

# **Systematische Studien zur $\pi^0$ Kalibrierung des Crystal-Ball Detektors**

von

**Martin Sobotzik**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 10. Mai 2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Gradl
2. Gutachter: Prof. Dr. Achim Denig

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

Mainz, den [Datum] [Unterschrift]

Martin Sobotzik  
A2-Kollaboration  
Institut für Kernphysik  
Johannes-Joachim-Becher-Weg 45  
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz  
[msobotzi@students.uni-mainz.de](mailto:msobotzi@students.uni-mainz.de)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	1
1.2. Gliederung . . . . .	2
<b>2. Experimenteller Aufbau am MAMI</b>	<b>3</b>
2.1. Der MAMI-Beschleuniger . . . . .	3
2.2. Die Photonenmarkierungsanlage . . . . .	6
2.3. Das Detektorsystem . . . . .	8
2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor . . . . .	9
2.3.2. TAPS, PID & MWPC . . . . .	9
2.4. Szintillatoren . . . . .	10
<b>3. Werkzeuge</b>	<b>11</b>
3.1. Verwendete Programme . . . . .	11
3.2. Algorithmus zur Clusterbildung . . . . .	11
<b>4. Vorbereitungen</b>	<b>13</b>
4.1. Umstellung auf die Crystal-Ball-Fitfunktion . . . . .	13
4.2. Reduzierung des Untergrunds . . . . .	14
4.3. Umstellung auf einen neuen Ereignisgenerator . . . . .	14
<b>5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball</b>	<b>20</b>
5.1. Strahlzeit . . . . .	20
5.1.1. Energieabhängigkeit . . . . .	20
5.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand . . . . .	23
5.2. Simulation . . . . .	25
5.2.1. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen . . . . .	27
5.2.2. Isotroper Zerfall von $\pi^0$ im Ursprung . . . . .	29
5.2.3. $z$ -Vertex Abhängigkeit . . . . .	31
5.2.4. Unterschied zwischen generierten und berechneten Winkeln . . . . .	33
5.2.5. Unterschied zwischen generierten und berechneten Öffnungswinkel für verschiedene $z$ -Vertices . . . . .	35
<b>6. Weitere Beobachtungen</b>	<b>37</b>
6.1. Defekte und rauschende Kristalle . . . . .	37
6.1.1. Verhalten von bereits bekannten defekten und rauschenden Kristallen . . . . .	37
6.1.2. Vermutung für weitere defekte Kristalle . . . . .	40

*Inhaltsverzeichnis*

6.2. $\phi$ -Verteilung im Crystal-Ball . . . . .	42
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>43</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>45</b>
A.1. Herleitung der Formel zur Berechnung der invarianten Masse . . . . .	45
A.2. Abbildungen . . . . .	46
<b>B. Danksagung</b>	<b>60</b>

# 1. Einleitung

## 1.1. Motivation

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball Detektors der A2-Kollaboration am Institut für Kernphysik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. Die A2-Kollaboration untersucht unter anderem die innere Struktur von Nukleonen mit Hilfe eines, durch Bremsstrahlung erzeugten, reellen Photonenstrahls.

Wird ein hochenergetisches Photon durch ein Proton absorbiert, werden unter anderem stark wechselwirkende Teilchen erzeugt. Die A2-Kollaboration ist auf die Teilchen spezialisiert, die überwiegend in Photonen zerfallen, welche schließlich mit dem Crystal-Ball Detektor nachgewiesen werden können.

Der Crystal-Ball besteht aus 672 Natriumiodid Kristallen, die als Detektoren dienen. Damit wird ein Raumwinkel von ca. 94% abgedeckt. Er besitzt zwei gegenüberliegende Bereiche ohne Detektoren, die als Strahlenein- und -ausgang fungieren.

Um die durch die Detektoren gemessene Energie nun zu kalibrieren, betrachtet man folgenden Prozess:

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0. \quad (1.1)$$

Bei diesem Prozess absorbiert ein Proton  $p$  ein hochenergetisches Photon  $\gamma$ . Dabei wird ein  $\pi^0$ -Meson erzeugt:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma. \quad (1.2)$$

Das  $\pi^0$ -Meson zerfällt direkt zu 98,8% in zwei Photonen und zu ca. 1,2% in  $e^+e^-\gamma$ . Andere Modi können vernachlässigt werden, da sie nur Verzweigungsverhältnisse von unter  $10^{-5}$  aufweisen. Im Crystal-Ball werden sowohl die Energie der Photonen, als auch ihr Polar- und Azimutwinkel bestimmt, woraus sich die invariante Masse des  $\pi^0$  berechnen lässt (Siehe dazu: Abschnitt A.1). Laut Literatur beträgt diese Masse ca. 135 MeV<sup>1</sup>[PDG16], folglich werden die Detektoren so eingestellt, dass sich der errechnete  $\pi^0$ -Peak bei dieser Masse befindet.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit der Kalibration des Crystal-Ball-Detektors. Es wird untersucht, wie sich die Kalibrierung des Detektors für verschiedene Photonenenergien verhält und es wird nach der Ursache für diese Abweichungen gesucht.

---

<sup>1</sup>Es werden in der ganzen Arbeit natürliche Einheiten verwendet:  $\hbar = c = 1$

## *1. Einleitung*

### **1.2. Gliederung**

In Kapitel 2 wird zunächst auf den experimentellen Aufbau am MAMI eingegangen. Dabei wird als erstes der Aufbau des Beschleunigers beschrieben. Anschließend wird kurz die Funktionsweise der Detektorkomponenten (Photonenmarkierungsanlage, Crystal-Ball, TAPS und Teilchenidentifikationsdetektor) erläutert. Auch wird kurz die Funktionsweise von den im Crystal-Ball verwendeten Szintillatoren beschrieben.

In Kapitel 3 und 4 werden die verwendeten Programme beschrieben und die Funktionsweise des Algorithmus zur Clusterbildung. Außerdem wird auf die Vorbereitungen eingegangen, die nötig sind, um die Studien in dieser Arbeit durchzuführen. Hier wird unter anderem die Umstellung auf eine neue Funktion zum Peak fitten beschrieben. Außerdem werden Bedingungen gestellt, um den Einfluss des Untergrunds zu reduzieren. Schließlich wird noch die Funktionsweise eines neuen Ereignisgenerators beschrieben.

In Kapitel 5 werden schließlich verschiedene Studien durchgeführt, um die Ursache einer energieabhängigen Abweichung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse von der tatsächlichen  $\pi^0$ -Masse zu erklären. Dabei ist dieses Kapitel in zwei große Abschnitte unterteilt. Im ersten wird versucht mit Daten aus der Strahlzeit 2014 die Ursache zu bestimmen und im zweiten Abschnitt wird auf durch eine Simulation generierte Daten zurückgegriffen. In Kapitel 6 werden weitere Phänomene beschrieben, die während den Studien aufgetreten sind und noch genauer betrachtet werden müssen, da die Bestimmung der Ursache für diese Phänomene nicht im Rahmen dieser Bachelorarbeit möglich ist.

In Kapitel 7 werden schließlich die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

Der Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein mehrstufiger Rennbahn-Teilchenbeschleuniger (RTM: Race-Track-Microtron) für Elektronenstrahlen und steht verschiedenen Arbeitsgruppen für Experimente zur Verfügung. Die Anlage befindet sich auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik (KPh) der Johannes Gutenberg-Universität.

Die A2-Kollaboration untersucht vor allem die Struktur von Nukleonen mit Hilfe von reellen Photonen, welche durch Bremsstrahlung des MAMI-Elektronenstrahls erzeugt werden. Die Photonenergie wird durch eine Photonemarkierungsanlage (Tagger: to tag = markieren) bestimmt. Nach der Reaktion mit dem Target werden die Teilchen durch ein System von verschiedenen Teilchendetektoren nachgewiesen.

### 2.1. Der MAMI-Beschleuniger

1979 wurde das MAMI erstmals in Betrieb genommen und bestand damals nur aus einem einzelnen RTM, womit eine maximale Elektronenergie von 14 MeV erreicht werden konnte. Im Laufe der Jahre wurde das MAMI um zwei weitere RTMs und einem HDSM (Harmonic Double Sided Microtron) erweitert, wodurch heutzutage eine Elektronenergie von ca. 1,6 GeV erreicht werden kann [KPh11G].

Um unpolarisierte Elektronen zu erzeugen, wird eine Glühkathode auf 1000°C erhitzt. Dadurch können Elektronen den Heizdraht aufgrund ihrer thermischen Bewegung verlassen. Diese Elektronen werden dann durch ein elektrisches Feld, welches zwischen einer heißen Kathode und einer Anode, erzeugt wird, zur Anode beschleunigt und treten dann durch ein Loch in der Anode aus und werden weiter durch einen Linearbeschleuniger mit einer Frequenz von 2,45 GHz auf ca. 3,5 MeV beschleunigt. Diese Frequenz ist für das MAMI typisch und macht es zu einem Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger. Das heißt die Frequenz, mit der die Elektronen-Pakete auftreten, ist größer, als die Frequenz, mit der die Detektoren einzelne Events auflösen können und somit wirkt der Strahl für die Detektoren kontinuierlich. Am MAMI ist es auch möglich einen spinpolarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen, dazu wird ein GaAs Kristall mit polarisiertem Laserlicht bestrahlt [Un08]. In der Strahlzeit, die in dieser Arbeit betrachtet wird, wurde ein unpolarisierter Strahl verwendet.

Da die Elektronen mit einem Linearbeschleuniger nur einige MeV pro Meter beschleunigt werden können, und man keine kilometerlangen Strecke bauen kann, entschied man sich dafür, die Elektronen mehrmals durch den gleichen Beschleunigerabschnitt zu beschleunigen. Dazu werden sie nachdem sie beschleunigt wurden, durch zwei 180° Dipole so umgeleitet, dass sie sich wieder am Anfang des Beschleunigerabschnitts

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

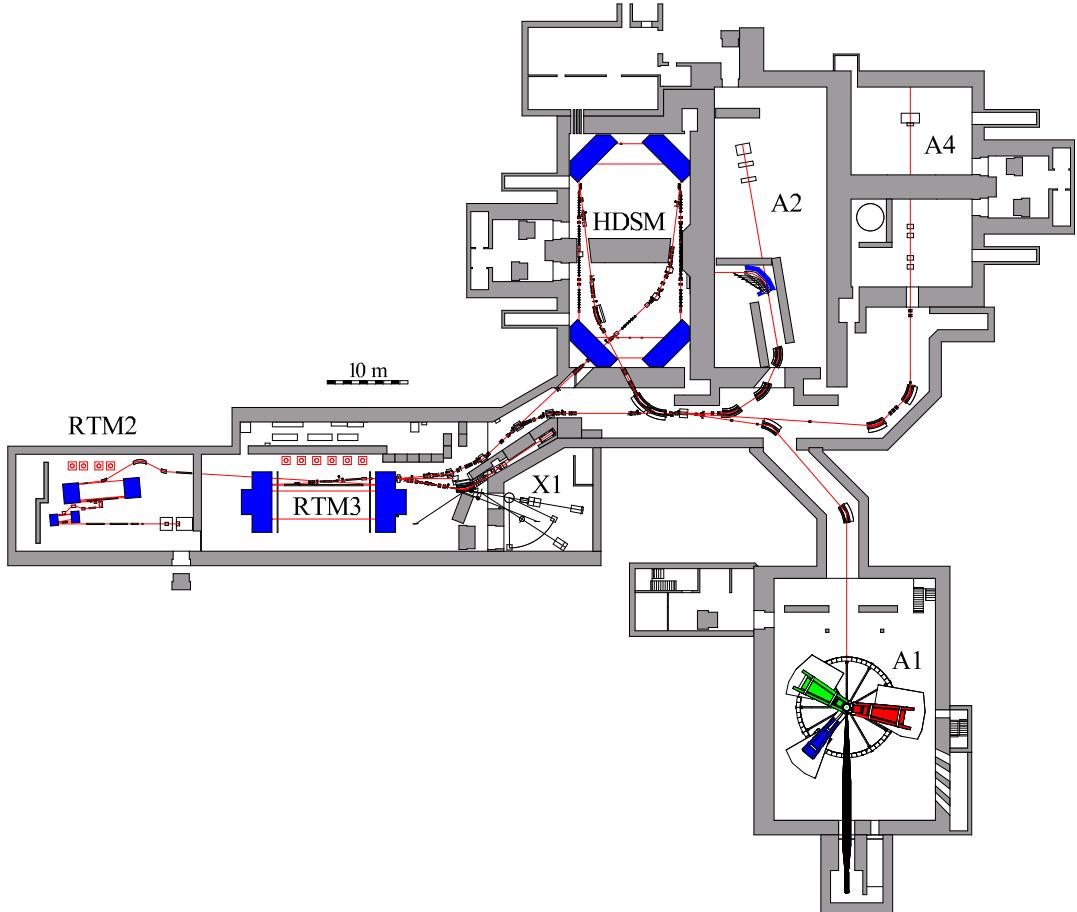


Abbildung 2.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI. Zu sehen sind die drei RTMs, der HDSM der Tagger und die verschiedenen Experimentierhallen: A1 (Elektronenstreuung), A2 (Strukturanalyse von Nukleonen), A4 (Paritätsverletzung) und X1 (Röntgenstrahlung) [KPh07].

befinden und diese Bahn abermals durchlaufen können. Nun besitzen die Elektronen allerdings einen größeren Impuls und werden in einer Bahn mit größerem Radius durch die Dipole geleitet bis die gewünschte Energie erreicht wird und der Strahl in den nächsten Abschnitt umgeleitet wird. Die Struktur eines RTM erinnert an eine antike Pferderennbahn, daher hat es auch seinen Namen.

Eine phasengerichtete Rückkopplung ist allerdings nur möglich, wenn die statische und die dynamische Kohärenzbedingung erfüllt sind. Um die statische Kohärenzbedingung zu erfüllen, muss die Länge der ersten vollständigen Bahn ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge der beschleunigten Hochfrequenz sein. Für die dynamische Kohärenzbedingung muss die Längendifferenz von zwei aufeinander folgenden Umläufen ebenfalls ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein [Un08]. Diese Bedingungen geben ebenfalls die Grenzen für den maximal möglichen Energiegewinn

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

jeder Stufe an.

Wie bereits erwähnt besitzt MAMI drei dieser RTMs. Die erste Stufe MAMI A besteht aus zwei RTMs mit 18 bzw. 51 Umläufen. Die zweite Stufe MAMI B besteht aus dem größten RTM der Welt mit 90 Umläufen und Dipolen mit einer Breite von jeweils 5 m, wodurch sie 450 t schwer sind. Damit sind auch die technischen Grenzen erreicht [KPh11F].

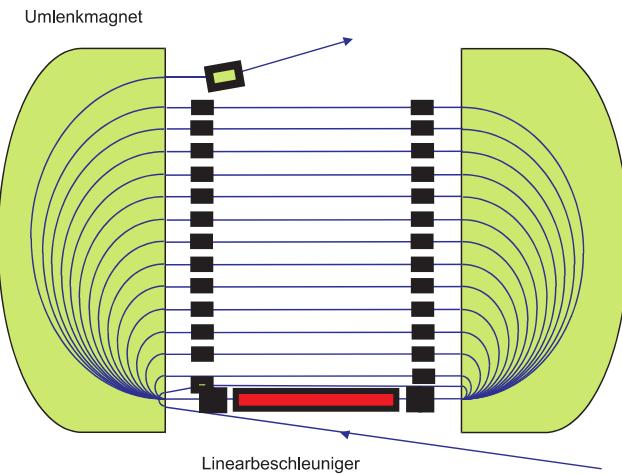


Abbildung 2.2.: Prinzip eines RTM: Der Elektronenstrahl wird immer wieder durch den Linearbeschleuniger geschickt, bis die gewünschte Energie erreicht wird und der Strahl durch einen sogenannten Kicker-Magnet zum nächsten Abschnitt weiter geleitet wird [KPh07].

Um dennoch höhere Energien zu erreichen, ist ein anderes Konzept erforderlich. MAMI C ist folglich kein reiner RTM mehr, sondern ein HDSM. Das heißt, es besteht aus vier 90° Dipolen, welche jeweils 250 t schwer sind, und einem zusätzlichen Linearbeschleuniger. Das bedeutet, dass die Elektronen im HDSM zweimal pro Umlauf beschleunigt werden.

Zwar wird der Rest von MAMI mit einer Hochfrequenz von 2,45 GHz betrieben, allerdings muss der erste Beschleuniger von MAMI-C aufgrund der Hallenlänge mit einer Hochfrequenz von 4,90 GHz laufen, während der zweite für eine bessere longitudinale Strahlstabilität mit 2,45 GHz betrieben wird [Ca10].

Am Ende der Beschleunigung besitzt der Elektronenstrahl eine Energie von ca. 1,6 GeV. Diese kann in Schritten von etwa 15 MeV eingestellt werden. Sein Durchmesser liegt im Mikrometerbereich, was sehr gute Voraussetzungen für Präzisionsexperimente sind [KPh07].

Das MAMI ist mit über 7000 Stunden im Jahr ca. 81% des Jahres in Betrieb. Fast 6000 Stunden der Betriebszeit werden für Experimente genutzt. Wegen technischer Ausfälle ist MAMI ca. 200 Stunden pro Jahr außer Betrieb. Die restliche Zeit wird zur Vorbereitung und Weiterentwicklung der Beschleunigeranlage genutzt [KPh11B].

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

	RTM1	RTM2	RTM3	HDSM
Eingangsenergie	3,455 MeV	14,35 MeV	179,5 MeV	854,6 MeV
Ausgangsenergie	14,35 MeV	179,5 MeV	854,6 MeV	1,6 GeV
Anzahl Umläufe	18	51	90	43
Energiegewinn pro Umlauf	0,559 MeV	3,24 MeV	7,5 MeV	13,93 - 16,63 MeV

Tabelle 2.1.: Technische Daten der MAMI-Beschleunigerstufen [Un08].

## 2.2. Die Photonenmarkierungsanlage

In der A2-Experimentierhalle wird schließlich der reelle Photonenstrahl mittels Bremsstrahlung erzeugt. Dazu trifft der MAMI-Elektronenstrahl auf einen Radiator, typischerweise eine dünne Metallfolie oder ein Diamant mit einer Dicke von 10 bis 100  $\mu\text{m}$ . Die Elektronen werden im Coulombfeld eines Kerns des Radiators beschleunigt und können dann, aufgrund der Impulserhaltung ein Photon in Vorwärtsrichtung ausstrahlen.

$$e^- + N \rightarrow N + e^- + \gamma \quad (2.1)$$

Der Rückstoß des Kerns kann aufgrund seiner großen Masse relativ zu der des Elektrons vernachlässigt werden und die Energie der Photonen kann anschließend mit folgender Formel berechnet werden:

$$E_\gamma = E_e - E'_e \quad (2.2)$$

Dabei ist  $E_e$  die Energie des einfallenden Elektronenstrahls und  $E'_e$  die Energie der gestreuten Elektronen, welche durch den Glasgow-Mainz-Tagger (siehe Abbildung 2.3) bestimmt wird. Dieser ist ein impulsselektierendes, magnetisches Spektrometer, in dem ein homogenes magnetisches Feld angelegt ist, welches die Elektronen auf eine Fokalebene lenkt, hinter der sich die Tagger-Elektronenleiter befindet. Dadurch wird zusätzlich der Elektronenstrahl von dem Photonenstrahl getrennt. Dieses Magnetfeld ist außerdem so eingestellt, dass Elektronen, welche keine Energie durch Bremsstrahlung verloren haben, direkt in den Strahlenfang (Beam-Dump) abgelenkt werden. Die restlichen Elektronen werden dann, je nach Impuls, auf einen anderen Abschnitt der Tagger-Leiter fokussiert.

Diese Tagger-Elektronenleiter besteht aus 353 Szintillatoren, welche sich jeweils zur Hälfte überlappen. Dadurch ergeben sich 352 Kanäle mit einer Energieauflösung von  $\Delta E \approx 2 \text{ MeV}$  bzw.  $4 \text{ MeV}$  bei einer Strahlenenergie von  $E_e = 800 \text{ MeV}$  bzw.  $1,6 \text{ GeV}$  [We13].

Für die Daten, welche in dieser Arbeit analysiert werden, wird der EPT (End-Point-Tagger) benutzt. Das Funktionsprinzip des EPT ist ähnlich zu dem des Glasgow-Mainz-Taggers, allerdings besitzt der EPT nur 47 Kanäle, welche sich im Gegensatz zum Glasgow-Mainz-Tagger nicht überlappen und im oberen Photonenenergieende angebracht sind. Das heißt, bei einer Strahlenenergie zwischen 1604 MeV haben die im

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

End-Point-Tagger registrieren Elektronen durch Bremstrahlung Photonen mit einer Energie von 1420 MeV bis 1580 MeV ausgesandt. Um den End-Point-Tagger zu verwenden, muss die Strahlführung leicht geändert werden[Ne17].

Der Impuls der gestreuten Elektronen lässt sich folglich durch die Auftreffposition der Elektronen auf der Tagger-Leiter bzw. im EPT und der Stärke des Magnetfeldes bestimmen.

Nun ist die Energie des Elektronenstrahls und die der gestreuten Elektronen bekannt und damit kann schließlich die Energie der Photonen mit Gleichung 2.2 berechnet werden.

