

# **Absolutmessung des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton**

Marvin Bleckwenn

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

Mai 2014

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: PD Dr. Stefan Goertz

# Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der BGO-OD-Kollaboration bedanken, die mir bei der Einführung und Einarbeitung in Aufbau und Funktionsweise des BGO-OD-Experimentes mit ihrem Rat zur Seite standen. Ich möchte mich außerdem insbesondere bei Giuseppe Mandaglio bedanken, der auf Nachfrage innerhalb weniger Tage einen angepassten Ereignisgenerator zur Verfügung gestellt hat.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Das BGO-OD-Experiment</b>	<b>11</b>
<b>3</b>	<b>Absoluter Wirkungsquerschnitt der <math>\pi^0</math>-Photoproduktion am Proton</b>	<b>15</b>
3.1	Hintergrund der Wirkungsquerschnittbestimmung und Vorgehensweise . . . . .	15
3.1.1	Untersuchte Messreihe . . . . .	17
3.1.2	Simulation . . . . .	18
3.2	Schnitte zur Rekonstruktion des neutralen Pions und der Photoproduktion . . . . .	18
3.3	Akzeptanz . . . . .	22
3.4	Rekonstruierte Photoproduktionen des neutralen Pions . . . . .	30
3.5	Vergleich zwischen rekonstruierten Reaktionen aus den realen und den simulierten Daten . . . . .	31
3.6	Absoluter Wirkungsquerschnitt . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>41</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht über den Aufbau des BGO-OD-Experimentes . . . . .	11
2.2	Photonenmarkierungsanlage . . . . .	12
3.1	Absoluter, totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ gemäß SAID . . . . .	16
3.2	Anzahl an Ereignissen mit $(\gamma\gamma)$ -Paaren in Abhängigkeit ihrer invarianten Masse . . . . .	19
3.3	Anzahl an Ereignissen mit $(\gamma\gamma)$ -Paar und detektiertem Proton in Abhängigkeit der Winkeldifferenz . . . . .	21
3.4	Anzahl an Ereignissen mit $(\gamma\gamma)$ -Paar und detektiertem Proton in Abhängigkeit ihrer invarianten Masse und der fehlenden Masse . . . . .	23
3.5	Wirksamkeit der Schnitte zur Reduzierung des Untergrundes . . . . .	24
3.6	Rekonstruierte simulierte Photoproduktionen des neutralen Pions gegen die rekonstruierten Werte . . . . .	26
3.7	Vom Ereignisgenerator generierte Photoproduktionen des neutralen Pions . . . . .	27
3.8	Akzeptanz in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons . . . . .	28
3.9	Akzeptanz in Abhängigkeit des $\cos \theta_{lab}$ -Bins und der Energie des einfallenden Photons . . . . .	29
3.10	Rekonstruierte Photoproduktionen des neutralen Pions gegen die rekonstruierten Werte (reale Daten) . . . . .	32
3.11	Vergleich der $\pi^0$ -Energie . . . . .	33
3.12	Differenz der rekonstruierten und der dazugehörigen generierten Pionenenergie innerhalb eines simulierten Ereignisses . . . . .	34
3.13	Differentieller Wirkungsquerschnitt für ausgewählte $\cos(\theta)$ -Bins . . . . .	36
3.14	Scalerstände, gemittelte PDP über alle Runs und Anzahl der am Target angekommenen Photonen $N_\gamma$ . . . . .	37
3.15	Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$ der Photoproduktion des neutralen Pions . . . . .	38
3.16	Verhältnis der gemessenen Daten im Vergleich zur SAID-Anpassungskurve . . . . .	39





# Tabellenverzeichnis

3.1	Standardabweichung des $\pi^0$ -Peaks der invarianten $m_{(\gamma,\gamma)}$ und des Peaks der fehlenden Masse $m_{\text{fehlend}}$ . . . . .	21
3.2	Vergleich zwischen realen und simulierten Daten . . . . .	34



# 1 Einleitung

Seitdem Richard Feynman auf Grund der Ergebnisse aus Streuexperimenten auf eine Zusammensetzung der Baryonen aus punktförmigen Teilchen (Partonen) schloss und diese im Jahr 1964 auf Grund der experimentellen Belege der Bjorken-Skalierung als Quarks identifiziert wurden, stieg das Interesse an der Untersuchung der inneren Struktur der hadronischen Materie. Bis dahin wurde das bereits 1964 von Murray Gell-Mann entwickelte Konzept der Quarks zur theoretischen Beschreibung der bis dahin entdeckten Hadronen von Gell-Mann selber nur als Hilfskonstrukt zur mathematischen Beschreibung angesehen[10]. Heute sind die Quarks Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik. Sie sind unterteilt in drei Generationen zu je zwei Teilchen, ein schwereres Teilchen mit einer elektrischen Ladung von  $+\frac{2}{3}$  und ein leichteres Teilchen mit einer elektrischen Ladung von  $-\frac{1}{3}$ , die als Träger einer Farbladung besonders an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Die drei Farbladungen werden als Rot, Grün oder Blau bezeichnet. Zu jedem Quark gibt es ein Anti-Quark, dessen Vorzeichen für die elektrische Ladung vertauscht ist und das eine Anti-Farbe trägt. Drei unterschiedliche Farben oder drei unterschiedliche Anti-Farben oder eine Farbe und die dazugehörige Anti-Farbe heben sich auf. (Anti-)Quarks treten immer nur in solchen Verbindungen auf, in denen sich nach außen die Farbladungen aufheben und die elektrischen Ladungen ganzzahlig sind. Quarks haben einen halbzahligen Spin.

Zur näheren Untersuchung hadronischer Materie können Streuexperimente zur Feststellung der Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Reaktionen durchgeführt werden, aus denen wiederum auf Grund theoretischer Überlegungen auf die innere Struktur der untersuchten Hadronen geschlossen werden kann. Neben den fermionischen Baryonen, die aus drei Quarks mit drei unterschiedlichen Farbladungen bestehen und einen halbzahligen Spin haben und ihrem Pendant aus Antimaterie gibt es noch die aus je einem Quark und einem Anti-Quark zusammengesetzten Mesonen, die mit ihrem ganzzahligen Spin Bosonen darstellen.

Das BGO-OD-Experiment dient der Untersuchung der Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion ungeladener, wie auch geladener Mesonen. Durch die Bestimmung bereits bekannter und gut ausgemessener Wirkungsquerschnitte kann die Zuverlässigkeit des Aufbaus und der Kalibration der Detektoren und Analyseschritte überprüft werden. Hierzu bietet sich insbesondere die Absolutmessung des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions an. Seiner Absolutbestimmung und insbesondere der hierzu notwendigen Bestimmung der Akzeptanz des BGO-Balls für neutrale Pionen aus der Photoproduktion widmet sich diese Arbeit.

In dieser Arbeit wird, nach einem Überblick über das BGO-OD-Experiment, das Vorgehen zur Absolutbestimmung des Wirkungsquerschnitts erläutert. Es werden dann die Kriterien festgelegt, nach denen Photoproduktionen des neutralen Pions rekonstruiert werden, um im Anschluss die zur Absolutbestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts notwendige Akzeptanz des BGO-Detektors zu bestimmen. Damit wird dann der absolute totale Wirkungsquerschnitt bestimmt.



## 2 Das BGO-OD-Experiment

Das BGO-OD-Experiment dient der Untersuchung der Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion ungeladener, wie auch geladener hadronischer Teilchen und damit der Nukleon- und Baryonstruktur. Es befindet sich am Elektronenbeschleuniger ELSA (Electron Strecher Anlage) an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn. Es besteht aus zwei Hauptkomponenten, dem BGO-Ball und dem Vorwärtsspektrometer. Mit ihnen können die Reaktionsprodukte der Photoproduktion geladener wie ungeladener Teilchen detektiert werden. Es ist dabei wegen seines Vorwärtsspektrometers, dessen zentraler Bestandteil der Open-Dipol-Magnet ist, zur besonders genauen Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion geladener Teilchen mit kleinem Polarwinkel geeignet. [16, S. 3f.] Eine Übersicht über den Aufbau findet sich in Abb. 2.1. Ich beschreibe im Folgenden zuerst die Herkunft des verwendeten Photonenstrahls, im Anschluss die Detektoren zum Nachweis der Photoreaktionen.

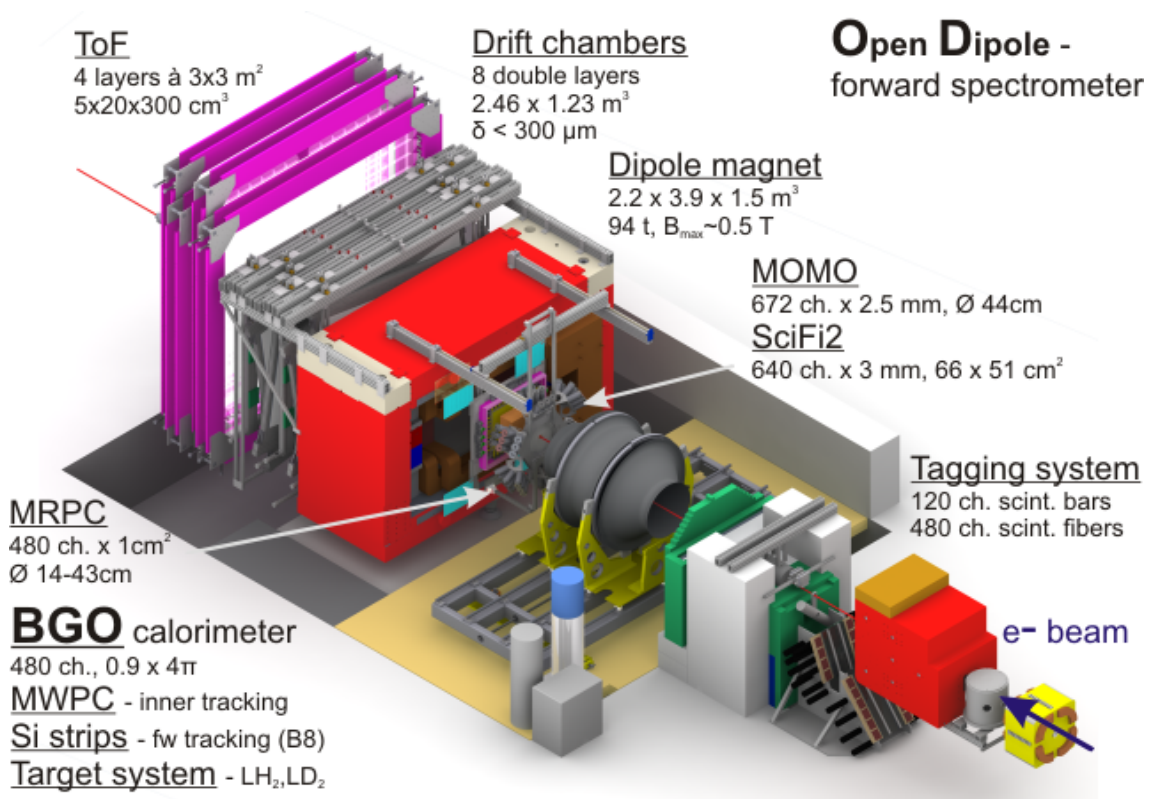


Abbildung 2.1: Übersicht über den Aufbau des BGO-OD-Experimentes. Das Bild wurde von den Angehörigen der BGO-OD-Kollaboration erstellt. [1]

### Photonenstrahl

Zur Erzeugung des für die Photoproduktion notwendigen Photonenstrahls erhält das BGO-OD-Experiment von ELSA einen Elektronenstrahl mit bekannter Energie. In der Abbildung 2.1 ist rechts in gelb ein Magnet von ELSA skizziert, dessen Ende den Übergabepunkt darstellt. Dieser Elektronenstrahl trifft auf einen Radiator (in der Abbildung 2.1 in dem gräulicher Zylinder zwischen dem Übergabepunkt von ELSA und dem darauf folgenden, rot dargestellten Magneten der Photonenmarkierungsanlage). Der Radiator bremst die Elektronen ab, wobei Energie in Form von Bremsstrahlung emittiert wird.[16, S. 4] Auf diese Weise wird ein Photonenstrahl erzeugt, der im Weiteren zur Erzeugung von Mesonen durch Photoproduktion verwendet werden kann.

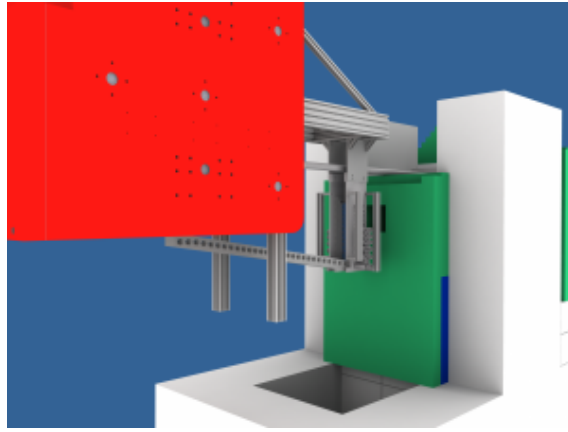


Abbildung 2.2: Photonenmarkierungsanlage. Man erkennt die senkrecht zum Photonenstrahl sowie die vertikal angeordneten Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage. [13]

Indes werden die Elektronen nach dem Radiator vom darauf folgenden Magneten der Photonenmarkierungsanlage auf Grund der Lorentzkraft abgelenkt. Die Photonenmarkierungsanlage ist in Abb. 2.2 abgebildet. Elektronen, die keine oder kaum Energie durch Bremsstrahlung abgegeben haben, werden entsprechend wenig abgelenkt. Sie werden vom darauffolgenden beam dump absorbiert, der von Bleiziegeln umgeben ist. Die anderen Elektronen werden umso stärker abgelenkt, je mehr Energie sie in Form der Bremsstrahlung abgegeben haben. Sie treffen auf den ortsauflösenden Detektor der Photonenmarkierungsanlage, der aus 120 Szintillatoren besteht [16, S. 9]. Davon sind 54 senkrecht zum entstehenden Photonenstrahl und 66 vertikal angebracht, wie in Abb. 2.2 zu erkennen. Sie sind so platziert, dass ein abgelenktes Elektron, welches ein Photon erzeugt hat, durch zwei oder drei Szintillatoren fliegt. Sprechen zwei oder drei benachbarte Szintillatoren innerhalb der festgelegten Koinzidenzzeit von 1, 4 ns an, so wird dies auf Software-Ebene einem Zweier- beziehungsweise Dreierkoinzidenzkanal zugeordnet, der wiederum einer bestimmten Elektronenenergie mit einer bestimmten Energiebreite entspricht. Zusammen mit der von ELSA vorgegebenen, ursprünglichen Elektronenenergie lässt sich den erzeugten Photonen eine Energie zuordnen.[13] Auch diese Elektronen werden vom darauffolgenden beam dump absorbiert.

Die am Bremsstrahlungstarget erzeugten Photonen passieren den Magneten der Photonenmarkierungsanlage unbeeinflusst. Den darauf folgenden Kollimator passieren nur die ausreichend senkrecht auf die Öffnung eintreffenden Photonen, die restlichen Photonen werden absorbiert.

Der hinter dem Kollimator zur Verfügung stehende Strahl trifft auf ein in der Mitte des BGO-Balls platziertes Target, in dem es zur Photoproduktion kommen kann. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton wird hier ein flüssiges Wasserstofftarget eingeführt. Das bei der Reaktion entstehende Pion zerfällt in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = (8,52 \pm 0,18) \times 10^{-17} \text{s}$  in zwei Photonen[12, S. 23]. Durch den das Target umgebenden BGO-Ball können diese Photonen nachgewiesen werden.

### BGO-Ball

Der BGO-Ball besteht aus 480 je 24 cm langen Bismuth-Germanium-Kristallen ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ), die in Art "eines liegenden Rugby-Balls mit einem 20 cm großen Loch durch die Mitte"<sup>1</sup> angeordnet sind und als Szintillatoren dienen. Das in der Mitte platzierte Target wird von den BGO-Kristallen im Polarwinkel von  $\theta = 25^\circ$  bis  $\theta = 155^\circ$  und im Azimutwinkel vollständig von  $\phi = 0^\circ$  bis  $\phi = 360^\circ$  umgeben. Die Mitte des BGO-Balls dient dabei als Ursprung des Koordinatensystems. Ein Polarwinkel von  $\theta = 0^\circ$  entspricht der vorgesehenen Richtung des Photonenstrahles. Die Abdeckung im Polarwinkel ist dabei in 15 "crowns" genannte Sektoren und im Azimutwinkel in 32 Sektoren unterteilt. [4] Damit deckt der BGO-Ball fast den gesamten Raumwinkel zur Erfassung der Energie und Flugrichtung und damit auch den Impuls der Photonen aus dem Zerfall neutraler Reaktionsprodukte ab. Ebenso kann der BGO-Ball geladene Teilchen detektieren. Er dient

<sup>1</sup>Zitat aus [16, S.5], Original in Englisch

damit als Kalorimeter. Zur Energiekallibration sind um das Targetgebiet im Detektor drei  $^{22}\text{Na}$ -Quellen installiert, deren beim radioaktiven Zerfall abgegebenen Photonen mit einer Energie von je  $E_\gamma = 1,27\text{ MeV}$  zur Energiekallibration des BGO-Kallorimeters verwendet werden können[4].

Die durch den Zerfall der neutralen Pionen erzeugten Photonen bilden in den Szintilatorkristallen durch Paarerzeugung Elektronen-Positronen-Paare, die ihre Energie durch Bremsstrahlung und im Falle der Positronen durch Annihilation mit einem Elektronen wieder abgeben. Diese Strahlung kann selber weitere Teilchenpaare durch Paarerzeugung hervorbringen, die selber wieder Bremsstrahlung abgeben und im Falle des Positrons Paarvernichtung betreiben können. Auf diese Weise entsteht in dem Kristall ein elektromagnetischer Schauer, der sich auch auf benachbarter Kristalle ausdehnen kann. Die Teilchen des so entstandenen Schauers erzeugen angeregte Zustände im Szintilatorkristall, die sich unter Abgabe sichtbaren Lichts wieder abregen. Die so erzeugte Photonenanzahl ist proportional zur Energie des detektierten Teilchens. Szintillatoren aus Bismuth-Germanium-Kristallen sind dabei insbesondere zur Detektion von Photonen im Bereich der Gammastrahlung geeignet. Die Energieauflösung für Photonen um  $T_\gamma = 1000\text{ MeV}$  beträgt um die 3%[3]. Des Weiteren können Protonen mit einer kinetischen Energie von  $T_p = 100\text{ MeV}$  bis zu  $T_p = 450\text{ MeV}$  zuverlässig gemessen werden. Protonen mit höherer Energie entkommen dem Kristall, bevor sie ihre kinetische Energie vollständig abgegeben haben. [2] Sie erzeugen überwiegend einen sich nur über einen Kristall erstreckenden Schauer. Die innerhalb einer festgelegten Koinzidenzzeit erfassten Signale über einem festgelegten Schwellenwert (sogenannte Hits) nebeneinander liegender, angeregter Kristalle werden in der Analyse zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst.

Die in einem Winkel von bis zu  $\theta = 25^\circ$  nach vorne abgestrahlten Teilchen verlassen den BGO-Ball durch seine Öffnung, wobei die zwischen  $8^\circ$  und  $25^\circ$  im Polarwinkel nach vorne abgestrahlten Teilchen aktuell von keinem weiteren Detektor erfasst werden, weshalb der zusätzlich Einbau einer Multi-gap Resistive Plate Chamber (MRPC) geplant ist. [11] Teilchen mit einem Winkel bis zu  $\theta = 8^\circ$  im Polarwinkel und bis zu  $\phi = 12^\circ$  im Azimuthwinkel werden dagegen vom Vorwärtsspektrometer abgedeckt.

## Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer besteht aus dem Open-Dipol-Magneten, der geladene Teilchen ablenkt, und aus verschiedenen Detektoren vor und nach dem Magneten, um die Ablenkung geladener Teilchen und damit ihren Impuls genau bestimmen zu können. Auf diese Weise ist eine genaue Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nach vorne gerichteter, geladener Teilchen mit kleinem Polarwinkel möglich. Vor dem Magneten befinden sich der MOMO und der SciFi2-Detektor. Die Teilchen passieren zuerst den aus 672 szintillierenden Fasern aufgebauten Vertexdetektor MOMO. Die Fasern mit einer Breite von je 2,5mm sind in drei um je  $120^\circ$  zueinander verdrehten Schichten angeordnet. Damit wird eine räumliche Auflösung von 1,5mm erzielt. Hierauf folgt der SciFi2-Detektor, der aus zwei Ebenen von insgesamt 640 szintillierenden Fasern besteht. Die Ebenen sind um  $90^\circ$  zueinander gedreht und in jeder Ebene sind die szintillierenden Fasern jeweils in 2 zueinander versetzten Schichten so angeordnet, dass jedes Teilchen mindestens eine szintillierende Faser durchdringen muss. In der Mitte dieser Detektoren befindet sich jeweils eine Öffnung - von je nach Detektor ungefähr 4 bis 5cm Durchmesser - durch die der Photonenstrahl unbeeinflusst und ohne die Detektoren zu stören durchdringen kann. [16, S. 6-7] Dahinter ist der Open-Dipol-Magnet aufgebaut, der eine Höhe von 2,8 m, eine Breite von 3,9 m, eine Länge von 1.5 m und einen Magnetspalt mit den Maßen  $(840 \times 1500)\text{mm}^2$  aufweist.[7] Mit der hinter dem Open-Dipol-Magneten installierten Driftkammer, welche die Flugrichtung des Teilchens nach dem Magneten erfasst, kann die Ablenkung durch den Open-Dipol-Magneten bestimmt und damit auf den Impuls geschlossen werden. [16, S. 7-8] Die Driftkammern sind in einem  $5\text{cm} \times 5\text{cm}$  - Ausschnitt in der Mitte insensitive. [8]

Nach der Driftkammer folgt der Flugzeitdetektor (ToF), der die Bestimmung der Flugzeit geladener und ungeladener Teilchen mit einer guten Genauigkeit ermöglicht.[15]

Mit dem dahinter befindlichen Photonenflussmonitor (FluMo) kann bestimmt werden, wie viele Photonen das Experiment erfolgreich durchquert haben. Dies entspricht nahezu der Anzahl an Photonen, welche das Target im BGO-Ball getroffen haben und so wechselwirken konnten, da die Anzahl an tatsächlich gestreuten und Reaktionen auslösenden Photonen hier vernachlässigbar ist.[16, S.9 f.]

Die innerhalb eines festgelegten Zeitfensters um einen Trigger angefallene Daten werden als ein sogenanntes Ereignis (im Englischen *event* genannt) gespeichert. Die Triggerbedingung wird abhängig vom Zweck der jeweiligen Messung festgelegt. Zur Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton wird sowohl eine Koinzidenz von Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage als auch ein Signal im BGO-Ball, das eine festgelegte Schwelle überschreitet, innerhalb der festgelegten Koinzidenzzeit verlangt.

Die sogenannten Scalerstände der Photonenmarkierungsanlage geben die Anzahl an Photonen an, die von der Photonenmarkierungsanlage während der Zeiten, in denen ein Trigger hätte ausgelöst werden können, detektiert wurden. Die Anzahl an Photonen wird dabei in Abhängigkeit der sogenannten Hardware-Koinzidenzkanäle erfasst, in denen alle Koinzidenzen zwischen zwei benachbarten Szintillatoren erfasst werden, auch wenn es ebenfalls zu einer Koinzidenz mit einem dritten Szintillator gekommen ist. Damit werden in den Hardware-Koinzidenzkanälen die Zweier- und Dreierkoinzidenzkanäle zusammengefasst und im Falle einer Dreierkoinzidenz in beiden benachbarten Hardware-Koinzidenzkanälen registriert und damit doppelt gezählt. Entsprechend weisen Hardware-Koinzidenzkanäle eine größere Energiebreite auf, als die Zweier- oder gar Dreierkoinzidenzkanäle.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>Private Kommunikation in Arbeitsgruppe mit Jürgen Hannappel.



# 3 Absoluter Wirkungsquerschnitt der $\pi^0$ -Photoproduktion am Proton

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton aus den Messungen des BGO-OD-Experimentes. Bei der Pion-Photoproduktion am Proton reagiert ein Photon mit einem Proton, wobei das Photon absorbiert wird und seine Energie zum Teil in kinetische Energie des Protons, zum Teil in die Erzeugung und die kinetische Energie eines neutralen Pions fließt. Die Reaktion wird durch

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

beschrieben[6, S.2]. Das neutrale Pion zerfällt im Anschluss mit einer mittleren Lebensdauer<sup>1</sup> von  $\tau = (8,52 \pm 0,18) \times 10^{-17}\text{s}$  und einem Verzweigungsverhältnisses von  $\frac{\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}}{\Gamma_{\pi^0, tot}} = 98,823\%$  in der großen Mehrzahl der Fälle in zwei Photonen.[12, S. 23]

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist ein Maß der Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden einer Reaktion zwischen dem einfallenden Teilchen auf das Target mit einem bestimmten Endzustand. Der im Winkel differentielle Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Stattfindens einer Reaktion in Abhängigkeit der Richtung eines auslaufenden Sekundärteilchens. Der totale Wirkungsquerschnitt entspricht dem Integral des differentiellen Wirkungsquerschnitts über alle Richtungen. Der Wirkungsquerschnitt wird in der Regel in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Teilchens angegeben.

## 3.1 Hintergrund der Wirkungsquerschnittbestimmung und Vorgehensweise

Der absolute Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton (im Folgenden auch einfach  $\pi^0$ -Photoproduktion genannt) gehört zu den am besten ausgemessenen Wirkungsquerschnitten in der Hadronenphysik. Die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes in dieser Arbeit dient der Überprüfung der Zuverlässigkeit des Experimentalaufbaues und der Kalibration der Detektoren und Analyseketten.

Das Center for Nuclear Studies an der George Washington University hat auf der Grundlage zahlreicher Messergebnisse aus unterschiedlichen Experimenten im Rahmen des SAID-Programmes mit Hilfe von Multipollösungen Anpassungskurven errechnet. Eine dieser Anpassungskurven wurde mit dem sogenannten Chew-Mandelstam fit CM12 erstellt. Die Anpassungskurve für den absoluten Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Photoproduktion ist in Abb. 3.1 zusammen mit den Ergebnissen zahlreicher experimenteller Untersuchungen abgebildet und dient in dieser Arbeit als Vergleichsmaßstab zum Abgleich der hier bestimmten Ergebnisse mit den bisherigen Wirkungsquerschnittbestimmungen. Neben den Lösungen von SAID gibt es auch noch die an der Universität Mainz erstellten MAID-Lösungen, die leicht anders parametrisiert sind, aber im Ergebnis nicht stark voneinander abweichen.

Da für eine Energie des einfallenden Photons von um die  $E_\gamma \approx 340 \text{ MeV}$  zusammen mit der (auf ganze Stellen gerundeten) Protonenmasse von  $m_{Proton} \approx 938 \text{ MeV}$  [12, S. 142] die Schwerpunktsenergie beider Teilchen  $E_{Schwerpunkt} = \sqrt{(340 \text{ MeV} + 938 \text{ MeV})^2 - 938^2 \text{ MeV}^2} = 1232 \text{ MeV}$  der Ruhemasse des Delta-Baryons entspricht[12, S. 147f.], ist hier deutlich der Peak im absoluten,

<sup>1</sup>Die mittlere Lebensdauer  $\tau$  beschreibt die Zeit, nach der statistisch die ursprüngliche Anzahl an Teilchen auf  $\frac{1}{e}$  abgefallen ist.

totalen Wirkungsquerschnitt zu sehen, der von der Delta-Resonanz herrührt.

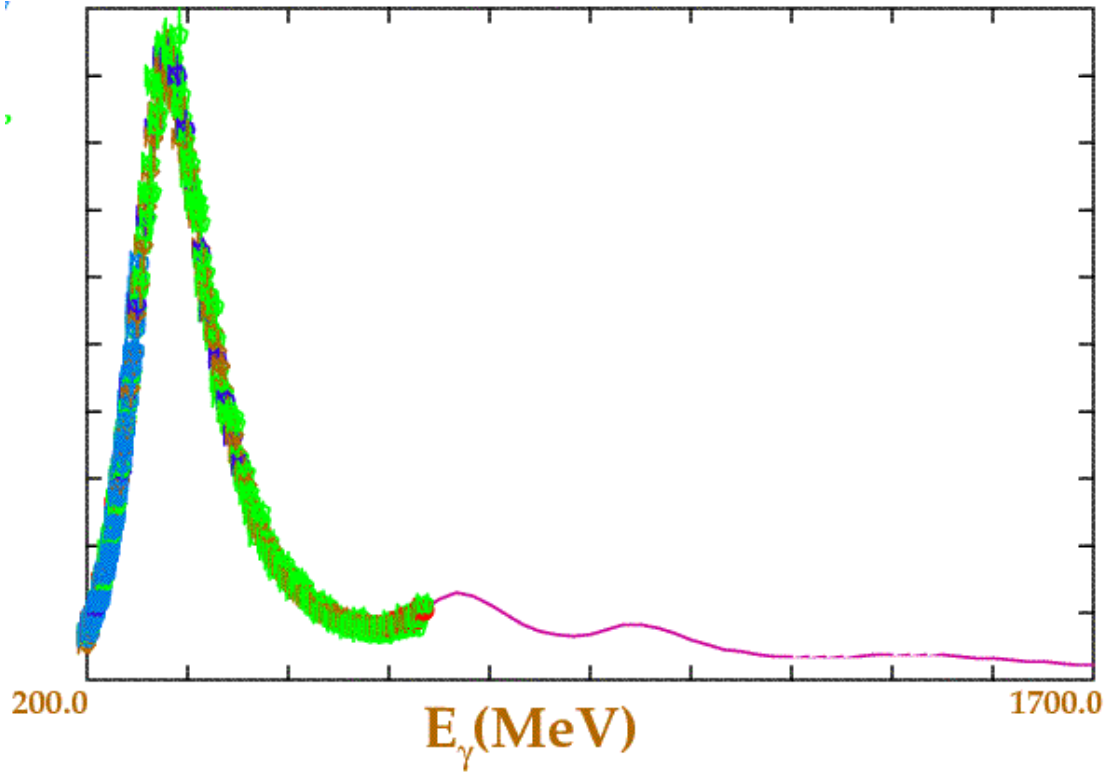


Abbildung 3.1: Absoluter, totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$  gemäß SAID. Die durchgezogene Linie zeigt den Chew-Mandelstam fit CM12, während die unterschiedlichen Symbole die Messungen verschiedener Experimente anzeigen. Die Graphik stammt von [5] und wurde modifiziert, in dem der linke und untere Rand abgeschnitten wurde. Die x-Achse gibt die Energie des einfallende Photons in MeV an. Der Abstand zwischen zwei Markierungslinien beträgt dabei 150 MeV. Die y-Achse gibt den totalen Wirkungsquerschnitt in  $\mu\text{b}$  an. Hier entspricht der Abstand zwischen zwei Markierungslinien 31,97  $\mu\text{b}$ .

Der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt sich allgemein nach

$$\sigma(E_{T,lab}) = \frac{N_{Reaktionen}(E_{T,lab})}{N_T(E_{T,lab}) \times \rho}$$

wobei  $N_{Reaktionen}$  die Anzahl an Reaktionen,  $N_T$  die Anzahl der auf das Target eintreffenden Teilchen mit der Energie  $E_{T,lab}$  im Laborsystem, in dem das Target ruht und  $\rho$  die Flächeneichte des Targets bezeichnet. In diesem Fall handelt es sich bei den eintreffenden Teilchen um die Photonen des erzeugten Photonenstrahles. Bei der gesuchten Reaktion handelt es sich um die Photoproduktion des neutralen Pions am Proton unter Verwendung eines Wasserstofftargets mit einem Proton und einem  $\pi^0$  im Endzustand. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts gliedert sich deshalb in zwei Elemente. Zum einen muss die Anzahl der auf das Target einfallenden Photonen bestimmt werden, zum anderen die Anzahl an Reaktionen. Für eine Absolutmessung ist es dabei notwendig die absolute Anzahl der tatsächlich stattfindenden  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{Reaktionen}$  zu bestimmen.

Um die Anzahl der  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{Reaktionen}$  zu erfassen, muss die Anzahl an erzeugten neutralen Pionen ermittelt werden. Grundsätzlich ist der BGO-Ball dazu in der Lage die Photonen, in die das  $\pi^0$  in den meisten Fällen zerfällt, zu detektieren, so dass es möglich ist neutrale Pionen zu rekonstruieren. Allerdings werden nicht alle photoproduzierten  $\pi^0$  auf diese Weise rekonstruiert werden können, da nicht alle neutralen Pionen in Photonen zerfallen<sup>2</sup>, nicht alle Photonen aus dem Zerfall des  $\pi^0$  den BGO-Detektor treffen und die zur Rekonstruktion und Reduzierung

<sup>2</sup>Das Verzweungsverhältnisses von  $\frac{\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}}{\Gamma_{\pi^0, tot}} = 98,823\%$ [12, S. 23] wird in der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Simulation berücksichtigt [Private Kommunikationen in Arbeitsgruppe mit Tom Jude]. Allerdings wäre die Ab-

des Untergrundes verwendeten Schnitte zum Teil vorhandene Pionen rausfiltern, was die Anzahl an rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen weiter reduziert. Das Verhältnis der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktion zur Gesamtzahl der  $\pi^0$ -Photoproduktion, die stattgefunden haben, ist die Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  des BGO-Balls für die Photoproduktion der neutralen Pionen am Proton. Diese zu bestimmen, ist das Ziel dieser Arbeit.

Zur Ermittlung der Akzeptanz kann eine Monte-Carlo-Simulation<sup>3</sup> durchgeführt werden.

Die Akzeptanz ist sowohl von der Energie des eintreffenden  $\gamma$ -Photons, das die Reaktion auslöst, als auch vom Polarwinkel  $\theta$ , in dessen Richtung sich das erzeugte  $\pi^0$  vom Reaktionspunkt entfernt, abhängig, da der BGO-Ball im Polarwinkel nicht symmetrisch aufgebaut ist. Eine eventuell vorhandene Abhängigkeit der Akzeptanz vom Azimutwinkel  $\phi$  wird in dieser Arbeit vernachlässigt. Allgemein kann die von  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$  abhängige Akzeptanz durch

$$A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab})) = \frac{N_{rec}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))}{N_{gen}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))} \quad (3.1)$$

bestimmt werden [6, S. 5]. Dabei ist  $N_{rec}$  die Anzahl der rekonstruierten und  $N_{gen}$  die der generierten Monte-Carlo-Ereignisse.  $\cos(\theta_{lab})$  ist der Polarwinkel des Pions im Laborsystem.

Es bietet sich an, die Akzeptanz in Abhängigkeit der Energie für äquidistante  $\cos(\theta)$ -Bins von  $\cos(\theta) = -1$  bis  $\cos(\theta) = 1$  zu bestimmen. Dazu kann zuerst für jeden  $\cos(\theta)$ -Bin der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt (im Folgenden einfach differentieller Wirkungsquerschnitt genannt) bestimmt werden. Über die differentiellen Wirkungsquerschnitte kann dann integriert werden, um den absoluten Wirkungsquerschnitt zu ermitteln. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmen sich dann nach<sup>4</sup>:

$$\frac{d\sigma_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab}))}{d\Omega} = \frac{N_{rec,\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab}))}{A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab})) \times N_\gamma(E_{\gamma,lab}) \times \rho \times \Delta\Omega} \quad (3.2)$$

$N_{rec}$  ist die Anzahl der rekonstruierten Reaktionen,  $N_\gamma$  der integrierte Photonenfluss durch das Target und  $\rho$  die Flächenteildichte des Targets.  $E_{\gamma,lab}$  ist dabei die Energie des einfallenden Photons. Des Weiteren ist  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  die Akzeptanz, welche das Verhältnis der Anzahl der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktion zur Anzahl der tatsächlich stattgefundenen  $\pi^0$ -Photoproduktion angibt. Daneben ist  $\Delta\Omega$  das Raumwinkelelement. Es entspricht hier  $2\pi$  multipliziert mit der Breite des  $\cos(\theta)$ -Bins. Da für diese Arbeit 20 äquidistante  $\cos(\theta)$ -Bins gewählt wurden, entspricht  $\Delta\Omega = 0, 2\pi$ .

Die Formel zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}) = \int \frac{N_{rec,\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab}))}{A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab})) \times N_\gamma(E_{\gamma,lab}) \times \rho} d\cos(\theta_{lab}) \quad (3.3)$$

Die Anzahl der das Target erreichenden Photonen eines bestimmten Energiebins kann durch Multiplizieren der Anzahl der an der Photonenmarkierungsanlage erfassten Photonen mit der Photodefinitionswahrscheinlichkeit (PDP, vom englischen Begriff Photo Definition Probability) bestimmt werden. Die PDP ist dabei definiert als das Verhältnis der auf das Target treffenden Photonen im Vergleich zu den am Anfang des Versuchsaufbaus an der Photonenmarkierungsanlage detektierten Photonen, die zur Auslösung eines Ereignisstriggers haben beitragen können.

### 3.1.1 Untersuchte Messreihe

In dieser Arbeit werden die Daten untersucht, die in der Strahlzeit im Dezember 2013 zwischen 14:51 Uhr am 8. Dezember 2013 bis 3:49 Uhr am 9. Dezember 2013 aufgenommen wurden<sup>5</sup>. Der Untersuchungszeitraum gliedert sich in mehrere Versuchsdurchläufe, die auch *Runs* genannt werden.

weichung durch eine Vernachlässigung bei einem so hohen Verzweigungsverhältnis nur im Rahme von ungefähr einem Prozent.

<sup>3</sup>Monte-Carlo-Methoden dienen der Lösung von Problemen mittels statistischer Methoden.

<sup>4</sup>vgl. [6, S.5]

<sup>5</sup>Die in dieser Zeit stattgefundenen Runs haben Runnummer 14880 bis 14940. Für die Bestimmung der Akzeptanz und des absoluten Wirkungsquerschnitts wurden mehrere Runs übersprungen.

Während dieser Zeit betrug die Energie des Elektronenstrahls am ELSA 1730 MeV. Als Target wurde flüssiger Wasserstoff eingesetzt. Des Weiteren waren einige der BGO-Kristalle außer Betrieb, da ihre Ausleseelektronik gestört war. Dabei handelt es sich um die Kristalle im Bereich von  $\phi = 90^\circ$  bis  $\phi = 258,75^\circ$  im Azimutwinkel und  $\theta = 138,25^\circ$  bis  $\theta = 152^\circ$  im Polarwinkel. Die Triggerbedingung zum Auslösen eines Ereignisses war das gleichzeitige Auftreten einer Koinzidenz in der Photonenmarkierungsanlage und das Erreichen eines eingestellten Schwellenwertes durch ein Signal im BGO-Ball innerhalb einer festgelegten Koinzidenzzeit von je nach Run 40 oder 80 ns. Die vereinzelt Runs in diesem Zeitraum, in denen dies nicht der Fall war, oder deren Datensätze beschädigt waren, wurden aus der Untersuchung herausgenommen.

