

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

von

**Martin Sobotzik**

Bachelorarbeit in Physik rtm/  
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  
KOMET  
Institut für Physik  
Staudingerweg 7  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
[msobotzi@students.uni-mainz.de](mailto:msobotzi@students.uni-mainz.de)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivaton . . . . .	1
1.2. Gliederung . . . . .	1
<b>2. Experimenteller Aufbau am MAMI</b>	<b>2</b>
2.1. Der MAMI-Beschleuniger . . . . .	2
2.2. Die Photonenmarkierungsanlage . . . . .	5
2.3. Das Detektorsystem . . . . .	6
2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor . . . . .	7
2.3.2. TAPS, PID & MWPC . . . . .	8
2.4. Szintillatoren . . . . .	8
<b>3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball</b>	<b>10</b>
3.1. Strahlzeit . . . . .	10
3.1.1. Energie-Interval Abhängigkeit . . . . .	10
3.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand . . . . .	14
3.2. Simulation . . . . .	16
3.2.1. Vorbereitung der Simulation . . . . .	17
3.2.2. Isotroper Zerfall von $\pi^0$ im Ursprung . . . . .	20
3.2.3. Unterschied zwischen generierten und gemessenen Winkeln . . . . .	22
3.2.4. Z-Vertex Abhängigkeit . . . . .	23
3.2.5. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen . . . . .	25
<b>4. Weitere Beobachtungen</b>	<b>26</b>
4.1. Dead- und Hot-Crystals . . . . .	26
4.2. $\phi$ -Verteilung im Crystal-Ball . . . . .	28
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>29</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>30</b>
A.1. Herleitung der Formel zur Berechnung der invarianten Masse . . . . .	30
A.2. Tabellen und Abbildungen . . . . .	31
A.3. Weiterführende Details zur Arbeit . . . . .	31
<b>B. Danksagung</b>	<b>40</b>

# 1. Einleitung

In der folgenden Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet, d.h.  $\hbar = c = 1$ .

## 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. 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 Stark-Wechselwirkende Teilchen erzeugt. Diese Teilchen zerfallen überwiegend in Photonen, welche schließlich mit dem Crystal-Ball Detektor nachgewiesen werden können.

Der Crystal-Ball besteht aus 672 Natriumiodid Kristallen, die als Detektoren dienen und damit ca. 94% des Raumwinkels abdecken. Er besitzt zwei Bereiche ohne Detektor die als Strahlenein und -ausgang vorheriger Experimente fungierten.

Um die Detektoren nun zu kalibrieren, betrachtet man folgende Prozesse:

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

Bei diesem Prozess absorbiert ein Proton  $p$  ein hochenergetischen 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  $e^+e^-$ . Andere Modi können vernachlässigt werden, da sie nur Wahrscheinlichkeiten von unter  $10^{-5}\%$  aufweisen. Im Crystal-Ball werden, sowohl die Energie der Photonen, als auch ihr Auf treffort bestimmt, woraus sich die invariante Masse des  $\pi^0$  berechnen lässt. Laut Literatur beträgt diese Masse 135 MeV [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 des Crystal-Ball-Detektors. Es wird untersucht, wie sich die Kalibrierung des Detektors für verschiedene Energien verhält und es wird nach der Ursache für diese Abweichungen gesucht.

## 1.2. Gliederung

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

Der Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein mehrstufiger Rennbahn-Teilchenbeschleuniger (RTM<sup>1</sup>) 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 und besteht aus mehreren Hallen.

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<sup>2</sup>) 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<sup>3</sup> erweitert, wodurch heutzutage eine Elektronenergie von 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 durch die heiße 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-Elektronen-Beschleuniger. 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.

Für die Experimente der A2-Kollaboration ist ein unpolarisierter Strahl allerdings ausreichend.

---

<sup>1</sup>Race-Track-Microtron

<sup>2</sup>to tag = markieren

<sup>3</sup>Harmonic Double Sided Microtron

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

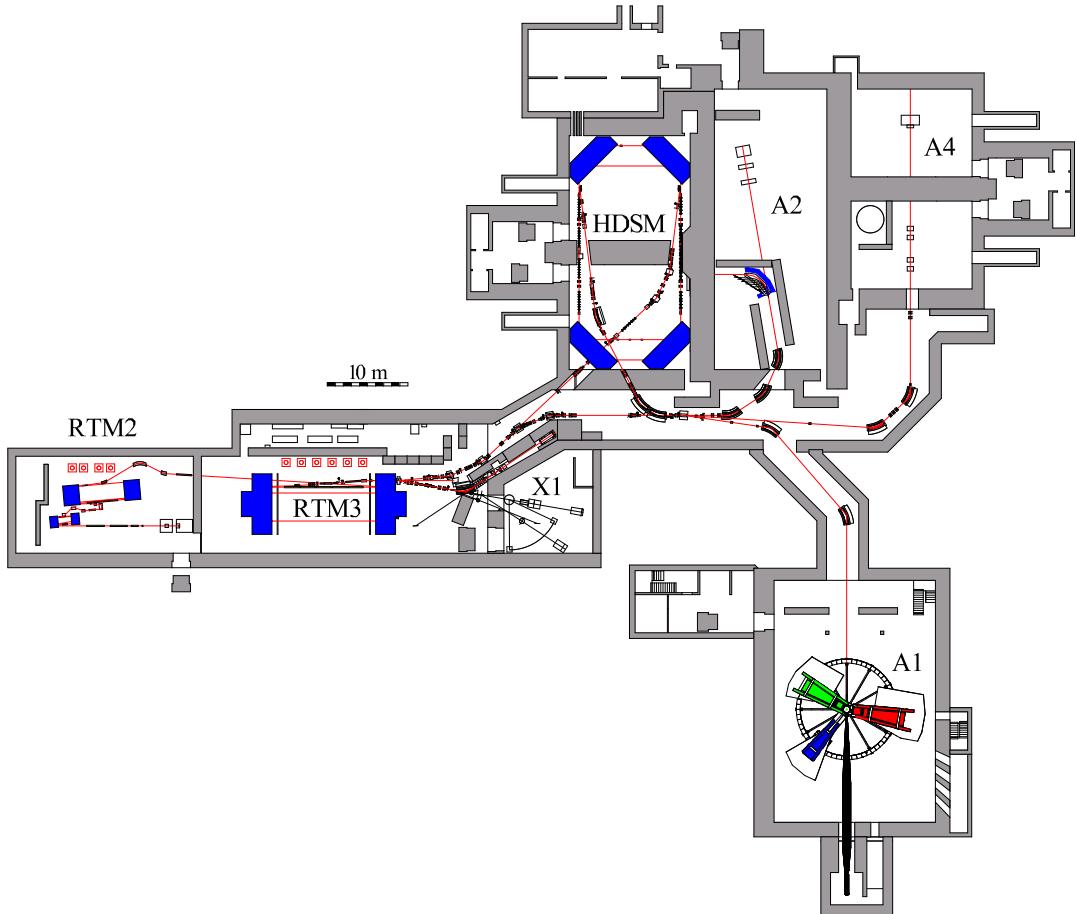


Abbildung 2.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI. Zu sehen sind die drei RTMs, der HDSM der Tagger und die verschiedenen Experimentierhallen: A1 (Elektronenstreuung), A2 (Strukturanalyse von Nukleonen), A4 (Paritätsverletzung) und X1 (Röntgenstrahlung). [KPh07]

Da die Elektronen mit einem Linearbeschleuniger nur einige MeV pro Meter beschleunigt werden können, und man keine kilometerlangen Strecke bauen wollte, entschied man sich dafür, die Elektronen mehrmals durch den gleichen Beschleunigerabschnitt zu beschleunigen. Dazu werden sie nachdem sie beschleunigt wurden, durch zwei  $180^\circ$  Dipole so umgeleitet, dass sie wieder am Anfang des Beschleunigerabschnitts sind und diese Bahn abermals durchlaufen können. Nun besitzen die Elektronen allerdings mehr Energie 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 er auch seinen Namen.

Eine phasengerichtete Rückkopplung ist allerdings nur möglich, wenn die statische und die dynamische Kohärenzbedingung erfüllt sind. Um die statische Kohärenzbe-

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

dingung 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 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 waren. Damit sind auch die technischen Grenzen erreicht.[KPh11F]

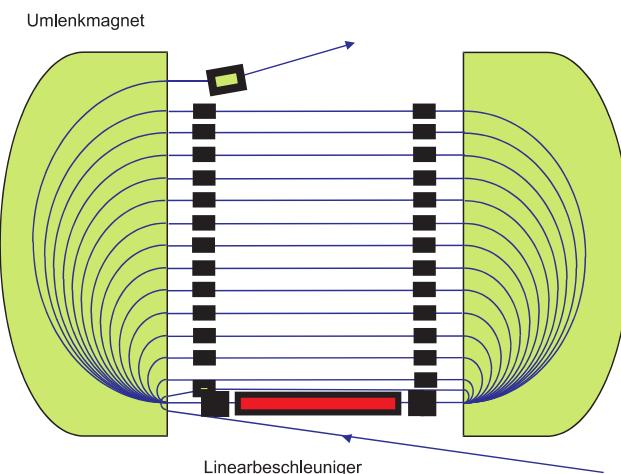


Abbildung 2.2.: Prinzip eines RTM: Der Elektronenstrahl wird immer wieder durch den Linearbeschleuniger geschickt, bis die gewünschte Energie erreicht wird und der Strahl mittels eines sogenannten Kicker-Magnet zum nächsten Abschnitt weiter geleitet wird.[KPh07]

Um dennoch höhere Energien zu erreichen, ist ein anderes Konzept erforderlich. MAMI C ist folglich kein RTM mehr, sondern ein HDSM. Das heißt, es besteht aus vier 90° Dipolen, welche jeweils 250 t schwer sind und einem zusätzlichen Linearbeschleuniger. Für dieses HDSM wurde der erste Linearbeschleuniger der Welt entwickelt, der mit einer Frequenz von 4,9 GHz laufen kann, betrieben wird er allerdings, wie die beiden vorherigen RTMs mit einer Frequenz von 2,45 GHz.

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].

## 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	1,5 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 ein dünnes Metall oder ein Diamant mit einer Dicke von 10 bis 100  $\mu\text{m}$ . Die Elektronen werden anschließend 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 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 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 magnetisches Feld angelegt ist, welches die Elektronen auf 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 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.  $1,6 \text{ GeV}$ . Folglich lässt sich der Impuls, durch Kenntnis des Auftrefforts des Elektronen auf der Tagger-Leiter und der Stärke des Magnetfeldes, bestimmen und dadurch auch die Energie der Elektronen.

Da die Energie des Elektronenstrahls und die der gestreuten Elektronen bekannt ist, kann die Energie der Photonen mit Gleichung 2.2 errechnet werden.