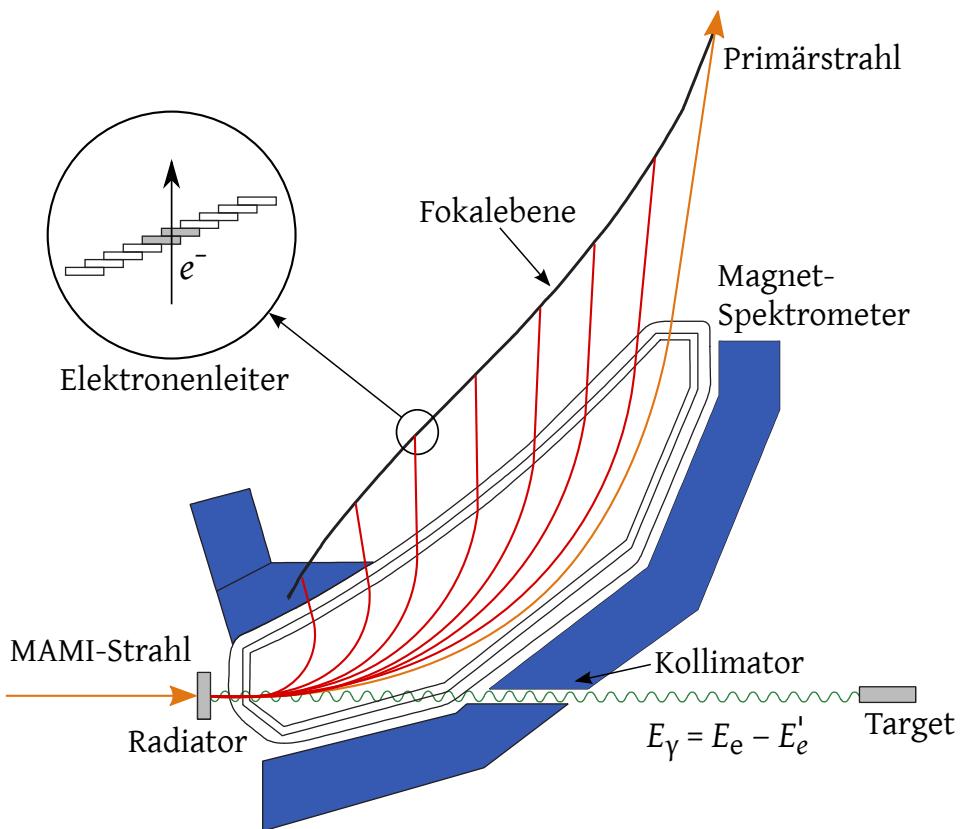


Abbildung 2.3.: Der Glasgow-Mainz-Tagger: Am Radiator entstehen durch Bremsstrahlung Photonen, welche den Kollimator passieren und auf das Target treffen. Die Elektronen werden durch den Dipol auf die Elektronenleiter abgelenkt, wodurch sich ihre Energie bestimmen lässt [Un08].

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

### 2.3. Das Detektorsystem

Nach seiner Erzeugung trifft der Photonenstrahl auf ein ca. 10 cm langes Flüssig-Wasserstoff-Target, welches sich im Zentrum des Crystal-Balls (CB) befindet. Die Reaktionsprodukte können dann durch ein System von Detektoren, bestehend aus dem Crystal-Ball Detektor, einem Teilchenidentifikationsdetektor (PID: Particle Identification Detector), zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC: Multi-Wire Proportional Chamber) und einem Photonenspektrometer (TAPS: Two Arm Photon Spectrometer) nachgewiesen werden. Der PID und die MWPC sind im Inneren des CB angebracht. Das TAPS ist am Ausgang des CB platziert, um einen fast vollständig abgedeckten Raumwinkel zu erreichen.

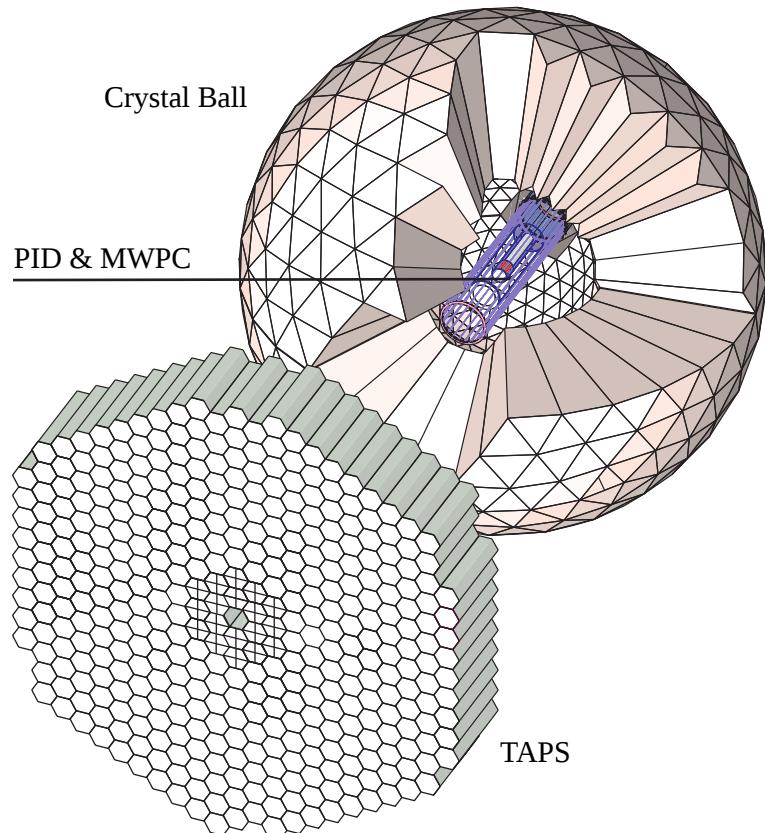


Abbildung 2.4.: Anordnung des Detektorsystems: Im Zentrum des sphärischen Kalorimeters (CB) befinden sich der Detektor zur Teilchenidentifikation (PID) und zwei zur Bestimmung der Teilchen-Trajektorie (MWPC). Die TAPS-Wand befindet sich am Ausgang des CB und sorgt dafür, dass der CB einen Raumwinkel von fast  $4\pi$  abdeckt [We13].

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

### 2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor

Ursprünglich wurde der Crystal-Ball Detektor Anfang der 70er Jahre am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) entwickelt und zur Untersuchung des  $J/\Psi$ -Mesons am SPEAR (Stanford Positron Electron Asymmetric Ring) eingesetzt. Später wurde mit seiner Hilfe das Bottom-Quark am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) und die Baryonenresonanzen am BNL (Brookhaven National Laboratory) untersucht. Seit November 2002 steht der Crystal-Ball Detektor der A2-Kollaboration am MAMI für Experimente mit reellen Photonen zur Verfügung.

Der Crystal-Ball ist ein Kalorimeter, bestehend aus 672 Natriumiodid (NaI) Szintillatoren, welche so angeordnet sind, dass ca. 94% des Raumwinkels abgedeckt werden. Die Geometrie basiert auf der Form eines Ikosaeders, ein Polyeder bestehend aus 20 gleichgroßen gleichseitigen Dreiecken. Jedes dieser Dreiecke ist weiter aufgeteilt in vier kleinere gleichseitige Dreiecke, welche wiederum jeweils in neun gleichseitige Dreiecke unterteilt sind. Somit ergeben sich 720 gleichseitige Flächen. Aufgrund der hohen Anzahl der Flächen erinnert der Crystal-Ball an eine Hohlkugel mit einem Außenradius von ca. 66 cm und einen Innenradius von ca. 25 cm.

Da der Crystal-Ball Detektor ursprünglich in  $e^+e^-$  Streuexperimenten verwendet wurde, mussten sowohl für den Strahlenein-, als auch -ausgang 24 dieser Flächen entfernt werden, wodurch insgesamt 672 Detektoren angebracht werden können. Diese Detektoren bestehen aus NaI-Szintillatorkristallen und sind ca. 40 cm ( $\sim 15,7$  Strahlungslängen) lang und haben die Form eines Pyramidenstumpfes mit dreieckiger Grundfläche und einer Seitenlänge von etwa 5 cm am schmalen und ca. 13 cm am dicken Ende. Jeder dieser Kristalle ist optisch durch reflektierendes Papier und aluminisierten Mylar durch seine umliegenden Nachbarn isoliert. Ein einzelner Kristall deckt etwa 0,14 % des Raumwinkels ab und wird durch einen eigenen Photoelektronenvervielfacher (PMT: PhotoMultiplier-Tube) ausgelesen [We13].

### 2.3.2. TAPS, PID & MWPC

Der PID besitzt eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 116,5 mm und besteht aus 24 einzelnen Szintillatoren, welche jeweils 500 mm lang, 15,3 mm breit und 4 mm dick sind. Da die Szintillatoren nur eine geringe Dicke im Verhältnis zu ihrer Strahlungslänge aufweisen, verlieren Photonen beim durchfliegen weniger als 1% ihrer Energie. Geladene Teilchen auf der anderen Seite erfahren einen Energieverlust  $\Delta E$ . Ihre restliche Energie wird dann an den Crystal-Ball abgegeben. Folglich kann man durch den PID zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen unterscheiden.

Außerhalb des PIDs sind die MWPCs angebracht. Dabei handelt es sich um zwei, aus Anodendrähten aufgebauten, Proportionalzähler in Form von Hohlzylindern. Die Anodendrähte sind parallel zur Strahlenachse ausgerichtet und befinden sich zwischen zwei Lagen von spiralförmigen Kathodenstreifen.

Da der Crystal-Ball zwei Öffnungen für den Strahlenein- und -ausgang besitzt, wird für die Fixed-Target Experimente die TAPS-Wand verwendet. Diese deckt einen Po-

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

larwinkel zur Strahlenachse von  $1,2^\circ$  bis  $20^\circ$  ab. Sie befindet sich etwa 1,5 m vom Mittelpunkt des CB entfernt und besteht aus 72  $\text{PbWO}_4$  und 366  $\text{BaF}_2$  Szintillatorkristallen. Somit wird mit diesem Detektorsystem ein Raumwinkel von fast 97% abgedeckt.

### 2.4. Szintillatoren

Dringen hochenergetische Photonen und Elektronen in Materie ein, so entstehen elektromagnetische Schauer [Leo87]. Gelangt ein hochenergetisches Photon in Materie so entsteht durch Paarbildung ein Positron-Elektron-Paar. Dafür muss das Photon eine Energie von mindestens  $2 \cdot m_{e^-} = 1,022 \text{ MeV}$  besitzen. Diese Energie verteilt sich dann gleichmäßig auf das Elektron und das Positron. Da diese beiden Teilchen geladen sind und sich ihre Geschwindigkeit im elektromagnetischen Feld eines Atomkerns ändert, erzeugen sie durch Bremsstrahlung wieder Photonen. Diese Prozesse wiederholen sich, sodass ein Schauer entsteht, welcher sich kaskadenartig ausbreitet. Die Energien der Teilchen nehmen dabei immer weiter ab, bis die kritische Energie  $E_c$  erreicht wird. Bei dieser Energie entspricht der Energieverlust durch Bremsstrahlung dem Energieverlust, der durch Ionisation entsteht.

Fällt die durchschnittliche Energie eines Elektron auf  $E_0/e$ , so wird die dafür benötigte Strecke  $X_0$  Strahlungslänge genannt.

Nimmt man an, dass die Elektronen und die Photonen nach etwa einer Strahlungslänge wechselwirken, und dass die Teilchen jeweils die Hälfte ihrer Energie abgeben, so lässt sich die Gesamtzahl der Teilchen und die Energie eines einzelnen Teilchen nach  $t$  Kaskaden berechnen durch[Leo87]:

$$N \approx 2^t \quad (2.3)$$

$$E(t) \approx \frac{E_0}{2^t} \quad (2.4)$$

Dieser Schauer breitet sich, sowohl in longitudinaler als auch transversaler Richtung aus. Diese transversale Ausbreitung kann durch den Moliére-Radius beschrieben werden. Dieser wird berechnet durch [Leo87]:

$$R_M = 21 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} \quad (2.5)$$

95% aller im Schauer entstanden Teilchen befinden sich innerhalb von zwei Moliére-Radien.

## 3. Werkzeuge

### 3.1. Verwendete Programme

Die physikalische Analyse wird mit Ant (Analysis Toolkit) durchgeführt. Mit Ant ist es möglich, verschiedene Informationen aus dem Detektorsystem zu erhalten und damit können verschiedene Bedingungen zur Auswertung der Daten festzulegen werden. Ant benutzt dazu ROOT. Mit Ant ist es möglich sowohl Daten aus einer Strahlzeit, als auch Daten, welche in einer Simulation erzeugt wurden, zu analysieren [Ant17].

ROOT ist ein wissenschaftliches Software Framework, welches zur Verwaltung, Analyse, Visualisierung und Lagerung von großen Datensätzen eingesetzt wird [Ce97].

Als Ereignisgenerator wird zunächst auf Pluto zurückgegriffen. Pluto ist ein auf Monte-Carlo Methoden basierendes Simulation Framework für Reaktionen mit schweren Ionen und für Hadronen-Physik. Der Vorteil von Pluto ist, dass Reaktionen bereits mit wenigen Befehlen in ROOT aufgesetzt werden können [Pl07].

Mit einem Ereignisgenerator ist es allerdings nur möglich den Zerfall und die Reaktionsprodukte zu erzeugen. Das Verhalten des Detektorsystems wird dadurch nicht simuliert. Dazu wird auf Geant4 zurückgegriffen. Geant4 ist ein Toolkit für Simulationen, welches das Durchdringen von Teilchen durch Materie mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden beschreibt [Ge04].

Alle diese Programme basieren auf der Programmiersprache C++.

### 3.2. Algorithmus zur Clusterbildung

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt wurde, wird ein elektromagnetischer Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen erzeugt, wenn ein hochenergetisches Photon einen Detektorkristall trifft. Dieser Schauer breite sich aus und dringt in benachbarte Kristalle ein. Folglich wird nicht die gesamte Energie eines Photons an einen Kristall abgegeben, sondern immer auch an seine Nachbarn. Würde man größere Kristalle verwenden, um diesen Effekt zu vermeiden, dann könnte man die Position des Auftreffortes nicht mehr so genau bestimmen.

Damit ein Kristall als ausgelöst eingestuft wird, müssen zwei Bedingungen erfüllt werden. Das Analogsignal des Photomultipliers muss die eingestellte Diskriminatorschwelle von jeweils 1,1 MeV und eine Energieschwelle, welche in der Analyse gesetzt wird, überschreiten. Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, wird der Kristall in der weiteren Analyse mit einbezogen.

Der Cluster Algorithmus wird angewandt, um sowohl die Energie des detektierten Photons, als auch seinen genauen Auftreffort im Crystal-Ball zu bestimmen. Dieser

### 3. Werkzeuge

Algorithmus ist in drei Phasen aufgeteilt.

In der ersten Phase werden alle Kristalle die ausgelöst wurden und sich an mindestens einer Ecke berühren zu einem Cluster zusammengefasst. Folglich kann es auch mehrere Cluster geben.

In der zweiten Phase werden lokale Maxima in jedem Cluster gesucht. Dazu wird in jedem Kristall ein Vote gesetzt. Besitzt einer seiner Nachbarn mehr Energie, so wird sein Vote zu diesem Kristall verschoben. Besitzt ein einzelner Kristall alle Votes, so bleibt der Cluster unverändert. Andernfalls wird an jedem dieser Maxima nummeriert mit  $k$  ein sogenannter Bump mit der Position  $\vec{b}_k$  definiert. Von diesem kann die Energie mit einer Gewichtung berechnet werden, die von der Energie der einzelnen Kristalle und dem Moliére Radius abhängt. Mit dieser Gewichtung und einer zusätzlichen Gewichtung, welche logarithmisch von der gewichteten Energie der Kristalle und der Gesamtenergie des Bumps anhängt, kann die Position des Bumps neu berechnet werden. Von diesem wird erneut die Energie berechnet und die Schritte wiederholen sich, bis die Bump Position stabil ist, dabei kann es auch passieren, dass sich zwei Bumps vereinen, wenn sie zu dicht aneinander liegen, oder eine Maximale Anzahl an Iterationen erreicht wird.

In der letzten Phase werden die Bumps benutzt, um die Cluster aufzuteilen. Dazu löst jeder Bump einen Grass-Fire Algorithmus aus, um partielle Cluster mit einer Energie  $E_{\text{split}}^k$  zu bilden. Gestartet wird hier beim Kristall mit dem größten Gewicht innerhalb eines Bumps. Mit jeder Grass-Fire Iteration wird die Energie seiner Nachbarn zu  $E_{\text{split}}^k$  aufaddiert. Sobald ein Kristall durch zwei oder mehr Bumps in der Grass-Fire Iterationsschritt angesprochen wird, wird seine Energie auf die jeweiligen partiellen Cluster verteilt. Für mehr Details siehe [Ne17].

## 4. Vorbereitungen

### 4.1. Umstellung auf die Crystal-Ball-Fitfunktion

Um die Masse des  $\pi^0$  zu bestimmen, werden Histogramme mit der errechneten invarianten Masse erzeugt. Ein  $\pi^0$  zerfällt größtenteils in zwei Photonen. Um Aussagen über das Verhalten des Crystal-Balls für verschiedene Energien zu treffen, muss gewährleistet werden, dass die Energie der beiden detektierten Photonen ähnlich ist. Deswegen werden bereits hier nur Photonenpaare berücksichtigt, wenn sich die Energie der beiden Photonen maximal um 25 MeV unterscheidet. Anschließend wird über diese Histogramme mit einer Funktion gefittet, um die Position des Peaks zu bestimmen. Zum Fitten wurde zunächst auf ein bereits existierendes Fitmodul zurückgegriffen. Dieses ist eine Summe aus einer Gaußfunktion und einem Polynom vierten Grades. Allerdings entspricht die Form des  $\pi^0$ -Peaks nicht der einer Gaußverteilung, weswegen nach einer alternativen Fitfunktion gesucht werden muss.

Bei dieser neuen Funktion handelt es sich um die Crystal-Ball Funktion, welche nach der Crystal-Ball Kollaboration benannt ist. Diese Funktion ist eine Dichtefunktion einer asymmetrischen Wahrscheinlichkeitsverteilung und ist in zwei Bereiche aufgeteilt. Im zentralen Bereich entspricht sie einer Gaußform, diese geht für kleine Werte in eine Potenzreihe über.

$$f(x|\alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $N$  der Normierungsfaktor,  $\bar{x}$  der Erwartungswert und  $\sigma$  die Standardabweichung der Gaußfunktion. Der Parameter  $\alpha$  gibt die Position an, an dem die Gaußverteilung in das Potenzgesetz mit dem freien Parameter  $n$ , übergeht [Ce15].

Diese ist bereits größtenteils in Ant implementiert, lediglich die Normierung muss noch nachträglich hinzugefügt werden. Der Untergrund wird weiterhin mit einem Polynom vierten Grades angenähert.

In Abbildung 4.1 ist ein Beispiel für einen Fit mit der Crystal-Ball Funktion abgebildet. Das Polynom ist hier Blau dargestellt. Die Crystal-Ball Funktion ist hier in Grün zu sehen. Damit leichter überprüft werden kann, ob der Fit sinnvoll ist, werden beide Fits addiert und zusätzlich in den Graphen gezeichnet (Rot). Der in der Crystal-Ball Funktion bestimmte Wert von  $\bar{x}$  gibt dann die errechnete invariante Masse des  $\pi^0$  an.

#### 4. Vorbereitungen

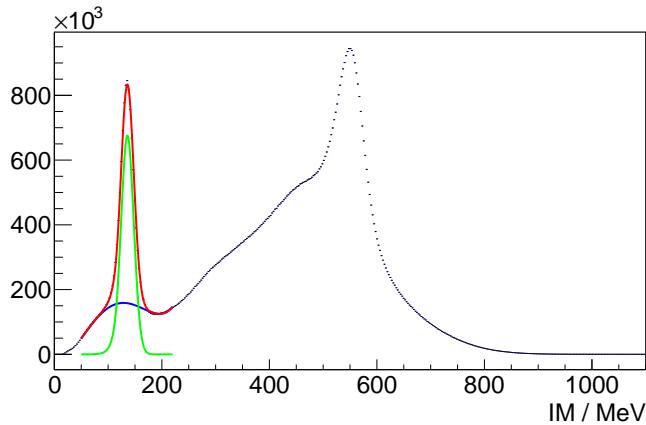


Abbildung 4.1.: Daten aus der Strahlzeit: Beispiel eines Fits. Es handelt sich dabei um das Photonenenergieintervall von 250 MeV bis 275 MeV. Zu erkennen ist der Untergrundfit (Blau), der Crystal-Ball-Fit (Grün) und die Addition der beiden Fits (Rot).

### 4.2. Reduzierung des Untergrunds

Im Crystal-Ball Detektor werden nicht nur Photonen, sondern alle möglichen Teilchen detektiert. Folglich werden auch viele Teilchen registriert, die man nicht betrachten will. Diese erzeugen zusätzlich einen Untergrund, der die Genauigkeit des Fits verschlechtert.

Zu erahnen ist dies bereits in Abbildung 4.1. Hier ist der  $\pi^0$ -Peak bei einer invarianten Masse von 135 MeV und der  $\eta$ -Peak bei ca. 550 MeV zu sehen. Beide Peaks werden allerdings durch den Untergrund gestört. Daher wird nach einem Weg gesucht, den Untergrund möglichst stark zu reduzieren.

