- [Ama79] E.Amaldi, S.Fubini, G.Furlan: Pion Electroproduction, Springer Tracts in Modern Physics, Vol.83 (Springer, Berlin 1979)
- [Ant91] I.Anthony et al.: Nuclear Instruments and Methods, A301, 230 (1991)
- [Bae70] P.de Baenst et al.: An Improvement on the Kroll-Rudermann Theorem, Nucl. Phys. B24, 633 (1970)
- [Bar62] G.Barbiellini, G.Bologna, G.Diambrini und G.P.Murtas: Phys. Rev. Lett. 8, 112 (1962)
- [Bec89] R.Beck: Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1989)
- [Bec90] R.Beck et al.: Phys. Rev. Lett. 65, 1841 (1990)
- [Bdw68] F.A. Berends, A. Donnachie, D.L. Weaver, Nuclear Physics, B4 (1968) 1
- [Ber93] V.Bernard, N.Kaiser und U.Meißner: Phys. Lett. B309, 421 (1993)
- [Ber96a] V.Bernard, N.Kaiser und U.Meißner: Z. Phys. C70, 483 (1996)
- [Ber96b] V.Bernard, N.Kaiser und U.Meißner: Phys. Lett. 116 (1996)
- [Ber96c] V.Bernard, N.Kaiser und U.Meißner: Phys. Lett. B378, 337 (1996)
- [Berg96] J.C.Bergstrom et al.: Phys. Rev. C53, R1052 (1996)
- [Bern97] A.M.Bernstein: Phys. Rev. C55, 1509 (1997)
- [Che57] G.Chew, M.Goldberger, F.Low und Y.Nambu: Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production, Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
- [Dia68] G.Diambrini Palazzi: Rev. Mod. Phys. 40, 611 (1968)
- [Dre92] D.Drechsel und L.Tiator: Threshold pion photoproduction on nucleons, Nucl. Part. Phys. 18, 449 (1992)
- [Ehr59] H.F.Ehrenberg et al.: Phys. Rev. 113, 666 (1959)
- [Eri88] T.Ericson und W.Weise: Pions and Nuclei, Clarendon Press, Oxford 1988
- [Fae80] G.Fäldt: Nucl. Phys. A333, 357 (1980)
- [Fub68] S.Fubini und G.Furlan: Dispersion Theory of Low–Energy Limits, Ann. Phys. 48, 322 (1968)
- [Fuc95] M.Fuchs: Dissertation, Justus–Liebig–Universität Gießen (1995)
- [Fuc96] M.Fuchs et al.: Phys. Lett. B368, 20 (1996)
- [Gab94] A.R.Gabler et al.: Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV, Nuclear Instruments and Methods A346, 168 (1994)

- [Här91] F.Härter: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1991)
- [Här96] F.Härter: Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1996)
- [Han97] O.Hanstein, D.Drechsel, L.Tiator: A dispersion theoretical approach to the threshold amplitudes of pion photoproduction, Phys. Lett. B399, 13-21 (1997)
- [Her90] H.Herminghaus: Proceedings 1990 Linear Accelerator Conference Albuquerque, USA (1990)
- [Hej98] V.Hejny: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus–Liebig–Universität Gießen, (1998)
- [Heu86] C.A.Heusch: The use of Cherenkov Techniques for Total Absorption Measurement, Nuclear Instruments and Methods A248, 157 (1986)
- [Koc88] G.Koch: Dissertation, Justus–Liebig–Universität Gießen (1988)
- [Kra95] A.Kraus: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Georg–August–Universität Göttingen (1995)
- [Kra97] A.Kraus et al.: Phys. Rev. Lett. 79, 3834 (1997)
- [Kro54] N.M.Kroll und M.A.Rudermann: A Theorem on Photomeson Production near Threshold and the Suppression of Pairs in Pseudoscalar Meson-Theory, Phys. Rev. 93 (1954) 233.
- [Kuhr98] V.Kuhr: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Georg–August–Universität Göttingen (1998)
- [Loh92] D.Lohmann: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Georg–August–Universität Göttingen (1992)
- [Maz86] E.Mazzucato et al.: Phys. Rev. Lett. 57, 3144 (1986)
- [Mol92] K.Molenaar: Performance of TAPS in the Tagged Photon Beam of MAMI, Diplomarbeit, Rijksuniversiteit Groningen (Niederlande), (1992)
- [Nat01] A.Natter: Dissertation, Physikalisches Institut, Universität Tübingen (2001)
- [Nov96] R.Novotny et al.: The BaF₂– Photon Spectrometer TAPS. IEEE Trans. on Nucl. Science A262, 38 (1991)
- [Olm99] V.Olmos de León: Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1999)
- [PDG00] PDG: Particle Physics Booklet, July 2000
- [Pei89] J.Peise: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1989)
- [Ram95] F.Rambo: Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Georg–August–Universität Göttingen (1995)

-
- [Ram98] F.Rambo: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Georg–August–Universität Göttingen (1998)
- [Sch95] A.Schmidt: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1995)
- [Schm96] M.Schmitz: Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes–Gutenberg–Universität Mainz, (1996)
- [Schr99] H.–Ch.Schröder et al.: Phys. Lett. B 469 (1–4), 25 (1999)
- [Schu96] E.Shuster: Thesis (Bachelor of Science in Physics), Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Physics (1996)
- [Sig95] D.Sigg et al.: Phys. Rev. Lett. 75, 3245 (1995)
- [Tim69] U.Timm: Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals, Fortschr. Phys. 17, 765 (1969)
- [Ueb56] H.Überall: Phys. Rev. 103, 1055 (1956)
- [Vai72] I.A.Vainshtein und V.I.Zakharov: Nucl. Phys. B36, 589 (1972)
- [Wat 54] K.M.Watson: Physical Review, 95 (1954) 228
- [Wol00] M.Wolf: Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus–Liebig–Universität Gießen, (2000)