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

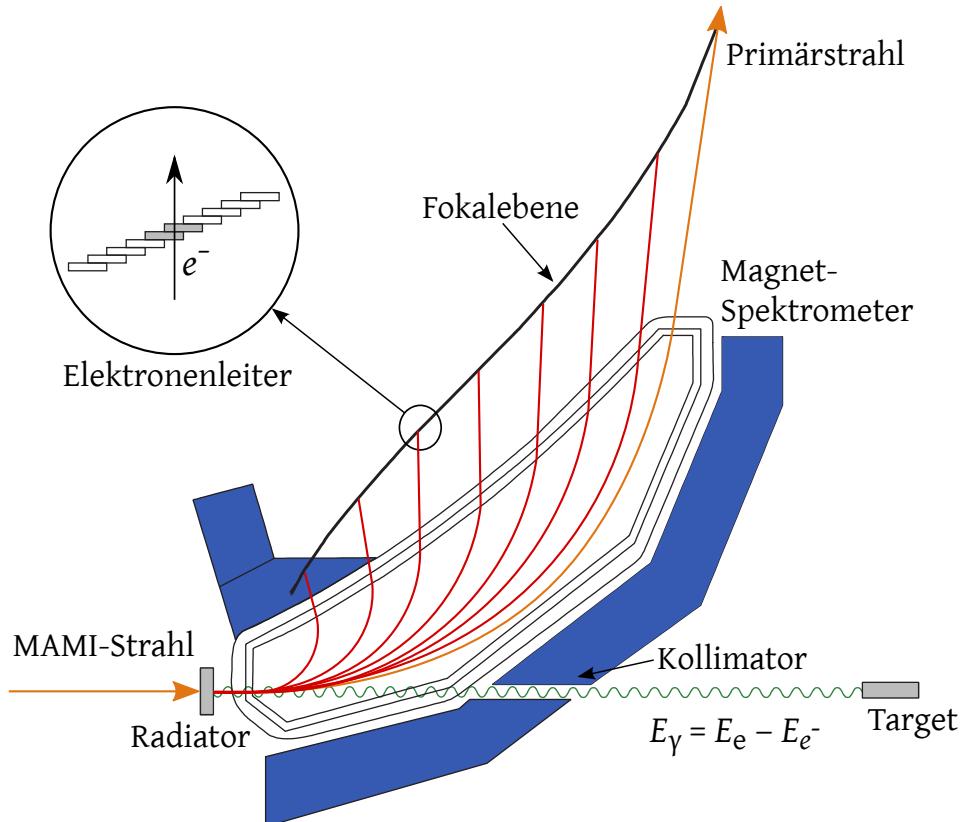


Abbildung 2.3.: Der Glasgow-Mainz-Tagger: Am Radiator entstehen durch Bremsstrahlung Photonen, welche den Kollimator passieren und auf das Target treffen. Die Elektronen werden durch den Dipol auf den Elektronenleiter abgelenkt, wodurch sich ihre Energie bestimmen lässt.[Un08]

### 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 erzeugten und gestreuten Teilchen können dann durch ein System von Detektoren, bestehend aus dem Crystal-Ball Detektor, einem Teilchenidentifikationsdetektor (PID<sup>4</sup>), zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC<sup>5</sup>) und einem Photonenspektrometer (TAPS<sup>6</sup>) nachgewiesen werden. Der PID und die MWPC sind im Inneren des CB angebracht. Der TAPS wurde am Ausgang des CB platziert, um einen fast vollständig abgedeckten Raumwinkel zu erreichen.

<sup>4</sup>Particle Identication Detector

<sup>5</sup>Multi-Wire Proportional Chamber

<sup>6</sup>Two Arm Photon Spectrometer

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

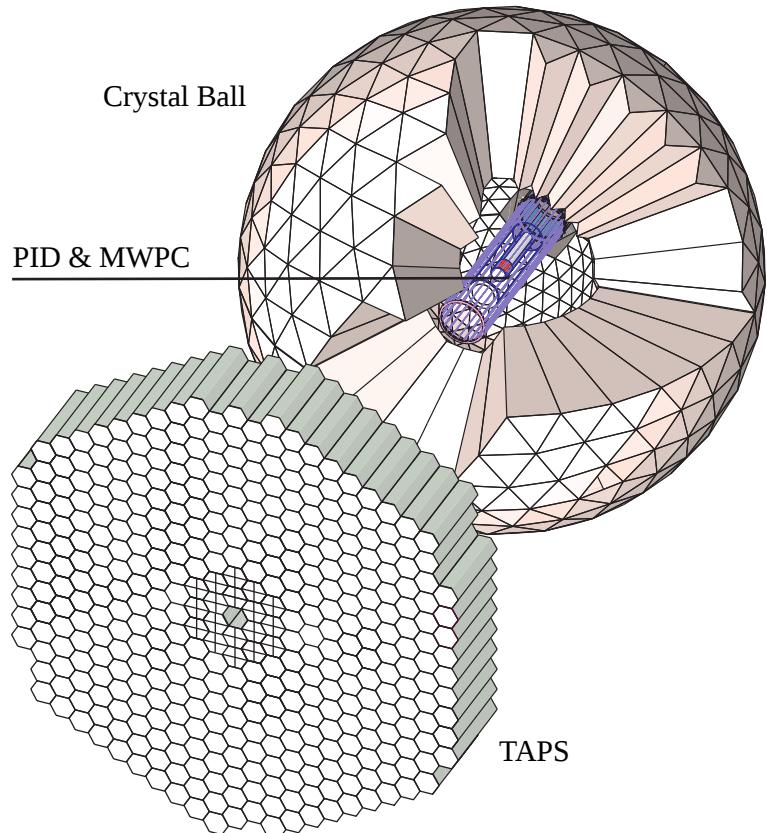


Abbildung 2.4.: Anordnung des Detektorsystems: Im Zentrum des sphärischen Kalorimeters (CB) befinden sich der Detektor zur Teilchenidentifikation (PID) und zwei zur Bestimmung der Teilchen-Trajektorie (MWPC). Die TAPS-Wand befindet sich am Ausgang des CB und sorgt dafür, dass der CB einen Raumwinkel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

### 2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor

Ursprünglich wurde der Crystal-Ball Detektor Anfang der 70er Jahre am SPEAR<sup>7</sup> zur Entdeckung des  $J/\Psi$ -Mesons entwickelt. Später wurde mit seiner Hilfe das Bottom-Quark am DESY<sup>8</sup> und die Baryonenresonanzen am BNL<sup>9</sup> 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 93,3% des Raumwinkels abgedeckt werden. Die Geometrie basiert auf der Form eines Ikosaeders, ein Würfel bestehend aus 20

<sup>7</sup>Stanford Positron Electron Asymmetric Ring

<sup>8</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron

<sup>9</sup>Brookhaven National Laboratory

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

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 außen Radius 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 Strahleneingang, als auch -ausgang 24 dieser Flächen entfernt werden, wodurch insgesamt 672 Detektoren angebracht werden konnten. 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<sup>10</sup>) ausgelesen.

### 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 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, Ioniastionskammern in Form von Zylindern. Die Anodendrähte sind parallel zur Strahlenachse ausgerichtet und befinden sich zwischen zwei Lagen von spiralförmigen Kathodenstreifen.

Da die A2-Kollaboration Experiments mit einem Fixed-Target untersucht und der Crystal-Ball zwei 'Löcher' für einen Strahleneingang und -ausgang besitzt, wurde die TAPS-Wand entwickelt. Diese deckt einen Polarwinkel zur Strahlenachse von 1,2° bis 20° ab. Sie wurde etwa 1,5 m vom Mittelpunkt des CB entfernt positioniert und besteht aus 72 PbWO<sub>4</sub> und 366 BaF<sub>2</sub> Szintillatorkristallen.

Somit kann mit diesem Detektorsystem ein Raumwinkel von fast 97% abgedeckt werden.

## 2.4. Szintillatoren

In Materie entstehen elektromagnetische Schauer durch hochenergetische Elektronen und Photonen. [Leo87] Gelangt ein hochenergetisches Photon in Materie so entsteht durch Paarbildung ein Positron-Elektron-Paar. Dafür muss das Photon mindestens

---

<sup>10</sup>PhotoMultiplier-Tube

## 2. Experimenteller Aufbau am MAMI

eine Energie von 1,022 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. Eine einzelne Wiederholung wird Kaskade genannt. 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 Energie eines Elektronen 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 kann durch den Molière-Radius beschrieben werden.

Der Molière-Radius ist definiert durch [Leo87]:

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

95% aller im Schauer entstandenen Teilchen, befinden sich innerhalb von zwei Molière-Radien.

### 3. 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.

Zur Analyse wird ANT<sup>1</sup> benutzt. Mit diesem Programm konnten auch alle gewünschten Bedingungen eingestellt werden.

#### 3.1. Strahlzeit

Im folgenden Abschnitt werden die gemessenen Daten aus der Strahlzeit Oktober 2014 verwendet.

##### 3.1.1. Energie-Interval Abhängigkeit

Als erstes wurde überprüft, ob es eine Abhängigkeit der Kalibrierung im Bereich verschiedener Energieintervalle gab. Sprich, stimmt die Kalibrierung auch dann noch, wenn die Energie der beiden detektierten Photonen sich ähnelte. Das heißt, die Differenz der Energie der beiden Photonen beträgt maximal 25 MeV. Diese Bedingung wurde eingeführt, da man auf diese Weise herausfinden konnte, ob die Kalibrierung auch noch für zum Beispiel hoch energetische Photonen stimmt, da man weiß, dass beide Photonen eine hohe Energie besaßen. Anders konnte sonst nicht die Folgerung getroffen werden, da man sonst eine '*Mischung*' der Energien hat und man nicht sagen kann, welcher Effekt durch welche Energie verursacht wurde.

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

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\vartheta))} \quad (3.1)$$

Hier ist  $m_{\pi^0}$  die berechnete Masse aus den beiden Energien  $E_1$  und  $E_2$  der Photonen.  $\vartheta$  ist der Winkel zwischen den beiden Photonen. Um diesen zu berechnen musste angenommen werden, dass das Pion im Ursprung zerfällt. Mehr dazu in Kapitel 3.2.4. Die Herleitung der Gleichung 3.1 befindet sich im Anhang A.1.

---

<sup>1</sup>Analysis Toolkit

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

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

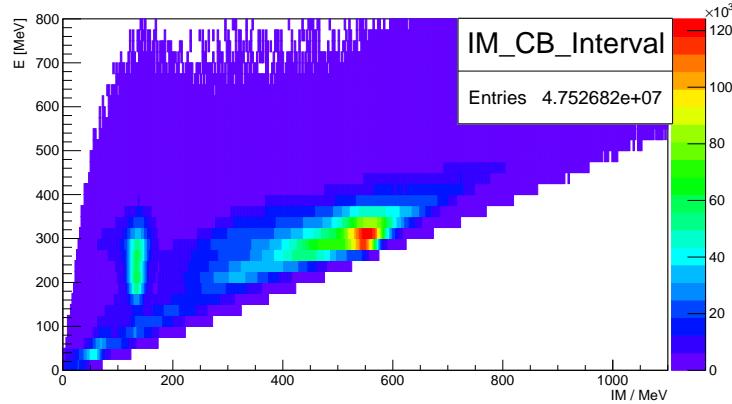


Abbildung 3.1.: 2-D Histogramm: Auf der x-Achse ist die errechnete invariante Masse aufgetragen, die y-Achse ist in 25 MeV Intervalle aufgeteilt. Es wurden nur dann die Invariante Masse errechnet, wenn die Energiedifferenz der beiden Photonen kleiner als 25 MeV war.

Beim Füllen des Histogramms wurde darauf geachtet, dass sich die Energien der beiden Photonen um maximal 25 MeV unterschieden.