Deswegen wird nun auch überprüft, ob die detektierten Teilchen eine Ladung besitzen. Möglich ist dies durch den PID-Detektor. Sind die detektierten Teilchen geladen, dann handelt es sich nicht um Photonen und sie werden verworfen. Dies führt zu einer Reduzierung des Untergrunds. Zu sehen ist das in Abbildung 4.2.

Hier erkennt man direkt, dass sich der Untergrund vermindert hat, sodass die beiden Peaks deutlich zu erkennen sind. Daraus folgt, dass auch besser über diese Peaks gefittet werden kann, was zur Folge hat, dass die Position des Peaks der invarianten Masse besser bestimmt werden kann.

### 4.3. Umstellung auf einen neuen Ereignisgenerator

Da viele Informationen über die Prozesse im Experiment nicht durch die Detektoren bestimmt werden können, ist es hilfreich, auf Simulationen zurückzugreifen. Dafür stehen verschiedene Softwarepakete zur Verfügung, in denen unterschiedliche Prozesse

#### 4. Vorbereitungen

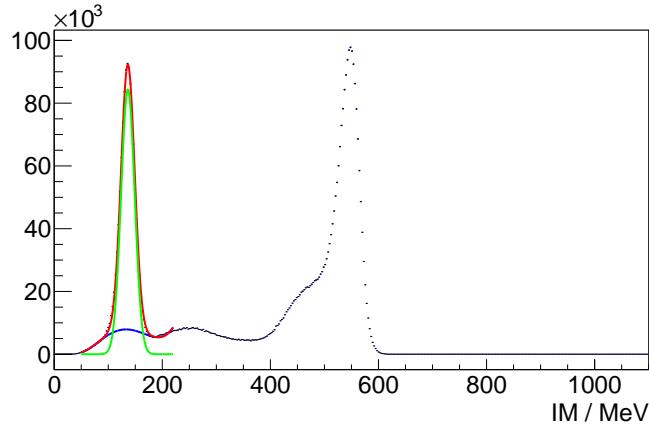


Abbildung 4.2.: Daten aus der Strahlzeit: Beispiel eines Fits mit reduziertem Untergrund. Es handelt sich dabei um das Photonenergieintervall von 250 MeV bis 275 MeV. Sowohl der  $\pi^0$ -Peak bei 135 MeV, auch als der  $\eta$ -Peak bei 550 MeV sind deutlich zu erkennen. Alle Fits zur dieser Bedingung sind in A.1 zu sehen.

simuliert wurden.

So gibt es bereits vorgefertigte Pakete, wie den Cocktail. Im diesem sind ca. 250 Millionen Prozesse aus Photoproduktion für EPT Photonenergien zwischen 1420 MeV bis 1580 MeV enthalten. Allerdings sind im Cocktail nicht nur  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Prozesse enthalten, sondern auch viele andere.

Die Zerfälle im Cocktail sind bereits komplett durchsimuliert. Das heißt, sowohl der Zerfall der Teilchen, als auch das Verhalten der Detektoren wurde simuliert, wodurch der Cocktail wie eine reale Strahlzeit mit prompt-random Subtraktion behandelt werden kann. Das heißt, es werden nur Prozesse betrachtet, die ein Photon mit einer Energie von 1420 MeV bis 1580 MeV als Eingangsteilchen besitzen. Diese Bedingung wird gesetzt, um die Simulation so klein wie möglich zu halten, da man sonst auch sehr viele Prozesse mit kleinen Photonenergien simulieren müsste.

Da in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf Photonen liegt, welche durch den Prozess  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  entstehen und eine ähnliche Energie besitzen, stellt sich relativ schnell heraus, dass der Cocktail nicht genug relevante Prozesse enthält, nachdem alle unerwünschten heraus gefiltert wurden.

Deshalb wurde zunächst ein neues Paket mit mehr Prozessen erstellt. Dieses Paket beinhaltet  $10^7 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Prozesse, welche durch Pluto mit einer Photonenergie zwischen 1420 MeV und 1580 MeV generiert wurden. Das Verhalten des Crystal-Ball Detektors wird anschließend mit Geant4 simuliert.

Das Erstellen dieses neuen Paketes nahm sehr viel Zeit in Anspruch, da das Simulieren der Detektoren sehr aufwändig ist. So dauert das Erstellen eines Paketes mit  $10^5$  Prozessen etwa zwei Stunden.

#### 4. Vorbereitungen

Da nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachtet werden, müssen auch von diesem Paket die meisten Zerfälle verworfen werden. So kommt es, dass selbst das Paket mit  $10^7 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Prozessen nicht genug Photonenpaare mit ähnlicher Energie enthält, da vor allem in den Kapitel 5.2.3 und 5.2.5 sehr viele Prozesse benötigt werden. Um nun aber eine noch größere Simulation zu vermeiden, wird ein neuer Ereignisgenerator geschrieben, bei dem die gewünschten Bedingungen bereits im Ereignisgenerator eingebaut werden können, sodass die Teilchen, welche sowieso verworfen werden, gar nicht erst durch Geant simuliert werden. Damit der neue Ereignisgenerator auch alle relevanten Informationen beinhaltet, muss folgender Prozess betrachtet werden:

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma\gamma \quad (4.2)$$

Da die einfallenden Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt werden, sind ihre Energien nicht eindeutig, sondern liegen in einem gewissen Intervall. Also muss als erstes die Energie der eingehenden Photonen gewürfelt werden.

Dann begibt man sich ins Schwerpunktsystem des einfallenden Photons und des ruhenden Protons  $p$ . Von diesem System kann dann die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  ausgerechnet werden:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + 2m_p^2} \quad (4.3)$$

Anschließend wird angenommen, dass die Reaktion des Protons mit dem Photon ein  $\pi^0$  aussendet. Die Richtung in der dieses  $\pi^0$  ausgesandt wird, wird auch wieder mit einem Zufallsgenerator bestimmt. Die Richtung ist also im Raum gleich verteilt.

Da wir uns im Schwerpunktsystem des Protons und des  $\pi^0$  befinden, muss aufgrund der Impulserhaltung gelten, dass der Impuls des Protons in die entgegengesetzte Richtung zum  $\pi^0$  zeigt, und dass der Betrag der beiden Impulse gleich sein muss. Auch muss aufgrund der Energieerhaltung gelten, dass die Energie der beiden Teilchen addiert gleich der Schwerpunktsenergie ist. Es liegen also die folgenden Formeln vor:

$$|\vec{p}_{\pi^0}| = |\vec{p}_p| = |\vec{p}| \quad (4.4)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + \vec{p}^2} + \sqrt{m_p^2 + \vec{p}^2} \quad (4.5)$$

Gleichung 4.5 kann nach dem Impuls  $|\vec{p}|$  aufgelöst werden, da die Masse der beiden Teilchen und die Schwerpunktsenergie bekannt ist. Damit kann ihr Impuls und damit auch ihre Energie über  $E = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2}$  ausgerechnet werden. Nun verlässt man das Schwerpunktsystem. Dazu werden beide Teilchen wieder in das Laborsystem geboostet. Weiter muss angenommen werden, dass das  $\pi^0$  instantan in zwei Photonen zerfällt. Diese Annahme ist nicht abwegig, da die Lebenszeit eines  $\pi^0$  nur ca.  $8,5 \cdot 10^{-17}$  Sekunden beträgt. Somit zerfällt es bereits nach wenigen Nanometern.

Um die aus dem Zerfall entstandenen Photonen zu erzeugen, begibt man sich nun in das Ruhesystem des  $\pi^0$ . Dann wird eine zufällige Richtung bestimmt, in dem ein Photon ausgestrahlt wird. Das andere Photon wird in die genau entgegengesetzte Richtung ausgestrahlt. Diese beiden Photonen besitzen hier eine Energie von

#### 4. Vorbereitungen

$m_{\pi^0}/2 \approx 67,5 \text{ MeV}$ . Anschließend verlässt man wieder das Ruhesystem, dazu erhalten die beiden Photonen den Boost des  $\pi^0$ .

In diesem Generator wird die Energie des Strahls in einem homogenen Intervall gewürfelt. Dies entspricht nicht der Realität, da die Energieverteilung von Photonen, welche durch Bremsstrahlung erzeugt werden, nicht gleichmäßig ist, sondern in dem im Experiment betrachtetem Intervall eher mit einer  $1/E_\gamma$ -Verteilung angenähert werden kann. Folglich werden mit diesem neuen Ereignisgenerator deutlich mehr hochenergetische Bremsstrahlphotonen erzeugt. Dies stört allerdings nicht weiter, da in diesen Untersuchungen nur sichergestellt werden muss, dass alle im Experiment auftretenden Photonen auch in der Simulation auftreten.

Da in vielen Schritten eine Raumrichtung oder ein Energieintervall gewürfelt werden muss und der neue Ereignisgenerator auf einem alten basiert, wurde zunächst auf den bereits benutzten Zufallsgenerator aus ROOT namens TRandom zurückgegriffen. Dieser besitzt eine Periodizität von  $10^9$  und benötigt zum Generieren einer Zahl 34 ns. Allerdings stellte sich heraus, dass dieser Zufallsgenerator nicht gut für viele größere Pakete geeignet ist, da durch ihn keine gleichmäßige Verteilung, sondern Nadeln entstehen, was darauf hindeutet, dass der Generator immer wieder die gleichen Prozesse würfelt (vgl. dazu das linke Bild von Abb. 4.3).

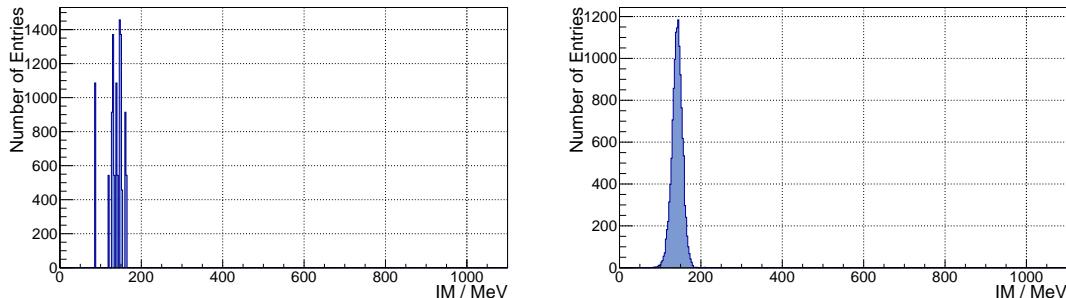


Abbildung 4.3.: Daten aus der Simulation: Beispiele für durch den Ereignisgenerator generierte Verteilungen. Links wird das Paket TRandom und rechts TRandom3 benutzt. Man erkennt direkt eine deutliche Verbesserung der Verteilung von TRandom auf TRandom3. Es handelt sich dabei jeweils um das Histogramm für Photonen mit einer Energie von 375 MeV bis 400 MeV. Die Energie der beiden Photonen musste ähnlich sein.

Folglich musste er ausgetauscht und durch den ebenfalls von ROOT bereitgestellten Zufallsgenerator namens TRandom3 ersetzt werden. Dieser besitzt mit  $10^{6000}$  eine deutlich höhere Periodizität als TRandom. Zwar benötigt er mit 45 ns pro gewürfelter Zahl etwas mehr Zeit, dafür entspricht die Verteilung mehr der erwarteten. Zu sehen ist dies rechts in der Abbildung.

#### 4. Vorbereitungen

Schließlich muss noch überprüft werden, ob der neue Ereignisgenerator so wie der alte funktioniert. Dazu wird auch der alte Ereignisgenerator so eingestellt, dass die Energieverteilung des eintreffenden Photonenstrahls homogen im Intervall von 1580 MeV bis 1604 MeV verteilt ist. Dadurch ist ein einfacherer Vergleich möglich.

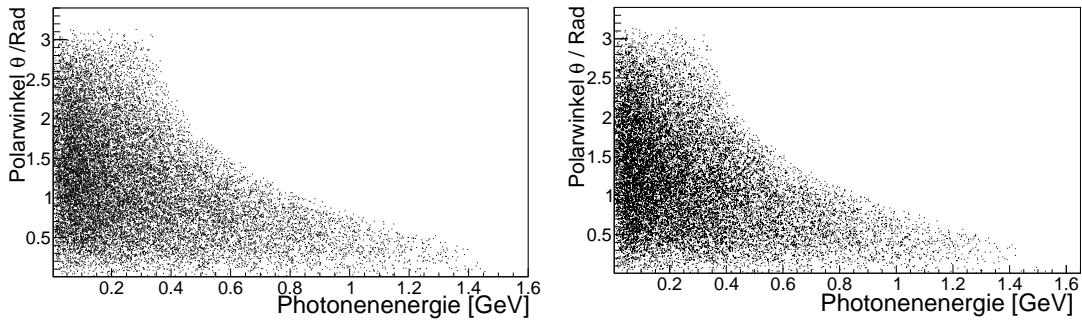


Abbildung 4.4.: Links wird der neue und rechts der alte Ereignisgenerator benutzt. Aufgetragen ist der  $\theta$ -Winkel gegen die Energie der durch den Zerfall ausgesandten Photonen. Die beiden Pakete beinhalten jeweils  $10^5$  Ereignisse.

In den Plots von Abbildung 4.4 ist der  $\theta$ -Winkel der durch den  $\pi^0$ -Zerfall ausgesandten Photonen gegen ihre Energie aufgetragen. Links wird der neue und rechts der alte Ereignisgenerator benutzt. Man erkennt, dass sich die Verteilung sehr stark ähneln, was darauf hindeutet, dass beide Ereignisgeneratoren gleich funktionieren.

Als letzte Absicherung wird aus den im Ereignisgenerator bestimmten Werten für die Energie der Photonen und ihrem Öffnungswinkel die invariante Masse des  $\pi^0$  berechnet. Zu sehen ist das in Abbildung 4.5.

Wie zu erwarten war, liegt keine Abweichung vor, wenn man mit den Daten aus dem Ereignisgenerator direkt die  $\pi^0$ -Masse berechnet, da hier die Detektorauflösung noch nicht beitragen hat.

Also kann angenommen werden, dass der neue  $\pi^0$ -Ereignisgenerator wie gewünscht funktioniert.

#### 4. Vorbereitungen

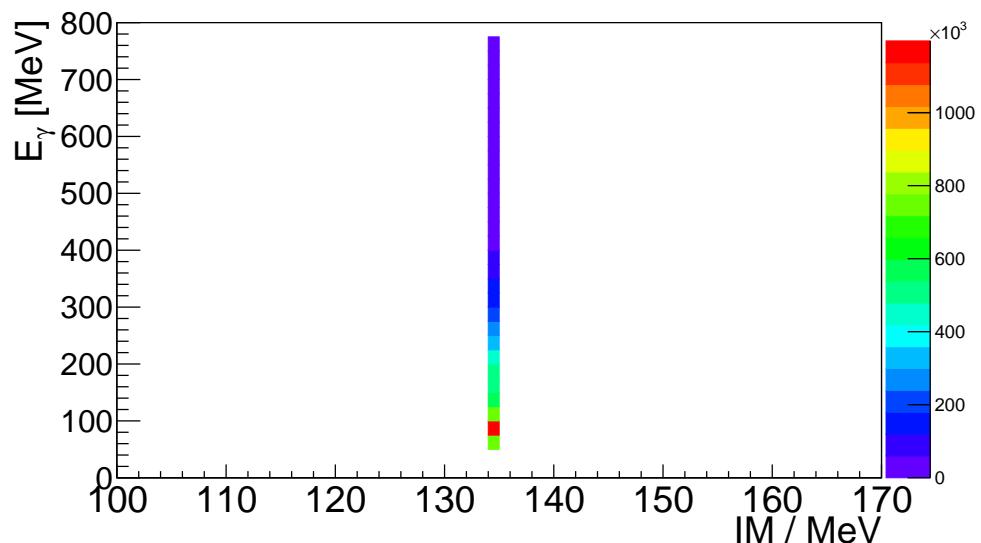


Abbildung 4.5.: Daten aus dem neuen Ereignisgenerator: Direkte Berechnung der  $\pi^0$ -Masse. Es werden nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachtet.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Zerfällt ein  $\pi^0$ , so werden nach Reaktion 1.2 zwei Photonen frei. Diese Photonen werden an der A2 durch den Crystal-Ball Detektor nachgewiesen. Dabei wird, sowohl der Winkel zwischen den beiden Photonen, als auch die Energie der Photonen bestimmt, um die invariante Masse des  $\pi^0$  ausrechnen zu können.

Eine Kalibration ist notwendig, um zu einem gegebenen Wert einen Umrechnungsfaktor zu bestimmen, der die gemessene Ladung in physikalisch aussagekräftige Werte, zum Beispiel MeV oder ns, umrechnet. Diese Umrechnungsfaktoren müssen für jeden Detektorkristall einzeln bestimmt werden, um die durch den experimentellen Aufbau bedingten Unterschiede ausgleichen zu können [Un08].

### 5.1. Strahlzeit

Im folgenden Abschnitt werden die gemessenen Daten aus der Strahlzeit Oktober 2014 verwendet. Die Strahlenergie beträgt 1604 MeV. Die Energie des Photonenstrahls liegt zwischen 1420 MeV und 1580 MeV, welche durch den End-Point-Tagger bestimmt wird.

#### 5.1.1. Energieabhängigkeit

Als erstes wird überprüft, ob eine Abhängigkeit der Kalibrierung im Bereich verschiedener Energieintervalle vorliegt. Sprich, stimmt die Kalibrierung auch dann noch, wenn die Energie der beiden detektierten Photonen sich ähnelt. Das heißt, es werden Photonenpaare ausgewählt, deren Energie sich maximal um 25 MeV unterscheidet. Diese Bedingung wird eingeführt, da man auf diese Weise herausfinden kann, ob die Kalibrierung auch noch für zum Beispiel zwei hoch energetische Photonen stimmt, da man weiß, dass beide Photonen eine hohe Energie besitzen. Diese Bedingung muss gesetzt werden, da die Verteilung der invarianten Masse eine Faltung der beiden Photonenenergien  $E_1$ ,  $E_2$  und dem Öffnungswinkel  $\alpha$  ist. Direkte Rückschlüsse auf  $E_1$  und  $E_2$  sind nicht möglich. Deswegen werden im kompletten Kapitel 5 nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachtet.

Zur Untersuchung kann dann aus den Daten der Strahlzeit die invariante Masse des  $\pi^0$  mit folgender Gleichung berechnet werden.

$$m_{\text{rec}} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\alpha))} \quad (5.1)$$

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Hier ist  $m_{\text{rec}}$  die berechnete invariante Masse, welche aus den beiden Energien  $E_1$  und  $E_2$  und dem Öffnungswinkel  $\alpha$  berechnet werden kann. Um diesen zu berechnen muss angenommen werden, dass das  $\pi^0$  im Ursprung zerfällt. Mehr dazu in Abschnitt 5.2.3. Die Herleitung der Gleichung 5.1 befindet sich im Anhang A.1.

Mit diesen Daten kann schließlich ein zweidimensionales Histogramm mit der invarianten Masse auf der x-Achse angelegt werden. Auf der y-Achse ist die Energie der Photonen aufgetragen, welche in Intervalle mit einer Breite von 25 MeV unterteilt ist.

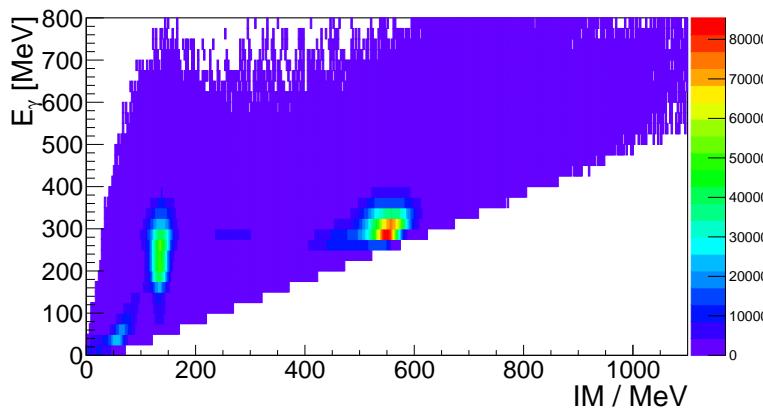


Abbildung 5.1.: Daten aus der Strahlzeit: Auf der x-Achse ist die errechnete invariante Masse aufgetragen, die y-Achse ist in 25 MeV Intervalle aufgeteilt. Es werden nur Photonen berücksichtigt, die sich energetisch ähneln. Das heißt ihre Energie unterscheidet sich maximal um 25 MeV.

Im folgenden werden nur die Energieintervalle für Photonen von 125 MeV bis 450 MeV berücksichtigt. Dieser Bereich ist bewusst gewählt, da für kleinere Energien der Peak des  $\pi^0$  zu stark durch den Untergrund gestört wird und somit die Position nicht eindeutig bestimmt werden kann. Für Energien oberhalb von 450 MeV liegen nicht mehr genug Ereignisse vor, sodass höhere Energieintervalle ebenfalls verworfen werden müssen.

Um nun die Position des  $\pi^0$  zu bestimmen, wird für jedes Intervall über einen bestimmten Bereich der errechneten invarianten Masse mit Hilfe von ROOT gefittet. Dieser Bereich ist unterschiedlich für verschiedene Photonenenergien. Betrachte dazu Abbildung A.1. Der  $\pi^0$ -Peak ist zum Beispiel für die Photonenenergie im Bereich von 125 MeV bis 150 MeV noch relativ stark durch den Untergrund gestört, wodurch sein Fitintervall kleiner gewählt werden muss. Für große Photonenenergien verbreitert sich der  $\pi^0$ -Peak. Folglich muss hier das Intervall größer gewählt werden. Als Fitfunktion wird die Crystal-Ball-Funktion (Kapitel 4.1) verwendet. Aus diesen Fitdaten kann dann die Position des  $\pi^0$  bestimmt werden.