#### 3.1.2 Simulation

Mit der Simulation wird ermittelt, wie hoch der Anteil der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen an den insgesamt am Target stattgefundenen Photoproduktionen im BGO-OD-Experiment ist. Auf diese Weise soll die Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  bestimmt werden.

Die zur Bestimmung der Akzeptanz notwendige Simulation des Experimentes wird mit Hilfe von Geant4 - einer Plattform zur Simulation des Verhaltens von Teilchen in Wechselwirkung mit der Materie die sie durchdringen - unter Verwendung von Monte-Carlo-Methoden durchgeführt. Geant4 wurde zu diesem Zweck am Cern entwickelt. Zur Simulation des Verhaltens der Reaktionspartner und -produkte der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton wird der Software von einem externen Programm ein Datensatz übergeben, der den Impuls und die Energie des Elektrons an der Photonenmarkierungsanlage sowie der Reaktionsprodukte, sowohl des  $\pi^0$  und des Proton, für 3 Millionen Ereignisse enthält. Der externe Ereignisgenerator erzeugt die Ereignisse für Energien des einfallenden Photons  $E_\gamma$  von 140 MeV bis 3320 MeV gemäß der bekannten Verteilungsfunktion der  $E_{\gamma,lab}$  der einfallenden Photonen und der bekannten Verteilungsfunktion der Winkel der Reaktionsprodukte. Der Ereignisgenerator wurde hauptsächlich von Giuseppe Mandaglio entwickelt.

Der Ausfall einiger BGO-Kristalle in der Dezember-Strahlzeit wurde in der Simulation berücksichtigt. Die Triggerbedingung wurde jedoch nicht simuliert. Stattdessen wird für jedes vom Ereignisgenerator erzeugte Ereignis auch in der Simulation eines ausgelöst. In einem Ereignis in der Simulation gibt es also jeweils genau eine generierte Photoproduktion des neutralen Pions am Proton. Es kann in der Simulation vorkommen, dass in einem Ereignis kein Elektron in der Photonenmarkierungsanlage detektiert wird. Solche Ereignisse wurden vollständig verworfen, da sie in der Realität auf Grund der Triggerbedingungen bei den untersuchten Runs kein Ereignis ausgelöst hätten. Weder die in einem solchen Ereignis simulierten Messergebnisse, noch die generierten Daten des Ereignisgenerators wurden weiter erfasst.

## 3.2 Schnitte zur Rekonstruktion des neutralen Pions und der Photoproduktion

Zur Ermittlung der Häufigkeit der  $\pi^0$ -Photoproduktion müssen zuerst die Kriterien festgelegt werden, nach denen eine  $\pi^0$ -Photoproduktion (im Folgenden auch einfach Reaktionen genannt) als rekonstruiert und nachgewiesen gilt. Im Folgenden werden daher die Kriterien zur Rekonstruktion möglicher Reaktionsprodukte und ihrer Zuordnung zu einer möglichen Reaktion sowie die Schnitte, zwischen denen bestimmte Werte zur Rekonstruktion der Reaktionen liegen müssen, festgelegt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass in der Analyse der simulierten und der realen Daten dieselben Schnitte verwendet werden müssen, um die Anwendbarkeit der im Abschnitt 3.3 bestimmten Akzeptanz auf die in der Analyse der realen Daten rekonstruierten Reaktionen zu ermöglichen.

Zur Rekonstruktion möglicher Reaktionen werden die BGO-Cluster aus mindestens 2 Hits als mögliche, detektierte Photonen und die Cluster mit weniger Hits als potentiell detektierte Protonen behandelt. Diese Zuordnung ist jedoch nicht exakt und es kann zu zahlreichen Fehlzuordnungen kommen.

Es werden nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, in denen genau zwei potentielle Photonen im BGO-Ball detektiert wurden. Die Energie und der Impuls der beiden potentiellen Photonen werden zusammengerechnet und ergeben den Viererimpuls des möglichen  $\pi^0$ . Der Impulsbetrag eines Photons entspricht seiner Energie<sup>6</sup>. Die Impulskomponenten können aus dem Impulsbetrag

<sup>6</sup>Hier und im Folgenden gilt die Konvention Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0 = 1$

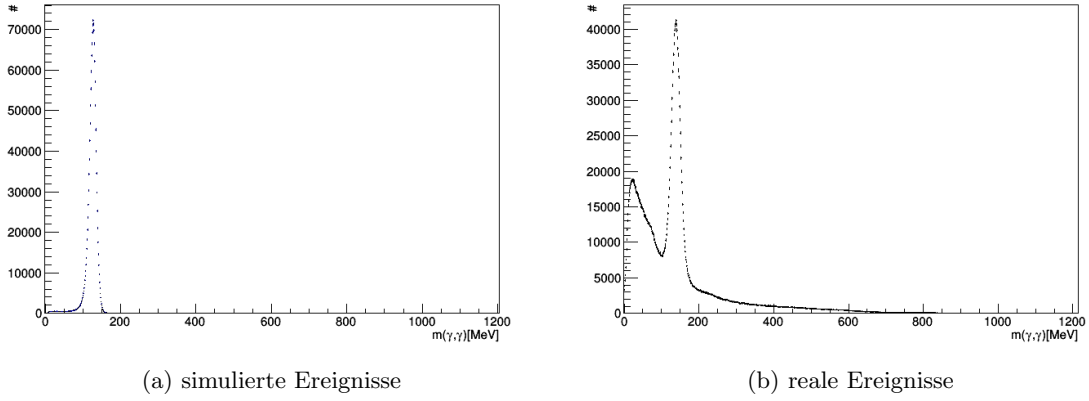


Abbildung 3.2: Anzahl an Ereignissen mit  $(\gamma\gamma)$ -Paaren in Abhängigkeit der invarianten Masse  $m_{(\gamma,\gamma)}$ . Die Breite der Bins beträgt jeweils 1 MeV.

und dem Winkel, unter dem es detektiert wurde, bestimmt werden.

In Abb. 3.2 ist die Anzahl an Ereignissen mit genau einem  $\gamma\gamma$ -Paar in Abhängigkeit ihrer invarianten Masse einmal für die realen Daten und einmal für die simulierten Daten angegeben. Ihr statistischer Fehler bestimmt sich als  $\sqrt{N}$ . Der  $\pi^0$ -Peak ist in beiden Fällen deutlich zu erkennen, allerdings im Falle der simulierten Werte hin zu kleineren invarianten Massen verschoben. Hierauf wird im späteren Verlauf dieses Abschnitts näher eingegangen.

### Schnitt auf die invariante Masse $m_{\gamma,\gamma}$

Um davon ausgehen zu können, dass es sich bei den beiden Photonen um das Zerfallsprodukt eines neutralen Pions handelt, sollte die invariante Masse  $m_{\gamma,\gamma}$  der beiden Photonen möglichst dem Literaturwert für die invariante Masse des neutralen Pions von  $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006)\text{MeV}$  [12, S. 23] entsprechen. Daher wird ein Schnitt bezüglich der invarianten Masse des  $\gamma\gamma$ -Paares im BGO-Ball vorgenommen.

Um die Grenzen für den  $m_{(\gamma,\gamma)}$ -Schnitt zu bestimmen, wird zuerst der Mittelwert der invarianten Massen der erfassten  $\gamma\gamma$ -Paare und ihre Standardabweichung  $\sigma_{m_{(\gamma,\gamma)}}$  bestimmt, wobei jedoch nur die Werte von  $m_{(\gamma,\gamma)} = 100\text{ MeV}$  bis  $m_{(\gamma,\gamma)} = 170\text{ MeV}$  berücksichtigt werden, also einen Bereich von gerundet 35 MeV um den Literaturwert der neutralen Pionenmasse. Da die genutzte Binbreite hier 1 MeV beträgt, werden die Grenzen auf ganze Zahlen gerundet. Als Grenze für den Schnitt bietet sich das Zweieinhalbfache der Standardabweichung um den Peaksschwerpunkt an. Die Tabelle 3.1 enthält die bestimmten Mittelwerte, die Standardabweichung und die sich daraus ergebenden  $2,5\sigma$ -Bereiche. Da eine erhebliche Abweichung zwischen dem Peaksschwerpunkt der invarianten Masse der  $\gamma\gamma$ -Paare der simulierten und der realen Daten vorliegt, jedoch in beiden Fällen zur Rekonstruktion der neutralen Pionen die gleichen Schnitte verwendet werden müssen, sind die Grenzen des Schnitts in einer Weise zu wählen, die den  $2,5\sigma$ -Bereich um den Peaksschwerpunkt sowohl der realen, als auch der simulierten Werte umfasst.

Zur Festlegung der Grenzen für die Schnitte bezüglich der invarianten Masse  $m_{\gamma,\gamma}$  des  $\gamma\gamma$ -Paares verwende ich die zweieinhalbfache Standardabweichung um die Mittelwerte der realen Daten, da in diesen Grenzen sowohl der Peak in den simulierten, als auch den realen Daten enthalten ist. Ich runde dabei auf ganze 10 MeV. Damit sind die Schnittgrenzen für die invariante Masse  $m_{\gamma,\gamma,tief} = 100\text{ MeV}$  bis  $m_{\gamma,\gamma,hoch} = 170\text{ MeV}$ . Außerhalb dieser Schnittgrenzen liegende Ereignisse werden durch den  $m_{\gamma,\gamma}$ -Schnitt verworfen.

Jedoch ist dieser Schnitt noch nicht ausreichend, um mit ausreichender Sicherheit davon ausgehen zu können, dass es sich bei den als Photonen interpretierten Teilchen um die Zerfallsprodukte des neutralen Pions handelt und eine  $\pi^0$ -Photoproduktion stattgefunden hat. Es zeigt sich insbesondere für die realen Ereignisse vor der Anwendung des  $m_{(\gamma,\gamma)}$ -Schnitts ein deutlicher Untergrund, insbesondere auch für  $m_{(\gamma,\gamma)}$  unterhalb des Literaturwertes für die Masse des neutralen Pions von  $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006)[12, \text{S.23}]$ , bei denen ein deutlicher Peak zu sehen ist. Der Untergrund entsteht höchstwahrscheinlich überwiegend durch andere Reaktionen als  $\pi^0$ -Photoproduktionen

und fälschlichen Zuordnungen von Teilchen zu den Clustern im BGO-Ball. Er muss reduziert werden, um die Anzahl an fälschlich rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen zu minimieren, weswegen zwei weitere Schnitte vorgenommen werden, der sogenannte Koplanaritäts-Schnitt und der Schnitt auf die sogenannte fehlende Masse  $m_{\text{fehlend}}$ .

### Koplanaritäts-Schnitt

Für die zwei weiteren Schnitte muss zuerst den Reaktionen ein im selben Ereignis detektiertes Proton zugeordnet werden. Ereignisse, in denen kein Proton erfasst wurde, werden durch diese Schnitte verworfen.

Von den im Ereignis erfassten potentiellen Protonen wird dasjenige ausgewählt und der möglichen Photoproduktionsreaktion zugeordnet, dessen Azimutwinkel am besten mit dem erwarteten Wert für ein Proton aus einer Reaktion übereinstimmt. Der erwartete Wert des Azimutwinkels entspricht dem Winkel, der eine Differenz von  $180^\circ$  zum möglichen  $\pi^0$  aufweist, das aus dem detektierten  $\gamma\gamma$ -Paar rekonstruiert werden kann. Diese Bedingung folgt aus der Impulserhaltung, da ein die Reaktion auslösendes, einfallendes Photon näherungsweise ausschließlich einen Impuls in z-Richtung (parallel zum Photonenstrahl) trägt und die Protonen des Wasserstofftargets im Eingangszustand als annähernd in Ruhe betrachtet werden können, folglich das beteiligte Proton nach einer  $\pi^0$ -Photoproduktion das negative der x- und y-Impulse des  $\pi^0$  aufweisen muss (die x-y-Ebene steht senkrecht auf dem Photonenstrahl). Da die x- und y-Impulse des  $\gamma\gamma$ -Paares bekannt sind, können die x- und y-Impulse bestimmt werden, die ein Proton aus einer  $\pi^0$ -Photoproduktion aufweisen müsste. Aus den x- und y-Impulsen kann wiederum der erwartete Azimutwinkel des Protons  $\phi_p = \arctan \frac{p_y}{p_x}$  bestimmt werden.

Mit dem Azimutwinkel des zugeordneten Protons kann nun der Koplanaritäts-Schnitt durchgeführt werden, durch den alle Ereignisse verworfen werden, in denen der Azimutwinkel des am besten passenden potentiellen Protons um mehr als  $30^\circ$  vom berechneten Erwartungswert abweicht. Dies entspricht einer Winkeldifferenz zwischen Proton und möglichem Pion von

$$\Delta\phi_{\gamma\gamma,proton} > -150^\circ$$

oder

$$\Delta\phi_{\gamma\gamma,proton} < 150^\circ$$

mit

$$\phi_{\gamma\gamma,p} \in (180^\circ, -180^\circ)$$

zwischen denen das Ereignis verworfen wird. Die Häufigkeit der Winkeldifferenzen vor und nach den Schnitten findet sich in Abbildung 3.3. Der statistische Fehler bestimmt sich auch hier als  $\sqrt{N}$ . Man erkennt deutlich die Auswirkungen der natürlichen Bins im Azimutwinkel in Form kleiner, lokaler Peaks. Wie in Abbildung 3.3 zu erkennen, sind die Schnittgrenze so gewählt, dass sie Winkeldifferenzen um die  $\Delta\phi_{\gamma\gamma,proton}$ -Peaks bei  $\Delta\phi_{\gamma\gamma,proton} < -160^\circ$  und  $\Delta\phi_{\gamma\gamma,proton} > 160^\circ$  nicht verwerfen.

### Schnitt auf die fehlende Masse $m_{\text{fehlend}}$

Des weiteren wird ein Schnitt auf die im folgenden sogenannte fehlende Masse vorgenommen. Aus den Viererimpulsen des  $\gamma\gamma$ -Paares, des zugeordneten einfallenden Photons und des ruhenden Protons im Ausgangszustand kann der zu erwartende Viererimpuls für das Proton im Endzustand errechnet werden. Dessen Norm

$$\sqrt{E_{\text{fehlend}} - \vec{p}_{\text{fehlend}}} = \sqrt{(E_\gamma + E_{\text{Proton,ruhe}} - E_{\gamma\gamma})^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_{\gamma\gamma})^2} = m_{\text{fehlend}}$$

liefert einem die sogenannte fehlende Masse  $m_{\text{fehlend}}$ , die möglichst der bekannten Masse des Protons entsprechen soll. Für diesen Schnitt ist es notwendig, der möglichen Reaktion ein einfallendes Photon zuzuordnen.

Der möglichen Photoreaktion wird das einfallende Photon zugeordnet, welches der erwarteten Energie des einfallenden Photons am besten entspricht. Die erwartete Energie berechnet sich nach

$$E_\gamma = E_{\pi^0} + E_{\text{Proton,rec}} - E_{\text{Proton,ruhe}}$$

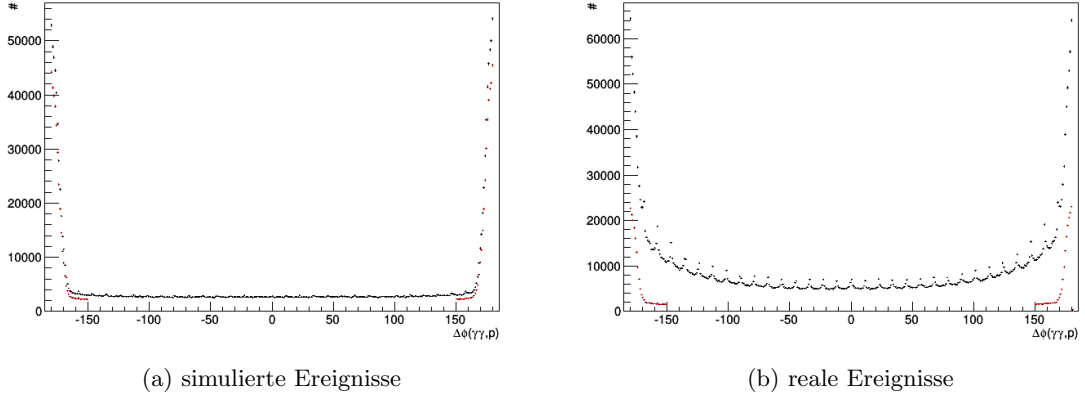


Abbildung 3.3: Anzahl an Ereignissen mit  $(\gamma\gamma)$ -Paar und detektiertem Proton in Abhängigkeit der Winkeldifferenz  $\Delta\phi_{\gamma\gamma,p}$  zwischen den detektierten potentiellm Proton und möglichem Pionen vor (schwarz) und nach (rot) den Koplanaritäts-,  $m_{\gamma,\gamma}$  und  $m_{fehlend}$ -Schnitten. Die Raute # steht in diesen, wie auch in den folgenden Abbildungen für die Anzahl an Ereignissen.

reale Ereignisse	untere Grenze zur Bestimmung des Mittelwertes [Mev]	obere Grenze zur Bestimmung des Mittelwertes [Mev]	Mittelwert $m_{(\gamma,\gamma),mittel}$ [Mev]	$\sigma$ [Mev]	$2,5\sigma$ [Mev]	untere 2,5 $\sigma$ -Bereichsgrenze [Mev]	obere 2,5 $\sigma$ -Bereichsgrenze [Mev]
$m_{(\gamma,\gamma)}$	100	170	136,7	15,2	37,9	100	170
$m_{fehlend}$	830	1050	937,0	45,2	113,1	820	1050
simulierte Ereignisse	untere Grenze zur Bestimmung des Mittelwertes [Mev]	obere Grenze zur Bestimmung des Mittelwertes [Mev]	Mittelwert [Mev]	$\sigma$ [Mev]	$2,5\sigma$ [Mev]	untere 2,5 $\sigma$ -Bereichsgrenze [Mev]	obere 2,5 $\sigma$ -Bereichsgrenze [Mev]
$m_{(\gamma,\gamma)}$	100	170	126,0	9,4	23,5	100	150
$m_{fehlend}$	830	1050	959,3	30,1	75,2	880	1030

Tabelle 3.1: Standardabweichung des  $\pi^0$ -Peaks der invarianten  $m_{(\gamma,\gamma)}$  und des Peaks der fehlenden Masse  $m_{fehlend}$ . Die ersten beiden Spalten geben die Grenzen an zwischen denen die Werte zur Bestimmung des Mittelwertes und der Standardabweichung berücksichtigt wurden. Die letzten beiden Spalten geben die untere und obere Grenze für die jeweiligen Schnittgrenzen an, die sich aus dem 2,5 $\sigma$ -Bereich um den Schwerpunkt mit Rundung auf ganze 10 MeV ergeben würden. Da jedoch auf die realen, wie auch die simulierten Daten die selben Schnitte angewendet werden müssen, liegt es nahe die Schnittgrenzen nach den 2,5 $\sigma$ -Bereichen der realen Daten zu bestimmen, da in diesem Bereich auch der 2,5 $\sigma$ -Bereich des simulierten Ereignisse vollständig enthalten ist. Dies gilt sowohl für den  $m_{(\gamma,\gamma)}$ -Schnitt, als auch den  $m_{fehlend}$ -Schnitt

wobei  $E_\gamma$  die erwartete Energie des einfallenden Photons vor der Reaktion (im Eingangszustand),  $E_{Proton,ruhe}$  des ruhenden Protons im Eingangszustand sowie  $E_{\pi^0}$  des neutralen Pions und  $E_{Proton,rec}$  des rekonstruierten Protons im Endzustand, welches der Reaktion zugeordnet wurde, bezeichnet. Die Energie des rekonstruierten Protons  $E_{Proton,rec}$  wird dabei über die Summe der vom potentiellen Proton an den BGO-Ball abgegebenen kinetischen Energie und dem bekannten Literaturwert der Ruheenergie des Protons von  $m_{Proton} = 938,272\text{MeV}$  [12, S. 142] bestimmt. Als  $E_{\pi^0}$  ist die Energie des  $\gamma\gamma$ -Paares eingesetzt. Einfallende Photonen, die nicht innerhalb eines Schnitts von 10 ns um den Triggerzeitpunkt in der Photonenmarkierungsanlage erfasst wurden, werden ignoriert.