Im folgenden wurden nur die Energieintervalle für Photonen von 125 MeV bis 425 MeV berücksichtigt. Dieser Bereich wurde bewusst gewählt, da für kleinere Energien der Peak des  $\pi^0$  zu stark durch das Rauschen gestört wurde und somit die Position nicht eindeutig bestimmt werden konnte. Für Energien oberhalb von 425 MeV lagen nicht mehr genug Ereignisse vor, sodass höhere Energieintervalle ebenfalls verworfen werden mussten.

Um nun die Position des  $\pi^0$  zu bestimmen, wurde für jedes Intervall über den Bereich der errechneten invarianten Masse von 50 MeV bis 220 MeV mit Hilfe von ROOT gefittet. Die Einschränkung des Bereichs ermöglichte einen besseren Fit.

Zum Fitten wurde zunächst auf ein bereits existierendes Fitmodul zurückgegriffen. Dieses war eine Kombination aus einer Gaußfunktion und einer Potenzreihe. Allerdings entspricht die Form des Peaks nicht der einer Gaußverteilung, weswegen eine alternative Fitfunktion gesucht werden musste.

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

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

$$f(x|\alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.2)$$

Dabei war  $N$  der Normierungsfaktor,  $\bar{x}$  der Erwartungswert und  $\sigma$  die Standardabweichung der Gaußfunktion. Der Parameter  $\alpha$  gab die Position an, an dem die Gaußverteilung in das Potenzgesetz, mit dem freien Parameter  $n$ , übergeht[NBI15]. ROOT stellte diese Funktion bereits größtenteils zur Verfügung, lediglich die Normierung musste noch nachträglich hinzugefügt werden.

Der Untergrund wurde weiterhin mit einem Polynom vierten Grades angenähert, bevor die Crystal-Ball-Funktion angewandt wurde.

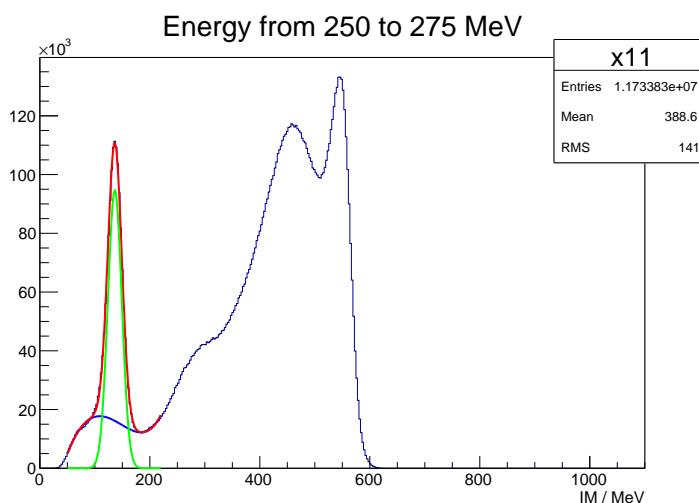


Abbildung 3.2.: Beispiel eines Fits. Es handelt sich dabei um das Energieintervall von 250 MeV bis 275 MeV mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen im gleichen Intervall befanden. Zu erkennen ist der Untergrundfit (Blau), der Crystal-Ball-Fit (Grün) und die Addition der beiden Fits (Rot). Alle weiteren Fits mit dieser Bedingung sind in Abbildung A.1 zu sehen.

Zuerst wurde der Untergrund mit einem Polynom vierten Grades gefittet, in Abbildung 3.2 blau dargestellt. Von den Daten konnte damit der Untergrund abgezogen werden. Nun wurde über die verbleibenden Daten der Crystal-Ball-Fit angewandt (Grün). Damit leichter überprüft werden konnte, ob der Fit sinnvoll war, wurde beide Fits addiert und zusätzlich in den Graphen gezeichnet (Rot). In dieser Abbildung und in Abbildung 3.1 ist ebenfalls das  $\eta$ -Meson bei einer Masse von ungefähr 550 MeV zu erkennen. Sein Peak wird allerdings sehr stark durch den Untergrund gestört. Der Fokus dieser Arbeit lag zwar bei der Betrachtung des  $\pi^0$ , allerdings war es auch interessant die Position des  $\eta$ -Peaks zu betrachten, daher wurde nach einem Weg gesucht, den Untergrund möglichst stark zu reduzieren.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Daher wurde nun auch überprüft, ob die detektierten Teilchen eine Ladung besaßen, wenn ja, dann handelte es sich nicht um Photonen und sie wurden nicht in das Histogramm eingefügt.

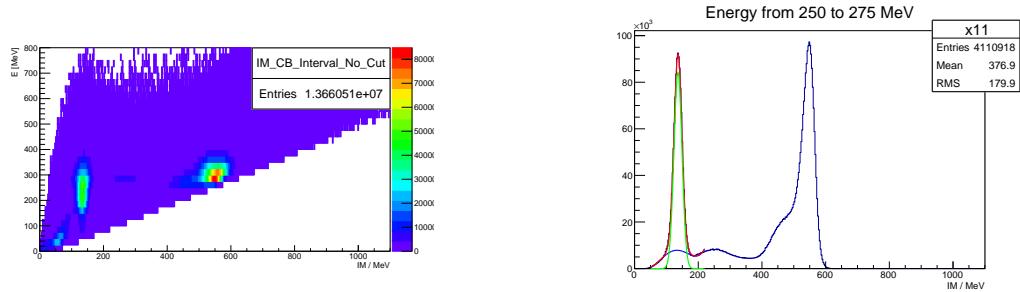


Abbildung 3.3.: Links ist das 2-D Histogramm zu sehen, für welches überprüft wurde, ob die gemessenen Teilchen ungeladen waren. Rechts ist ein Beispiel-fit aus diesem Histogramm mit der Crystal-Ball-Funktion zu sehen. Sowohl der  $\pi^0$ , als auch der  $\eta$ -Peak sind deutlich ausgeprägter.

Bereits an diesem neuem Histogramm war zu erkennen, dass die Störung durch den Untergrund stark reduziert wurde, was einen besseren Fit für sowohl das  $\pi^0$  als auch das  $\eta$  ermöglichte.

Nun wurde auch über dieses Histogramm für das  $\pi^0$  von 125 MeV bis 425 MeV gefittet. Aus diesen Fitdaten konnte dann die Position des  $\pi^0$  bestimmt werden.

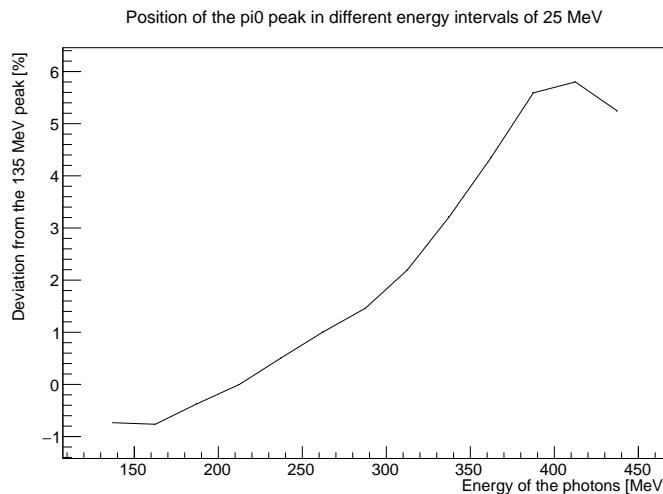


Abbildung 3.4.: Die errechnete Position des  $\pi^0$  Peaks wurde gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Es galt die Bedingung, dass die gemessenen Teilchen ungeladen sein mussten und dass die Energie der Photonen sich ähneln sollte.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

In Abbildung 3.4 wurden die errechneten Positionen der Pionen gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Zu sehen ist eine deutliche Abweichung zum Literaturwert des  $\pi^0$  Peaks für hohe Energien.

Für eine Photonenergie von ungefähr 125 MeV lag eine leichte Abweichung von weniger als -1% vor. Hier war die errechnete Masse zu klein. Allerdings nahm die Abweichung bei steigender Photonenergie mit einer '*Steigung*' von ca. +1% pro 50 MeV im Intervall von 150 MeV bis 300 MeV zu, sodass hier eine Abweichung von etwa +2% erreicht wurde. Ab 300 MeV nahm die Abweichung mit fast +2% deutlich stärker zu bis es schließlich bei einer Photonenergie von 375 MeV abflachte. Die maximale Abweichung wurde bei einer Photonenergie von 400 MeV erreichte und betrug fast +6%.

Auch fällt auf, dass die Abweichung der errechneten invarianten Masse des  $\pi^0$  fast ausschließlich größer, als die tatsächliche Masse, war.

Daraus folgte, dass eine Abhängigkeit zwischen der Position des  $\pi^0$ -Peaks und der Energie der Photonen vorlag. In den folgenden Abschnitten wurde versucht, die Ursache für diese Abhängigkeit zu bestimmen.

#### 3.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand

Als Ursprung der in Kapitel 3.1.1 ermittelten Abweichung wurde zunächst der Aufbau des Crystal-Balls vermutet. Genauer gesagt, der Strahlenein- und -ausgang. Denn durch diese hatten die Detektoren im Crystal-Ball nicht alle gleich viele Nachbar Detektoren und da ein Photon seine gesamte Energie nicht an einen Detektorkristall abgab, sondern immer auch an seine Nachbarn, konnten diese Randdetektoren nicht ideal kalibriert werden.

Zusätzlich zu den in Kapitel 3.1.1 geltenden Bedingungen wurde noch die Bedingung hinzugefügt, dass die Detektoren am Rand des Strahlenein- und ausgangs nicht betrachtet wurden. Dies erreichte man dadurch, dass alle Reaktionen, die ein oder mehrere Photonen besaßen, welche einen Winkel von  $30^\circ$  oder weniger zur Strahlenachse hatten, verworfen wurden. Diese Gradzahl wurde durch eine Abschätzung errechnet. Die Öffnungen für den Strahlenein- und ausgang hatten einen '*Radius*' von 2 Detektoren, und erstreckte sich über einen Polarwinkel von  $20^\circ$ . Folglich hätte ein Ring aus Detektoren um diese Öffnungen einen Polarwinkel von  $10^\circ$ .

Auch für diese Bedingung wurde anschließend ein Histogramm angelegt (Abb.: A.3) und die einzelnen Positionen wurden dann gefittet (Abb.: A.4), um die Position des  $\pi^0$  zu bestimmen. Das Energieintervall das betrachtet und gefittet wurde entsprach dem aus Kapitel 3.1.1, damit ein war ein besserer Vergleich zwischen den verschiedenen Effekte möglich.

Zum besseren Vergleich der beiden Ergebnisse wurden die relative Abweichungen mit und ohne Bedingung zusammen in einen Graphen gezeichnet.

In diesem (Abb.3.5) erkennt man, dass der Unterschied für Photonenergien unterhalb von 275 MeV nur sehr klein ist und weniger als 0,2% beträgt. Bei einem so kleinen Unterschied kann man nicht mit Gewissheit sagen, dass der Cut bei  $30^\circ$  eine Verbesserung der  $\pi^0$ -Peak Position bewirkt hat. Die Differenz ist noch im Bereich der

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

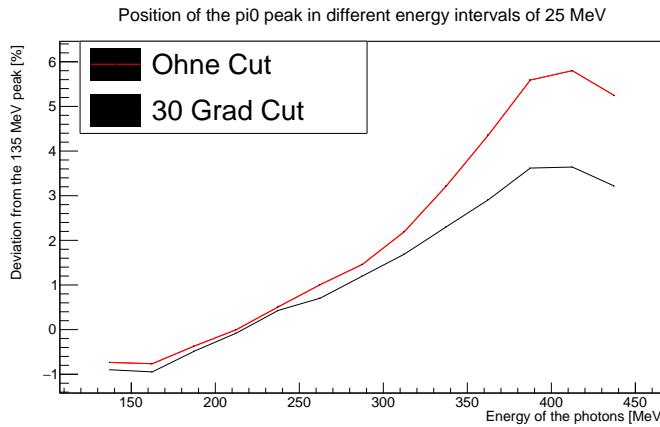


Abbildung 3.5.: Die relative Abweichung wurde in Prozent gegen die Energie der Photonen gezeichnet. Die rote Linie stellt die relative Abweichung ohne die Bedingung, dass Photonen mit einem Winkel kleiner als  $30^\circ$  verworfen wurden, die schwarze Linie mit der Bedingung.

statistischen Fluktuation.