Um die Abweichung zwischen der rekonstruierten Masse und der  $\pi^0$  Masse zu bestimmen wird folgende Gleichung angewandt.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

$$A = \left( \frac{m_{\text{rec}}}{m_{\pi^0}} - 1 \right) \quad (5.2)$$

Dabei ist  $m_{\text{rec}}$  die rekonstruierte Masse und  $m_{\pi^0}$  die tatsächliche Masse. Die Abweichung  $A$  gibt den Unterschied zwischen den beiden in Prozent an.

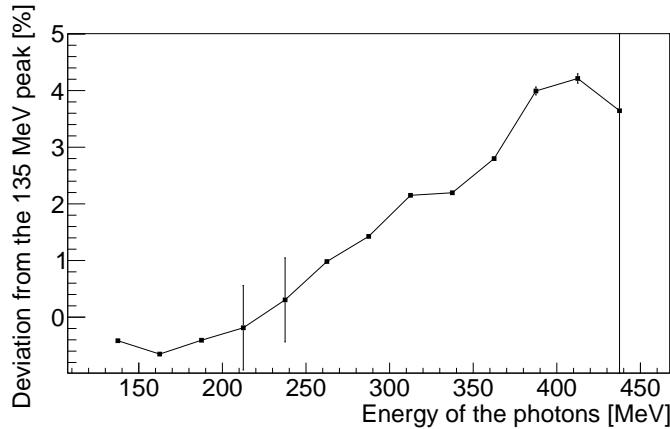


Abbildung 5.2.: Daten aus der Strahlzeit: Die Abweichung der errechneten Position des  $\pi^0$  Peaks ist gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Es gilt die Bedingung, dass die Energie der Photonen sich ähneln muss. Alle Fits sind in Abbildung A.1 zu sehen.

In Abbildung 5.2 sind die errechneten Abweichungen der invarianten Masse des  $\pi^0$  gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Zu sehen ist eine deutliche Abweichung zum Literaturwert des  $\pi^0$  Peaks für hohe Energien.

Für eine Photonenenergie von ungefähr 125 MeV liegt nur eine kleine Abweichung vor. Hier ist die errechnete Masse etwas zu klein. Allerdings ändert sich die Abweichung bei steigender Photonenenergie mit einer *Steigung* von ca. +1% pro 50 MeV. Die maximale Abweichung wird bei einer Photonenenergie von 425 MeV erreicht und beträgt etwas mehr als +4%. Bei einer Photonenenergie von etwa 450 MeV wird die Abweichung wieder etwas kleiner und beträgt nur etwas weniger als 4%. Auch fällt auf, dass die Abweichung größtenteils positiv ist. In der Regel wird also eine zu große invariante Masse berechnet.

Daraus folgt, dass eine Abhängigkeit zwischen der Position des  $\pi^0$ -Peaks und der Energie der Photonen vorliegt.

Die meisten Fehlerbalken sind so klein, dass sie in der Markierung der Punkte untergehen. Allerdings besitzen der vierte, fünfte und vor allem der letzte Wert auffallend große Fehlerbalken. Schaut man sich allerdings die drei Fits dazu genauer an, so kann man keinen wirklichen Grund für diese Größe feststellen.

In den folgenden Abschnitten wird versucht, die Ursache für die in Abbildung 5.2 gefundene Abweichung zu finden.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

### 5.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand

Als Ursprung der in Kapitel 5.1.1 ermittelten Abweichung wird zunächst der Aufbau des Crystal-Balls vermutet. Genauer gesagt, der Strahlenein- und -ausgang. Denn durch diese haben die Detektoren im Crystal-Ball nicht alle gleich viele Nachbardetektoren und da ein Photon seine gesamte Energie nicht an einen Detektorkristall abgibt, sondern immer auch an seine Nachbarn, können diese Randdetektoren nicht ideal kalibriert werden und damit können die Schauer am Rand nicht unverfälscht gemessen werden.

Zusätzlich zu den in Kapitel 5.1.1 geltenden Bedingungen wird noch die Bedingung hinzugefügt, dass die Detektoren am Rand des Strahlenein- und -ausgangs nicht betrachtet werden. Dies erreicht man dadurch, dass alle Reaktionen, die ein oder mehrere Photonen besitzen, welche einen Winkel von  $30^\circ$  oder weniger zur Strahlenachse haben, verworfen werden. Diese Gradzahl wurde durch eine grobe Abschätzung errechnet. Die Öffnungen für den Strahlenein- und -ausgang haben einen Radius von 2 Detektoren, und erstrecken sich über einen Polarwinkel von ca.  $20^\circ$ . Folglich hätte ein Ring aus Detektoren um diese Öffnungen einen Polarwinkel von  $10^\circ$ .

Auch für diese Bedingung wird anschließend ein Histogramm angelegt (Abb.: A.2) und über die einzelnen Photonenenergieintervalle wird gefittet (Abb.: A.3), um die Position des  $\pi^0$  zu bestimmen. Die Energieintervalle, die betrachtet und gefittet werden, entsprechen den aus Kapitel 5.1.1, damit ist ein besserer Vergleich zwischen den verschiedenen Effekte möglich. Zum besseren Vergleich der beiden Ergebnisse werden die relative Abweichungen mit und ohne Bedingung zusammen in einen Graphen gezeichnet.

In der Abbildung 5.3 erkennt man, dass der Unterschied der beiden Betrachtungen für Photonenenergien unterhalb von 275 MeV nur sehr klein ist. Bei einem so kleinen Unterschied kann man nicht mit Gewissheit sagen, dass der Schnitt bei  $30^\circ$  eine Verbesserung der  $\pi^0$ -Peak Position bewirkt hat. Die Differenz ist noch im Bereich der statistischen Fluktuation.

Für Photonenenergien oberhalb von ca. 275 MeV ist eine deutliche Verbesserung der Abweichung zu erkennen. So liegt bei einer Photonenenergie von 400 MeV mit Detektoren am Rand eine Abweichung der errechneten  $\pi^0$ -Peakposition zur invarianten Masse des  $\pi^0$  von ungefähr 4% vor, während die Abweichung bei gleicher Photonenenergie ohne Detektoren am Rand nur rund 2,5% beträgt.

Auch hier gibt es wieder Fehlerbalken, die auffallend groß sind. Betrachtet man sich allerdings auch hier die jeweiligen Fits dazu, kann die Größe der Fehlerbalken auch hier nicht nachvollzogen werden.

Ein vermuteter Grund, warum es nur eine Verbesserung für hohe Energien gibt, ist, dass hochenergetische Photonen dann erzeugt werden, wenn auch das Pion eine hohe kinetische Energie besitzt. Diese Photonen haben dann eine größere Wahrscheinlichkeit in Richtung des Strahlenausgang des Crystal-Balls aufzutreten.

Um das zu erklären betrachtet man zunächst ein ruhendes  $\pi^0$ . Dieses zerfällt in zwei Photonen in zufälliger Richtung mit einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander und mit einer Energie von jeweils  $m_{\pi^0}/2 \approx 67,5$  MeV.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

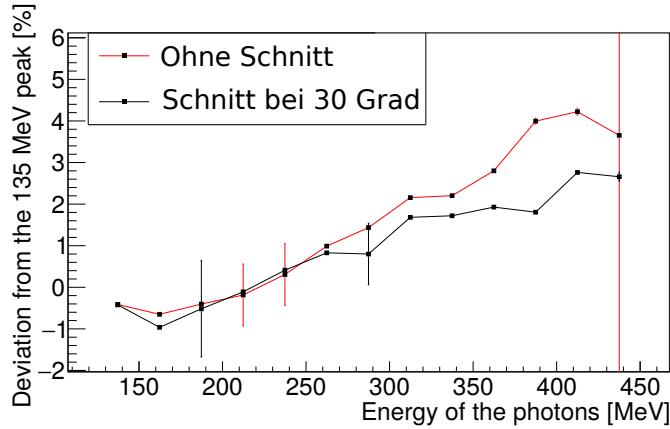


Abbildung 5.3.: Daten aus der Strahlzeit: Die Abweichung der errechneten Position des  $\pi^0$  Peaks ist gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Die rote Linie stellt die relative Abweichung ohne die Bedingung, dass Photonen mit einem  $\theta$ -Winkel kleiner als  $30^\circ$  verworfen werden, die schwarze Linie mit der Bedingung. Die detektierten Photonen müssen sich energetisch ähneln. Alle Fits sind in Abbildung A.3 zu sehen.

Gibt man dem  $\pi^0$  nun einen Boost in  $z$ -Richtung, so erhalten auch die beiden Photonen einen Boost in diese Richtung. Zur Veranschaulichung betrachtet man nun zwei extreme Beispiele:

1. Im Ruhesystem des  $\pi^0$  werden die Photonen in einem Winkel von  $90^\circ$  zur Strahlenachse ausgesandt. Wird nun ein Boost in  $z$ -Richtung angewandt, so erhalten beide Photonen einen gleich großen Impuls in  $z$ -Richtung und haben folglich beide die gleiche Energie und den gleichen Winkel zur  $z$ -Achse. Dieser Winkel wird kleiner, wenn der Boost stärker wird.
2. Werden die Photonen allerdings entlang der  $z$ -Achse ausgesandt, so bewirkt ein Boost in  $z$ -Richtung nun, dass das Photon in  $z$ -Richtung Energie dazu erhält, während das Photon entgegengesetzt zur  $z$ -Richtung Energie verliert. Die Energiedifferenz nimmt also zu.

Für höhere Photonenenergien werden diese Effekte verstärkt und alles in allem werden mehr Photonen in Strahlrichtung gemessen. Daraus folgt, dass Photonen mit niedriger Energie sich eher gleichmäßig im Raum verteilen, während hochenergetische Photonen häufiger am Strahlausgang des Crystal-Balls auftreten. Beachte, dass die hier betrachteten Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen.

Dies führt auch zu einem weiteren Problem. Dadurch, dass die höher energetischen Photonen wahrscheinlicher am Strahlausgang vorliegen, werden nicht alle Detektoren im Crystal-Ball gleich berücksichtigt. So liegen am Strahleneingang fast keine hochenergetischen Photonen vor.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

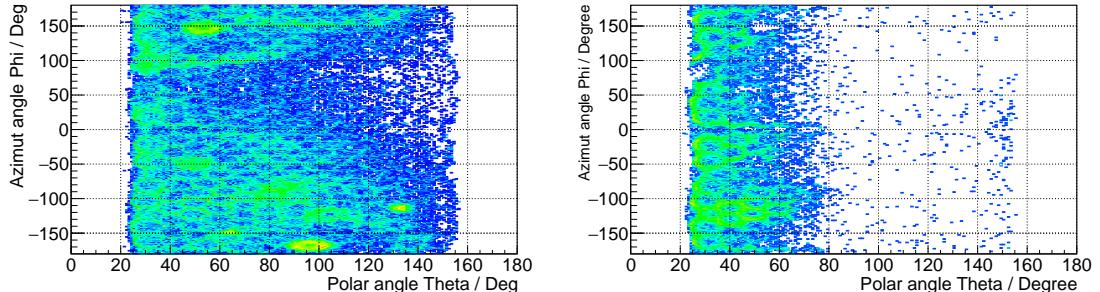


Abbildung 5.4.: Daten aus der Strahlzeit: Links ist die Verteilung der Photonen im Crystal-Ball mit einer Energie von 125 MeV bis 150 MeV zu sehen, rechts von 425 MeV bis 450 MeV. Es werden nur Photonen mit einer ähnlichen Energie berücksichtigt. Die errechnete invariante Masse muss zwischen 70 MeV und 200 MeV liegen.

In den Plots in Abbildung 5.4 erkennt man sehr gut, wie sich die Verteilung der Photonen ändert, wenn die Energie der Photonen zunimmt und die Bedingung gilt, dass sich die Energie der Photonen ähneln müssen. So sind die Photonen für kleine Energien über den ganzen Crystal-Ball verteilt, während für größere Energien die Photonen immer häufiger am Strahleingang auftreten. In dieser Abbildung gibt es einen Schnitt auf die Masse des  $\pi^0$ . Das bedeutet, die beiden detektierten Photonen werden nur in die Histogramme eingetragen, wenn die aus diesen berechnete invariante Masse zwischen 70 MeV und 200 MeV liegt.

Aus der Verbesserung der Abweichung für hohe Photonenenergien und unter Vernachlässigung der Detektoren am Rand liegt die Vermutung nahe, dass die Detektoren am Rand des Strahleingangs nicht sehr gut für hohe Photonenenergien kalibriert sind. Allerdings ist damit nicht die gesamte Abweichung zu erklären. Aussagen über die Detektoren am Strahleingang können ebenfalls nicht getroffen werden, da diese, im Vergleich zum Strahleingang, nur sehr selten getroffen werden.

Also muss weiter nach der Ursache für diese starke Abweichung gesucht werden.

### 5.2. Simulation

Da mit reellen Daten keine Ursache gefunden werden kann, wodurch diese große Abweichung entsteht, wird auf simulierte Daten zurückgegriffen.

Der Grund dafür ist, dass alle Prozesse in simulierten Daten genau bekannt sind. Das heißt, von jedem registriertem Teilchen ist bekannt, um welches Teilchen es sich handelt und aus welchem Prozess es entstanden ist. Auch ist die genaue Energie und Trajektorie bekannt. So kann jeder einzelne Aspekt des Zerfalls genauer untersucht werden.

Als erstes muss überprüft werden, ob die in Kapitel 5.1.1 und 5.1.2 gefundene

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Abhängigkeit auch in der Simulation auftritt. Dazu werden zwei Histogramme mit den Bedingungen aus den vorherigen Kapiteln gefüllt. Eins mit den Detektoren am Rand (Abb. 5.5 links) und eins ohne (Abb. A.4).

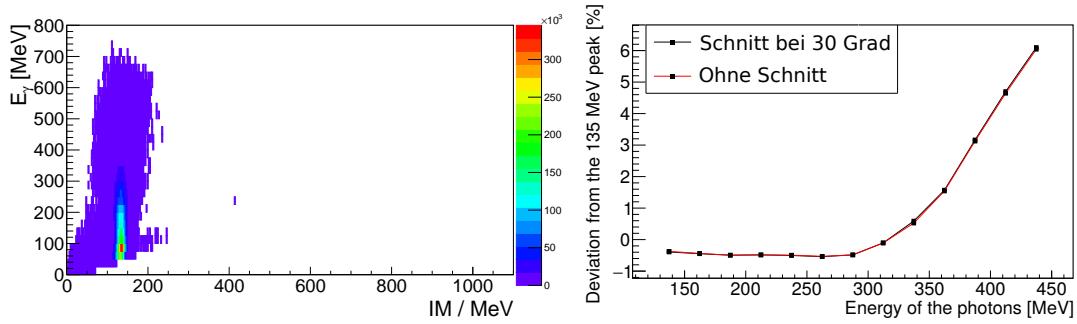


Abbildung 5.5.: Daten aus der Simulation: Links ist als Beispiel das Histogramm aus den simulierten Daten dargestellt. Für dieses Histogramm gilt die Bedingung, dass auch die Detektoren am Rand berücksichtigt werden. Rechts sind die Abweichungen vom  $\pi^0$ -Peak mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Detektoren am Rand zu sehen.

Schon am zweidimensionalem Histogramm aus Abbildung 5.5 ist zu erkennen, dass es sich um simulierte Daten handelt. Es liegt nur ein Peak bei der Masse von  $\pi^0$  vor. Einen  $\eta$ -Peak und einen störenden Untergrund gibt es nicht. Deswegen wird zur Bestimmung der  $\pi^0$ -Position für die simulierten Daten der Untergrundfit ausgeschaltet, sodass die Crystal-Ball-Funktion die einzige Fitfunktion ist. Der Bereich über den gefüttet wird, wird hier mit 50 MeV bis 220 MeV konstant gehalten.

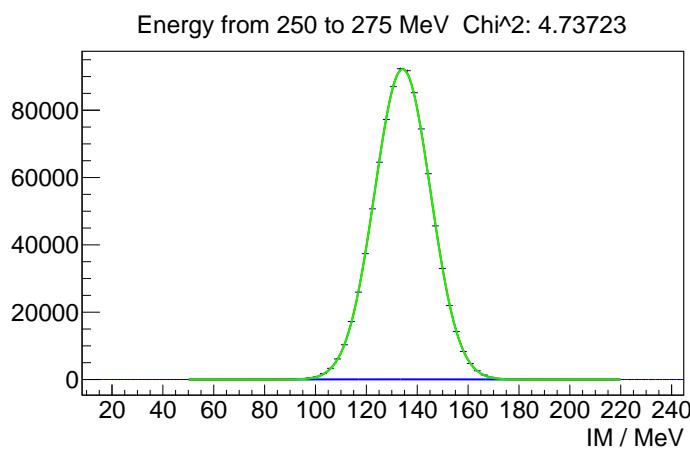


Abbildung 5.6.: Daten aus der Simulation: Beispieldfit. Zu sehen sind die Crystal-Ball Funktion (Grün) und der Untergrundfit (Blau).

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

In Abbildung 5.6 ist ein Beispieldfit für die simulierten Daten zu sehen, da alle anderen Fits funktioniert haben und sie somit wenig aufschlussreich sind, sollen sie nicht auch noch gezeigt werden. Lediglich Fits mit auffallend großen Fehlerbalken sollen noch aufgeführt werden.

Auch hier werden die beiden Abweichungen vom  $\pi^0$ -Peak zum besseren Vergleich in einen einzelnen Graphen gezeichnet. Dies ist in Abbildung 5.5 rechts zu sehen.

Ebenfalls ist die bei den reellen Daten gefundene Abweichung auch hier für große Photonenergien zu erkennen. Allerdings ist die Form etwas anders. So ist die Abweichung für kleine Photonenergien sehr klein und weniger als -1% und nimmt auch für Energien bis 300 MeV nicht zu, sondern bleibt fast konstant. Für Energien oberhalb von 300 MeV nimmt die Abweichung mit über +2% pro 50 MeV zu. So wird die maximale Abweichung bei einer Photonenergie von 450 MeV erreicht. Hier beträgt sie ca. 6%.

Auch ergibt sich kein Unterschied in den Abweichung für simulierte Daten, wenn die Detektoren am Rand vernachlässigt werden. So muss dieser Grund dafür auch bestimmt werden. Folglich wird damit die Vermutung widerlegt, dass die Detektoren am Rand schlecht eingestellt sind.

Da nun aber trotzdem die Form der Abweichung bei den simulierten Daten ungefähr der Form der reellen Daten für hohe Photonenergien entspricht, kann die Simulation benutzt werden, um ihre Ursache zu bestimmen.

### 5.2.1. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen

Als erstes wird überprüft, ob sich eine Verkleinerung der Abweichung ergibt, wenn man die Bedingung stellt, dass zwischen den beiden detektierten Photonen ein Mindestwinkel vorliegen muss. Wie bereits erwähnt, breitet sich ein Schauer im Detektor immer auch in transversaler Richtung aus. Also werden mehrere Detektoren durch ein einfallendes Photon ausgelöst. Es müssen die bereits in Abschnitt 3.2 gestellten Bedingungen erfüllt sein, damit ein Detektor als ausgelöst eingestuft wird.

Es ist allerdings auch möglich, dass ein Detektorkristall von zwei Photonen ausgelöst wird, wenn der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen nicht groß genug ist, um eine Überlagerung zu vermeiden. Das führt dazu, dass die Energie und der Auf treffort der Photonen nicht exakt rekonstruiert werden kann, da die Aufteilung der berechneten Energie auf die beiden Photonen nicht eindeutig festgelegt werden kann. Deswegen wird hier darauf geachtet, dass die registrierten Photonen einen Öffnungswinkel von mindestens  $30^\circ$  besitzen, um eine solche Überlagerung zu vermeiden. Die Energie der Photonen muss sich auch wieder ähneln. Die Detektoren am Rand werden hier auch berücksichtigt, da sich dadurch keine Verbesserung in Kapitel 5.2 ergab.

Es wird also auch wieder ein zweidimensionales Histogramm angelegt (Abb. A.5), über das gefiltert wird. Bereits an dem zweidimensionalem Histogramm erkennt man, dass nur sehr wenige bis gar keine hochenergetischen Photonen vorliegen.

Wie in Abbildung 5.7 zu erkennen ist, ähnelt für kleine Photonenergien die hier bestimmte Abweichung sehr stark der bereits gefundenen in Kapitel 5.2.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

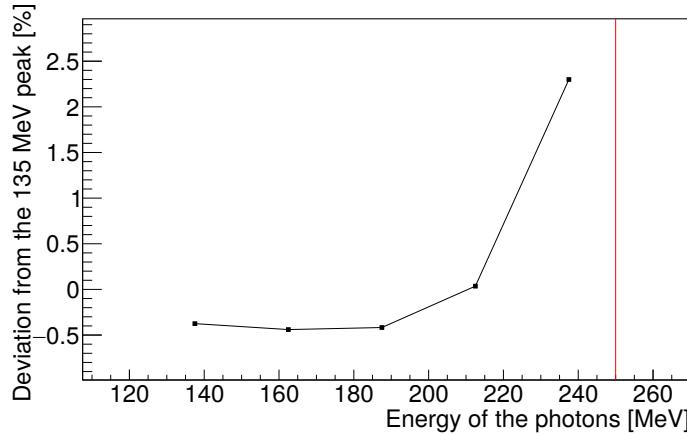


Abbildung 5.7.: Daten aus der Simulation: Die Abweichung der  $\pi^0$ -Peak Position mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Teilchen mindestens  $30^\circ$  beträgt. Die rote Linie markiert die Photonenergie, ab der keine Photonenaare mit einem Winkel von über  $30^\circ$  gefunden werden können.