In Abb. 3.4 ist die Anzahl an Ereignissen mit  $\gamma\gamma$ -Paaren und detektiertem Proton gegen die fehlende Masse und die invariante Masse der  $\gamma\gamma$ -Paare aufgetragen. Die im zweidimensionalen Histogramm nicht dargestellten statistischen Fehler bestimmen sich nach  $\sqrt{N}$ . Um die Schnittgrenzen für den  $m_{fehlend}$ -Schnitt festzulegen, wird parallel zur Festlegung des  $m_{\gamma,\gamma}$ -Schnitts der Mittelwert der fehlenden Masse  $m_{fehlend}$  und ihre Standardabweichung  $\sigma_{m_{fehlend}}$  bestimmt. Es werden dabei nur die  $m_{fehlend}$ -Werte berücksichtigt, die zwischen 830 und 1050 MeV liegen und zu einem Ereignis mit  $m_{(\gamma,\gamma)}$  zwischen 100 und 170 MeV gehören. Wie in Abb. 3.4 ersichtlich, erfassen diese Grenzen sowohl den Peak der simulierten, wie auch der realen Daten. Auch deren Schwerpunkte,

Standardabweichungen und die sich daraus ergebenden  $2,5\sigma$ -Bereiche finden sich in Tabelle 3.1. Als Grenze für den Schnitt liegt auch hier das zweieinhalbfache der Standardabweichung um den Peakschwerpunkt nahe. Da auch hier einheitliche Schnittgrenzen für die simulierten und realen Daten festgelegt werden müssen, ist wieder darauf zu achten, beide  $2,5\sigma$ -Bereiche um den jeweiligen Peak innerhalb des Schnittgrenzen zu erfassen.

Zur Festlegung der Grenzen für die Schnitte bezüglich der fehlenden Masse verwende ich auch hier die zweieinhalbfache Standardabweichung um die Mittelwerte der realen Daten, da diese Grenzen sowohl den jeweiligen Peak in den simulierten, als auch den realen Daten erfassen. Ich runde dabei auf ganze 10 MeV. Damit sind die Schnittgrenzen für die invariante Masse  $m_{\gamma,\gamma,tief} = 100$  MeV bis  $m_{\gamma,\gamma,hoch} = 170$  MeV und für die fehlende Masse  $m_{fehlend,tief} = 820$  MeV bis  $m_{fehlend,hoch} = 1050$  MeV.

### Wirksamkeit der angewendeten Schnitte

Die nach Anwendung des Koplanaritäts-, des  $m_{(\gamma,\gamma)}$ - und  $m_{fehlend}$ -Schnitts übrigbleibenden Ereignisse ergeben die rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen mit dem rekonstruierten  $\pi^0$  und dem der Reaktion zugeordneten, rekonstruierten Proton und dem einfallenden Photon.

Die Abb. 3.5 zeigt die Wirksamkeit der einzelnen Schnitte zur Reduktion des Untergrundes in den realen Daten. Auch hier bestimmen sich alle statistischen Fehler nach  $\sqrt{N}$ . Die Reduktion des Untergrundes nach Anwendung des Koplanaritäts- und  $m_{fehlend}$ -Schnitts noch vor der Anwendung des  $m_{(\gamma,\gamma)}$ -Schnitts in Abb. 3.5 ist deutlich zu erkennen. In den simulierten Daten tritt wie zu erwarten kein bedeutsamer Untergrund auf, wie in Abb. 3.2a Anhand der Verteilung der invarianten Masse der  $\gamma\gamma$ -Paare vor den Koplanaritäts-,  $m_{(\gamma,\gamma)}$ - und  $m_{fehlend}$ -Schnitten deutlich wird.

Nach Anwendung aller Schnitte ergibt sich für die rekonstruierten Reaktionen der Simulation ein Mittelwert von  $m_{(\gamma,\gamma),mittel,sim} = 126,1$  MeV mit einer Standardabweichung von  $\sigma_{m_{(\gamma,\gamma),sim}} = 9,3$  MeV, womit der Literaturwert von  $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006)$ [12, S.23] noch gerade im Rahmen der Standardabweichung liegt. Es wurden insgesamt  $725.599 \pm 851$  Reaktionen aus den 3 Millionen simulierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen rekonstruiert (der statistische Fehler ist  $\sqrt{N}$ ). Für die rekonstruierten Reaktionen aus den realen Daten ergibt sich ein Mittelwert von  $m_{(\gamma,\gamma),mittel} = 137,4$  MeV mit einer Standardabweichung von  $\sigma_{m_{(\gamma,\gamma),real}} = 13,34$  MeV, womit der mit den realen Daten bestimmte Mittelwert des  $\pi^0$ -Peaks um weniger als 2,5 MeV vom Literaturwert abweicht. In den realen Daten wurden insgesamt  $349.392 \pm 591$   $\pi^0$ -Photoproduktionen rekonstruiert (der statistische Fehler ist  $\sqrt{N}$ ).

Es liegen sowohl für die Simulation, als auch die realen Ereignisse die Mittelwerte der fehlenden Masse und der invarianten Masse des  $\gamma\gamma$ -Paares vor und nach den Schnitten innerhalb der entsprechenden Standardabweichung um die Literaturwerte. Allerdings liegen die Werte für die realen Daten deutlich näher an den erwarteten Werten, während die simulierten Daten zwar niedrigere Standardabweichungen, dafür aber höhere Abweichungen von den Literaturwerten aufweisen. Im Falle der invarianten Masse des  $\gamma\gamma$ -Paares zeigt sich eine zu niedrige, im Falle der fehlenden Masse ein zu hoher Wert. Dies deutet auf mögliche systematische Fehler in der Simulation hin, insbesondere bezüglich der Energiekalibration des BGO-Balls, die von den systematischen Fehlern im realen Experiment abweichen. Die Abweichung zwischen simulierten und realen Experiment kann zu systematischen Fehlern in der im folgenden Abschnitt bestimmten Akzeptanz führen, worauf im Abschnitt 3.5 näher eingegangen wird.

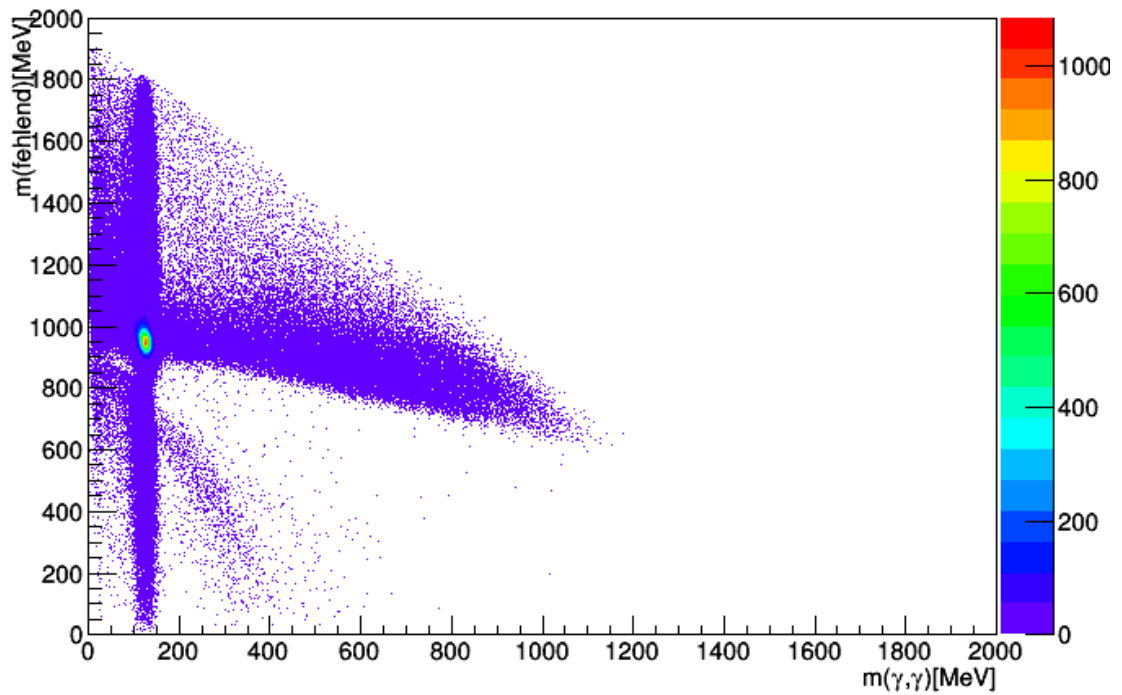
## 3.3 Akzeptanz

Aus dem Verhältnis der in der Simulation rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen (im Folgenden auch einfach Reaktionen genannt) zur Gesamtzahl der vom Ereignisgenerator erzeugten  $\pi^0$ -Photoproduktionen, lässt sich die Akzeptanz bestimmen. Da die Akzeptanz von der Energie des reaktionsauslösenden, einfallenden Photons und dem Polarwinkel  $\theta_{lab}$  abhängig ist, sollte die Akzeptanz in Abhängigkeit von  $E_\gamma$ - und  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins bestimmt werden.

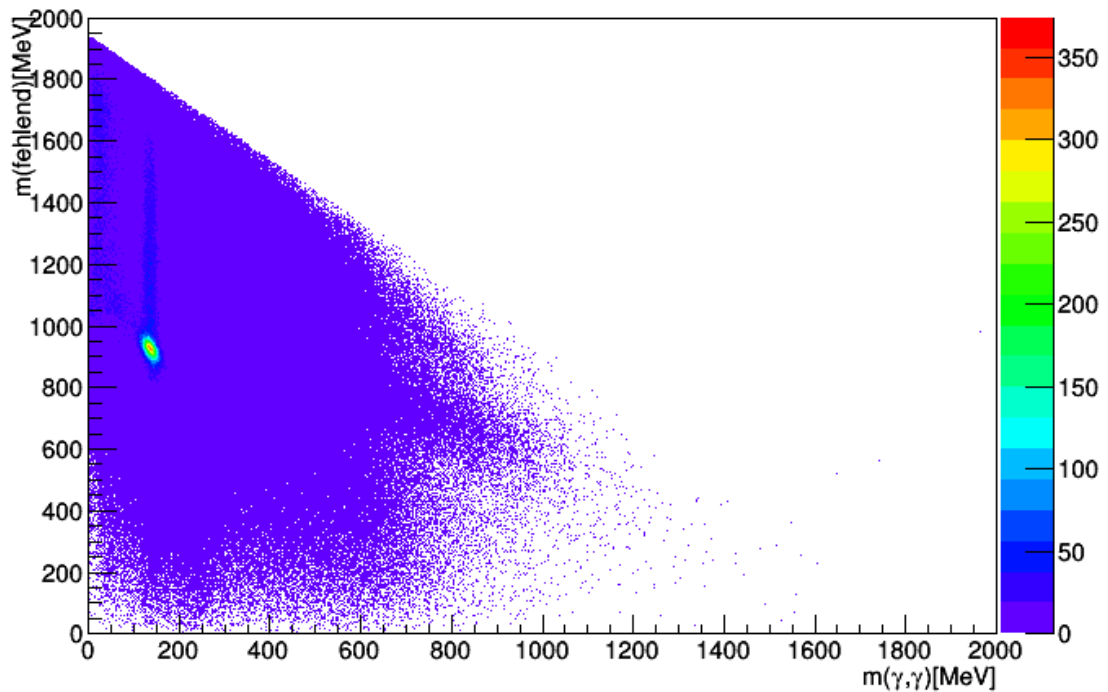
Die Akzeptanz für ein  $\cos(\theta_{lab})$ - $E_\gamma$ -Bin bestimmt sich dann aus

$$A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab})) = \frac{N_{rec,\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))}{N_{gen,\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))} \quad (3.4)$$





(a) simulierte Ereignisse



(b) reale Ereignisse

Abbildung 3.4: Anzahl an Ereignissen mit  $(\gamma\gamma)$ -Paar und detektiertem Proton in Abhängigkeit der invarianten Masse  $m_{(\gamma,\gamma)}$  und der fehlenden Masse. Die fehlende Masse ist dabei die Norm des Viererimpulses  $p_{\text{fehlend}} = p_{\gamma} + E_{\text{Proton,ruhe}} - E_{(\gamma,\gamma)}$

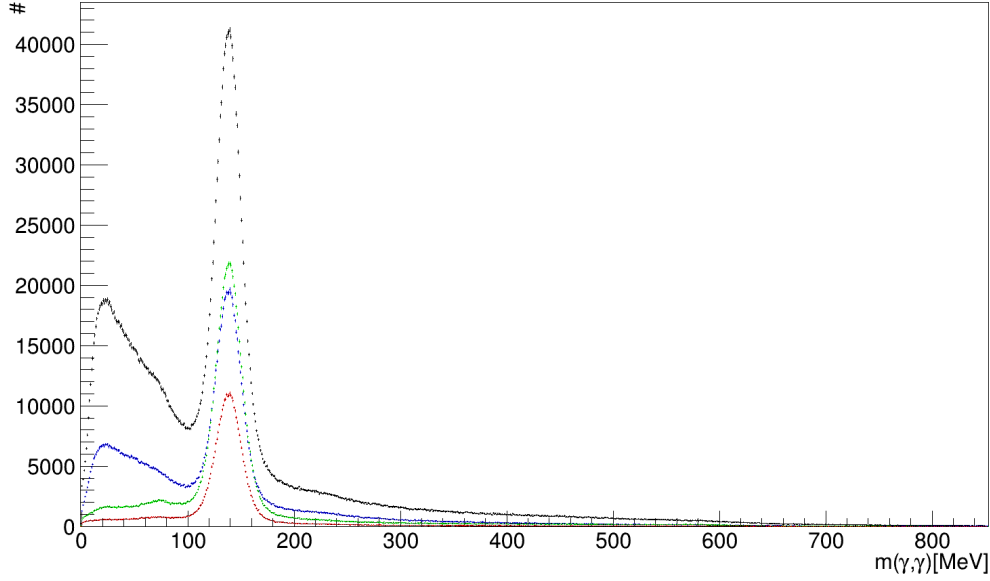


Abbildung 3.5: Anzahl an realen Ereignissen mit  $(\gamma\gamma)$ -Paar in Abhängigkeit der invarianten Masse  $m_{(\gamma,\gamma)}$  vor und nach Anwendung der verschiedenen Schnitte. Schwarz: vor Anwendung des Koplanaritäts-,  $m_{\text{fehlend}}$ - und  $m_{(\gamma,\gamma)}$ -Schnitts. Blau: nach Anwendung des Koplanaritäts-Schnitts. Grün: nach Anwendung des  $m_{\text{fehlend}}$ -Schnitts. Rot: nach Anwendung des Koplanaritäts- und  $m_{\text{fehlend}}$ -Schnitts. Die Binbreite beträgt 1 MeV.

Dabei ist  $N_{\text{rec},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{\text{lab}}))$  die Häufigkeit der rekonstruierten Reaktionen in Abhängigkeit der einfallenden Photonenergie  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{\text{lab}})$ . Sie ist in Abb. 3.6b aufgetragen, der statistische Fehler bestimmt sich nach  $\sqrt{N}$ .

$N_{\text{gen},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{\text{lab}}))$  ist die Häufigkeit der generierten Reaktionen in Abhängigkeit der einfallenden Photonenergie  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{\text{lab}})$ . Sie ist in Abb. 3.7b aufgetragen, der statistische Fehler bestimmt sich nach  $\sqrt{N}$ .

Es werden hier zur Darstellung 20 äquidistante  $\cos(\theta_{\text{lab}})$ -Bins mit einer Breite von je 0,1 verwendet. Die  $E_\gamma$ -Bins haben eine variable Bin-Breite, die sicherstellt, dass jedem Bin genau ein bestimmter Zweier- oder Dreierkoinzidenzkanal der Photonenmarkierungsanlage, denen jeweils eine bestimmte Energie  $E_\gamma$  des einfallenden Photons zugeordnet wurde, entspricht. Dabei werden Zweierkoinzidenzen den breiteren und Dreierkoinzidenzen den schmaleren  $E_\gamma$ -Bins zugeordnet. Diese Bin-Einteilung wurde auch in allen anderen Histogrammen, in denen die Anzahl an  $\pi^0$ -Photoproduktionen oder die Akzeptanz gegen  $\cos(\theta_{\text{lab}})$  und  $E_\gamma$  aufgetragen wird sowie zur Berechnung der Akzeptanz und des Wirkungsquerschnitts verwendet.

Um die Auswirkungen einer Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit bei der Bestimmung der Akzeptanz zu überprüfen, wird zum Vergleich die Akzeptanz nur in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  nach

$$A_{\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma) = \frac{N_{\text{rec},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma)}{N_{\text{gen},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma)} \quad (3.5)$$

bestimmt. Dabei sind  $N_{\text{rec},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma)$  und  $N_{\text{gen},\gamma+p\rightarrow\pi^0+p}(E_\gamma)$  die über alle  $\cos(\theta_{\text{lab}})$  integrierten Häufigkeiten der in der Simulation rekonstruierten bzw. für die Simulation generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ . Da die Akzeptanz auch vom Polarwinkel ( $\theta_{\text{lab}}$ ) abhängt, ist die aus den über alle Winkel integrierte Anzahl an rekonstruierten und generierten Reaktionen berechnete Akzeptanz möglicherweise nicht aussagekräftig genug. In Abb. 3.6a findet sich  $N_{\text{rec}}(E_\gamma)$  aufgetragen, in Abb. 3.7a findet sich  $N_{\text{gen}}(E_\gamma)$ . Die statistischen Fehler bestimmt sich in beiden Fällen nach  $\sqrt{N}$ . Die  $E_\gamma$ -Bins haben dieselben, variablen Binbreiten wie die  $E_\gamma$ -Bins in den gegen  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{\text{lab}})$  aufgetragenen Histogrammen. Dies gilt auch für die anderen Histogramme, in denen die Anzahl an  $\pi^0$ -Photoproduktionen, die

Akzeptanz oder der Wirkungsquerschnitt gegen  $E_\gamma$  aufgetragen ist.