Für Photonenergien oberhalb von ca. 275 MeV ist eine deutliche Verbesserung der Abweichung zu erkennen. So betrug der Unterschied teilweise fast 2%.

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

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

Gibt man dem  $\pi^0$  nun einen Boost in z-Richtung, so erhalten auch die beiden Photonen einen Boost in diese Richtung. Zur Veranschaulichung betrachte man nun zwei extrem 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 Energie differenz nimmt also zu.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Für höhere Energien werden diese Effekte verstärkt und alles in allem werden mehr Photonen in Strahlenrichtung gemessen. Daraus folgt, dass Photonen mit niedriger Energie sich eher gleichmäßig im Raum verteilen, während hochenergetische Photonen häufiger am Strahlenausgang des Crystal-Balls auftreten.

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

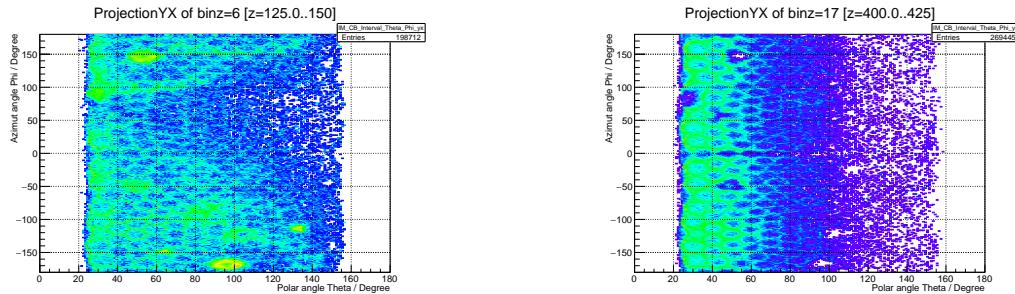


Abbildung 3.6.: Links ist die Verteilung der Photonen im Crystal-Ball mit einer Energie von 125 MeV bis 150 MeV zu sehen, rechts von 400 MeV bis 425 MeV.

In diesen Abbildungen 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 Strahlenausgang auftreten.

Aus der Verbesserung der Abweichung für hohe Photonenergien und unter Vernachlässigung der Detektoren am Rand lag die Vermutung nahe, dass die Detektoren am Rand des Strahleneingangs nicht sehr gut für hohe Photonenergien kalibriert sind. Allerdings war damit nicht die gesamte Abweichung zu erklären, sondern nur bis zu zwei Prozent. Aussagen über die Detektoren am Strahleneingang konnten ebenfalls nicht getroffen werden, da diese, im Vergleich zum Strahleneingang, nur sehr selten getroffen wurden.

Also musste weiter nach der Ursache dieser starken Abweichung gesucht werden.

## 3.2. Simulation

Da mit reellen Daten keine Ursache gefunden werden konnte, wodurch diese große Abweichung entstand, wurde auf simulierte Daten zurückgegriffen.

Der Grund dafür war, dass alle Prozesse in simulierten Daten genau bekannt waren. Das heißt, von jedem registriertem Teilchen war bekannt, um welches Teilchen es sich gehandelt hat und aus welchem Prozess es entstanden ist.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

So konnte der ganze Zerfall Schritt für Schritt auseinander genommen werden, um leichter nach der Ursache für die Abweichung zu suchen.

#### 3.2.1. Vorbereitung der Simulation

Als erstes wurden die Daten aus dem sogenanntem Cocktail entnommen.

Im Cocktail waren ca. 250 Millionen physikalisch mögliche Prozesse enthalten, daher hatte er auch seinen Namen. Folglich waren im Cocktail aber nicht nur  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  enthalten, sondern auch alle anderen möglichen. Die Zerfälle im Cocktail waren bereits komplett durchsimuliert, wodurch er wie eine reale Strahlzeit behandelt werden konnte.

Allerdings stellte sich relativ schnell heraus, dass der Cocktail nicht genug relevante Prozesse enthielt, nachdem alle unerwünschten heraus gefiltert wurden. Deshalb wurde zunächst ein neues Packet mit mehr Prozessen erstellt. Dieses Paket beinhaltet Prozesse, welche durch Pluto, eine Monte-Carlo basierende Simulation, generiert wurden. Insgesamt beinhaltete es 10 Millionen  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Prozesse. Das Verhalten des Crystal-Ball Detektors wurde mittels GEANT4<sup>2</sup>, einer Simulation, welche das Durchdringen von Partikeln durch Materie beschreibt, simuliert.

Das Erstellen dieses neuen Paketes nahm sehr viel Zeit in Anspruch, da das Simulieren der Detektoren sehr aufwändig war. So dauerte das Erstellen eines Paketes mit 100000 Prozessen etwa zwei Stunden. Da man nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachten wollte, mussten auch von diesem Packet die meisten Zerfälle verworfen werden. So kam es, dass selbst das Paket mit 10 Millionen Prozessen nicht genug Photonenpaare mit ähnlicher Energie enthielt.

Um nun aber eine noch größere Simulation zu vermeiden, wurde eine neue  $\pi^0$ -Gun geschrieben, bei der die gewünschten Bedingungen bereits in Pluto für einen Filter sorgten und wurden die Teilchen, die sowieso verworfen wären, gar nicht erst durch GEANT simuliert.

Damit die neue Gun auch alle relevanten Informationen beinhaltete, musste man sich folgenden Prozess anschauen.

$$\gamma \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma\gamma \quad (3.3)$$

Da das einfallende Photon durch Bremsstrahlung erzeugt wurde, war seine Energie nicht eindeutig, sondern lag in einem gewissen Intervall. Also musste als erstes die Energie des Photons gewürfelt werden.

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

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + 2m_p^2} \quad (3.4)$$

---

<sup>2</sup>Geometry And Tracking

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Anschließend wurde angenommen, dass die Reaktion des Protons mit dem Photon ein  $\pi^0$  aussendet. Die Richtung in der dieses  $\pi^0$  ausgesandt wurde, wurde auch wieder mit einem Zufallsgenerator bestimmt.

Aufgrund der Impulserhaltung musste gelten, dass der Impuls des Protons in die entgegengesetzte Richtung zum  $\pi^0$  zeigte, und dass der Betrag der beiden Impulse gleich sein muss. Auch musste aufgrund der Energieerhaltung gelten, dass die Energie der beiden Teilchen addiert gleich der Schwerpunktsenergie war. Es lagen also die folgenden Formeln vor:

$$|\vec{p}_{\pi^0}| = |\vec{p}_p| = |\vec{p}'| \text{ und } \sqrt{s} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + \vec{p}'^2} + \sqrt{m_p^2 + \vec{p}'^2} \quad (3.5)$$

Diese Gleichung konnte nach dem Impuls  $|\vec{p}'|$  aufgelöst werden. Da die Masse der beiden Teilchen bekannt war, konnte ihr Impuls und damit auch ihre Energie über  $E = \sqrt{m^2 + p^2}$  ausgerechnet werden.

Weiter musste angenommen werden, dass das  $\pi^0$  instantan in zwei Photonen zerfällt. Diese Annahme ist nicht abwägig, die Lebenszeit eines  $\pi^0$  nur etwa  $8,5 * 10^{-17}$  Sekunden beträgt. Somit würde es selbst mit Lichtgeschwindigkeit nur ca. 25 nm zurücklegen. Also war die Annahme berechtigt.

Um die Photonen zu erzeugen, begab man sich ins Ruhesystem des  $\pi^0$ . Dann wurde eine zufällige Richtung bestimmt, in dem ein Photon ausgestrahlt wird. Das andere Photon wurde in die genau entgegengesetzte Richtung ausgestrahlt. Anschließend verließ man wieder das Ruhesystem, dazu erhielten die beiden Photonen den Boost des  $\pi^0$ .

In diesem Tool wurde 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 an eine  $1/x$ -Verteilung erinnert. Folglich wurden in meinem Tool deutlich mehr hochenergetische Bremsstrahlphotonen erzeugt. Dies störte allerdings nicht weiter, da in diesen Untersuchungen nur sichergestellt werden musste, dass alle im Experiment auftretenden Photonen auch in der Simulation auftreten.

Da in vielen Schritten eine Raumrichtung oder ein Energieintervall gewürfelt werden musste und die neue Gun einer alten basierte, wurde zunächst auf das bereits benutzte TRandom aus ROOT zurückgegriffen. Dieses besaß eine Periodizität von  $10^9$  und benötigte zum Generieren einer Zahl 34 ns. Allerdings stellte sich heraus, dass dieser Zufallsgenerator nicht gut für viele größere Pakete geeignet war, da durch ihn keine gleichmäßige Verteilung, sondern 'Nadeln' entstanden, was darauf hindeutete, dass der Generator immer wieder die gleichen Prozesse würfelte (vgl. dazu das linke Bild von Abb. A.5). Folglich musste es ausgetauscht und durch das ebenfalls von ROOT bereitgestellten TRandom3 ersetzt werden. Dieser hatte mit  $10^{6000}$  eine deutlich höhere Periodizität als TRandom. Zwar benötigte er mit 45 ns pro gewürfelter Zahl etwas mehr Zeit, dafür entsprach die Verteilung mehr der erwarteten. Zu sehen ist dies rechts in der Abbildung.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Schließlich musste noch überprüft werden, ob die Form der Verteilung der neuen  $\pi^0$ -Gun, der alten entsprach. Dazu wurde die alte Gun ebenfalls so eingestellt, dass die Energieverteilung des eintreffenden Photonenstrahls homogen verteilt war, dadurch war ein einfacherer Vergleich möglich.

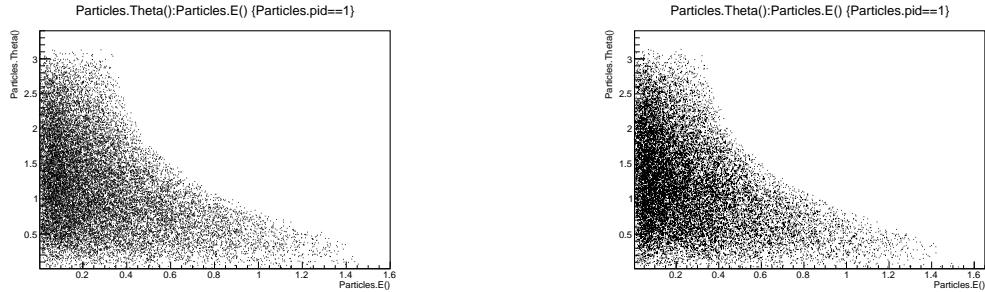


Abbildung 3.7.: Links wurde die neue und rechts die alte Gun benutzt. Aufgetragen wurde der Winkel in Radian gegen die Energie in GeV der durch den Zerfall ausgesandten Photonen. Auch bei diesen Plots erkennt man, dass höherenergetische Photonen eher am Strahleneingang vorliegen. Die beiden Pakete beinhalteten jeweils 100000 Ereignisse.