Auch hier ist die Abweichung zunächst sehr klein und liegt etwas im negativen. Es liegt fast keine Änderung der Abweichung vor. Dies gilt bis zu einer Photonenergie von 200 MeV. Ab einer Photonenergie von über 200 MeV nimmt die Abweichung allerdings zu. Sodass hier schon bei einer Photonenergie von 250 MeV eine Abweichung von über 2% vorliegt. Auffallend ist, dass die Abweichung hier im Gegensatz zu Abbildung 5.5 rechts schon früher anfängt zu steigen. Dort fing es erst ab einer Photonenergie von 300 MeV an zu steigen.

In der Abbildung ist auch die Grenze markiert, ab der keine Photonenaare mit einem Öffnungswinkel von über  $30^\circ$  detektiert werden. Dieses Phänomen wird nun genauer untersucht.

Dazu wird als erstes bestimmt, welchen Öffnungswinkel  $\alpha$  man für verschiedene Photonenergien erhält, wenn die Bedingung gilt, dass die Energie der Photonen ähnlich sein muss. Dazu werden die Daten aus dem Ereignisgenerator entnommen.

In Abbildung 5.8 links ist zu sehen, wie der Öffnungswinkel  $\alpha$  für größer werdende Energien kleiner wird. Aus der Abbildung kann man auch entnehmen, dass für einen Öffnungswinkel von  $30^\circ$  die maximale Photonenergie 250 MeV beträgt.

Jetzt liegt die Vermutung natürlich nahe, dass die durch die Photonen ausgelösten Cluster sich überlagern.

In der gleichen Abbildung rechts erkennt man, dass für Öffnungswinkel unter  $20^\circ$  der Cluster-Algorithmus anfängt, aus mehreren Kandidaten, also Teilchen die im Crystal-Ball detektiert werden, einen zu machen.

Unterhalb von einem Öffnungswinkel von ca.  $15^\circ$  werden schließlich zwei Events in Crystal-Ball häufiger durch den Cluster-Algorithmus zu einem zusammengefasst als getrennt.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

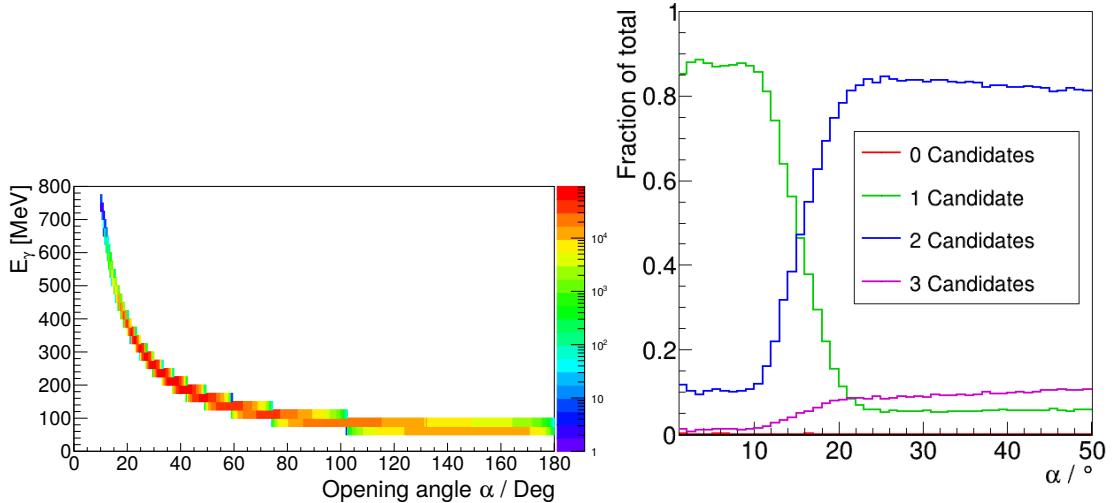


Abbildung 5.8.: Links: Daten aus dem Ereignisgenerator: Öffnungswinkel  $\alpha$  für verschiedene Photonenergien; Rechts: Anzahl der gemessenen Kandidaten gegen verschiedene Öffnungswinkel. Die Photonenergie liegt dabei in einem Intervall von 0 MeV bis 1600 MeV ohne die Bedingung, dass die Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen. Rechter Plot:[Ne17]

Wenn die zwei Cluster sich überlagern und durch den Algorithmus zusammengefasst werden, dann lässt sich der Öffnungswinkel zwischen den beiden Teilchen nicht eindeutig bestimmen.

Da hier allerdings ein Öffnungswinkel von mindestens  $30^\circ$  gefordert wird, kommt der Algorithmus zur Clusterbildung nicht in Frage. Es kann nur sein, dass der  $\pi^0$ -Peak ab einer Photonenergie von 225 MeV zu stark durch den Untergrund gestört wird, da dieser durch diesen Schnitt nicht reduziert wird, die Stärke des  $\pi^0$ -Peaks allerdings schon.

### 5.2.2. Isotoper Zerfall von $\pi^0$ im Ursprung

Als nächstes wird der einfachste Prozess überprüft. Dazu zerfällt ein  $\pi^0$  im Ursprung und erhält einen Boost in eine zufällige Richtung. Dadurch gibt es keine ausgezeichnete Richtung. Folglich kann damit überprüft werden, ob sich alle Detektoren gleich verhalten.

Dazu wird der neue Ereignisgenerator so eingestellt, dass es keinen Photonstrahl und kein Proton mehr gibt, lediglich der Boost des  $\pi^0$  wird gewürfelt. Die Photonen werden dann anschließend, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, gewürfelt und geboostet. Als erste Kontrolle wird überprüft, ob die durch den Zerfall ausgesandten Photonen

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

sich auch wirklich gleichmäßig im Raum verteilen.

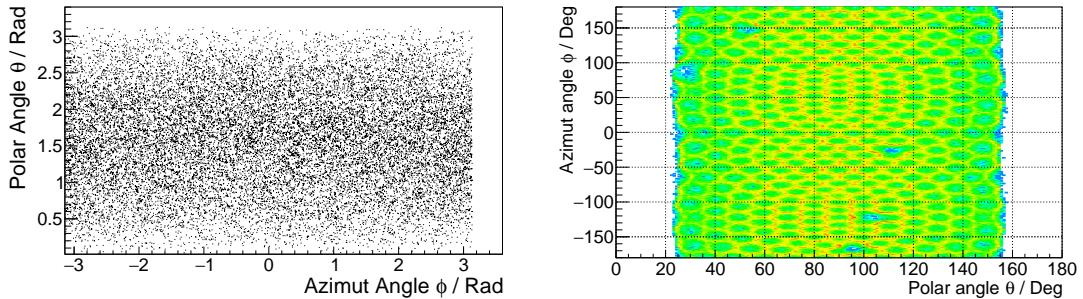


Abbildung 5.9.: Daten aus der Simulation: Ursprung: Isotroper Boost: Links ist die Verteilung der geboosteten  $\pi^0$  im Raum zu erkennen. Rechts ist der Ort dargestellt, an dem die Photonen den Crystal-Ball treffen. Durch die Bestimmung des Auftreffortes mit dem Clustering-Algorithmus entsteht dieses Netzmuster. Die Photonen müssen sich energetisch ähneln. Außerdem werden nur Photonen mit einer Energie zwischen 125 MeV und 450 MeV berücksichtigt.

In Abbildung 5.9 links erkennt man, dass die  $\pi^0$  einen Boost in eine zufällige Raumrichtung erhalten. Dadurch sind die durch den Zerfall ausgesandten Photonen ebenfalls isotrop im Raum verteilt. Zusätzlich gilt die Bedingung, wie in den vorherigen Kapiteln, dass nur Photonen mit einer ähnlichen Energie als Ereignis in die Datei geschrieben werden dürfen.

In Geant wird zusätzlich die Länge des Target auf 0 cm gesetzt. Dadurch wird gewährleistet, dass die Pionen auch wirklich im Ursprung zerfallen.

Um zu überprüfen, ob alles wie gewollt eingestellt ist, wird ein weiteres zweidimensionales Histogramm angelegt.

In Abbildung 5.9 rechts sieht man, dass sich die Pionen gleichmäßig im Raum verteilen und es keine ausgezeichnete Richtung gibt. Also ist alles wie gewünscht eingestellt, wodurch das weitere Verhalten des Crystal-Balls betrachtet werden kann.

Nun wird, wie in den vorherigen Kapiteln, ein Histogramm mit den Photonen gefüllt (Abb. A.6) und anschließend wird über die verschiedenen Photonenergien gefittet. Dies wird sowohl mit, als auch ohne Berücksichtigung der Detektoren am Rand durchgeführt.

In Abbildung 5.10 ist die Abweichung der errechneten invarianten Masse für verschiedene Photonenergien aufgetragen. Hier gibt es einen Ausreißer. Für eine Photonenergie von 300 MeV bis 325 MeV ohne Cut besitzt eine Abweichung einen sehr großen Fehlerbalken. Allerdings kann man diesen nicht nachvollziehen, wenn man sich den Fit betrachtet. Siehe dazu Abbildung A.8.

Die Form der Abweichung ähnelt sehr stark der aus Abbildung 5.5. Allerdings gibt es hier kein Plateau im Photonenergieintervall von 125 MeV bis 300 MeV, sondern es

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

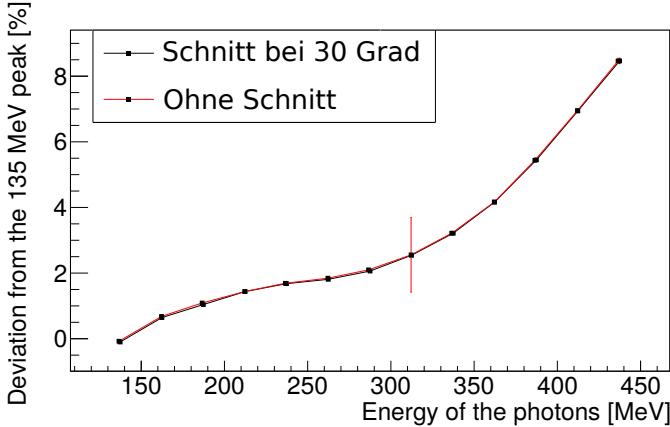


Abbildung 5.10.: Daten aus der Simulation: Ursprung: Isotroper Boost: Abweichung der errechneten invarianten Masse von der tatsächlichen  $\pi^0$  Masse in Prozent. Bei der roten Linie werden die Detektoren am Rand berücksichtigt, bei der schwarzen werden sie vernachlässigt.

liegt hier eine sehr leichte *Steigung* von etwa +0,2% pro 50 MeV vor. Die maximale Abweichung liegt hier ebenfalls bei 450 MeV und beträgt über +8%. Auch hier ist kein Unterschied zwischen den Abweichungen zu erkennen, wenn man die Detektoren am Rand berücksichtigt oder vernachlässigt.

Daraus folgt, dass auf eine andere Weise nach der Ursache für die Abweichung gesucht werden muss, da die starke Vereinfachung des zu untersuchenden Prozesses nicht weiter geholfen hat.

### 5.2.3. *z*-Vertex Abhängigkeit

Zusätzlich wird auch die Abhängigkeit, zwischen der errechneten Position des  $\pi^0$ -Peaks und dem Ort im Target in dem das Pion entstanden und zerfallen ist, überprüft.

Da das  $\pi^0$  nur wenige Nanometer zurücklegt, bevor es zerfällt, kann angenommen werden, dass das Pion am gleichen Ort zerfällt, an dem es auch entsteht.

Zur Untersuchung der *z*-Vertex Abhängigkeit wird das 10 cm lange Flüssig-Wasserstoff-Target im Zentrum des Crystal-Ball Detektor in zehn 1 cm lange Intervalle unterteilt. Im Zentrum des Targets befindet sich der Ursprung des Koordinatensystems, so liegt am Anfang des Targets das Intervall von  $z = -5$  cm bis  $z = -4$  cm, dann folgt  $z = -4$  cm bis  $z = -3$  cm usw.

Hier wird ein weiterer Vorteil der Simulation ausgenutzt. Aus den im Experiment genommenen Daten kann nämlich nicht der Ort bestimmt werden, an dem das  $\pi^0$  zerfallen ist. Dafür gibt es keine Detektoren im Crystal-Ball. In Simulationen sind alle Prozesse allerdings wohl bekannt, so weiß man auch von jedem Prozess an welchem Ort er sich ereignet.

Anschließend wird ein dreidimensionales Histogramm angelegt mit den Intervallen des

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

$z$ -Vertex auf der  $z$ -Achse, der errechneten invarianten Masse auf der  $x$ -Achse und der Energie der Photonen auf der  $y$ -Achse angelegt. (Abb.: A.11). Die Detektoren am Rand werden nicht berücksichtigt.

Daraus kann dann die Position des  $\pi^0$ -Peaks in Abhängigkeit zum  $z$ -Vertex Intervall berechnet werden, dazu wird jedes  $z$ -Intervall einzeln betrachtet und die Position abhängig von der Energie der Photonen berechnet. Diese 10  $z$ -Vertex Abhängigkeiten werden anschließend in Abbildung 5.11 eingetragen.

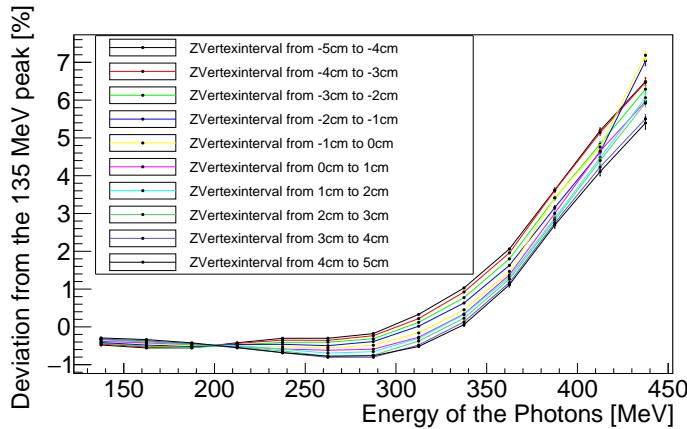


Abbildung 5.11.: Daten aus der Simulation: Die Abweichung der  $\pi^0$ -Peak Position ist für verschiedene Intervalle des  $z$ -Vertex gegen die Energie der gemessenen Photonen. Es werden die Detektoren am Rand vernachlässigt. Die Energie der Photonen muss sich ähneln.

Auch hier hat die Abweichung zwischen der errechneten invarianten Masse und der  $\pi^0$  Masse die gleiche Form, wie in den vorherigen Abschnitten. So liegt nur eine geringe Abweichung für alle  $z$ -Vertices bei niedrigen Photonenergien vor. Diese beträgt maximal etwa nur -0,7%.

Die Abweichungen treffen sich alle bei einer Energie von etwa 200 MeV. Dort haben alle  $z$ -Vertices eine Abweichung von etwa -0,5%. An diesem Punkt erfolgt eine Vertauschung der Ordnung der  $z$ -Vertices. Vor 200 MeV hat das Intervall von 4 cm bis 5 cm die größte Abweichung und nach 200 MeV hat es die kleinste. Für das Intervall von -4 cm bis -5 cm gilt genau das Umgekehrte. Das liegt daran, dass für niedrige Photonenergien auch das  $\pi^0$  eine niedrige Energie besitzen muss. Das heißt es ist wahrscheinlich, dass das  $\pi^0$  in entgegengesetzter Richtung zum Strahl ausgesandt wird, da es sonst mehr Energie besitzen würde. Somit kann es sein, dass die meisten gemessenen niederenergetischen Teilchen einen Polarwinkel besitzen, der größer als  $90^\circ$  ist. Folglich wird der Öffnungswinkel für  $\pi^0$  die am Anfang des Targets entstehen, als zu groß angenommen. Für  $\pi^0$  die am Ende des Targets entstehen wird, dann folglich ein zu kleiner Öffnungswinkel gemessen.

Bei einer Photonenergie von über 200 MeV müssen die  $\pi^0$  ebenfalls mehr Energie

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

besitzen. Folglich werden mehr  $\pi^0$  in Strahlrichtung betrachtet und somit werden mehr Photonen ebenfalls in Strahlrichtung ausgesandt. Die Photonenergie von 200 MeV ist der Umkehrpunkt. Ab hier wird für ein am Anfang des Targets entstehendes  $\pi^0$  ein zu kleiner Öffnungswinkel zwischen den ausgesandten Photonen gemessen und umgekehrt.

Ab 200 MeV fächert sich die Abweichung auch immer weiter auf. Bei 450 MeV beträgt sie fast 2%. Das wiederum bedeutet, dass die räumliche Ausdehnung des Target nur einen kleinen Effekt, im Gegensatz zur bereits festgestellten Abweichung, besitzt. Die maximale Abweichung wird ebenfalls bei 450 MeV erreicht und beträgt ca. 7%. Die Ursache der Auffächerung wird nochmal genauer in Kapitel 5.2.5 beschrieben.

### 5.2.4. Unterschied zwischen generierten und berechneten Winkeln

Es gibt die Vermutung, dass ein starker Unterschied, zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichem Öffnungswinkel der beiden Photonen vorliegt.

Die Detektoren des Crystal-Balls sollen alle so ausgerichtet sein, dass sie in die Richtung des Zentrum des Targets zeigen, dieser liegt im Mittelpunkt der Kugel. Ist dies nicht der Fall, so wird ein falscher Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen bestimmt und damit nach Gleichung 5.1 eine falsche invariante Masse.

Um diesen Unterschied zu untersuchen, wird zuerst überprüft, ob ein von Null verschiedener Winkel zwischen dem generierten und dem gemessenen Teilchen vorliegt. Dafür muss bestimmt werden, welches generierte Teilchen zu welchem gemessenen gehört. Dazu hält man ein generiertes Teilchen fest und bestimmt anschließend den Winkel zwischen ihm und jedem gemessenen Teilchen. Wenn der Winkel am kleinsten ist, dann handelt es sich wahrscheinlich um das gleiche Teilchen. Danach wird dies für das nächste generierte Teilchen durchgeführt. Da der Crystal-Ball nicht den gesamten Raum abdeckt, sondern Öffnungen ohne Detektoren besitzt, werden auch hier die Detektoren am Rand vernachlässigt. In den vorherigen Abschnitten mit Simulation kann kein Unterschied zwischen Berücksichtigung und Vernachlässigung der Detektoren am Rand festgestellt werden, folglich können sie ohne große Bedenken vernachlässigt werden. Dies hat einen weiteren Vorteil. Dadurch können generierte Photonen, welche einen zu kleinen bzw. zu großen  $\theta$  Winkel besitzen und damit nicht mehr im Crystal-Ball detektiert werden können, direkt verworfen werden. Das führt dazu, dass jedes generierte Photon auch im Crystal-Ball gemessen werden. Gäbe es diese Bedingung nicht, so würde ein generiertes Photon, welches nicht im Crystal-Ball detektiert wird, mit einem anderen Teilchen gleichgesetzt, da der Winkel zwischen diesen am kleinsten wäre. Dies würde das Ergebnis verfälschen.

In Abbildung 5.12 ist der Winkel zwischen dem generierten Photon und dem gemessenen Photon gegen die Energie des gemessenen aufgetragen.

Links besitzen die Photonen eine Energie von 125 MeV bis 150 MeV, während sie rechts in der Abbildung 425 MeV bis 450 MeV besitzen. Man erkennt, dass für größere Energien, der Winkel zwischen dem generierten und dem rekonstruierten Photon kleiner wird.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

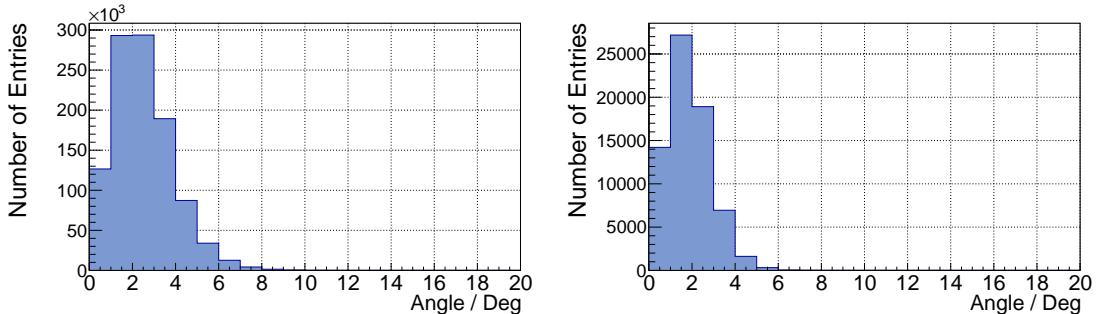


Abbildung 5.12.: Daten aus der Simulation: Es wird ein langes Target benutzt. Der Winkel zwischen dem generiertem und dem rekonstruiertem Photon ist gegen verschiedene Photonenergien aufgetragen. Die Energie der Photonen muss sich ähneln. Links besitzen die Photonen eine Energie von 125 MeV bis 150 MeV, während sie rechts eine Energie von 425 MeV bis 450 MeV besitzen. Das vollständige 2D-Histogramm ist in Abbildung A.9 zu sehen.