Die hier genutzte  $E_\gamma$  Binbreite entspricht nicht der Energiebreite des dazugehörigen Koinzidenzkanals, weil die Energiebereiche der Koinzidenzkanäle sich überschneiden, was mit den Bins der hier genutzten Histogramme nicht möglich ist.<sup>7</sup> Durch den Unterschied zwischen der Breite der Energiebins und der Koinzidenzkanäle treten bei der Berechnung der Akzeptanz Abweichungen auf, da die generierten Werte gemäß der Breite der Bins den Energiebins zugeordnet werden, während die rekonstruierten Werte gemäß der Energiebreiten der Zweier- oder Dreierkoinzidenzkanäle den entsprechenden Bins zugeordnet werden. Die hierdurch bedingte Abweichung für die breiten, den Zweierkoinzidenzen zugeordneten Bins lässt sich auf Grund der Verhältnisse der Energiebreiten der Zweierkoinzidenzkanäle zu der Breite des ihnen zugeordneten Bins auf 30 bis 40% schätzen. Für die schmalen, den Dreierkoinzidenzen zugeordneten Bins lässt sich parallel dazu die Abweichung auf 200 bis 300 % schätzen. Die Akzeptanz wird dabei für die Bins der Zweierkoinzidenzen zu niedrig und für die Bins der Dreierkoinzidenzen zu hoch bestimmt. Da sich die Energiebreiten der Koinzidenzkanäle überschneiden, erweist sich die passende Normalisierung als hochgradig komplex. Da mir erst kurz vor Abgabe der Bachelorarbeit bekannt wurde, dass die von mir genutzten Energiebins - anders als zuerst von mir angenommen - nicht den Energiebreiten der Koinzidenzkanäle entsprechen, wird diese Normalisierung hier nicht vorgenommen.

In Abb. 3.9a ist die gemäß der Formel 3.4 errechnete Akzeptanz für die  $\cos(\theta_{lab})$ - $E_\gamma$ -Bin in einem zweidimensionalen Histogramm dargestellt, in Abb. 3.8a die nur in Abhängigkeit von  $E_\gamma$  berechnete Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma)$ . Beispielhaft ist die Akzeptanz in Abhängigkeit von  $E_\gamma$  für den  $\cos(\theta_{lab})$ -Bin  $0 < \cos(\theta_{lab}) < 0,1$  in Abb. 3.8b dargestellt. Für einige  $\cos(\theta_{lab})$ - $E_\gamma$ -Bin, insbesondere die mit schmaler  $E_\gamma$ -Breite, ergibt sich eine stark überdurchschnittliche Akzeptanzen. Zum Teil tritt eine Akzeptanz auf, die größer als 1 ist. Dies liegt daran, dass für zahlreiche rekonstruierten Ereignisse die gemessenen  $\cos(\theta_{lab})$  oder  $E_\gamma$  in ein anderes Bin fallen, als die  $\cos(\theta_{lab})$  und  $E_\gamma$  des dazugehörigen generierten Ereignisses.

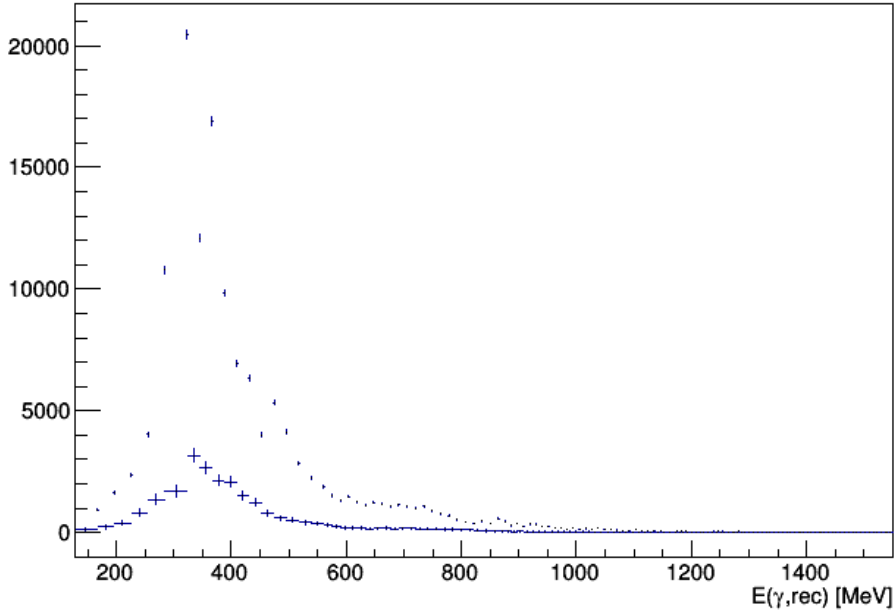
Insbesondere werden häufig Energien des einfallenden Photons rekonstruiert, die in eines der schmalen  $E_\gamma$ -Bins fallen, obwohl die vom Ereignisgenerator erzeugten Energien in einem der breiteren Bins liegen. Dies liegt daran, dass die Energiebreite einer Dreierkoinzidenz in der Photonenmarkierungsanlage breiter ist, als die hier genutzte  $E_\gamma$ -Binbreite, in welche die der Dreierkoinzidenz zugeordnete Energie fällt. Auch wenn Dreierkoinzidenzen seltener vorkommen als Zweierkoinzidenzen, so ist in den hier genutzten Histogrammen das Verhältnis der Energiebreite eines Dreierkoinzidenzkanals im Vergleich zur Binbreite des dazugehörigen Bins größer als das Verhältnis der Energiebreite einer Zweierkoinzidenzkanals im Vergleich zu ihrer dazugehörigen Binbreite. Dies ist auch der Grund für die unregelmäßig erscheinende Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Reaktionen  $N_{rec}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  in Abhängigkeit der rekonstruierten Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  in Abb. 3.6, obwohl das Histogramm nach der Binbreite normiert ist.

Die statistischen Fehler der Akzeptanz können nicht durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt werden, da es sich nicht um zwei voneinander unabhängige Datensätze handelt. Stattdessen ist die Anzahl der rekonstruierten Reaktionen eine Untermenge der vom Ereignisgenerator generierten Reaktionen, weshalb die Wahrscheinlichkeit  $B$  eine bestimmte Anzahl  $N_{rec}$  aus einer Gesamtmenge von  $N_{gen}$  für eine bestimmte Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  zu rekonstruieren einer Binomialverteilung folgt. Es gilt daher

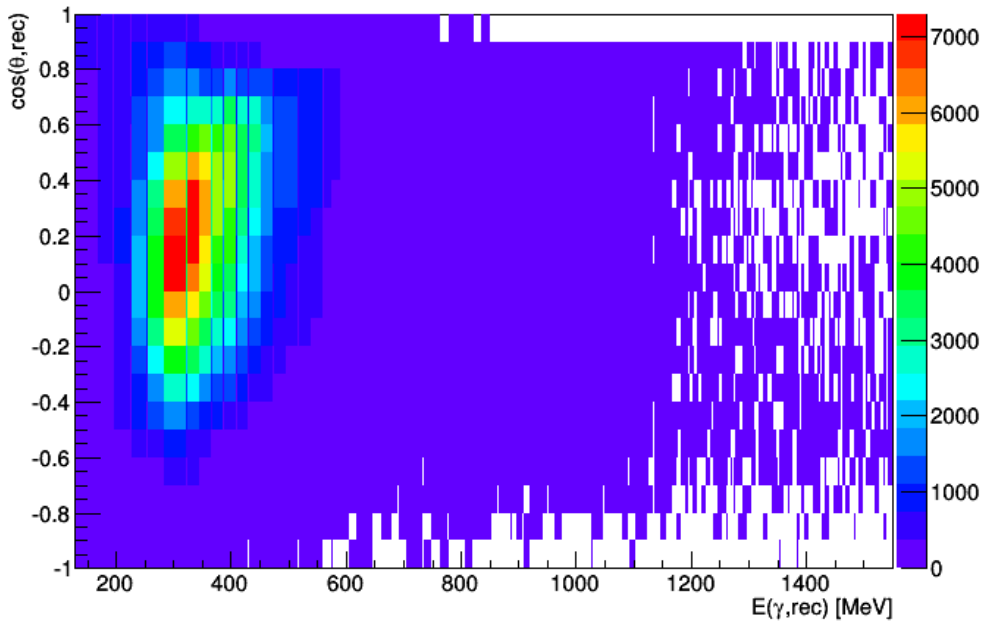
$$B_{N_{gen},A}(N_{rec}) = \binom{N_{gen}}{N_{rec}} A^{N_{rec}} (1 - A)^{N_{gen} - N_{rec}} \quad (3.6)$$

wobei  $B_{N_{gen},A}(N_{rec})$  die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion einer bestimmten Anzahl  $N_{rec}$  aus der Gesamtmenge der generierten Ereignisse  $N_{gen}$  bei der Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  ist. Die obere Fehlergrenze  $A_O$  (und untere Fehlergrenze  $A_U$ ) für die Akzeptanz kann daher mit Hilfe der Bedingung bestimmt werden, dass die Wahrscheinlichkeit weniger (mehr) als die tatsächlich rekonstruierte Anzahl an Ereignissen  $N_{rec}$  bei der Akzeptanz  $A_O$  ( $A_U$ ) zu rekonstruieren genau  $\frac{1-K}{2}$  beträgt, wobei  $K = 0,6827$  das Konfidenzniveau angibt. Das so bestimmte Konfidenzintervall wird auch als Clopper-Pearson-Intervall bezeichnet und die Klasse `TGraphAssymErrors` aus dem Framework `ROOT` hat die notwendigen Funktionalitäten, um die Fehlergrenzen entsprechend zu bestimmen. [14]

<sup>7</sup>Private Kommunikation mit Andreas Bella

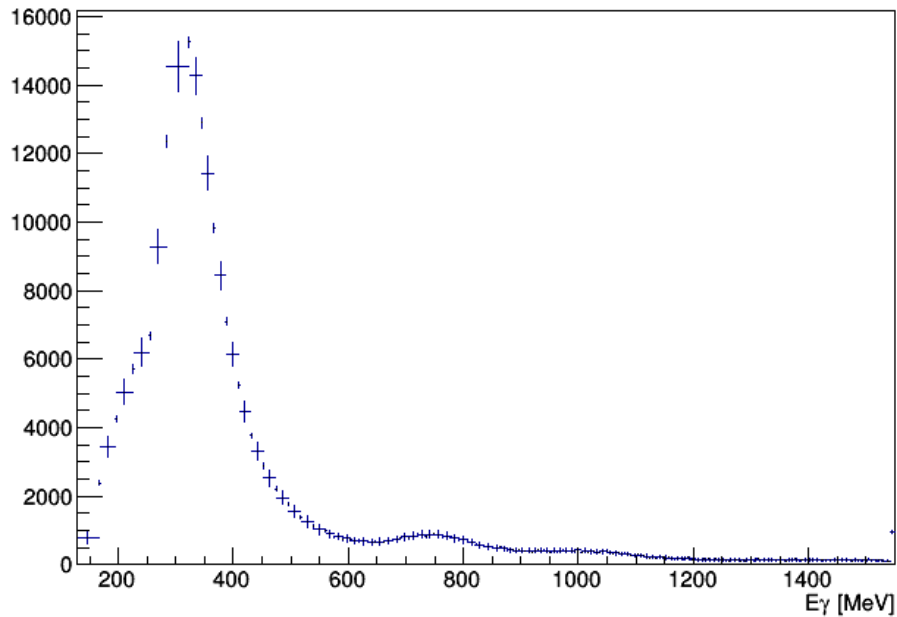


(a) Häufigkeit der rekonstruierten, simulierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit der rekonstruierten Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ , integriert über alle  $\cos(\theta_{lab})$ , normalisiert nach der Binbreite.

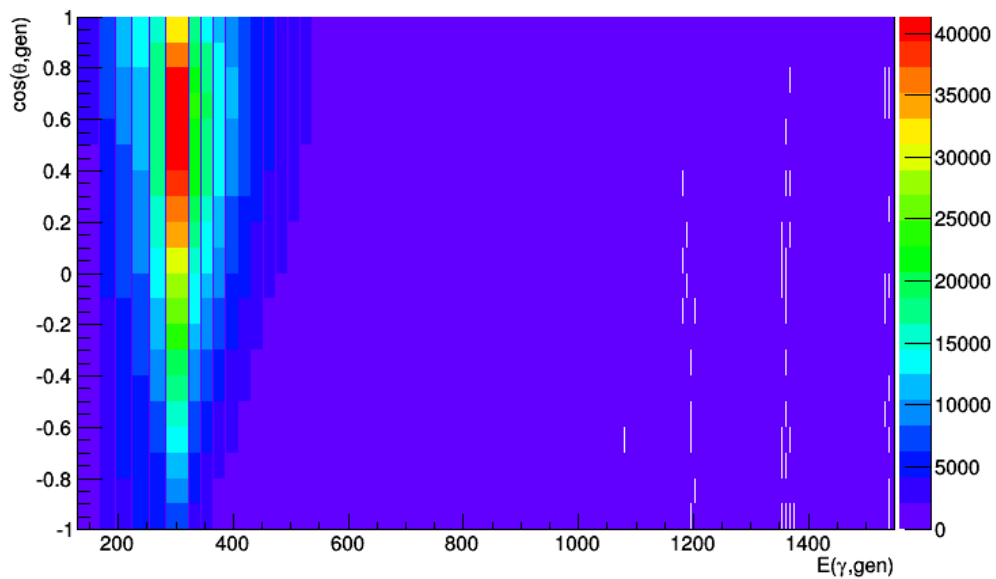


(b) Anzahl der rekonstruierten, simulierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{rec}$  in Abhängigkeit der rekonstruierten  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$

Abbildung 3.6: Gemäß der Schnitte aus Abschnitt 3.2 in der Simulation rekonstruierte Photoproduktionen des neutralen Pions. Es wurden 20 äquidistante  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins mit einer Breite von je 0,1 verwendet. Die  $E_\gamma$ -Bins haben eine variable Bin-Breite, die sicherstellt, dass jedem Bin genau ein bestimmter Zweier- oder Dreierkoinzidenzkanal der Photonemarkierungsanlage, denen jeweils eine bestimmte Energie des einfallenden Photons zugeordnet wurde, entspricht. Das Maximum liegt bei  $E_{\gamma,rec,peak} = (335 \pm 10)$  MeV und  $\cos(\theta_{lab,rec,peak}) = 0,1 \pm 0,1$ .

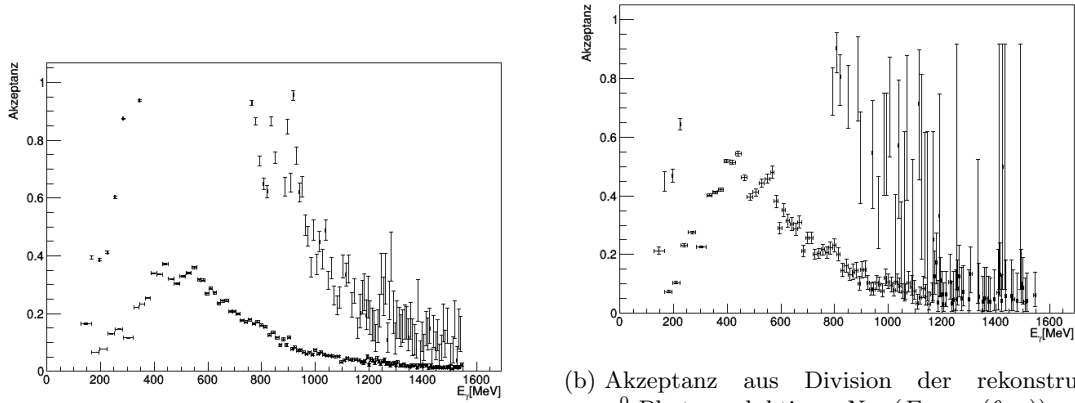


(a) Häufigkeit der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ , integriert über alle  $\cos(\theta_{lab})$ , normalisiert nach der Binbreite.



(b) Anzahl der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{gen}$  in Abhängigkeit von  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$

Abbildung 3.7: Vom Ereignisgenerator für die Simulation generierte Photoproduktionen des neutralen Pions. Es wurden 20 äquidistante  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins mit einer Breite von je 0,1 verwendet. Die  $E_\gamma$ -Bins haben eine variable Bin-Breite die sicherstellt, dass jedem Bin genau ein bestimmter Zweier- oder Dreierkoinzidenzkanal der Photonenmarkierungsanlage, denen jeweils eine bestimmte Photonenergie zugeordnet wurde, entspricht. Das Maximum liegt bei  $E_{\gamma,gen,peak} = (335 \pm 10)$  MeV und  $\cos(\theta_{lab,gen,peak}) = 0,6 \pm 0,1$ .



(a) Akzeptanz aus Division der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{rec}(E_\gamma)$  durch die Anzahl der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktion  $N_{gen}(E_\gamma)$ . Bins mit einer Akzeptanz von mehr als 1 wurden nicht berücksichtigt, da für diese kein aussagekräftiger statistischer Fehler hätte bestimmt werden können.

(b) Akzeptanz aus Division der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktion  $N_{rec}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  durch die Anzahl der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktion  $N_{gen}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  für den  $\cos(\theta_{lab})$ -Bin von  $\cos(\theta_{lab}) = 0$  bis  $\cos(\theta_{lab})=0,1$ . Bins mit einer Akzeptanz von mehr als 1 wurden nicht berücksichtigt, da für diese kein aussagekräftiger statistischer Fehler hätte bestimmt werden können.

Abbildung 3.8: Akzeptanz in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ .

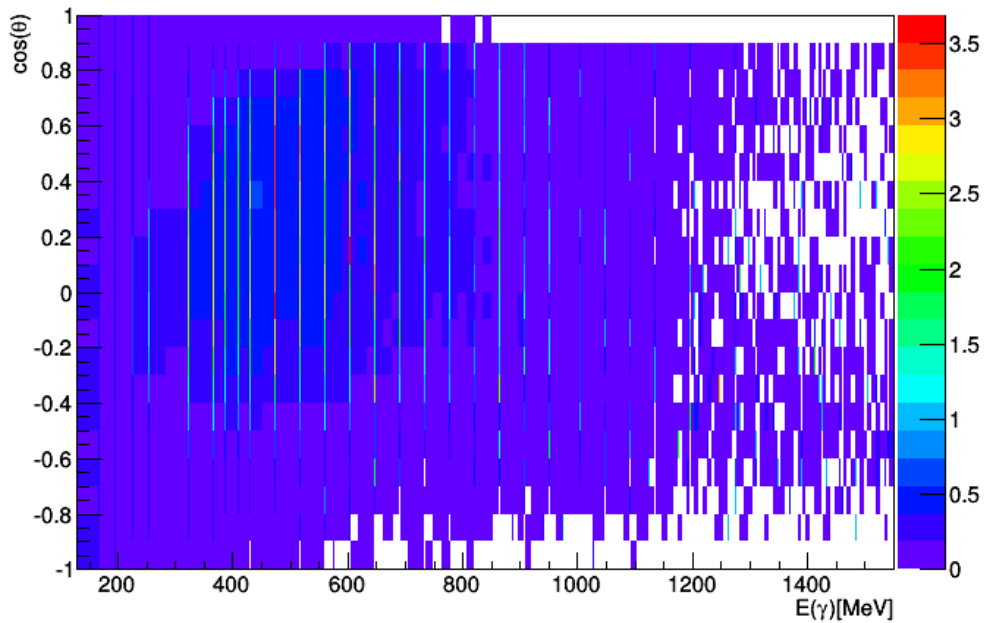
Für die Akzeptanzen von mehr als 1 kann kein Clopper-Pearson-Intervall berechnet werden, da eine Akzeptanz von mehr als 1 im Rahmen der Binomialverteilung, in der die Akzeptanz der Wahrscheinlichkeit entspricht, keinen mathematischen Sinn ergibt. Der absolute Wirkungsquerschnitt wird daher mit Hilfe der in Abb. 3.9a dargestellten Akzeptanz unter Auslassung aller Bins mit einer Akzeptanz von mehr als 1 bestimmt. Auch werden Bins, die zu Dreierkoinzidenzen gehören, ausgelassen. Des Weiteren werden Bins mit einer Akzeptanz von 0 bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts weggelassen, da für sie nicht die tatsächlich vorhandene Anzahl an  $\pi^0$ -Photoproduktionen bestimmt werden kann, auch wenn im realen Experiment vereinzelt auch in diesen Bins eine Reaktion rekonstruiert werden sollte.