In Abbildungen 3.7 erkennt man, dass sich die Form der Verteilung stark ähneln. Also konnte angenommen werden, dass die neue  $\pi^0$ -Gun wie gewünscht funktionierte. Als nächstes musste noch überprüft werden, ob die in Kapitel 3.1.1 und 3.1.2 gefundene Abhängigkeit auch in der Simulation auftrat. Dazu wurden zwei Histogramme mit den Bedingungen aus den jeweiligen Kapiteln gefüllt. Eins mit den Detektoren am Rand (Abb. 3.8 links) und eins ohne (Abb. A.6).

Anschließend wurde über diese dann auch wieder mit der Crystal-Ball-Funktion gefittet, um die  $\pi^0$  Position zu bestimmen. Alle Fits ohne Detektoren am Rand sind in Abbildung A.7 und alle Fits mit Detektoren am Rand in Abbildung A.8 zu sehen. Auch hier wurden die beiden Abweichungen vom  $\pi^0$ -Peak zum besseren Vergleich in einen einzelnen Graphen gezeichnet.

Schon am zweidimensionalem Histogramm aus Abbildung 3.8 ist zu erkennen, dass es sich um simulierte Daten handelte. Es lag nur ein Peak bei der Masse von  $\pi^0$  vor. Einen  $\eta$ -Peak und einen störenden Untergrund gab es nicht.

Ebenfalls war die bei den reellen Daten gefundene Abweichung auch hier größtenteils zu erkennen. So war die Form sehr ähnlich, aber auch anders. So war die Abweichung für kleine Photonenenergien ebenfalls klein und weniger als -1%, nahm aber auch für Energien bis 300 MeV nicht zu, sondern blieb fast konstant. Für Energien oberhalb von 300 MeV nahm die Abweichung mit über +2% pro 50 MeV zu. So wurde die maximale Abweichung bei einer Photonenenergie von 425 MeV erreicht. Eine Abflachung, wie sie bei den Daten aus der Strahlzeit zu erkennen war, lag hier nicht vor.

Auch ergab sich kein Unterschied in den Abweichung für simulierte Daten, wenn die Detektoren am Rand vernachlässigt wurden. So musste dieser Grund dafür auch bestimmt werden. Folglich wurde damit die Vermutung widerlegt, dass die Detektoren

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

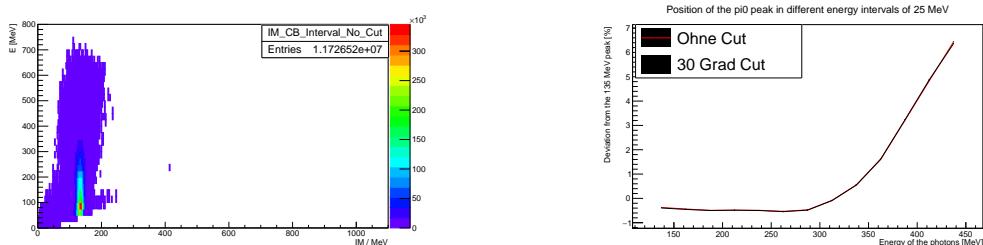


Abbildung 3.8.: Links ist als Beispiel das Histogramm aus den simulierten Daten dargestellt. Für dieses Histogramm galt die Bedingung, dass auch die Detektoren am Rand berücksichtigt wurden. Rechts sind die Abweichungen vom  $\pi^0$ -Peak mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Detektoren am Rand.

am Rand schlecht eingestellt wurden.

Da nun aber trotzdem die Form der Abweichung bei den simulierten Daten ungefähr der Form der reellen Daten ähnelte, konnte die Simulation benutzt werden um ihre Ursache zu bestimmen.

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

Als erstes wurde der einfachste Prozess überprüft. Dazu zerfiel ein  $\pi^0$  im Ursprung und erhielt einen Boost in eine zufällige Richtung. Dadurch gab es keine ausgezeichnete Richtung. Folglich konnte damit überprüft werden, ob sich alle Detektoren gleich verhielten.

Dazu wurde die neue  $\pi^0$ -Gun so eingestellt, dass es keinen Photonenstrahl und kein Proton mehr gab, lediglich der Boost des  $\pi^0$  wurde gewürfelt. Die Photonen wurden dann anschließend wie in 3.2.1 beschrieben gewürfelt und geboostet. Als erstes wurde überprüft, ob die durch den Zerfall ausgesandten Photonen sich auch wirklich gleichmäßig im Raum verteilten.

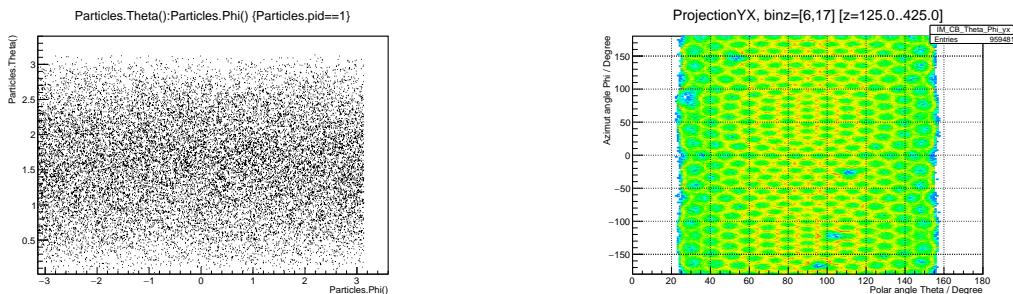


Abbildung 3.9.: Links ist die Verteilung der geboosteten  $\pi^0$  im Raum zu erkennen. Die Winkel hier sind in Radian angegeben. Rechts ist die Verteilung der detektierten Photonen im Crystal-Ball dargestellt.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

In Abbildung 3.9 links erkennt man, dass sich die Photonen isotrop verteilt haben. Folglich führte das Tool den Boost des  $\pi^0$  in eine zufällige Richtung richtig aus.

Zusätzlich galt die Bedingung, wie in den vorherigen Kapiteln, dass nur Photonen mit einer ähnlichen Energie als Ereignis in die Datei geschrieben werden durften.

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

Um zu überprüfen, ob alles wie gewollt eingestellt war, wurde ein weiteres zweidimensionales Histogramm angelegt.

In Abbildung 3.9 rechts sieht man, dass sich die Pionen gleichmäßig im Raum verteilen und es keine ausgezeichnete Richtung gab. Also wurde alles wie gewünscht eingestellt, wodurch das weitere Verhalten des Crystal-Balls betrachtet werden konnte.

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

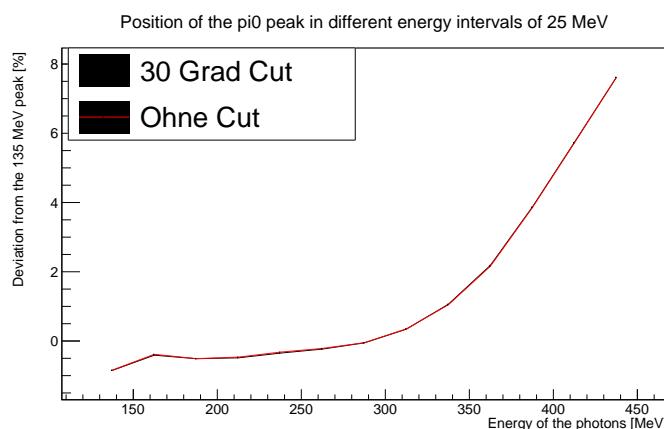


Abbildung 3.10.: Abweichung der errechneten invarianten Masse von der tatsächlichen  $\pi^0$  Masse in Prozent. Bei der roten Linie wurden die Detektoren am Rand berücksichtigt, bei der schwarzen wurden sie vernachlässigt.

In der Abbildung 3.10 ist die Abweichung der errechneten invarianten Masse für verschiedene Photonenergien aufgetragen. Die Form der Abweichung ähnelt sehr stark der aus Abbildung 3.8. Allerdings gab es hier kein Plateau im Photonenergieintervall von 125 MeV bis 300 MeV, sondern es lag hier durchgehend eine sehr leichte 'Steigung' von etwa +0,2% pro 50 MeV vor. Die maximale Abweichung lag hier ebenfalls bei 425 MeV und betrug fast +8%. Auch hier war kein Unterschied zwischen den Abweichungen zu erkennen, wenn man die Detektoren am Rand berücksichtigte oder vernachlässigte.

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

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

#### 3.2.3. Unterschied zwischen generierten und gemessenen Winkeln

Es gab die Vermutung, dass es einen Unterschied, zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichen Öffnungswinkel der beiden Photonen gab.

Die Detektoren des Crystal-Balls sollten alle so ausgerichtet sein, dass sie in die Richtung des Zentrum des Targets zeigten, 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 3.1 eine falsche invariante Masse.

Um diesen Unterschied zu untersuchen, wurde zuerst überprüft, ob ein von Null verschiedener Winkel zwischen dem generierten und dem gemessenen Teilchen vorlag.

Dafür musste bestimmt werden, welches generierte Teilchen zu den gemessenen gehörte. Dazu hielt man ein generiertes Teilchen fest und bestimmte anschließend den Winkel zwischen ihm und jedem gemessenen Teilchen. Wenn der Winkel am kleinsten war, dann handelte es sich wahrscheinlich um das gleiche Teilchen. Danach wurde dies für das nächste generierte Teilchen durchgeführt. Da der Crystal-Ball nicht den gesamten Raum abdeckte, sondern '*Löcher*' ohne Detektoren besaß, wurden auch hier die Detektoren am Rand vernachlässigt. In den vorherigen Abschnitten mit Simulation konnte kein Unterschied zwischen Berücksichtigung und Vernachlässigung der Detektoren am Rand festgestellt werden, folglich konnten sie ohne große Bedenken vernachlässigt werden. Dies hatte einen weiteren Vorteil. Dadurch konnten generierte Photonen, welche einen zu kleinen bzw. zu großen  $\theta$  Winkel besaßen und damit nicht mehr im Crystal-Ball detektiert werden konnten, direkt verworfen werden. Das führte dazu das jedes generierte Photon auch im Crystal-Ball gemessen wurde. 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.

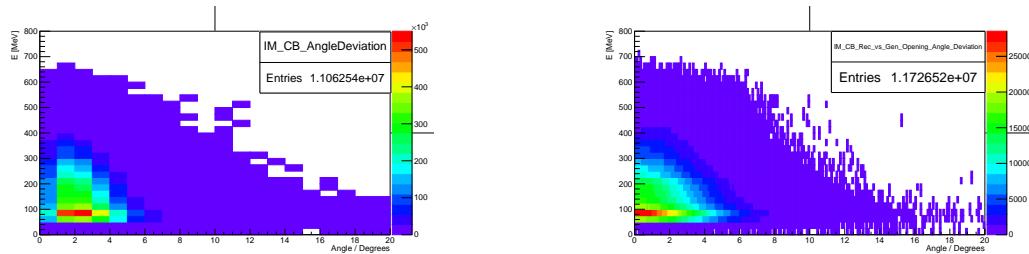


Abbildung 3.11.: Links ist der Winkel zwischen dem generierten und dem entsprechenden gemessenen Photon gegen die Energie des gemessenen Photon aufgetragen. Rechts ist die Differenz zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichen Öffnungswinkel gegen die Energie der gemessenen Photonen aufgetragen. Es wurden nur Photonen mit einer ähnlichen Energie berücksichtigt.