Dies lässt sich dadurch erklären, dass höher energetische Photonen einen deutlich stärkeren Schauer auslösen, als Photonen mit niedrigerer Energie. Das führt dazu, dass auch der Schauerradius größer wird. Dadurch werden mehr Detektorkristalle ausgelöst, wodurch sich der genaue Auf treffort des Photons präziser bestimmen lässt. Folglich nimmt der Winkel zwischen dem generierten und dem entsprechendem gemessenem Photon mit zunehmender Energie ab.

Da nun bekannt ist, dass es einen Winkel zwischen generierten und gemessenen Photonen gibt, wird nun direkt der Öffnungswinkel zwischen den beiden generierten und den beiden gemessenen Photonen verglichen. Dazu wird die Abweichung der beiden Öffnungswinkel berechnet.

$$\Delta\alpha = \alpha_{\text{rec}} - \alpha_{\text{gen}} \quad (5.3)$$

Dazu wird vom rekonstruierten Öffnungswinkel  $\alpha_{\text{rec}}$  der generierte  $\alpha_{\text{gen}}$  abgezogen. Die Differenz wird dann  $\Delta\alpha$  gesetzt. Dieses wird dann für verschiedene Photonenergien in ein Histogramm aufgetragen.

In Abbildung 5.13 ist diese Abweichung für zwei verschiedene Energien zu sehen. Links besitzen die Photonen eine Energie von 125 MeV bis 150 MeV, während sie rechts eine Energie von 425 MeV bis 450 MeV besitzen. Hier erkennt man, dass für kleine Energien die Abweichung der beiden Öffnungswinkel um die Null verteilt ist. Liegt allerdings eine hohe Photonenergie vor, so verschiebt sich diese Verteilung etwas nach rechts, sodass die häufigste Differenz bei  $1^\circ$  bis  $2^\circ$  liegt. Das bedeutet in der Regel wird ein zu großer Öffnungswinkel für hohe Photonenergien rekonstruiert. Mit der Gleichung zur Berechnung der invarianten Masse (Gleichung 5.1) folgt damit, dass eine zu große invariante Masse berechnet wird.

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

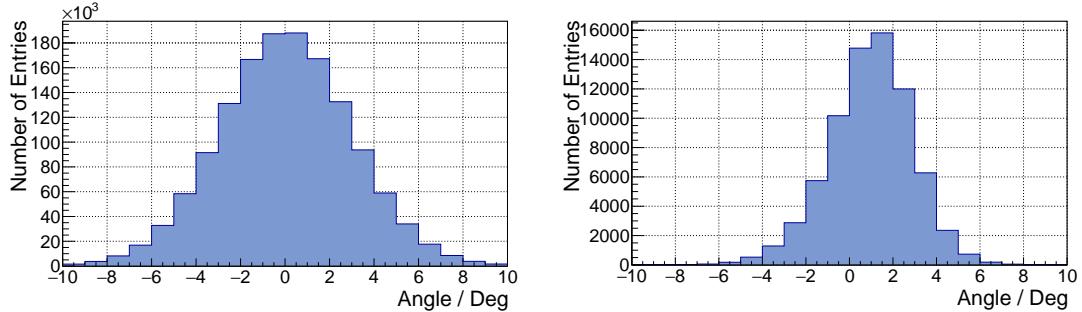


Abbildung 5.13.: Daten aus der Simulation: Aufgetragen ist  $\Delta\alpha$ . Links liegt die Energie der Photonen zwischen 125 MeV und 150 MeV, rechts zwischen 425 MeV und 450 MeV.

Betrachtet man nun noch einmal die beiden Plots in Abbildung 5.8, so fällt auf, dass bei einer Photonenergie von 450 MeV ein Öffnungswinkel von nur  $17^\circ$  vorliegt. Bei einem so kleinen Öffnungswinkel schafft es der Algorithmus zur Clusterbildung nicht mehr eindeutig zwischen zwei registrierten Events zu unterscheiden.

### 5.2.5. Unterschied zwischen generierten und berechneten Öffnungswinkel für verschiedene $z$ -Vertices

In Abschnitt 5.2.3 wurde bereits gezeigt, dass eine Abhängigkeit zwischen dem Ort des Zerfalls und dem Öffnungswinkel vorliegt. Dies soll in diesem Abschnitt weiter untersucht werden. Dazu wird das Target wieder in ein Zentimeter lange Abschnitte unterteilt, welche einzeln untersucht und anschließend verglichen werden.

Das erste Intervall, welches betrachtet wird liegt am Anfang des Targets und hat somit einen  $z$ -Vertex von  $z = -5 \text{ cm}$  bis  $z = -4 \text{ cm}$ . Das zweite Intervall liegt im Ursprung, das heißt der  $z$ -Vertex liegt in einem Intervall von  $z = -0,5 \text{ cm}$  bis  $z = 0,5 \text{ cm}$ . Das letzte Intervall, welches hier betrachtet wird, liegt am Ende des Target und besitzt damit einen  $z$ -Vertex von  $z = 4 \text{ cm}$  bis  $z = 5 \text{ cm}$ . Auch hier wird von dem rekonstruierten Öffnungswinkel der generierte abgezogen.

In Abbildung 5.14 sind die verschiedenen Abweichungen zwischen dem rekonstruierten und generierten Öffnungswinkel für diese drei  $z$ -Vertex Intervalle abgebildet.

Hier erkennt man, dass es fast keinen Unterschied macht, wo im Target das  $\pi^0$  zerfällt. Die Differenzen zwischen rekonstruierten und generierten Abweichungen sind für alle  $z$ -Vertices sehr ähnlich. Besonders für kleine Energien im Bereich von 125 MeV bis 150 MeV, in den Abbildungen immer links zu sehen, ist fast kein Unterschied zu erkennen. Für Photonenergien im Bereich von 425 MeV bis 450 MeV, immer rechts abgebildet, ist eine sehr leichte Verschiebung nach rechts zu erkennen, wenn man sich vom Anfang des Targets zum Ende bewegt. Das heißt, der rekonstruierte Öffnungswinkel ist größer, wenn das  $\pi^0$  am Ende des Targets zerfallen ist, im Vergleich zu

## 5. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

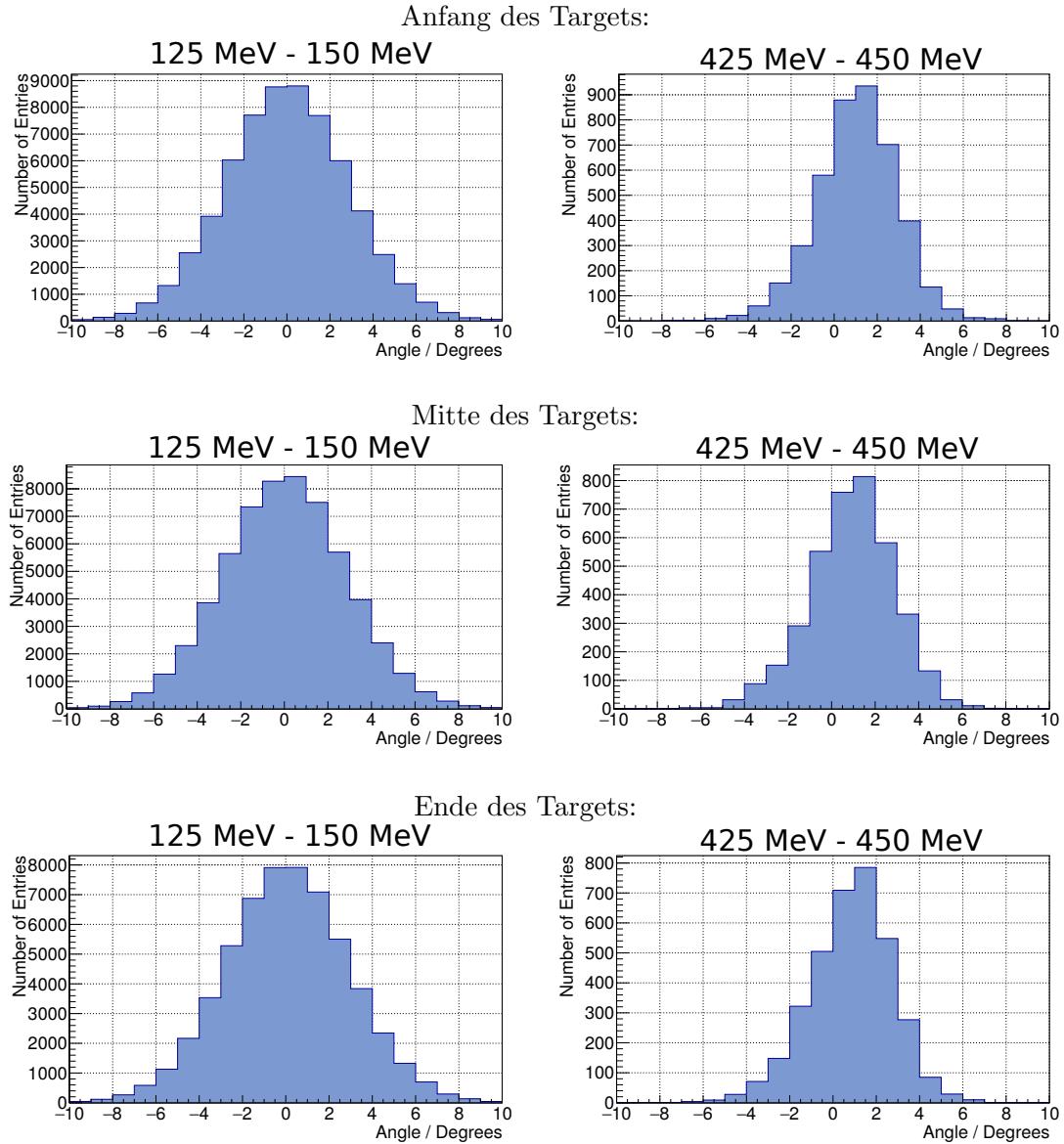


Abbildung 5.14.: Daten aus der Simulation: Aufgetragen ist  $\Delta\alpha$  für verschiedene  $z$ -Vertices und Energien. Die vollständigen 2D-Histogramme sind in den Abbildungen A.13 bis A.15 zu sehen.

einem Zerfall am Anfang des Targets. Allerdings ist dieser Effekt auch nur sehr klein und erklärt die Auffächerung, welche bereits in Abbildung 5.11 zu sehen war.

## 6. Weitere Beobachtungen

Auch hier werden nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachtet.  $|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}| < 25 \text{ MeV}$

### 6.1. Defekte und rauschende Kristalle

#### 6.1.1. Verhalten von bereits bekannten defekten und rauschenden Kristallen

Ein rauschender Kristall ist ein Detektorkristall, der Ereignisse registriert, obwohl es kein einfallendes Teilchen gibt. Durch diese Störung der Detektoren, können also Teilchen falsch zugeordnet werden, was zu einer falschen berechneten invarianten Masse führt.

Ein defekter Kristall auf der anderen Seite ist ein Kristall, welcher nicht mehr funktioniert und kein Signal mehr von sich gibt.

Betrachtet man Abbildung 5.4 links, so entsteht bereits hier die Vermutung, dass es mindestens einen rauschenden Kristall im Crystal-Ball Detektor gibt. Der beste Kandidat ist bei einem Azimutwinkel von  $160^\circ$  und einem Polarwinkel von  $95^\circ$  zu finden.

Um nun mehrere dieser rauschenden Kristalle zu finden, wird wie in Abbildung 5.4 noch einmal ein Histogramm gefüllt, mit dem rekonstruiertem Azimut- und Polarwinkel. Dieses mal beträgt die Photonenergie allerdings nur 0 MeV bis 100 MeV. Auch werden nur Photonen eingetragen, deren berechnete invariante Masse in einem Bereich von 70 MeV bis 220 MeV liegen. Es werden die Daten aus der Strahlzeit genommen. In Abbildung 6.1 ist die Verteilung der registrierten Teilchen im Crystal-Ball dargestellt. Hier wurden drei mögliche Kandidaten für rauschende Kristalle mit roten Kreisen markiert.

Um sich nun besser orientieren zu können, wird mit den gleichen Daten eine Karte des Crystal-Balls gefüllt, auf der jeder Detektor dargestellt ist. Anschließend wird versucht die Position der rauschenden Kristalle auch auf Crystal-Ball Karte zu finden und zuzuordnen.

Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, handelte es sich bei den vermuteten rauschenden Kristalle um defekte Kristalle. Diese sind allerdings von Kristallen umgeben, die deutlich mehr Events registriert haben als erwartet.

Die violett umkreisten Detektoren sind auch defekte Kristalle, diese verhalten sich allerdings anders, als die rot eingekreisten, da sie in Abbildung 6.1 nicht auffallen.

Mithilfe der Karte ist es auch möglich die genaue Elementnummer der Kristalle zu bestimmen. Dies ist in Tabelle 6.1 ist sehen.

## 6. Weitere Beobachtungen

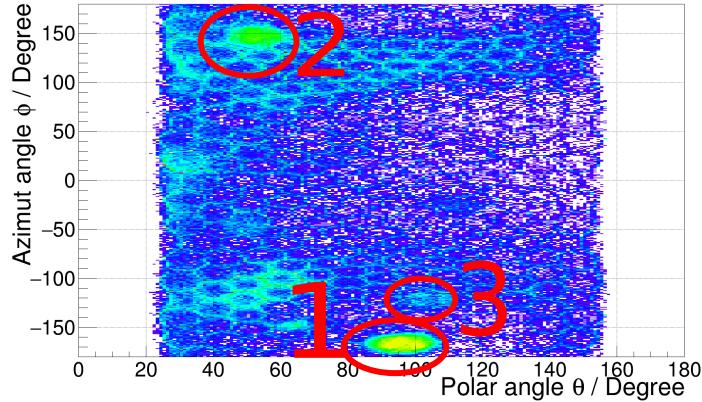


Abbildung 6.1.: Daten aus der Strahlzeit: Verteilung der detektierten Teilchen im Crystal-Ball. Die Energie der Teilchen muss ähnlich sein und liegt im Intervall von 0 MeV bis 100 MeV. Markiert sind mögliche rauschende Kristalle

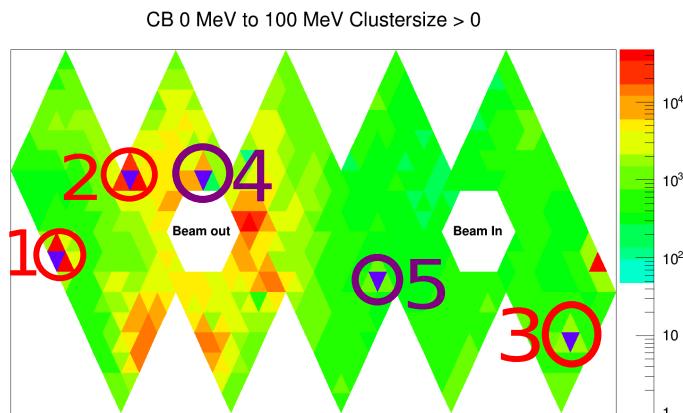


Abbildung 6.2.: Daten aus der Strahlzeit: Crystal-Ball Map für eine Photonenenergie von 0 MeV bis 100 MeV. Markiert sind die gleichen Kristalle, wie in Abbildung 6.1 und in lila zwei weitere tote Kristalle.

Wenn man sich nun diese Karten mit durch Monte-Carlo generierten Daten anschaut (Abbildung: 6.3 links), fällt auf, dass die Nachbarn der toten Kristalle auch bei niedrigen Energien nicht aufleuchten. Sie verhalten sich, wie man es erwartet. Das heißt, es ist sehr wahrscheinlich, dass die Auslese defekt ist. Die genaue Ursache dieses Phänomens muss allerdings noch bestimmt werden.

Für höhere Energien verhalten sich alle Nachbarn von den defekten Kristallen wie er-

## 6. Weitere Beobachtungen

Nummer in Abb.	Elementnummer	Anzahl der Events
1	549	0
2	565	0
3	597	0
4	677	0
5	265	0

Tabelle 6.1.: Daten aus der Strahlzeit: Tabelle mit den bereits bekannten defekten Kristallen. An der Anzahl der Events erkennt man auch, dass die Detektoren ausgeschaltet sind.

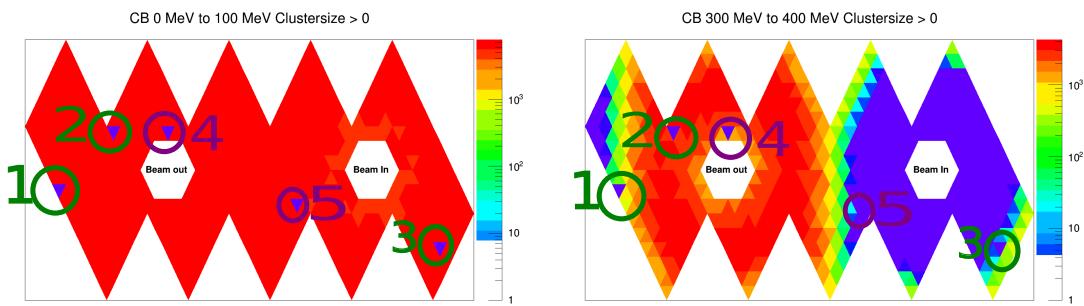


Abbildung 6.3.: Daten aus der Strahlzeit: Es sind die gleichen Kristalle, wie in der vorherigen Abb. markiert. Allerdings sind die Kristalle die vorher rot markiert waren, hier grün markiert, da man sie sonst nicht erkennen kann. Links besitzen die Photonen eine Energie von 0 MeV bis 100 MeV rechts von 300 MeV bis 400 MeV.

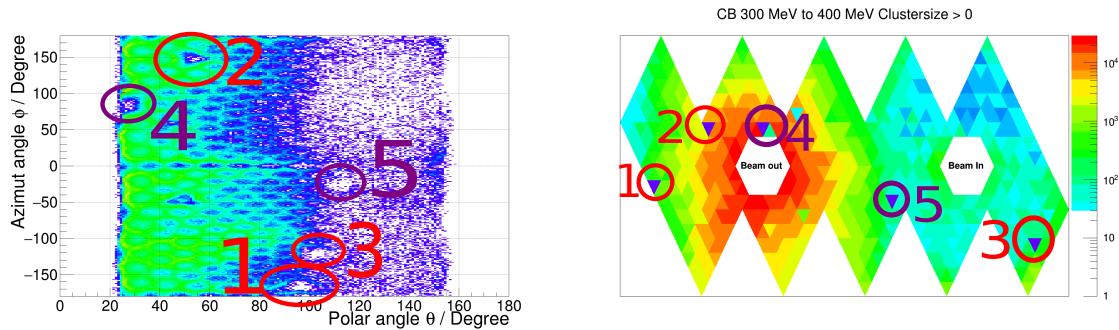


Abbildung 6.4.: Daten aus der Strahlzeit: Es wurden die gleichen Kristalle, wie in der vorherigen Abb. markiert, allerdings ist die Photonenenergie hier von 300 MeV bis 400 MeV.

## 6. Weitere Beobachtungen

wartet. Es ist kein aufleuchten mehr zu erkennen. Dies ist für Daten aus der Strahlzeit in Abbildung 6.4 und für Daten aus der Simulation in Abbildung 6.3 rechts zu sehen. Da diese Störung auch nur für niedrige Energien auftritt, ist sie bei der Betrachtung der Abweichung vom  $\pi^0$ -Peak für Photonen mit ähnlicher Energie nicht weiter wichtig gewesen, da die starke Abweichung nur für Photonenenergien auftritt, die größer als 300 MeV sind.

Auch wenn man verlangt, dass die Clustergröße größer als drei sein muss, das heißt, jedes detektierte Teilchen muss mindestens vier Detektoren auslösen, detektieren die Nachbarn der drei defekten Kristalle immer noch zu viele Events bei niedrigen Energien. Zu sehen in Abbildung 6.5 links. Für hohe Energien ergibt sich durch diesen Schnitt auch keine Veränderung. In der gleichen Abbildung rechts zu sehen.

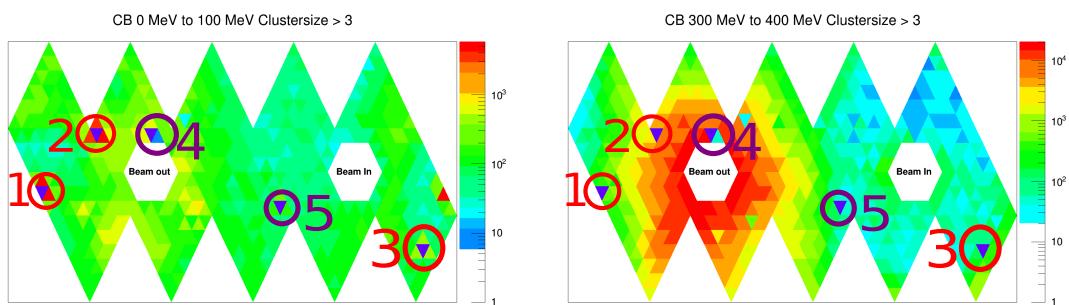


Abbildung 6.5.: Daten aus der Strahlzeit. Markiert sind die bereits bekannten defekten Kristalle. Allerdings gibt es hier die Bedingung, dass mindestens vier Detektoren bei einem Events ausgelöst werden müssen.