### Vergleiche und Betrachtungen

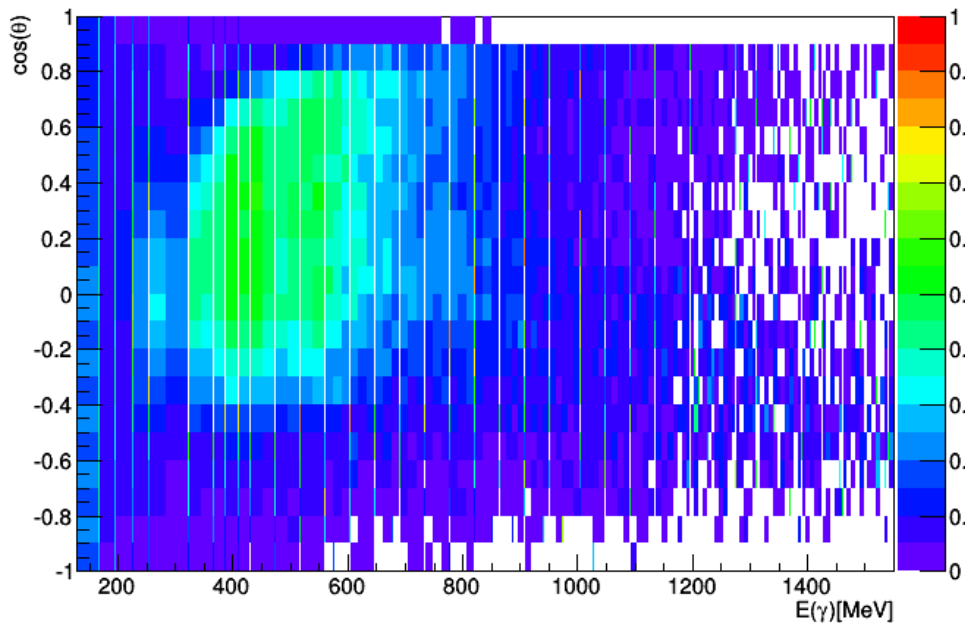
Im Folgenden wird zuerst die Verteilung der rekonstruierten mit der Verteilung der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen verglichen, darauf die Abhängigkeit der Akzeptanz von  $\cos(\theta_{lab})$  und  $E_\gamma$  betrachtet, um im Abschluss einen Vergleich zwischen der nach Formel 3.4 bestimmten Akzeptanz  $A(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  und der nach Formel 3.5 bestimmten Akzeptanz  $A(E_\gamma)$  vorzunehmen. Bins die zu Dreierkoinzidenzkanälen gehören oder eine Akzeptanz von mehr als 1 aufweisen werden bei den folgenden Betrachtungen ignoriert.

Wie ein Vergleich der rekonstruierten (vgl. Abb. 3.6) mit den generierten (vgl. Abb. 3.7) Reaktionen zeigt, weichen die Peakschwerpunkte der rekonstruierten Energien der einfallenden Photonen mit  $E_{\gamma,rec,peak} = (335 \pm 10)$  MeV und der Peakschwerpunkte der generierten Energien der einfallenden Photonen  $E_{\gamma,gen,peak} = (335 \pm 10)$  MeV kaum voneinander ab. Die Peakschwerpunkte in Bezug auf den Kosinus des Polarwinkels des  $\pi^0$  weichen jedoch mit  $\cos(\theta_{lab,rec,peak}) = 0,2 \pm 0,1$  für die rekonstruierten Reaktionen und  $\cos(\theta_{lab,gen,peak}) = 0,6 \pm 0,1$  für die simulierten Reaktionen deutlich voneinander ab. Dies schlägt sich entsprechend in der Akzeptanz nieder, die für den Energiebereich um die Deltaresonanz bei  $E_\gamma \approx 340$  MeV ihre höchsten Werte im Winkelbereich von  $\cos(\theta_{lab}) = -0,2$  bis  $0,3$  aufweist. Die statistischen Fehler sind die Ablesefehler.

Wie in Abb. 3.9b zu erkennen erreicht die Akzeptanz bezüglich der Energie des einfallenden Photons ihre höchsten Werte in einem Bereich von 350 bis 600 MeV, allerdings nicht für alle Winkel gleichermaßen. So erreicht die Akzeptanz bei einer Energie von 350 MeV für  $\cos(\theta_{lab}) = -0,2$  bis  $0,4$  Werte von mehr als 0,3. Innerhalb des Energiebereiches von 350 bis 600 MeV vergrößert sich der Winkelbereich mit einer Akzeptanz von mindesten 0,3 mit steigender Energie hin zu



(a) Akzeptanz aus Division der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{rec}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  durch die Anzahl der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{gen}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$



(b) Akzeptanz aus Division der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{rec}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  durch die Anzahl der generierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen  $N_{gen}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$ , aber unter Auslassung aller Akzeptanzen von mehr als 1, da für diese keine aussagekräftigen Fehler berechnet werden können. Die Bins mit einer Akzeptanz von mehr als 1 sind in diesem Histogramm auf 0 gesetzt und erscheinen daher weiß.

Abbildung 3.9: Akzeptanz in Abhängigkeit des  $\cos\theta_{lab}$ -Bins unter dem das neutrale Pion gemessen wurde und der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ .

den kleineren Winkeln, bis ein Winkelbereich von  $-0,2 < \cos(\theta_{lab}) < 0,8$  umfasst wird. Der Bereich der besten Akzeptanz scheint teilweise parallel zum Bereich zu verlaufen, in dem die meisten generierten Reaktionen liegen (3.7b). Die Verteilung der vom Ereignisgenerator erzeugten  $\pi^0$ -Photoproduktionen sollte jedoch auf die Akzeptanzwerte keine Auswirkungen haben und kann den Effekt bei näherer Betrachtung auch nicht erklären. So beginnt der Bereich mit mehr als 5000 generierten Reaktionen pro Bin für alle Winkel bereits bei 225 MeV und endet schon bei 500 MeV, während sich die besten Akzeptanzen im Bereich von 300 bis 600 MeV bewegen. Des Weiteren entspricht der Winkelbereich mit mindestens 40000 generierten Reaktionen im Bereich der Deltaresonanz um  $E_\gamma \approx 340$  MeV mit  $\cos(\theta_{lab}) = +0,3$  bis  $\cos(\theta_{lab}) = +0,9$  nicht dem Winkelbereich von  $\cos(\theta_{lab}) = -0,2$  bis  $\cos(\theta_{lab}) = +0,4$ , der in diesem Energiebereich die beste Akzeptanz aufweist.

Die in Abb. 3.9b zu erkennenden niedrigen Akzeptanzen für die Winkel mit  $\cos(\theta_{lab}) < (-0,6)$  sind durch die Inaktivität einiger Kristalle im BGO-Ball während der Dezemberstrahlzeit zu erklären. Die niedrige Akzeptanz bei  $\cos(\theta_{lab}) < (-0,9)$  und  $\cos(\theta_{lab}) > (+0,9)$  ist durch die Öffnungen des BGO-Balls bedingt. Zwar ist es möglich, dass der BGO-Ball die beiden Photonen, in die das neutrale Pion zerfällt, detektiert, wenn keines der beiden Photonen den Hohlraum im BGO-Ball durch die Öffnungen verlässt, doch ist die Wahrscheinlichkeit ein neutrales Pion unter diesen Winkeln zu detektieren sehr niedrig. Bei höheren Energien von mehr als  $E_\gamma = 600$  MeV wird für  $\cos(\theta_{lab}) < (-0,9)$  und  $\cos(\theta_{lab}) > (0,9)$  meistens eine Akzeptanz von 0 bestimmt. In diesen Bins wurde, wie in Abb. 3.6b ersichtlich, keine  $\pi^0$ -Photoproduktion rekonstruiert.

Im übrigen nimmt die Akzeptanz des BGO-Balls für  $\pi^0$ -Photoproduktionen mit höheren  $E_\gamma$  für alle Winkel stark ab. Der Grund hierfür liegt am höheren Boost für Teilchen mit höherer Energie, wodurch bei hohen Energie das Proton dem BGO-Detektor durch die vordere Öffnung entkommt und nicht detektiert werden kann. Damit wird die Reaktion durch den Koplanaritäts-Schnitt verworfen.

Bezüglich der genauen Höhe der Akzeptanz weichen die unabhängig vom Winkel bestimmte Akzeptanz

$$A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma)$$

und die unter Berücksichtigung des Winkels bestimmte Akzeptanz

$$A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$$

deutlich voneinander ab. So beträgt die Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma \approx 400\text{MeV}, \cos(\theta_{lab}) \approx 0,4) \approx 0,6$ . Dagegen liegt  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma \approx 400\text{MeV}) = 0,35 \pm 0,025$  um die 40% unter dem winkelabhängig bestimmten Wert bei  $\cos(\theta_{lab}) \approx 0,4$ . Diese Werte wurden aus den Histogrammen 3.8a und 3.9b abgelesen, die statistischen Fehler sind die Ablesefehler, im Falle des eindimensionalen Histogrammes mindestens der Fehlerbalken.

Angesichts der für einige Winkel großen Abweichungen zwischen der Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma)$  unter Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit und der Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_\gamma, \cos(\theta_{lab}))$  unter Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit bestätigt sich die Notwendigkeit den absoluten Wirkungsquerschnitt mit der in Abhängigkeit von  $\cos(\theta_{lab})$  bestimmten Akzeptanz zu errechnen, um systematische Abweichungen möglichst klein zu halten.

Neben den bereits erwähnten Abweichungen auf Grund der Unterschiede zwischen den hier verwendeten Bins, in welche die generierten Werte sortiert wurden, und den Energiebreiten der Koinzidenzkanäle, können systematische Fehler durch Abweichungen zwischen simulierten und realen Experiment auftreten, weshalb in Abschnitt 3.5 die hier zur Bestimmung der Akzeptanz benutzten Daten aus der Simulation, mit den Daten aus dem realen Experiment verglichen werden. Die Daten des realen Experimentes werden im folgenden Abschnitt präsentiert.

### 3.4 Rekonstruierte Photoproduktionen des neutralen Pions

Mit der im vorherigen Abschnitt 3.3 bestimmten Akzeptanz kann zusammen mit der Anzahl der in den realen Daten rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen die zur Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts notwendige Anzahl an  $\pi^0$ -Photoproduktionen bestimmt werden. Es werden daher aus den Datensätzen der in Abschnitt 3.1.1 genannten Runs die  $\pi^0$ -Photoproduktionen, gemäß der in 3.2 erläuterten Schnitte, rekonstruiert. Es wurden in dieser Zeitspanne insgesamt  $349.491 \pm 591$   $\pi^0$ -Photoproduktionen rekonstruiert, die wie in Abbildung 3.10 gezeigt in



Abhängigkeit von  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$  verteilt sind. Die in Abb. 3.10a für die reale Messung zu erkennenden Ausreißer für kleine  $E_\gamma$ -Binbreiten (auch nach der Normalisierung nach der Binbreite) erklären sich auch hier aus dem größeren Verhältnis von Energiebreite der Dreierkoinzidenzkanäle zur dazugehörigen  $E_\gamma$ -Binbreite im Histogramm im Vergleich zum Verhältnis der Energiebreite der Zweierkoinzidenzkanäle zur dazugehörigen  $E_\gamma$ -Binbreite.

Für Energien von mehr als  $E_\gamma = 600$  MeV wurde in vielen  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins keine  $\pi^0$ -Photoproduktion rekonstruiert. Ein Vergleich mit der in Abschnitt 3.3 bestimmten und Abb. 3.9 dargestellten Akzeptanz zeigt, das insbesondere in Bins mit einer Akzeptanz von 0 - wie erwartet - keine Reaktionen rekonstruiert wurden.

### 3.5 Vergleich zwischen rekonstruierten Reaktionen aus den realen und den simulierten Daten

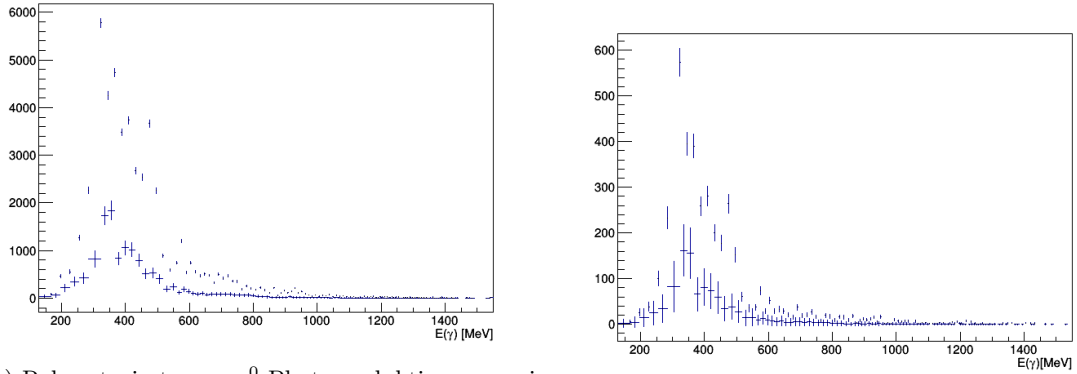
Abweichungen zwischen den simulierten Daten und dem realen Experiment können zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Akzeptanz führen. Wie bereits in Abschnitt 3.2 festgestellt, gibt es Abweichungen zwischen der simulierten und der in der Realität gemessenen Verteilung der invarianten Masse  $m_{\gamma,\gamma}$ , von den als neutrale Pionen rekonstruierten  $\gamma\gamma$ -Paaren, die im BGO-Ball gemessen wurden.

Zur näheren Eingrenzung der Ursache sind in Abb. 3.11 die Häufigkeitsverteilung der Energien der rekonstruierten neutralen Pionen einmal für die realen (rot) und einmal für die simulierten Daten (blau) aufgetragen. Der Peak für die realen Daten liegt dabei erkennbar bei einer höheren Energie als der Peak für die simulierten Daten. Eine Auflistung sowohl der simulierten, wie auch der realen Durchschnittswerte der rekonstruierten invarianten Massen der detektierten Photonenaare  $\bar{m}_{\gamma,\gamma}$  und der rekonstruierten Pionen  $\bar{m}_{\pi^0}$  aus Abschnitt 3.2 sowie der rekonstruierten Pionenenergie  $\bar{E}_{\pi^0}$  befindet sich in Tabelle 3.2. Der Unterschied in der rekonstruierten Pionenmasse zwischen simulierten und realen Daten von  $\Delta\bar{m}_{\pi^0} = 11,3$  MeV kann beispielsweise an unterschiedlichen Schwellenwerten zur Erfassung des Signals eines Szintillatorkristalls zwischen Simulation und Realität oder einer nichtlinearität des realen Analog-Digital-Umwandlers, der die analogen Signale in digitale Werte übersetzt, liegen.

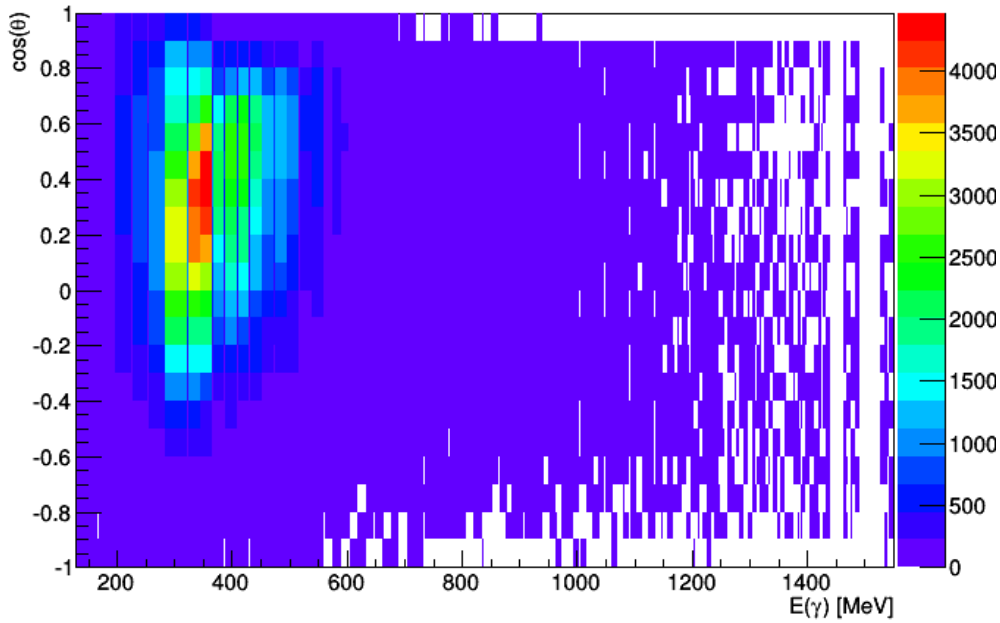
In Abb.3.12 ist die Anzahl an Ereignissen in der Simulation mit einem rekonstruierten  $\pi^0$  gegen die Energiedifferenz  $\Delta E_{\pi^0,gen-rec} = E_{\pi^0,gen} - E_{\pi^0,rec}$  der für dieses Ereignis vom Ereignisgenerator generierten Pionenenergie und der mit Hilfe des simulierten BGO-Balls rekonstruierten Pionenenergie aufgetragen. Es zeigt sich, dass kein einziges mal eine höhere Pionenenergie gemessen wurde, als vom Ereignisgenerator erzeugt, aber umgekehrt eine im Schnitt  $\Delta E_{\pi^0,gen-rec} = (18,8 \pm 0,4)$  MeV zu niedrige Energie rekonstruiert wurde. Dies liegt an den Schwellenwerten im BGO-Ball. Die Energie eines detektierten Teilchens, die an einen BGO-Kristall abgegeben wurde, wird nicht registriert, da kein Hit zustande kommt, wenn die notwendige Energie zum überschreiten des Schwellenwertes nicht erreicht wurde. Sie wird in diesem Fall nicht der Gesamtenergie eines Clusters im BGO-Ball hinzugerechnet.