In Abbildung 3.11 links wurde dann der Winkel zwischen dem generierten Photon und dem gemessenen Photon gegen die Energie des gemessenen aufgetragen.

Man erkennt, dass der Winkel zwischen den beiden Photonen bei niedrigen Energien

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

1° bis 4° betrug. Für höhere Energien nahm diese Abweichung ab, bis sie nur noch 1° bis 2° betrug.

Dies lässt sich dadurch erklären, dass höher energetische Photonen einen deutlich stärkeren Schauer auslösen, als Photonen mit niedrigerer Energie. Das führte dazu, dass auch der Schauerradius größer wurde. Dadurch wurden mehr Detektorkristalle ausgelöst, wodurch sich der genaue Auf treffort des Photons präziser bestimmen ließ. Folglich nahm der Winkel zwischen den beiden Photonen mit zunehmender Energie ab.

Da nun bekannt war, dass es einen Winkel, zwischen generierten und gemessenen Photonen gab, wurde nun direkt der Öffnungswinkel zwischen den beiden generierten und den beiden gemessenen Photonen verglichen. Auch dazu wurde die Differenz der beiden Winkeln gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Dies ist in Abbildung 3.11 rechts zu sehen. Auch hier erkennt man, dass die Abweichung für höhere Energien klein ist im Vergleich zu kleineren Energien.

Daraus folgte, dass der Öffnungswinkel für hohe Energien relativ genau bestimmt werden konnte. Das bedeutete allerdings, dass die Abweichungen der errechneten invarianten Masse zur tatsächlichen Masse des  $\pi^0$  dadurch nicht erklärt werden konnten, da diese mit steigender Photonenenergie zunahm.

#### 3.2.4. Z-Vertex Abhängigkeit

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

In Kapitel 3.2.1 wurde gezeigt, dass das  $\pi^0$  maximal 25 nm zurücklegen kann. Folglich konnte angenommen werden, dass das Pion am gleichen Ort zerfällt, an dem es auch entsteht.

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

Hier wurde ein weiterer Vorteil der Simulation ausgenutzt. Aus den im Experiment genommenen Daten konnte nämlich nicht der Ort bestimmt werden, an dem das  $\pi^0$  zerfallen war. Daftir gab es keine Detektoren im Crystal-Ball. In Simulationen waren alle Prozesse allerdings wohl bekannt, so wusste man auch von jedem Prozess an welchem Ort er sich ereignete.

Anschließend wurde ein dreidimensionales Histogramm angelegt mit den Intervallen des 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.13). Die Detektoren am Rand wurden nicht berücksichtigt.

Daraus konnte dann die Position des  $\pi^0$ -Peaks in Abhängigkeit zum Z-Vertex Intervall berechnet werden, dazu wurde jedes Z-Intervall einzeln betrachtet und die Position

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

abhängig von der Energie der Photonen berechnet. (Abb.: A.14) Diese 10 Z-Vertex Abhängigkeiten wurden anschließend in Abbildung 3.12 eingetragen.

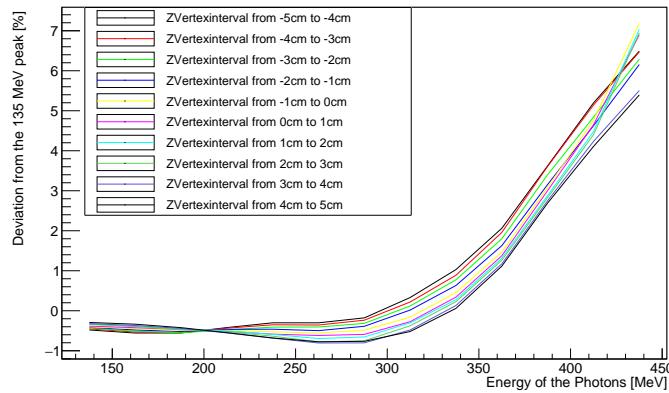


Abbildung 3.12.: Die Abweichung der  $\pi^0$ -Peak Position für verschiedene Intervalle des Z-Vertex gegen die Energie der gemessenen Photonen.

Auch hier hatte die Abweichung zwischen der errechneten invarianten Masse und der  $\pi^0$  Masse die gleiche Form. So lag nur eine geringe Abweichung für alle Z-Vertices bei niedrigen Photonenergien vor. Diese betrug maximal etwa -0,5%.

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  $90^\circ$  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 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 Teilchen ein zu kleiner Öffnungswinkel gemessen und vice versa.

Ab 200 MeV fächert sich die Abweichung auch immer weiter auf. Bei 425 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 425 MeV erreicht und beträgt ca. 7%.

### 3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

#### 3.2.5. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen

Wie bereits erwähnt, breitet sich ein Schauer im Detektor immer auch in longitudinaler Richtung aus. Also werden mehrere Detektoren durch ein einfallendes Photon ausgelöst.

Das bedeutet allerdings auch, dass ein Detektorkristall von zwei Photonen ausgelöst werden kann, wenn der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen nicht groß genug war, um eine Überlagerung zu vermeiden. Das führte dazu, dass die Energie der Photonen nicht exakt bestimmt werden konnte, da die Aufteilung der berechneten Energie auf die beiden Photonen nicht eindeutig festgelegt werden konnte.

Deswegen wurde hier darauf geachtet, dass die registrierten Photonen einen Öffnungswinkel von mindestens  $30^\circ$  besaßen, um eine solche Überlagerung zu vermeiden.

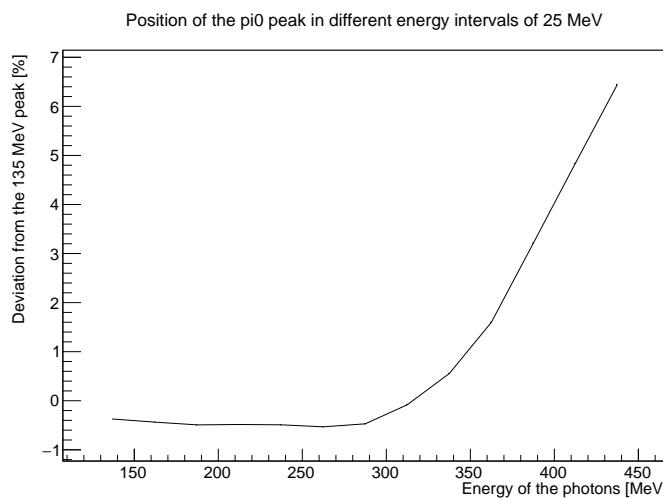


Abbildung 3.13.: Die Abweichung der  $\pi^0$ -Peak Position mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Teilchen mindestens  $30^\circ$  betrug. Alle Fits für diesen Plot befinden sich im Anhang (Abb.: A.16)

Wie in Abbildung 3.13 zu erkennen ist, hatte die Abweichung zwischen der errechneten invarianten Masse und der tatsächlichen die gleiche Form, wie in den Kapiteln zuvor. Folglich brachte auch diese Bedingung keine Verbesserung.

## 4. Weitere Beobachtungen

### 4.1. Dead- und Hot-Crystals

Ein Hot-Crystal ist ein Detektorkristall, der Events registriert, obwohl es kein einfalendes Teilchen gab. Durch diese Störung der Detektoren, konnten also Teilchen falsch zugeordnet werden, was zu einer falschen berechneten invarianten Masse führte. Ein Dead-Crystal auf der anderen Seite ist ein Kristall, welcher nicht mehr funktioniert und kein Signal mehr von sich gibt.

Betrachtete man sich Abbildung 3.6 links, so entstand bereits hier die Vermutung, dass es mindestens einen Hot-Crystal im Crystal-Ball Detektor gab. Der beste Kandidat war bei einem Azimutwinkel von  $160^\circ$  und einem Polarwinkel von  $95^\circ$  zu finden.

Um nun mehrere dieser Hot-Crystals zu finden, wurde Abbildung 3.6 noch einmal mit einer anderen Photonenergie dargestellt. Es wurden die Daten aus der Strahlzeit genommen.

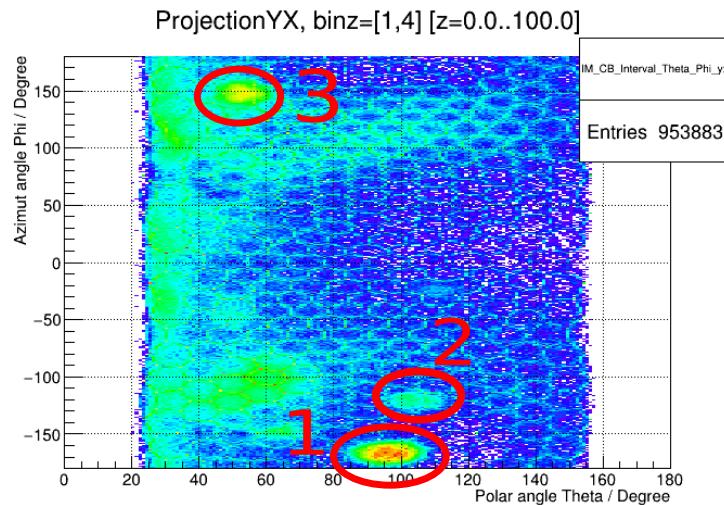


Abbildung 4.1.: Verteilung der detektierten Teilchen im Crystal-Ball. Die Energie der Teilchen musste ähnlich sein und lag im Intervall von 0 MeV bis 100 MeV. Markiert sich mögliche Hot-Crystals

In Abbildung 4.1 ist die Verteilung der registrierten Teilchen im Crystal-Ball für eine Photonenergie von 0 MeV bis 100 MeV dargestellt. Hier wurden 3 mögliche Kandidaten für Hot-Crystals mit roten Kreisen markiert.

#### 4. Weitere Beobachtungen

Um sich nun besser orientieren zu können, wurde mit den gleichen Daten eine Karte des Crystal-Balls gefüllt, auf der jeder Detektor dargestellt war. Anschließend wurde versucht die Position der Hot-Crystals auch auf dieser Karte zu finden und zuzuordnen.

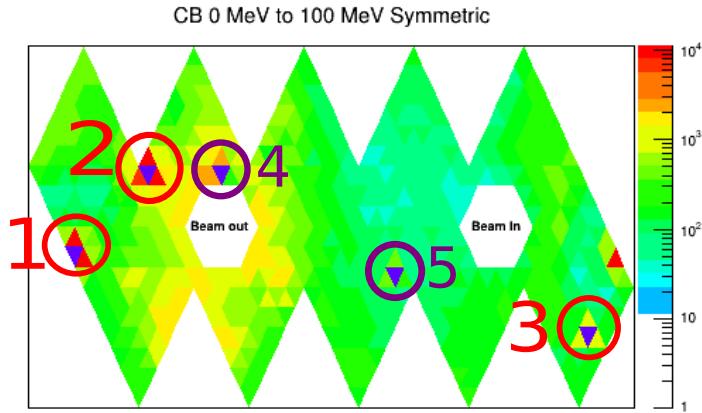


Abbildung 4.2.: Crystal-Ball Map für eine Photonenenergie von 0 MeV bis 100 MeV.  
Makiert sich die gleichen Kristalle, wie in Abbildung 4.1 und in lila  
zwei weitere tote Kristalle

Wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist, handelte es sich bei den vermuteten Hot-Crystals um Dead-Crystals. Diese waren allerdings von Kristallen umgeben, die deutlich mehr Events registriert haben als erwartet.