### 6.1.2. Vermutung für weitere defekte Kristalle

Wie in Kapitel 6.1.1 erwähnt, sind fünf Detektoren bekannt, welche nicht richtig funktioniert haben, und deswegen ausgeschaltet sind. Allerdings fallen, zusätzlich zu diesen fünf Kristallen, noch weitere auf, welche ungewöhnlich wenig Events registrieren. Die Karte, in der diese Kristalle markiert sind, ist in Abbildung 6.6 zu sehen.

Hier sind vier weitere vermutlich defekte Kristalle markiert, die weniger Ereignisse registriert haben, als man erwarten würde. Der durch die Nummer sechs markierte Kristall liegt direkt neben dem bereits als defekt markierten Kristall (markiert mit Nummer 4 in den Abbildungen aus Kapitel 6.1.1 / Elementnummer 677).

In Tabelle 6.2 sind die als defekt vermuteten Detektoren zusammen mit ihren Nachbarn aufgelistet. Die Vermutung, dass diese Detektoren defekt sind, entsteht dadurch, dass sie teilweise deutlich weniger Events registrieren als ihre Nachbarn. Der Nachbar mit der Elementnummer 677 stellt dabei eine Ausnahme dar, da dieser, wie in Kapitel 6.1.1 bereits beschrieben, ein bekannter defekter Kristall ist und damit ausgeschaltet ist. Der Kristall 678 registriert allerdings nur 48 Events, während einer seiner Nachbar,

## 6. Weitere Beobachtungen

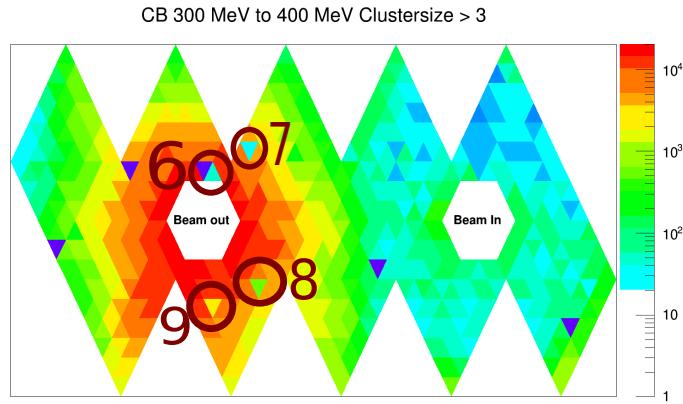


Abbildung 6.6.: Daten aus der Strahlzeit: Markiert sind vermutete defekte Kristalle, die als solche noch nicht als solche identifiziert wurden. Die Clustergröße muss größer als drei sein.

Nummer in Abb.	Elementnummer	Anzahl der Events
6	678	48
	677	0
	676	11808
7	17	21
	16	3311
	18	7175
	19	3439
8	125	513
	122	6613
	128	5307
	126	4103
9	89	2500
	88	8591
	90	7975
	91	4652

Tabelle 6.2.: Daten aus der Strahlzeit: Tabelle mit weiteren vermutlichen defekten Kristallen (Rot markiert). Auch eingetragen sind die Anzahl der Ereignisse in den Detektoren. Schwarz geschrieben sind die Nachbarn der Detektoren.

welcher nicht als rauschender Kristall identifiziert wurde, über  $10^5$  Events detektiert. Bei einer so großen Abweichung muss man davon ausgehen, dass Kristall 678 nicht richtig funktioniert. Ähnlich ist es auch bei den anderen Kandidaten. Zwar ist der

## 6. Weitere Beobachtungen

Unterschied hier nicht so groß, allerdings ist er immer noch sehr deutlich, sodass man diese Kristalle auch genauer untersuchen sollte.

### 6.2. $\phi$ -Verteilung im Crystal-Ball

Auch ist die Verteilung, welche die Photonen im Crystal-Ball haben, sehr ungewöhnlich.

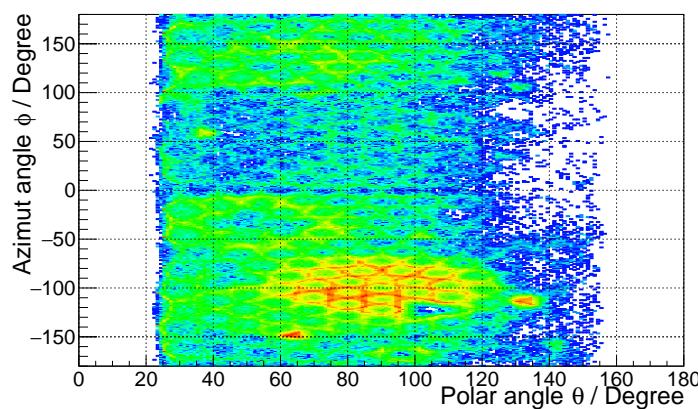


Abbildung 6.7.: Daten aus der Strahlzeit: Es handelt sich um Photonen mit einer Energie zwischen 200 MeV und 225 MeV. Es ist die Verteilung der detektierten Photonen im Crystal-Ball dargestellt.

Zu sehen ist diese Verteilung in Abbildung 6.7. Eigentlich würde man erwarten, dass sich die Photonen unabhängig vom  $\phi$ -Winkel im Raum verteilen. Das liegt daran, dass der eingehende Photonenstrahl in  $z$ -Richtung verläuft, und damit werden alle anschließend entstehenden Teilchen in  $z$ -Richtung geboostet. Folglich sind sie unabhängig von  $\phi$ . Allerdings sieht man in dieser Abbildung, dass die meisten Teilchen in der unteren Hälfte des Crystal-Balls bei einem  $\phi$ -Winkel von ca.  $-100^\circ$  detektiert werden. Dass es sich hierbei um einen rauschenden Kristall handelt, ist sehr unwahrscheinlich, da sehr viele Kristalle betroffen sind. Auch hierfür muss die genaue Ursache noch herausgefunden werden.

## 7. Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt verschiedene Studien, die durchgeführt werden, um die Ursache einer energieabhängigen Abweichung der berechneten invarianten Masse aus dem  $\pi^0$  Zerfall in zwei Photonen für hohe Photonenergien zu bestimmen.

Dazu müssen verschiedene Vorbereitungen getroffen werden, um diese Studien durchzuführen. Um eine Aussage über die Energieabhängigkeit des Detektors treffen zu können, darf man nur Photonen aus dem Zerfall betrachten, deren Energie sich ähnelt, da man sonst nicht weiß, welcher Effekt durch welche Energie verursacht wird. Dies ist eine sehr einschränkende Bedingung, welche nur sehr wenige Ereignisse erfüllen. So muss für die Analyse mit simulierten Daten ein neuer Ereignisgenerator geschrieben werden, um gezielt diese Ereignisse zu generieren.

Es wird sowohl auf Experiment-Daten, als auch auf simulierte Daten zurückgegriffen. Die Studien umfassen unter anderem Betrachtungen des geometrischen Aufbaus des Crystal-Balls. So werden die Detektoren am Rand des Strahlenein- und -ausgangs nicht berücksichtigt, da es die Vermutung gibt, dass diese schlecht kalibriert sind. Auch das Verhalten der Abweichung wird untersucht, wenn die Bedingung gilt, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden aus dem  $\pi^0$  Zerfall ausgesandten Photonen mindestens  $30^\circ$  beträgt. Damit soll vermieden werden, dass die durch die Photonen ausgelösten Cluster sich zu stark überlagern. Allerdings liegen mit dieser Bedingung keine hochenergetischen Photonen mit ähnlicher Energie aufgrund des Phasenraums vor. Durch die Simulation ist es auch möglich das  $\pi^0$  im Ursprung zerfallen zu lassen und es dann in eine beliebige Richtung zu boosten. Allerdings bringt keine dieser Bedingungen eine Reduzierung der Abweichung.

Weiter werden verschiedene Studien durchgeführt, um die Auswirkung der Geometrie und Auflösung des Detektors besser zu verstehen. So wird die invariante Masse für verschiedene  $z$ -Vertices des Targets berechnet. Das heißt, wie verhält sich die Abweichung, wenn das Teilchen am Anfang, Ende oder im Ursprung zerfällt. Dies führt zu einer Auffächerung der Abweichung, da zur Berechnung der invarianten Masse angenommen werden muss, dass das  $\pi^0$  im Ursprung zerfällt. Folglich unterscheiden sich die errechneten und die tatsächlichen Öffnungswinkel. Dies wird auch noch einmal genauer untersucht. Dazu wird von dem rekonstruierten Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen der generierte Öffnungswinkel abgezogen mit dem Ergebnis, dass in der Regel für hohe Photonenergien ein zu großer Öffnungswinkel berechnet wird, wodurch schließlich eine zu große invariante Masse berechnet wird. Leider konnte die Ursache aus Zeitgründen nicht bestimmt werden.

Auch traten weitere noch ungeklärte Phänomene bei den Experiment-Daten auf, die genauer untersucht werden müssen. So verhalten sich manche Kristalle äußerst

## *7. Zusammenfassung*

ungewöhnlich im Bereich niedriger Energien. Auch wurden manche Kristalle gefunden, die weniger Events registrieren als erwartet. Die Auslese dieser Kristalle muss deswegen überprüft werden. Außerdem wird eine sehr ungewöhnliche  $\phi$ -Verteilung der detektierten Teilchen im Crystal-Ball beobachtet. Bei Daten aus der Simulation treten diese Effekte nicht auf.

Es wurde also eine energieabhängige Abweichung gefunden, welche durch eine unge nau Rekonstruktion des Öffnungswinkels hervorgerufen wird. Die Ursache für diese Abweichung muss allerdings noch bestimmt werden.

## A. Anhang

### A.1. Herleitung der Formel zur Berechnung der invarianten Masse

Man betrachte die drei Viererimpulse für den Prozess:  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

$$p_{\pi^0}^\mu = \begin{pmatrix} E_{\pi^0} \\ \vec{p}_{\pi^0} \end{pmatrix}, p_1^\mu = \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} \text{ und } p_2^\mu = \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Dabei sind  $E_1$  und  $E_2$  die Energien und  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  die Impulse der beiden Photonen und  $E_{\pi^0}$  die Energie und  $\vec{p}_{\pi^0}$  der Impuls des Pion.

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gilt:

$$p_{\pi^0}^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu \quad (\text{A.2})$$

Diese Gleichung kann nun quadriert werden:

$$\begin{aligned} \rightarrow \underbrace{p_{\pi^0}^{\mu^2}}_{m_{\pi^0}^2} &= (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 \\ \rightarrow m_{\pi^0}^2 &= \underbrace{p_1^{\mu^2}}_{=m_1^2} + \underbrace{p_2^{\mu^2}}_{=m_2^2} - 2p_1^\mu p_2^\mu \\ &= m_1^2 + m_2^2 - 2E_1 E_2 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \\ &= m_1^2 + m_2^2 - 2E_1 E_2 + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2| \cos(\alpha) \\ \text{mit } \alpha &= \angle(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Da man sich nur für die Photonen interessiert, kann angenommen werden, dass es sich bei den Teilchen um Photonen handelt. Daraus folgt, dass  $|\vec{p}_1| = E_1$  und  $|\vec{p}_2| = E_2$  und  $m_1 = m_2 = 0$  gilt.

Damit lässt sich die invariante Masse des Pions, welches in die beiden Photonen zerfallen ist, durch

$$\Rightarrow m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos(\alpha))} \quad (\text{A.4})$$

berechnen.

Durch den Crystal-Ball sind alle Variablen in dieser Gleichung bekannt. So kann die Energie der Photonen bestimmt werden und durch Kenntnis der Azimut- und Polarwinkel der Photonen im Crystal-Ball kann der Winkel zwischen den beiden Photonen errechnet werden. Dazu muss allerdings angenommen werden, dass das  $\pi^0$  im Zentrum des Targets zerfällt. Siehe dazu Kapitel 5.2.3.

## A. Anhang

### A.2. Abbildungen

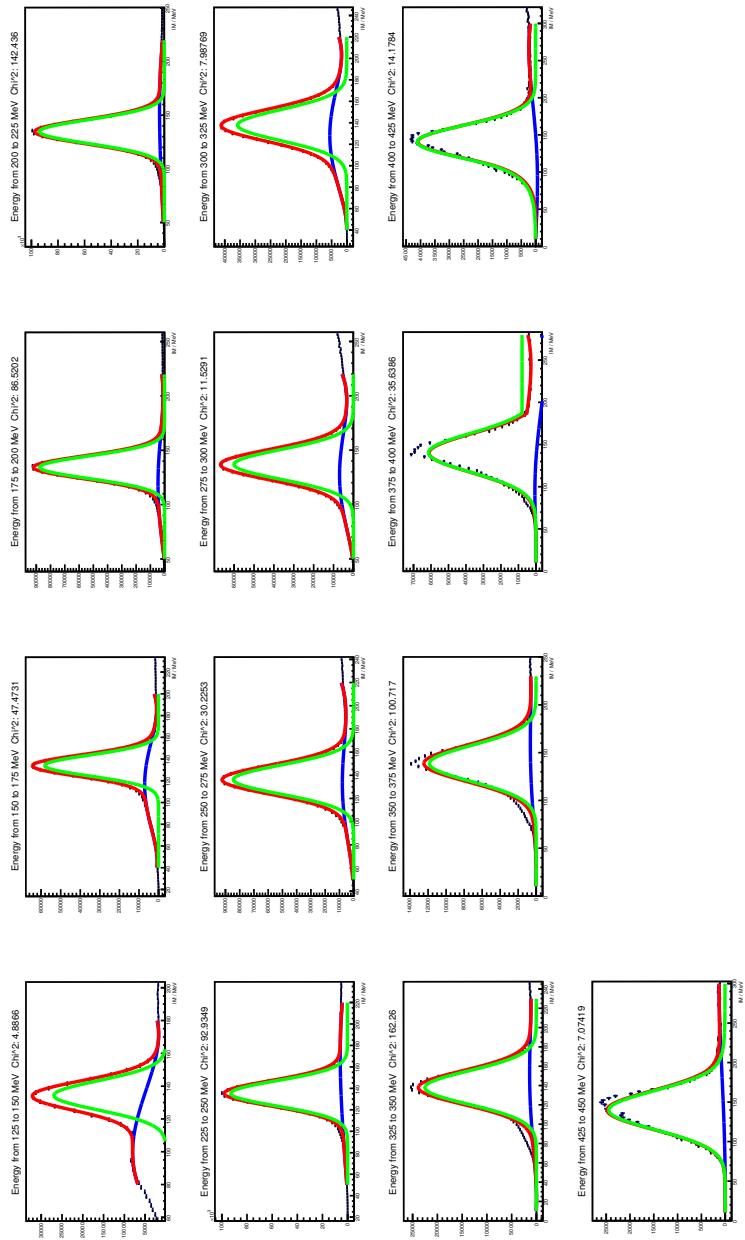


Abbildung A.1.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln. Es wurde der Bereich mit dem  $\pi^0$ -Peak vergrößert.

*A. Anhang*

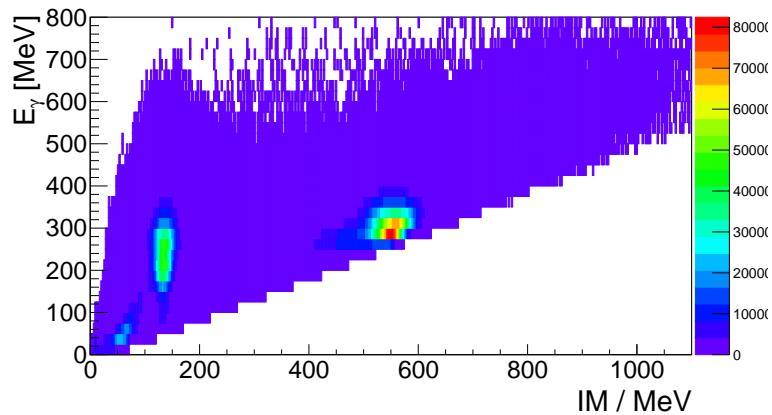


Abbildung A.2.: Daten aus der Strahlzeit: Die Detektoren am Rand werden vernachlässigt. Die Energie der Photonen aus einem Zerfall muss sich ähneln.

## A. Anhang

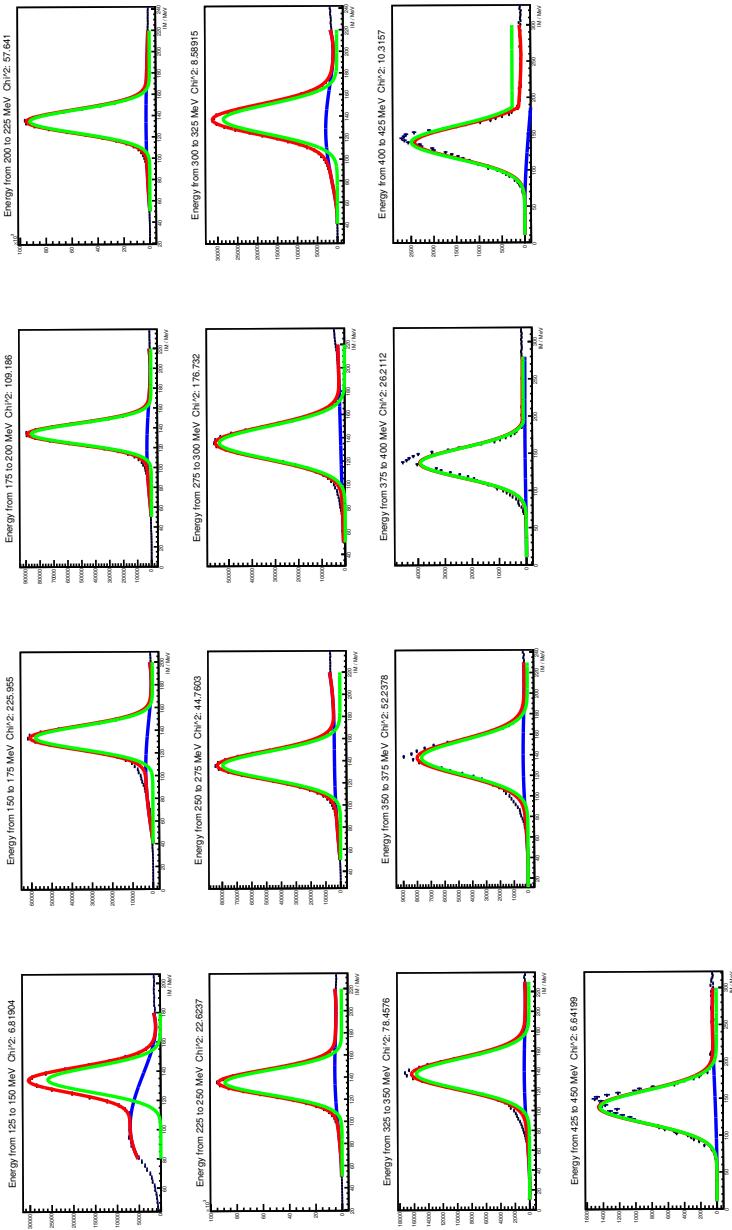


Abbildung A.3.: Alle Fits der Energieintervalle mit den Bedingungen, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln. Außerdem wurden die Detektoren am Rand vernachlässigt.

### *A. Anhang*

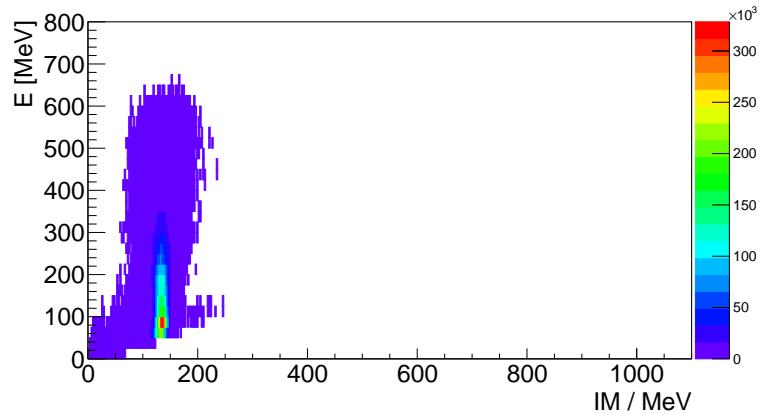


Abbildung A.4.: Zweidimensionales Histogramm mit simulierten Daten. Die Energie der detektierten Photonen muss ähnlich sein, außerdem werden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

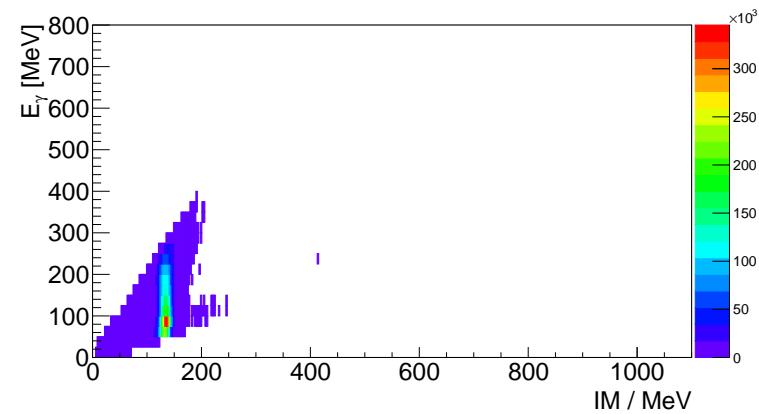


Abbildung A.5.: Zweidimensionales Histogramm mit simulierten Daten. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden durch den Zerfall entstandenen Photonen muss größer als  $30^\circ$  sein. Die Energie der detektierten Photonen muss sich ähneln.