Auf Grund des Unterschiedes in der Energiemessung und der daraus folgenden systematisch zu niedrig rekonstruierten Pionenmasse musste der Schnitt auf die invariante Masse des Photonenaars in Abschnitt 3.2 ausreichend großzügig angesetzt werden, um sowohl den simulierten, als auch den realen  $m_{\pi^0}$ -Peak zu erfassen, ohne unterschiedliche Schnitte in der Analyse der realen und der simulierten Daten anzuwenden. Auch kann die Abweichung der Energiekalibration in der Simulation im Vergleich zur realen Messung zu einem systematischen Fehler in der bestimmten Akzeptanz führen, der sich jedoch analytisch nicht praktikabel bestimmen lässt. Eine endgültige Auskunft wird erst eine Analyse einer Simulation mit korrigierter Energiekalibration bringen. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers kann jedoch vorgenommen werden, in dem das Verhältnis  $\frac{N_{real}}{N_{sim}}$  mit dem Verhältnis  $\frac{N_{real,alt}}{N_{sim,alt}}$  verglichen wird, wobei  $N_{real}$  die in den realen Daten rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen und  $N_{sim}$  die in den simulierten Daten rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen mit dem in dieser Arbeit verwendeten  $m_{\gamma,\gamma}$ -Schnitt von  $100\text{MeV} < m_{\gamma,\gamma} < 170\text{MeV}$  bezeichnen, während  $N_{real,alt}$  die realen rekonstruierten Photoproduktionen und  $N_{sim,alt}$  die simulierten rekonstruierten Photoproduktionen mit einem um die Abweichung des  $\pi^0$ -Peaks von  $9,3 \approx 10$  MeV verschobenen Schnitt  $90\text{MeV} < m_{\gamma,\gamma} < 160\text{MeV}$  (während alle anderen Schnitt gleich gehalten werden) symbolisieren. Das Verhältnis dieser beiden Quotienten kann dann zur groben Abschätzung des Fehlers dienen.<sup>8</sup> Mit  $\frac{N_{real}}{N_{sim}} = \frac{349392 \pm 591}{725599 \pm 851} = 0,4815 \pm 0,0008$

<sup>8</sup>Private Kommunikation in Arbeitsgruppe mit Tom Jude.



(a) Rekonstruierte  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ , integriert über alle  $\cos(\theta_{lab})$  und normalisiert nach der Binbreite. (b) Rekonstruierte  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit von  $E_\gamma$  für  $0 < \cos(\theta_{lab}) < 1$ , normalisiert nach der Binbreite.



(c) Rekonstruierte  $\pi^0$ -Photoproduktionen in Abhängigkeit der  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$

Abbildung 3.10: Gemäß der Schnitte aus Abschnitt 3.2 aus den realen Daten rekonstruierte Photoproduktionen des neutralen Pions gegen  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{lab})$ . Es wurden 20 äquidistante  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins mit einer Breite von je 0,1 verwendet. Die  $E_\gamma$ -Bins haben eine variable Bin-Breite die sicherstellt, dass jedem Bin genau ein bestimmter Zweier- oder Dreierkoinzidenzkanal der Photonenmarkierungsanlage, denen jeweils eine bestimmte Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  zugeordnet wurde, entspricht.

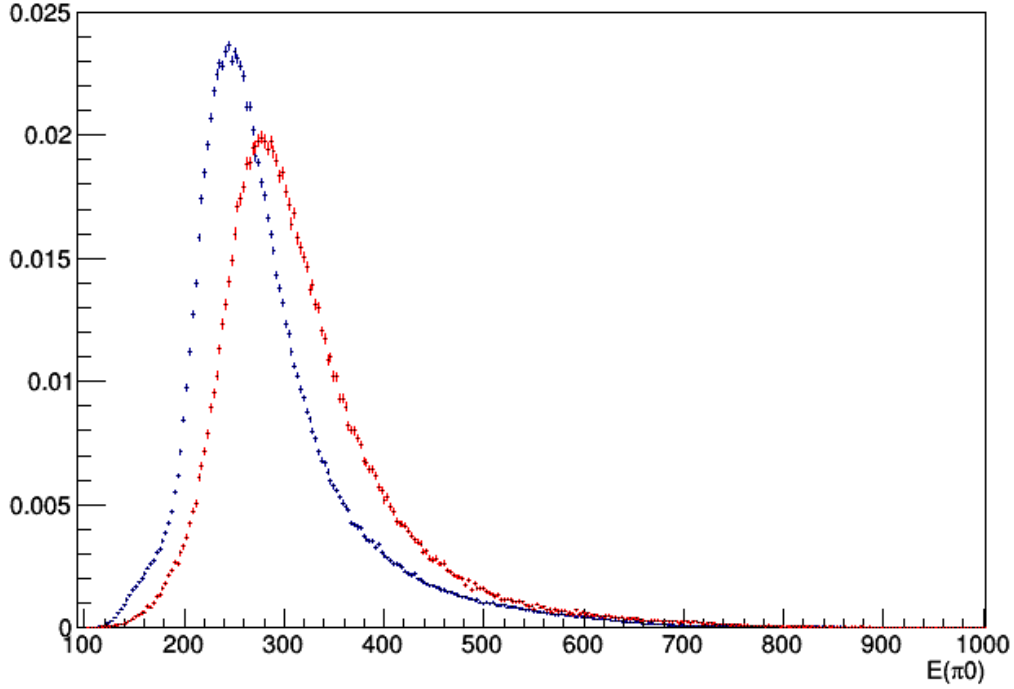


Abbildung 3.11: Vergleich der Häufigkeit der  $\pi^0$ -Energien zwischen realen (rot) und simulierten (blau) Werten. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Graphen auf ein Integral von 1 normiert. Die mittlere Pionenenergie für die realen Daten ist  $E_{\pi^0,real} = 322,6$  MeV, für die Daten aus der Simulation ist sie  $E_{\pi^0,real} = 287,8$  MeV.

und  $\frac{N_{real,alt}}{N_{sim,alt}} = \frac{339990 \pm 583}{734370 \pm 856} = 0,4630 \pm 0,0008$  ergibt sich dabei ein Verhältnis von  $\frac{0,48}{0,46} = 1,04$ . Der durch die abweichende Energiekalibration des BGO-Balls verursachte systematische Fehler in der Bestimmung der Akzeptanz lässt sich damit auf ungefähr 4% abschätzen.

Eine weiterer systematischer Fehler kann von einer Abweichung zwischen realen und simulierten Experiment bei der Bestimmung der Energie des einfallenden Photons herrühren. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht näher untersucht werden.

### 3.6 Absoluter Wirkungsquerschnitt

Zur Überprüfung des Versuchsaufbaus und seiner Kalibration kann nun der absolute, totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton bestimmt und mit den bereits in Abschnitt 3.1 vorgestellten Werten von SAID verglichen werden.

Dazu wird gemäß Formel 3.2

$$\frac{d\sigma_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab}))}{d\Omega} = \frac{N_{rec,\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab}))}{A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}(E_{\gamma,lab}, \cos(\theta_{lab})) \times N_{\gamma}(E_{\gamma,lab}) \times \rho \times \Delta\Omega}$$

mit Hilfe der in Abschnitt 3.3 bestimmten Akzeptanz  $A_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$ , den in Abb. 3.10a abgebildeten rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen aus der Analyse der realen Daten  $N_{rec}$  sowie der integrierte Photonenfluss am Target  $N_{\gamma}$ , der Flächenteildichte des Wasserstoff-Targets  $\rho = (2,5381 \pm 0,0846) \cdot 10^{-7} \mu b$  sowie dem Raumwinkelelement  $\Omega = 0,2\pi$ , über das sich ein  $\cos(\theta)$ -Bin erstreckt, der differentielle Wirkungsquerschnitt für jedes der 20  $\cos(\theta)$ -Bins berechnet.

Bins, die zu den Energiewerten der Dreierkoinzidenzen gehören oder eine Akzeptanz von mehr als 1 aufweisen, wurden bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts weggelassen. Für Bins mit einer Akzeptanz von 0 kann dagegen nicht die tatsächlich vorhandene Anzahl an  $\pi^0$ -Photoproduktionen bestimmt werden, auch wenn im realen Experiment vereinzelt auch in diesen Bins eine Reaktion rekonstruiert werden sollte. Daher werden auch diese Bins ignoriert.

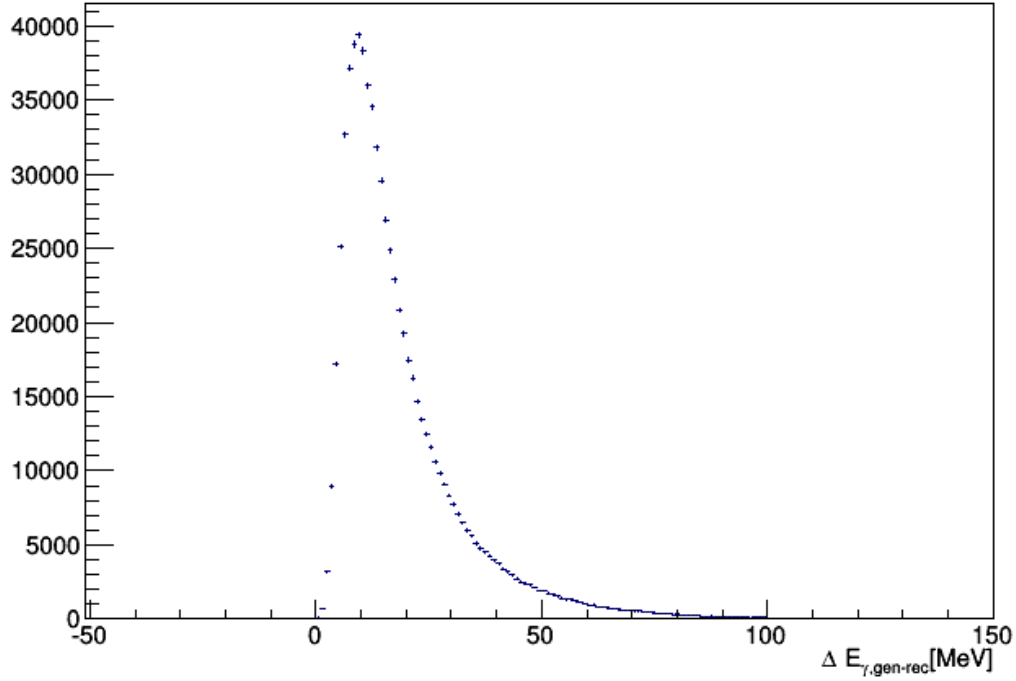


Abbildung 3.12: Anzahl simulierter Ereignisse gegen Differenz der rekonstruierten und der dazugehörigen generierten Pionenenergie innerhalb eines simulierten Ereignisses  $\Delta E_{\pi^0,gen-rec} = E_{\pi^0,gen} - E_{\pi^0,rec}$ . Der Mittelwert beträgt  $(18,8 \pm 0,4)$  MeV

	reale Daten	simulierte Daten	Differenz	Literatur Wert $m_{\pi^0}$
$\bar{m}_{\gamma\gamma}$ [MeV]	137,70	126,00	11,7	134,98
$\sigma_{m_{\gamma,\gamma}}$ [MeV]	15,20	9,40		
$\bar{m}_{\pi^0}$ [MeV]	137,40	126,10	11,3	134,98
$\sigma_{m_{\pi^0}}$ [MeV]	13,34	9,30		
$\bar{E}_{pi^0}$ [MeV]	322,6	287,8	34,8	
$\sigma_{E_{\pi^0}}$ [MeV]	94,0	89,6		

Tabelle 3.2: Gegenüberstellung der Mittelwerte der rekonstruierten invarianten Massen der detektierten Photonenpaare  $\bar{m}_{(\gamma,\gamma)}$ , deren invariante Masse zwischen 100 bis 170 MeV liegt, der rekonstruierten Pionen  $\bar{m}_{\pi^0}$  (der Photonenpaare, die alle Schnitte aus Abschnitt 3.2 passiert haben und daher als rekonstruierte Pionen gezählt wurden) und der rekonstruierten Pionenenergie  $\bar{E}_{pi^0}$  sowie deren Standardabweichungen, einmal für die realen und einmal für die simulierten Daten. In der dritten Spalte ist die Differenz der Mittelwerte angegeben. In der vierten Spalte ist der Literaturwert für  $m_{\pi^0}$  angegeben.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle  $\cos(\theta)$ -Bins werden im Anschluss addiert und wieder mit dem Raumwinkelelement  $\Omega = 0, 2\pi$  multipliziert, um den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  zu erhalten.

Der über die Dauer der ganzen Messreihe integrierte Photonenfluss  $N_\gamma$  wird durch Multiplizieren der Scalerstände der Photonenmarkierungsanlage mit der PDP bestimmt.

Die Scalerstände geben die Gesamtanzahl an Photonen in Abhängigkeit der Hardware-Koinzidenzkanäle an, die von der Photonenmarkierungsanlage erfasst wurden, während ein Trigger hätte ausgelöst werden können. Die Hardware-Koinzidenzkanäle unterscheiden dabei nicht zwischen Zweier- und Dreierkoinzidenzen. Stattdessen werden Dreierkoinzidenzen als zwei Zweierkoinzidenzen in benachbarten Kanälen erfasst.

Um die PDP zu bestimmen, wurde von Daniel Geffers im Rahmen seiner parallel zu dieser angefertigten Bachelorarbeit ein Programm entwickelt, welches auch für diese Bachelorarbeit zur Bestimmung der PDP herangezogen wurde. Das Vorgehen zur Bestimmung der PDP wird in [9, Kapitel 5] beschrieben. Für die PDP-Bestimmung wurde jeweils ein Dreierkoinzidenzkanal und ein Zweierkoinzidenzkanal zusammengelegt und einem Hardwarekoinzidenzkanal zugeordnet. Hierbei wurde nicht berücksichtigt, dass in den Scalerständen die Dreierkoinzidenzen doppelt gezählt werden, da dies erst kurz vor Abgabe der Bachelorarbeit bekannt wurde. [9].

Die über alle Runs addierte Häufigkeit der Koinzidenzen der Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage ist in Abb. 3.14a dargestellt (der statistische Fehler wird hier als  $\sqrt{N}$  bestimmt). Die über alle Runs gemittelte PDP ist in Abbildung 3.14b zu finden. Es ist zu beachten, dass die zur Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts verwendeten und in Abb. 3.14c aufgetragenen  $N_\gamma(E_\gamma)$  nicht aus der über alle Runs gemittelten PDP und der über alle Runs summierten Anzahl an Koinzidenzen der Szintillatoren Photonenmarkierungsanlage errechnet werden. Stattdessen wird die PDP für jeden der 10 bis 30 Minuten dauernden Runs gesondert bestimmt. Diese werden mit der im dazugehörigen Run gemessenen Häufigkeit eines Photons im entsprechenden Koinzidenzkanal multipliziert und das Ergebnis für alle Runs aufaddiert und der Energie des jeweiligen Koinzidenzkanals zugeordnet. Die so berechnete Anzahl der am Target angekommenen Photonen in Abhängigkeit der Energie  $N_\gamma(E_\gamma)$  ist in Abb. 3.14c aufgetragen, wobei die statistischen Fehler gemäß Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmt wurden.

Da die zur Bestimmung der Anzahl der Photonen am Target genutzten Hardware-Koinzidenzkanäle zwischen Elektronen, die eine Zweierkoinzidenz, als auch die Elektronen, die eine Dreierkoinzidenz verursacht haben, nicht unterscheiden, haben die Hardware-Koinzidenzkanäle eine größere Energiebreite, als die zur Bestimmung der Akzeptanz und der rekonstruierten  $\pi^0$ -Photoproduktionen verwendeten Zweierkoinzidenzkanäle. Des Weiteren werden Dreierkoinzidenzen in beiden benachbarten Hardware-Koinzidenzen registriert und damit doppelt gezählt. Die den Hardware-Koinzidenzkanälen zugeordneten Photonenenergien weichen dabei leicht von den Energien ab, die den Zweierkoinzidenzkanälen zugeordnet wurden, liegen allerdings bei der hier verwendeten Bin-Einteilung im selben  $E_\gamma$ -Bin.

Aus dem Verhältnis der Häufigkeit der Zweier- zu den Dreierkoinzidenzen, das energieabhängig zwischen 1:3 und 1:5 beträgt [9, Abschnitt 2.2] und der doppelten Zählung der Dreierkoinzidenzen folgt ein ungefähres Verhältnis von im Hardwarekoinzidenzkanal gemessenen Photonen zu den im Zweierkoinzidenzkanal gemessenen Photonen von  $\frac{7}{5}$  bis  $\frac{5}{3}$ . Damit enthält der hier bestimmte Wirkungsquerschnitt einen energieabhängige systematische Abweichung von 40% bis 60%. Zur ihrer Korrektur müsste hier eine Normierung auf die Energiebreiten der Koinzidenzkanäle vorgenommen werden, wobei jedoch das Überschneiden der Energiebereiche der Koinzidenzkanäle berücksichtigt werden müsste. Außerdem müsste ein Korrekturfaktor für die doppelte Zählung berücksichtigt werden. Da mir die unterschiedliche Energiebreite des Zweier- und Hardwarekoinzidenzkanäle sowie die doppelte Zählung erst einige Tage vor Abschluss dieser Bachelorarbeit bekannt wurden, konnten sie hier nicht berücksichtigt werden.

In Abb. 3.13 finden sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins von  $0,7 < \cos(\theta_{lab}) < 0,8$  (grün),  $0,8 < \cos(\theta_{lab}) < 0,9$  (schwarz) und  $0,9 < \cos(\theta_{lab}) < 1$ . Es zeigt sich bis zu einer Energie von  $E_\gamma \approx 400$  MeV im Rahmen der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen den Werten der genannten  $\cos(\theta)$ -Bins. Für Energien von 400 bis zu 700 MeV werden auf Grund der deutlich kleineren Statistik die statistischen Fehler im Bereich  $0,9 < \cos(\theta_{lab}) < 1$  deutlich größer, im Rahmen dieser besteht jedoch von 500 bis zu 700 MeV ebenfalls eine Übereinstimmung. Im Bereich von 400 bis 500 MeV kommt es zu einer Abweichung nach oben. Für Energien von mehr als 700 MeV ist im Bereich  $0,9 < \cos(\theta_{lab}) < 1$  die Akzeptanz

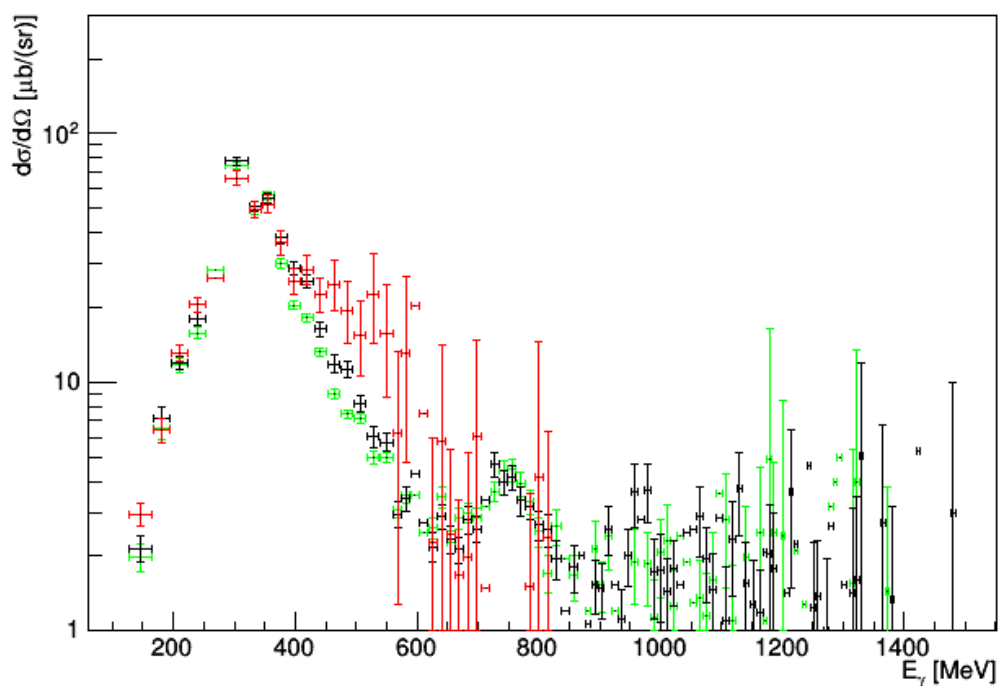
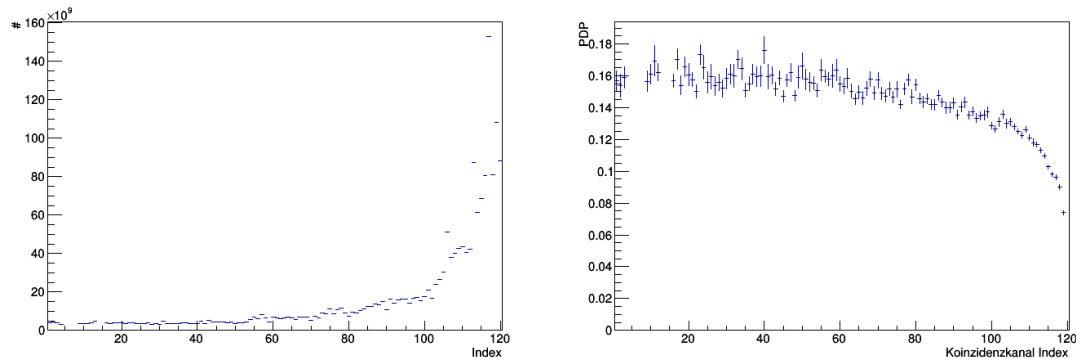