Die violettblau umkreisten Detektoren sind auch tote Kristalle, diese verhalten sich allerdings anders, als die rot eingekreisten, da sie in Abbildung 4.1 nicht auffallen.

Wenn man sich nun diese Karten mit durch Monte-Carlo generierten Daten anschaut, fällt auf, dass die Nachbarn der toten Kristalle auch bei niedrigen Energien nicht aufleuchten. Sie verhalten sich wie zu erwarten war.

Die Ursache dieses Phänomens muss noch bestimmt werden.

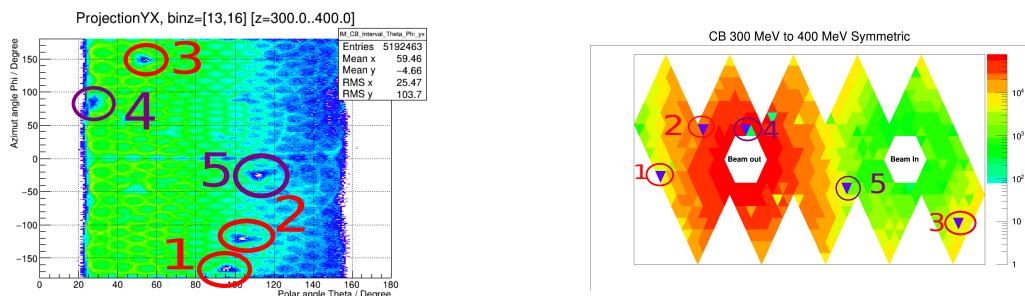


Abbildung 4.3.: Es wurden die gleichen Kristalle, wie in der vorherigen Abb. markiert,  
allerdings ist die Photonenenergie hier von 300 MeV bis 400 MeV.

#### *4. Weitere Beobachtungen*

Für höhere Energien verhielten sich alle Nachbarn von toten Kristallen wie erwartet. Es war kein aufleuchten mehr zu erkennen.

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.

### **4.2. $\phi$ -Verteilung im Crystal-Ball**

## **5. Zusammenfassung und Ausblick**

# 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:

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

Da man sich nur für die Photonen interessierte, konnte angenommen werden, dass es sich bei den Teilchen um Photonen handelt. Daraus folgt das  $|\vec{p}_1| = E_1$  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

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

berechnen.

Durch den Crystal-Ball waren alle Variablen in dieser Gleichung bekannt. So konnte die Energie der Photonen bestimmt werden und durch Kenntnis des Auftreffortes der Photonen im Crystal-Ball konnte der Winkel zwischen den beiden Photonen errechnet werden, dazu musste allerdings angenommen werden, dass das  $\pi^0$  im Zentrum des Targets zerfällt. Siehe dazu Kapitel 3.2.4.

## A. Anhang

### A.2. Tabellen und Abbildungen

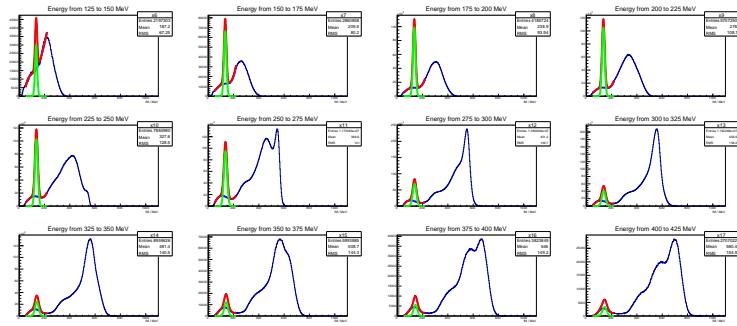


Abbildung A.1.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln.

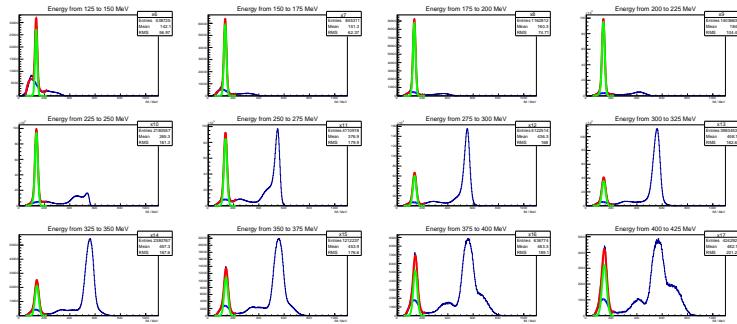


Abbildung A.2.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind.

### A.3. Weiterführende Details zur Arbeit

Manch wichtiger Teil Ihrer tatsächlichen Arbeit ist zu technisch und würde den Hauptteil des Textes unübersichtlich machen, beispielsweise wenn es um die Details des Versuchsaufbaus in einer experimentellen Arbeit oder um den für eine numerische

## A. Anhang

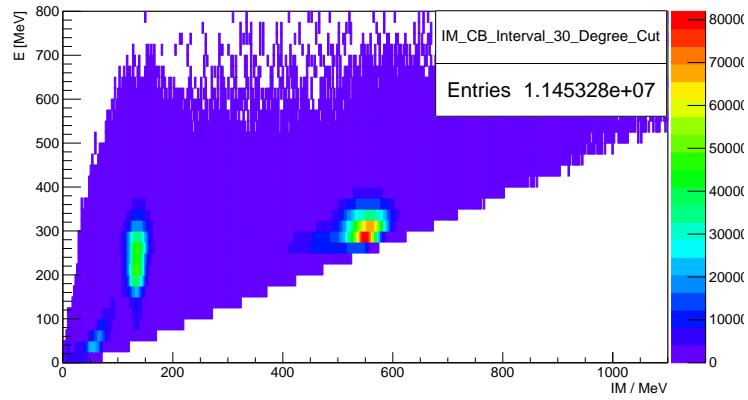


Abbildung A.3.: Das Histogramm das gefüllt wurde mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen ähneln muss und dass die Detektoren am Rand vernachlässigt wurden.

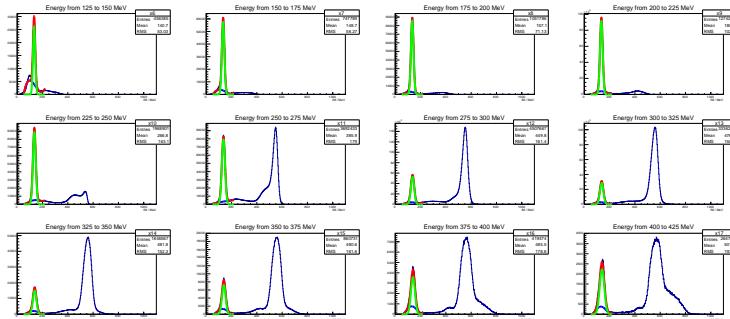


Abbildung A.4.: Alle Fits der Energieintervalle mit den Bedingungen, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind. Außerdem wurden die Detektoren am Rand vernachlässigt.

Auswertung verwendeten Algorithmus geht. Dennoch ist es sinnvoll, entsprechende Beschreibungen in einem Anhang Ihrer Bachelorarbeit aufzunehmen. Insbesondere für zukünftige Arbeiten, die an Ihre Bachelorarbeit anschließen, sind dies manchmal hilfreiche Informationen.

## A. Anhang

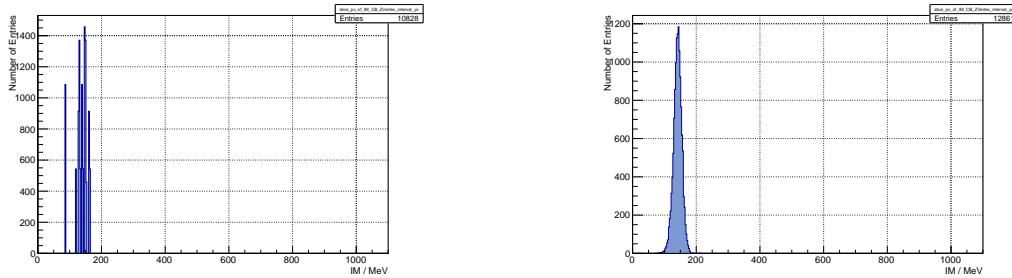


Abbildung A.5.: Beispiel für durch die Gun generierten Verteilungen. Links wurde das Paket TRandom und rechts TRandom3 benutzt. Man erkennt direkt eine deutliche Verbesserung der Verteilung von TRandom auf TRandom3. Es handelte sich dabei jeweils um das Histogramm für symmetrische Photonen mit einer Energie von 375 MeV bis 400 MeV und einem Z-Vertex von -5 cm bis -4 cm. Für weitere Details zur Vertex Aufteilung siehe 3.2.4

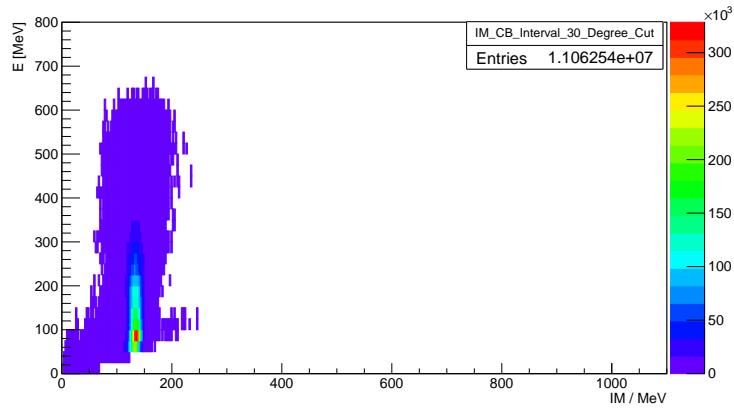


Abbildung A.6.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein, außerdem wurden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

## A. Anhang

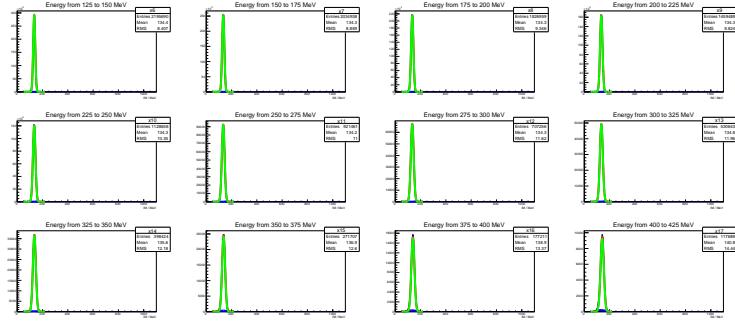


Abbildung A.7.: Alle Fits zu den Simulierten Daten mit der Bedingung, dass die Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen.