### *A. Anhang*

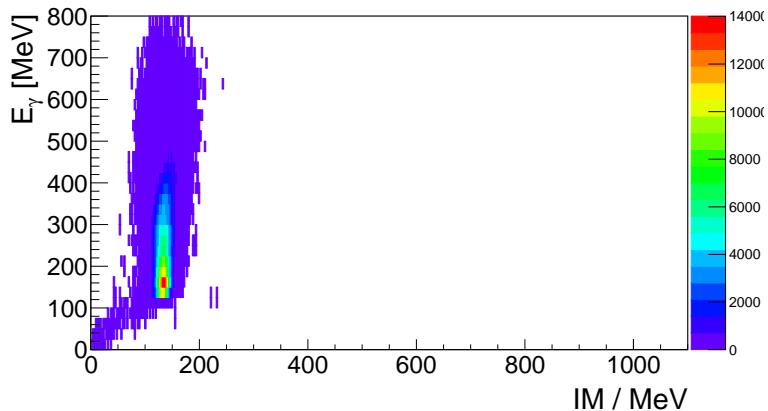


Abbildung A.6.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind isotrop im Ursprung zerfallen und erhalten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen muss ähnlich sein.

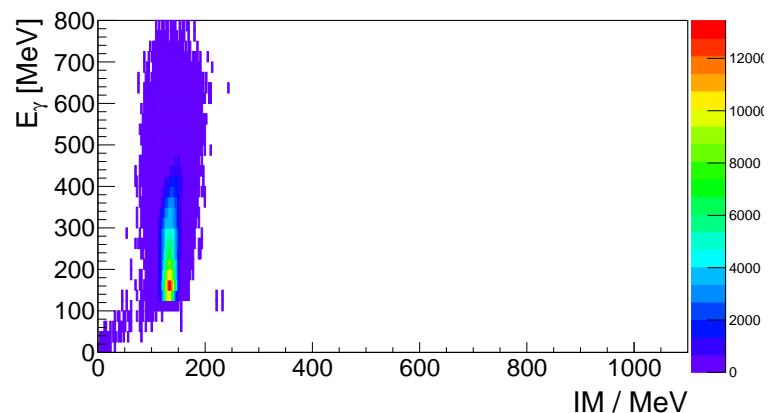


Abbildung A.7.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind isotrop im Ursprung zerfallen und erhielten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen muss ähnlich sein, außerdem werden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

### A. Anhang

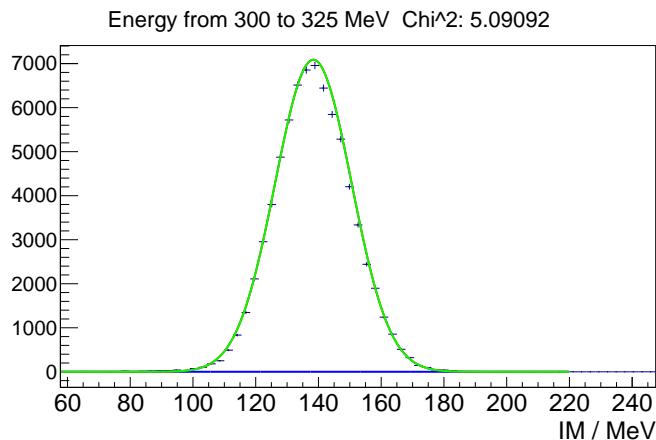


Abbildung A.8.: Daten aus der Simulation: *Fehlgeschlagener* Fit für isotropen Zerfall im Ursprung. Die Energie der Photonen muss sich ähneln. Die Detektoren am Rand werden berücksichtigt.

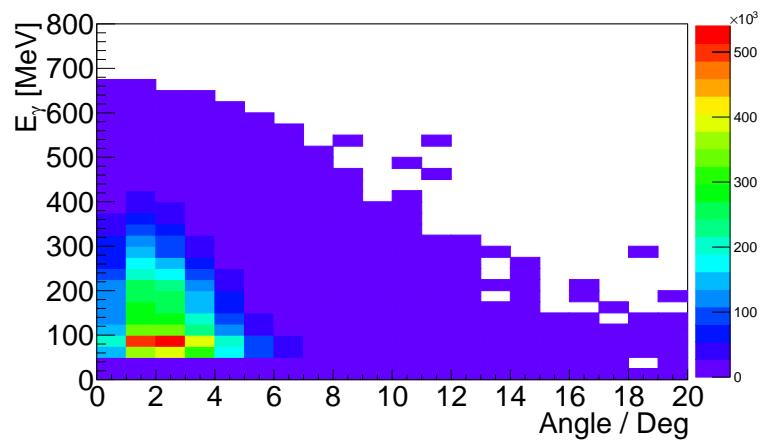


Abbildung A.9.: Daten aus der Simulation: Zu sehen ist der Winkel zwischen dem generiertem und dem entsprechendem rekonstruiertem Photon für verschiedene Energien.

### A. Anhang

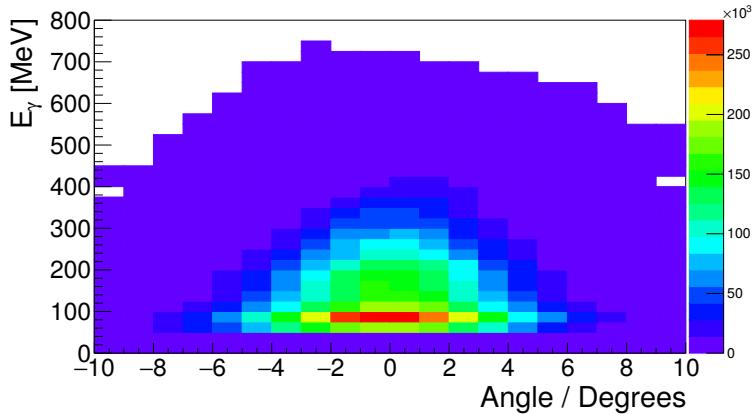


Abbildung A.10.: Daten aus der Simulation: Zu sehen ist der Unterschied zwischen dem tatsächlichen und dem errechneten Öffnungswinkel für verschiedene Photonenenergien.

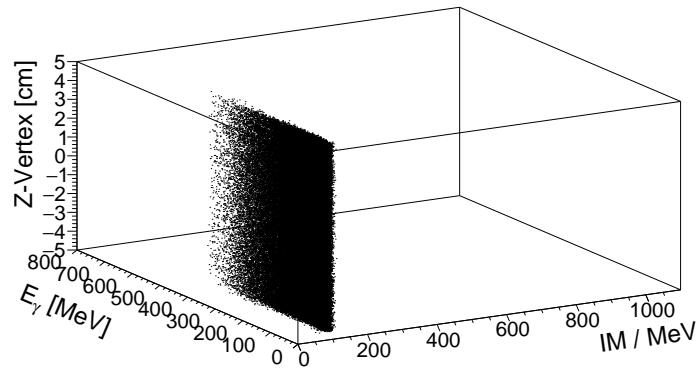


Abbildung A.11.: Daten aus der Simulation: Darstellung der Abhängigkeit der errechneten  $\pi^0$ -Masse (x-Achse) von der Energie der detektierten Photonen (y-Achse) und dem Ort an dem das  $\pi^0$  im Target zerfallen ist (z-Achse). Leider war es nicht möglich dieses Histogramm besser darzustellen.

### A. Anhang

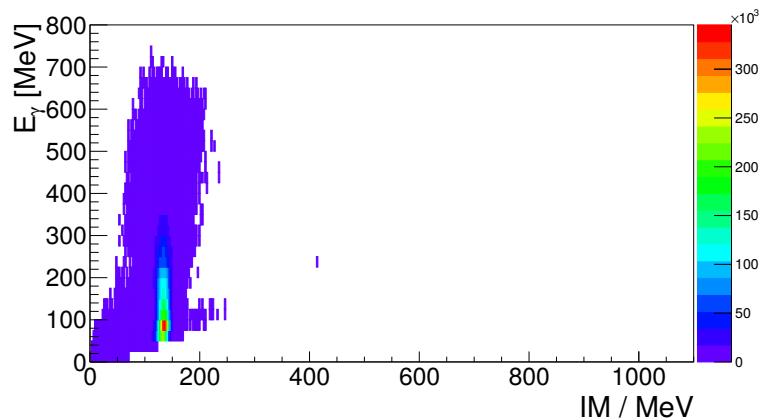


Abbildung A.12.: Histogramm mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Photonen mindestens  $30^\circ$  beträgt.

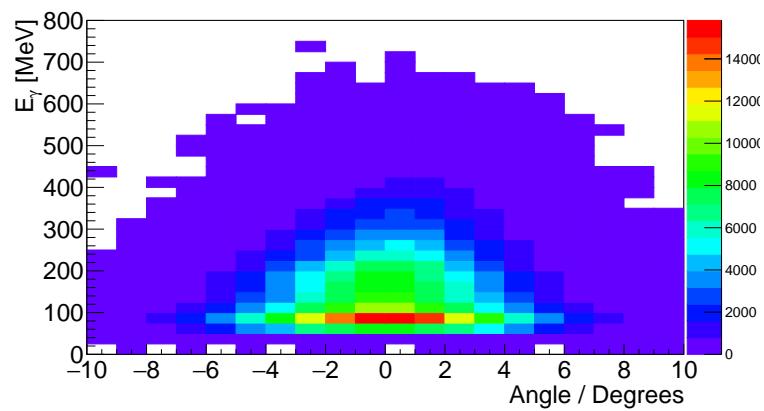


Abbildung A.13.: Daten aus der Simulation: Differenz zwischen rekonstruiertem und generiertem Öffnungswinkel für verschiedene Photonenergien. Zerfall am Anfang des Targets.

### A. Anhang

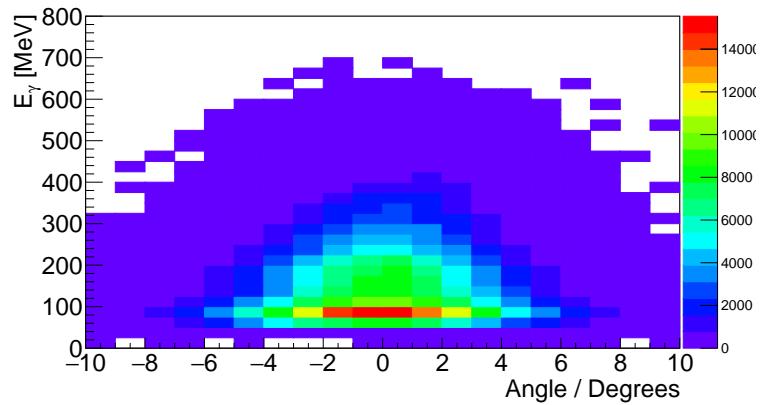


Abbildung A.14.: Daten aus der Simulation: Differenz zwischen rekonstruiertem und generiertem Öffnungswinkel für verschiedene Photonenergien. Zerfall im Ursprung des Targets.

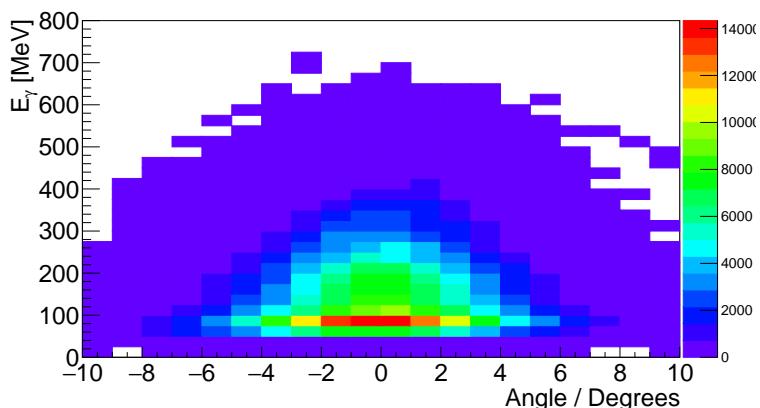


Abbildung A.15.: Daten aus der Simulation: Differenz zwischen rekonstruiertem und generiertem Öffnungswinkel für verschiedene Photonenergien. Zerfall am Ende des Targets.

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Grundriss der MAMI-Anlage . . . . .	4
2.2.	Prinzip eines RTM . . . . .	5
2.3.	Prinzip des Glasgow-Mainz-Taggers . . . . .	7
2.4.	Anordnung des Detektorsystems . . . . .	8
4.1.	Strahlzeit: Beispieldit für die Crystal-Ball-Fitfunktion . . . . .	14
4.2.	Strahlzeit: Beispiel eines Fits mit reduziertem Untergrund . . . . .	15
4.3.	Simulation: Beispiel für die Verteilung durch Zufallsgeneratoren . . . . .	17
4.4.	Simulation: Vergleich der Ereignisgeneratoren . . . . .	18
4.5.	Ereignisgenerator: Direkte Berechnung der $\pi^0$ -Masse . . . . .	19
5.1.	Strahlzeit: 2D-Histogramm; Keine weiteren Bedingungen . . . . .	21
5.2.	Strahlzeit: Abweichung; keine weiteren Bedingungen . . . . .	22
5.3.	Strahlzeit: Vernachlässigung der Detektoren am Rand; Abweichung . .	24
5.4.	Strahlzeit: Verteilung der symmetrischen Photonen im CB für verschiedene Energien . . . . .	25
5.5.	Simulation: 2D-Histogramm und Abweichung für symmetrische Photonen . . . . .	26
5.6.	Simulation: Beispieldit . . . . .	26
5.7.	Simulation: Abweichung für Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen . . . . .	28
5.8.	Ereignisgenerator: Öffnungswinkel vs. Photonenergie; Clusteralgorithmus für verschiedene Öffnungswinkel . . . . .	29
5.9.	Simulation: Verteilung der Mesonen und detektierten Photonen im CB bei isotropen Zerfall . . . . .	30
5.10.	Simulation: Isotroper Zerfall Abweichung mit und ohne Detektoren am Rand . . . . .	31
5.11.	Simulation: Abweichung für verschiedene $z$ -Vertices . . . . .	32
5.12.	Simulation: Winkel zw. Gen. und Rec. Photonen . . . . .	34
5.13.	Simulation: Unterschied zwischen gen. und rek. Öffnungswinkel . . . .	35
5.14.	Simulation: Differenz zwischen gen. und kon. Öffnungswinkel für verschiedene $z$ -Vertices . . . . .	36
6.1.	Strahlzeit: Markierte rauschende Kristalle; Niedrige Energien . . . . .	38
6.2.	Strahlzeit: Markierte defekte Kristalle auf der CB-Karte; Niedrige Energien . . . . .	38
6.3.	Simulation: Markierte defekte Kristalle . . . . .	39
6.4.	Strahlzeit: Markierte defekte Kristalle; Hohe Energien . . . . .	39

## Abbildungsverzeichnis

6.5. Strahlzeit: Markierte defekte Kristalle; Clustergröße > 3 . . . . .	40
6.6. Strahlzeit: Vermutliche defekte Kristalle . . . . .	41
6.7. Strahlzeit: Verteilung der detektierten Photonen im CB . . . . .	42
A.1. Strahlzeit: Alle Fits keine weiteren Bedingungen . . . . .	46
A.2. Strahlzeit: 2D-Hist ohne Detektoren am Rand . . . . .	47
A.3. Strahlzeit: Ohne Detektoren am Rand; alle Fits . . . . .	48
A.4. Simulation: 2D-Hist; Ohne Detektoren am Rand . . . . .	49
A.5. Simulation: 2D-Hist Öffnungswinkel muss größer als $30^\circ$ sein. . . . .	49
A.6. Simulation: 2D-Hist Isotroper Boost im Ursprung . . . . .	50
A.7. Simulation: 2D-Hist Isotroper Boost im Ursprung ohne Detektoren am Rand . . . . .	50
A.8. Simulation: Fehlgeschlagener Fit Isotrop Ursprung . . . . .	51
A.9. Simulation: Winkel zwischen gen. und rek. Photon . . . . .	51
A.10. Simulation: Unterschied zwischen dem rek. und den gen. Öffnungswinkel	52
A.11. Simulation: 3D-Hist Z-Vertex . . . . .	52
A.12. Simulation: 2D-Hist Öffnungswinkel $> 30^\circ$ . . . . .	53
A.13. Simulation: Differenz zwischen rek. und gen. Öffnungswinkel: Zerfall am Anfang des Targets . . . . .	53
A.14. Simulation: Differenz zwischen rek. und gen. Öffnungswinkel: Zerfall im Ursprung des Targets . . . . .	54
A.15. Simulation: Differenz zwischen rek. und gen. Öffnungswinkel: Zerfall am Ende des Targets . . . . .	54

# **Tabellenverzeichnis**

2.1. Technische Daten der Mamibeschleunigerstufen . . . . .	6
6.1. Strahlzeit: Bereits bekannte defekte Kristalle . . . . .	39
6.2. Strahlzeit: Vermutete defekte Kristalle und ihre Nachbarn mit Anzahl ihrer Events . . . . .	41

# Literaturverzeichnis

- [Ant17] Github Internetseite der A2-Kollaboration, <https://github.com/A2-Collaboration-dev/ant/>, (Stand: 02.05.2017)
- [Ca10] Luigi Capozza, *Untergrundstudien zur Messung der Strangeness-Vektorformfaktoren des Protons durch paritätsverletzende Elektronenstreuung unter Rückwärtswinkeln*, Dissertation, Universität Mainz, 2010
- [Ce97] Brun, R. and Rademakers, F., *ROOT: An object oriented data analysis framework*, <http://root.cern.ch>, 1997
- [Ce15] Hilfeseite für die Crystal-Ball Funktion in ROOT, <https://root.cern.ch/root/html/tutorials/math/CrystalBall.C.html> (Stand: 27.04.2017)
- [Ce17] Hilfeseite für Zufallsgeneratoren in ROOT, <https://root.cern.ch/doc/master/classTRandom.html#a2007ae15ce828266aecb783ed3410e8b> (Stand: 11.04.2017)
- [De15] Skript & Übungsblätter zur Vorlesung Experimentalphysik Vb WS15/16 Johannes-Gutenberg Universität Mainz, Prof. Denig, [https://reader.uni-mainz.de/WiSe2015-16/08-128-055-00/\\_layouts/15/start.aspx#/Lists/DocumentLib/Forms/AllItems.aspx?RootFolder=%2f](https://reader.uni-mainz.de/WiSe2015-16/08-128-055-00/_layouts/15/start.aspx#/Lists/DocumentLib/Forms/AllItems.aspx?RootFolder=%2f), (Stand: 14.03.2017)
- [Ge04] S. Agostinelli and J. Allison, *Geant4 — A simulation toolkit*, Seiten 250 - 303, <http://geant4.cern.ch/>
- [KPh04] Prospekt des Institut für Kernphysik, Internetseite <https://portal.kph.uni-mainz.de/de/information/introduction/prospekt.pdf>, (Stand: 04.03.2017)
- [KPh07] Pressemitteilung der KPh, [https://www.uni-mainz.de/presse/archiv/zope.verwaltung.uni-mainz.de/presse/mitteilung/2007/2007\\_10\\_05\\_phys\\_einweihung\\_mami/showArticle\\_dtml.html](https://www.uni-mainz.de/presse/archiv/zope.verwaltung.uni-mainz.de/presse/mitteilung/2007/2007_10_05_phys_einweihung_mami/showArticle_dtml.html), (Stand 06.03.2017)
- [KPh11B] Internetseite der Kernphysik *Betrieb*, Internetseite <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/377.php>, (Stand: 26.04.2017)
- [KPh11F] Internetseite der Kernphysik *Funktionsprinzip des MAMI*, Internetseite <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/375.php>, (Stand: 06.03.2017)
- [KPh11G] Internetseite der Kernphysik *Mainzer Mikrotron-Geschichte*, Internetseite <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/379.php>, (Stand: 04.03.2017)
- [KPh16] Internetseite der A2-Kollaboration *Reelle Photonen* Internetseite, <http://www.kph.uni-mainz.de/a2.php> (Stand: 11.03.2017)

# Literaturverzeichnis

- [Leo87] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [NBI15] Einführung in die Programmierung mit ROOT von Manuel Calderon de la Barca Sanchez, [http://www.nbi.dk/~petersen/Teaching/Stat2015/PythonRootIntro/ROOT\\_TipsAndTricks.pdf](http://www.nbi.dk/~petersen/Teaching/Stat2015/PythonRootIntro/ROOT_TipsAndTricks.pdf) (Stand: 27.03.2017)
- [Ne17] Andreas Neiser, *Prototype development for a new readout of the CB/A2 setup and Measurement of the relative branching fraction of the  $\eta' \rightarrow \omega\gamma$  decay*, Dissertation, Universität Mainz, 2017
- [PDG16] Olive, K. A. und andere, *Review of Particle Physics*, Chin. Phys., 2014
- [Pl07] Frohlich, I. und andere, *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*, PoS,
- [Un04] Marc Unverzagt, *Energie-Eichung des Crystal-Ball-Detektors am MAMI*, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2004
- [Un08] Marc Unverzagt, *Bestimmung des Dalitz-Plot-Parameters  $\alpha$  für den Zerfall  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  mit dem Crystal Ball am MAMI*, Dissertation, Universität Bonn, 2008
- [We13] Jennifer Wettig, *Aufbau und Inbetriebnahme einer neuen HV-Versorgung für den Crystal Ball Detektor am MAMI*, Diplomarbeit, Universität Mainz, 2013

## **B. Danksagung**