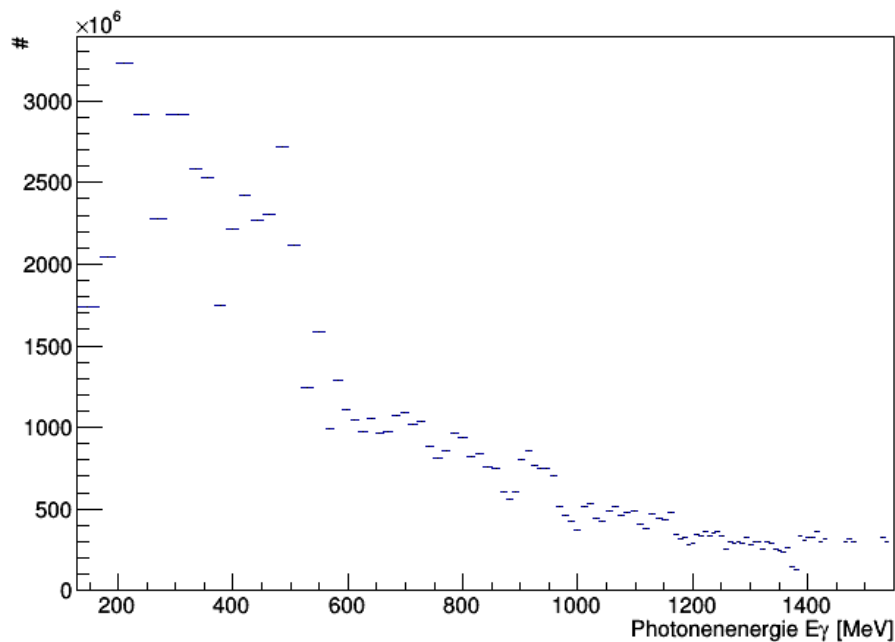
Abbildung 3.13: Differentielle Wirkungsquerschnitte gegen die Energie des einfallenden Photons  $E_{\gamma,lab}$  für ausgewählte  $\cos(\theta)$ -Bins. Grün:  $0,7 < \cos(\theta_{lab}) < 0,8$  Schwarz:  $0,8 < \cos(\theta_{lab}) < 0,9$  Rot:  $0,9 < \cos(\theta_{lab}) < 1$  (rot). Es ist darauf zu achten, dass die Winkelangaben im Laborsystem sind. Bei der Berechnung der statistischen Fehler für die Punkte ohne Fehlerbalken tauchte eine Division durch Null auf, deren Ursache bisher nicht geklärt werden konnte.

fast durchgehen null, weshalb keine Daten mehr für diesen Bereich vorliegen.

Das Ergebnis für den absoluten, totalen Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 3.15 zusammen mit den bereits in Abb. 3.1 dargestellten und in Abschnitt 3.1 vorgestellten SAID-Daten zum Vergleich aufgetragen. Die statistischen Fehler bestimmen sich auch hier gemäß Gaußscher Fehlerfortpflanzung.



(a) Häufigkeit der Koinzidenzen der Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage in Abhängigkeit des Koinzidenzkanals  
(b) Photodefinitionswahrscheinlichkeit (PDP) in Abhängigkeit des Koinzidenzkanals, gemittelt über alle untersuchten Runs



(c) Anzahl der am Target angekommenen Photonen  $N_\gamma$  in Abhängigkeit der Energie

Abbildung 3.14: Scalerstände, gemittelte PDP über alle Versuchsdurchläufe und Anzahl der am Target angekommenen Photonen  $N_\gamma$

Im Bereich von  $E_\gamma = 300$  MeV bis zu 610 MeV und damit auch im Bereich der Deltaresonanz zeigen sich geringe Abweichungen von dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Chew-Mandelstam fit CM12 von SAID (im folgenden SAID-Anpassungskurve genannt), die jedoch bei höheren Energien von mehr als 610 MeV größer werden.

Zur näheren Untersuchung wurde von Daniel Geffers mit den von mir zur Verfügung gestellten gemessenen Werten des absoluten Wirkungsquerschnitts die Abb. 3.16 erstellt, die das Verhältnis der gemessenen Werte zur SAID-Anpassungskurve angibt. Im Bereich von 300 bis 500 MeV schwankt das Verhältnis um einen Wert von 1. Von 610 MeV bis zu 800 MeV steigt sinkt das Verhältnis ab, bis es von 800 MeV bis zu 1100 MeV zwischen einem Wert von 0,5 und 0,6 schwankt.

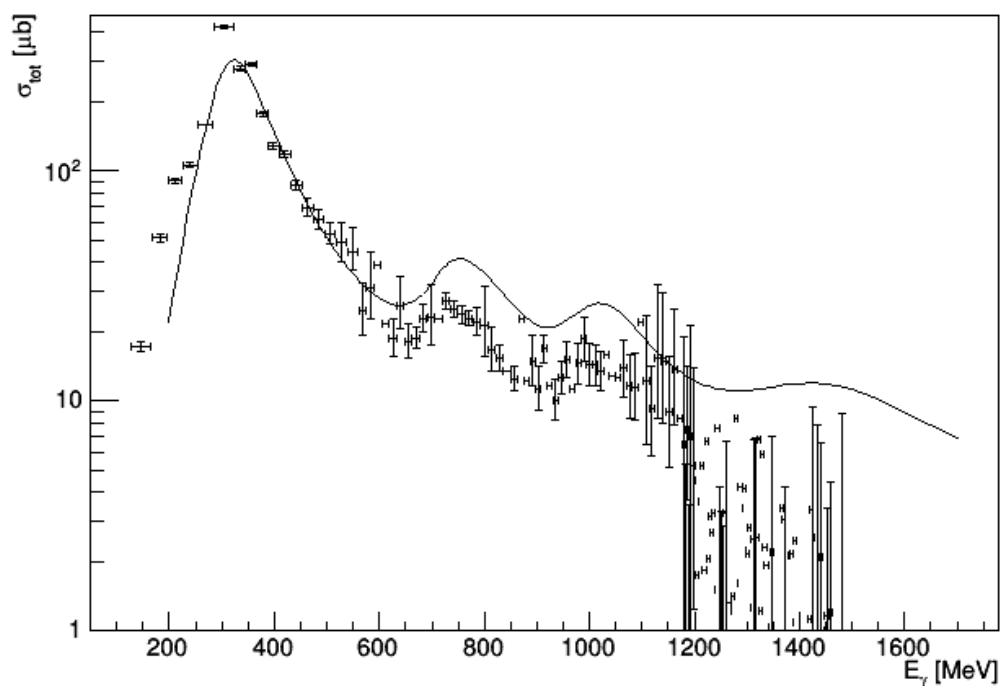


Abbildung 3.15: Totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma+p \rightarrow \pi^0+p}$  der Photoproduktion des neutralen Pions in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ . Die Punkte geben die in dieser Arbeit experimentell ermittelten Werte wieder, die wie in Abschnitt 3.6 erläutert berechnet wurden. Die durchgezogene Linie gibt den Chew-Mandelstam fit CM12 von SAID wieder[5]. Bei der Berechnung der statistischen Fehler für die Punkte ohne Fehlerbalken tauchte eine Division durch Null auf, deren Ursache bisher nicht geklärt werden konnte.



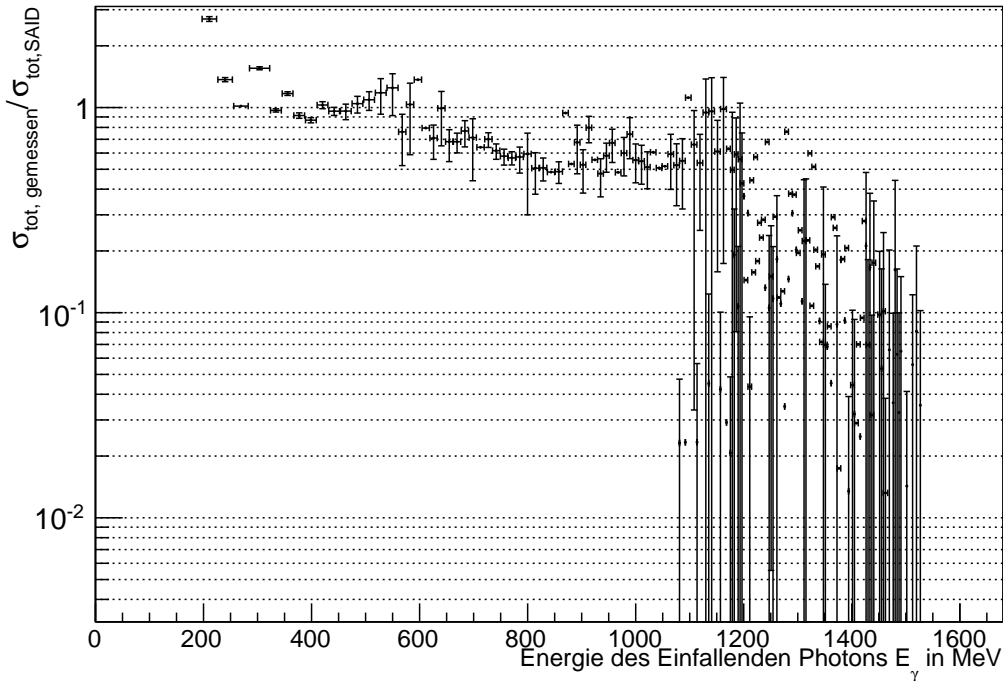


Abbildung 3.16: Verhältnis des gemessenen absoluten, totalen Wirkungsquerschnitts zum Chew-Mandelstam fit CM12 von SAID. Die Graphik wurde von Daniel Geffers im Rahmen seiner Bachelorarbeit mit den von mir zur Verfügung gestellten Werten des gemessenen, absoluten Wirkungsquerschnitts erstellt.[9]

Ab 1100 MeV kommt es vereinzelt zu sehr großen Abweichungen, während ab 1200 MeV die Messwerte des absoluten Wirkungsquerschnitts im Vergleich zur SAID-Anpassungskurve deutlich abfallen und stark streuen. Die starke Abweichung und Streuung der Werte für mehr als  $E_\gamma = 1200 \text{ MeV}$  ist durch die große Anzahl an für solche hohe Energien bei der Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts ausgelassenen  $E_\gamma$ - $\cos(\theta_{lab})$ -Bins zu erklären, da für jedes Energiebin die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $\cos(\theta_{lab})$ -Bins mit einer Akzeptanz von 0 beim Aufsummieren ausgelassen werden. Wie in Abb. 3.10c ersichtlich wird, wurde - wie es bei einer Akzeptanz von 0 zu erwarten ist - für  $E_\gamma > 1200 \text{ MeV}$  für die meisten Bins im realen Experiment auch keine Reaktion gemessen.

Neben der bereits erwähnten systematischen Abweichung von 40% bis 60% durch den Unterschied zwischen Zweier- und Hardwarekoinzidenzen können weitere systematische Fehler und Abweichungen von den in Abschnitt 3.3 und 3.5 erläuterten systematischen Fehlern und Abweichungen bei der Bestimmung der Akzeptanz herrühren. Angesichts der für Energien des einfallenden Photons von weniger als 600 MeV geringen Abweichung des hier bestimmten Wirkungsquerschnitts vom SAID-Fit liegt es nahe, dass sich diese systematischen Fehler und Abweichungen möglicherweise gegenseitig ausgleichen.

Auch sind systematische Fehler bei der Bestimmung der PDP möglich. Bezüglich des systematischen Fehler der PDP sei an dieser Stelle auf die Bachelorarbeit von Daniel Geffers verwiesen. Insbesondere ist hier gemäß [9] zu beachten, dass für kleinere  $E_\gamma$ -Energien die FluMo-Effizienzrate kleiner ist, als durch den Wert, der in die PDP eingeflossen ist, berücksichtigt. Für Energien unter  $E_\gamma = 600 \text{ MeV}$  fällt die FluMo-Effizienz ab, während sie für höhere Energien als konstant angenommen werden kann. Dies sorgt für einen zu niedrig bestimmten integrierten Photonfluss durch das Target und damit einem höher bestimmten Wirkungsquerschnitt für  $E_\gamma < 600 \text{ MeV}$ . [9]



## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Am BGO-OD-Experiment wurde erstmals im Rahmen dieser Bachelorarbeit und der Bachelorarbeit von Daniel Geffers ein absoluter Wirkungsquerschnitt bestimmt. Allgemein bestimmt sich ein Wirkungsquerschnitt aus dem Verhältnis der Anzahl an stattgefundenen Reaktionen zum Produkt aus der Anzahl an einfallenden Teilchen und der Teilchenflächendichte des Targets. Hierzu ist es notwendig die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, mit der die Detektoren die gesuchte Reaktion erfassen können. Diese Wahrscheinlichkeit wird als Akzeptanz bezeichnet.

Das Ziel dieser Bachelorarbeit war die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions am Proton. Hierzu wurde die Akzeptanz des BGO-Detektors bestimmt.

Bezüglich der Detektion photoproduzierter, neutraler Pionen erreicht der BGO-Ball seine höchste Akzeptanz für die Winkel von  $-0,2 < \cos(\theta_{lab}) < 0,8$  und einer Energie des einfallenden, die Reaktion auslösenden Photons von 350 MeV bis 600 MeV. Für Energien des einfallenden Photons von mehr als 1200 MeV werden angesichts einer Akzeptanz von Null oder annähernd Null kaum noch neutrale Pionen detektiert.

Bei der Bestimmung der Akzeptanz treten jedoch einige systematische Fehler auf, die im Rahmen dieser Arbeit nicht korrigiert werden konnten. So zeigten sich Abweichungen der rekonstruierten Ruhemasse des  $\pi^0$  zwischen der Simulation und den Daten des realen Experiments. Dabei weicht der Mittelwert des  $\pi^0$ -Peaks stärker vom Literaturwert der Ruhemasse des neutralen Pions ab, als der Mittelwert des  $\pi^0$ -Peaks in den realen Daten. Die Abweichung der simulierten Daten von denen des realen Aufbaus sind auf unterschiedliche Energiekalibration des BGO-Detektors zurückzuführen. Die festgestellten Abweichungen zwischen der Simulation und dem realen Aufbau sollten genauer analysiert und behoben werden, um hierdurch verursachte systematische Fehler zu korrigieren. Daneben ergibt sich eine noch nicht korrigierte Abweichung aus den Unterschieden zwischen den Energiebreiten der Koinzidenzkanäle der Photonenmarkierungsanlage und den zur Analyse in dieser Arbeit verwendeten Energie-Bins für die Energie des einfallenden Photons. Diese sollte in Zukunft behoben werden.

Der zur Überprüfung der Kalibration des Versuchsaufbaus und der Analyseketten absolut bestimmte totale Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Photoproduktion stimmt mit den im Rahmen des SAID-Programmes vom Center for Nuclear Studies an der George Washington University erstellten Anpassungskurve angesichts der noch zu behebbenden Fehlerquellen erstaunlich gut überein. Für höhere Energien, insbesondere ab 600 MeV, zeigen sich jedoch deutliche Abweichungen. Ab einer Energie des einfallenden Photons von 1200 MeV konnten wegen der geringen Akzeptanz keine aussagekräftigen Werte bestimmt werden.

Neben den systematischen Fehlern der Akzeptanzbestimmung und der Photodefinitionswahrscheinlichkeit entsteht eine weitere Abweichung durch die unterschiedlichen Energiebreiten der zur Bestimmung der Akzeptanz verwendeten Zweierkoinzidenzkanäle und der Hardware-Koinzidenzkanäle sowie der doppelten Zählung von Dreierkoinzidenzen in den Hardware-Koinzidenzkanälen, die zur Bestimmung des integrierten Photonennflusses durch das Target verwendet wurden.

Dies zeigt die Notwendigkeit weiterer Verbesserungen der Datenanalyse. Als nächster Schritt sollte jedoch zuerst die Abweichungen zwischen der Energiekalibration im BGO-Ball in der Realität und in der Simulation behoben werden. Um die Absolutmessung des totalen Wirkungsquerschnitts sinnvoll zum Aufspüren weiterer Fehler in der Analyseketten nutzen zu können, müssen außerdem die Auswirkungen der Unterschiede zwischen den zur Berechnung der Akzeptanz herangezogenen Zweierkoinzidenzkanälen und den zur Bestimmung des integrierten Photonennflusses durch das Target genutzten Hardware-Koinzidenzkanälen reduziert werden.



# Literatur

- [1] URL: [https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/system/files/SetupNew\\_4web.png](https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/system/files/SetupNew_4web.png).
- [2] A. Zucchiatti et al. "Response of BGO sectors to protons up to 170 MeV". In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 321 (1992), S. 219.
- [3] P Levi Sandri et al. "Performance of a BGO calorimeter in a tagged photon beam from 260 to 1150 MeV". In: *Nucl. Instr. and Meth.* (1996), S. 396.
- [4] *BGO-Ball*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/BgoBall>.
- [5] *CNS DAC Services - Chew-Mandelstam fit CM12*. URL: <http://gwdac.phys.gwu.edu/cgi-bin/go3pr?sl=CM12&rt=1&ot=SGT&iv=E&il=200&ii=15&iu=1700&fv=A&fn=0&jpeg=PLOT&u=0&l=0>.
- [6] V. Crede u. a. "Photoproduction of neutral pions off protons". In: *Phys. Rev. C* 84 (5 2011), S. 055203. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.055203. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.055203>.
- [7] *Dipole magnet*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/Magnet>.
- [8] *drift chamber*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/DriftChamber>.
- [9] Daniel Geffers. "Messung des Absoluten Photonenflusses im BGO-OD Experiment". Rheinische Friedrich Wilhelms Universität Bonn, 2014.
- [10] M. Gell-Mann. "A schematic model of baryons and mesons". In: *Physics Letters* (1964), 214-215.
- [11] *MRPC*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/MRPC>.
- [12] *Particle Data Booklet*. 2012.
- [13] *Tagger system*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/Tagger>.
- [14] *TEfficiency::ClopperPearson*. URL: <http://root.cern.ch/root/html/TEfficiency.html#TEfficiency:ClopperPearson>.
- [15] *ToF*. URL: <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup/Tof>.
- [16] Thomas Zimmermann. "Photon Flux Monitor for the BGO-OD experiment". Rheinische Friedrich Wilhelms Universität Bonn, 2012.