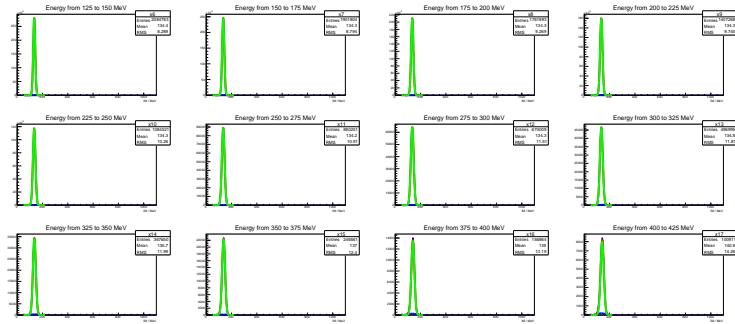


Abbildung A.8.: Alle Fits zu den Simulierten Daten mit der Bedingung, dass die Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen. Außerdem werden die Detektoren am Rand berücksichtigt.

## A. Anhang

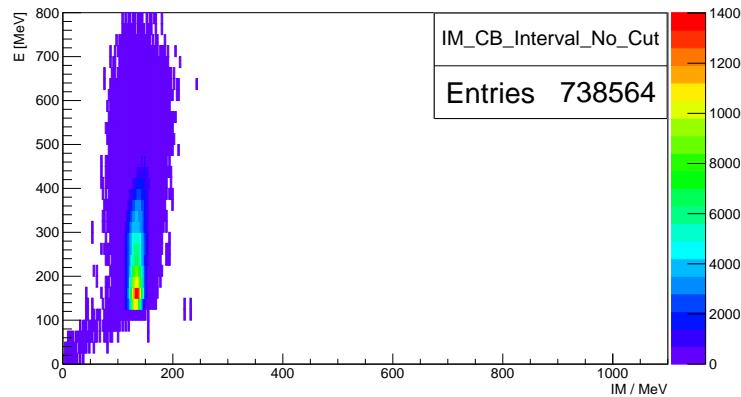


Abbildung A.9.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind Isotrop im Ursprung zerfallen und erhielten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein.

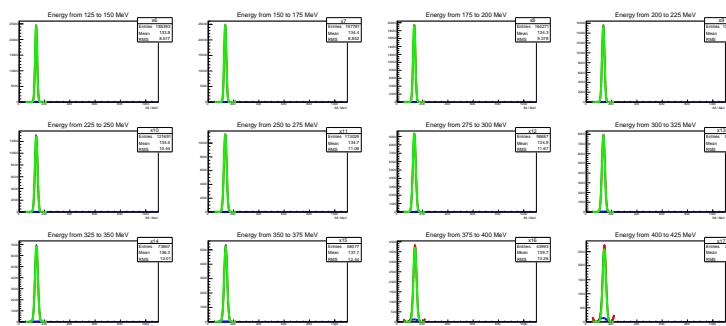


Abbildung A.10.: Alle Fits mit der Bedingung, dass das  $\pi^0$  im Ursprung zerfällt, und in eine zufällige Richtung geboostet wird.

## A. Anhang

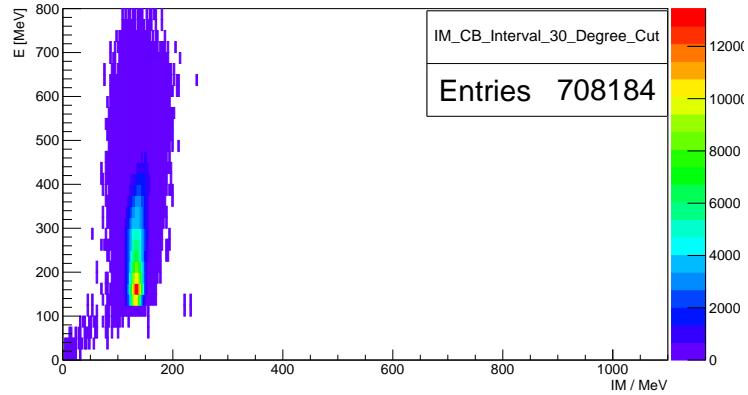


Abbildung A.11.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind Isotrop im Ursprung zerfallen und erhielten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein, außerdem wurden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

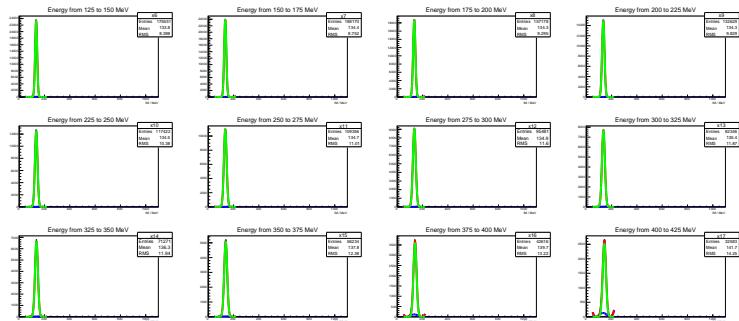


Abbildung A.12.: Alle Fits mit der Bedingung, dass das  $\pi^0$  im Ursprung zerfällt, und in eine zufällige Richtung geboostet wird. Die Detektoren am Rand wurden nicht berücksichtigt.

## A. Anhang

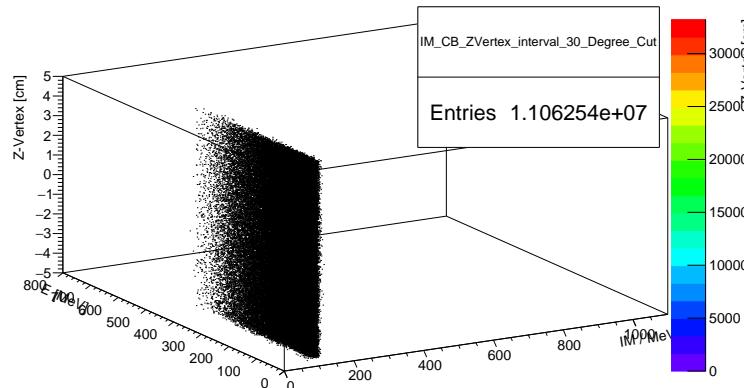


Abbildung A.13.: Darstellung der Abhängigkeit der errechneten  $\pi^0$ -Masse (x-Achse) von der Energie der detektierten Photonen (y-Achse) und dem Ort an dem das  $\pi^0$  im Target zerfallen ist (z-Achse). Leider war es nicht möglich dieses Histogramm besser dazustellen.

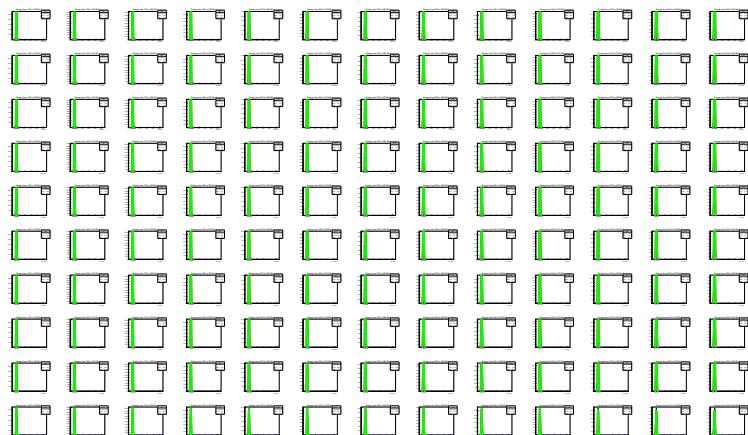


Abbildung A.14.: Alle Fits für die Betrachtung der Z-Vertex Abhängigkeit. In jeder Zeile ist ein einzelnes Z-Vertex-Intervall aufgetragen. Die Detektoren am Rand wurden berücksichtigt

## A. Anhang

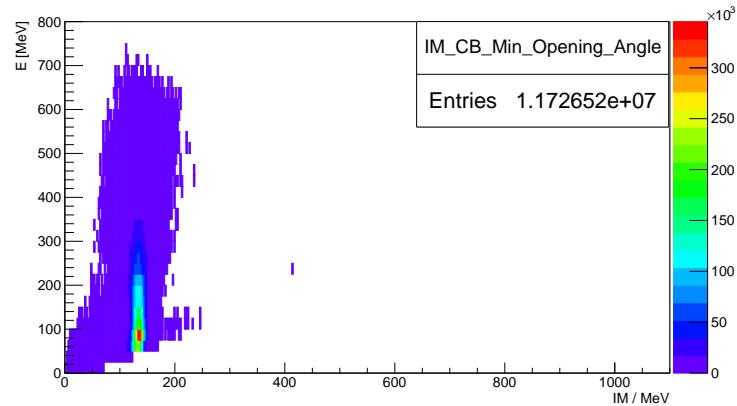


Abbildung A.15.: Histogramm mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Photonen mindestens  $30^\circ$  beträgt.

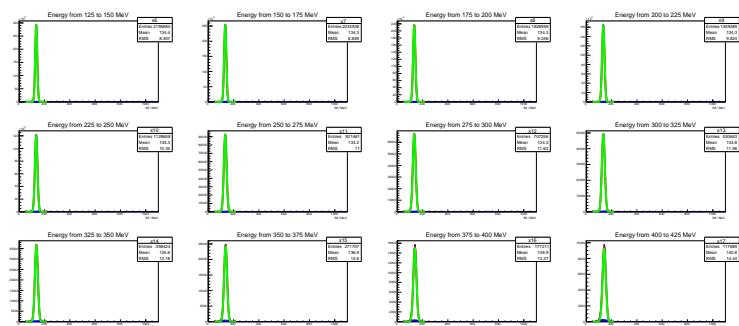


Abbildung A.16.: Alle Fits für die Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den detektierten Teilchen mindestens  $30^\circ$  beträgt.

# Literaturverzeichnis

- [Un04] Diplomarbeit von Marc Unverzagt, 2004 *Energie-Eichung des Crystal-Ball-Detektors am MAMI*
- [Un08] Dissertation von Marc Unverzagt, 2008 *Bestimmung des Damitz-Plot-Parameters  $\alpha$  für den Zerfall  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  mit dem Crystal Ball am MAMI*
- [We13] Diplomarbeit von Jennifer Wettig, 2013 *Aufbau und Inbetriebnahme einer neuen HV-Versorgung für den Crystal Ball Detektor am MAMI*
- [Leo87] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [KPh11G] Internetseite der Kernphysik *Mainzer Mikrotron-Geschichte*, Internetseite <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/379.php>, (Stand 04.03.2017)
- [KPh11F] Internetseite der Kernphysik *Funktionsprinzip des MAMI*, Internetseite <http://www.kernphysik.uni-mainz.de/375.php>, (Stand 06.03.2017)
- [KPh04] Prospekt des Institut für Kernphysik Internetlink, <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)
- [KPh16] Internetseite der A2-Kollaboration *Reelle Photonen* Internetseite <http://www.kph.uni-mainz.de/a2.php> (Stand 11.03.2017)
- [PDG16] Internetseite der PDG *Particle Data Group* <http://pdg.lbl.gov/>, (Stand 20.03.2017)
- [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=](https://reader.uni-mainz.de/WiSe2015-16/08-128-055-00/_layouts/15/start.aspx#/Lists/DocumentLib/Forms/AllItems.aspx?RootFolder=), (Stand: 14.03.2017)
- [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)
- [Ce17] Hilfeseite für Zufallsgeneratoren in Root <https://root.cern.ch/doc/master/classTRandom.html#a2007ae15ce828266aecb783ed3410e8b> (Stand: 11.04.2017)

## **B. Danksagung**

... an wen auch immer. Denken Sie an Ihre Freundinnen und Freunde, Familie, Lehrer, Berater und Kollegen.