

Systematische Studien zur π^0 Kalibrierung des Crystal-Ball Detektor

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

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Gliederung	1
2. Experimenteller Aufbau am MAMI	2
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
3. Vorbereitung	10
3.1. Umstellung auf die Crystal-Ball-Fitfunktion	10
3.2. Reduzierung des Untergrunds	11
3.3. Umstellung auf einen neun Ereignisgenerator	12
4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball	16
4.1. Strahlzeit	16
4.1.1. Energie Abhängigkeit	16
4.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand	18
4.2. Simulation	21
4.2.1. Isotoper Zerfall von π^0 im Ursprung	22
4.2.2. Unterschied zwischen generierten und gemessenen Winkeln	23
4.2.3. Z-Vertex Abhängigkeit	25
4.2.4. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen	26
5. Weitere Beobachtungen	28
5.1. Dead- und Hot-Crystals	28
5.1.1. Verhalten von bereits bekannten Dead- und Hot-Crystals	28
5.1.2. Vermutung für weitere Dead-Crystals	31
5.2. ϕ -Verteilung im Crystal-Ball	33
6. Zusammenfassung und Ausblick	34
A. Anhang	35
A.1. Herleitung der Formel zur Berechnung der invarianten Masse	35
A.2. Abbildungen	36

Inhaltsverzeichnis

A.3. Abbildungsverzeichnis	36
A.4. Tabellenverzeichnis	36

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 γ . Dabei wird ein π^0 -Meson erzeugt.

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

Das π^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 π^0 berechnen lässt. Laut Literatur beträgt diese Masse 135 MeV [PDG16], folglich werden die Detektoren so eingestellt, dass sich der errechnete π^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 (RTM¹) 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 (Tagger²) 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 HDSM³ 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 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-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.

Da die Elektronen mit einem Linearbeschleuniger nur einige MeV pro Meter beschleunigt werden können, und man keine kilometerlangen Strecke bauen wollte, entschied

¹Race-Track-Microtron

²to tag = markieren

³Harmonic Double Sided Microtron

2. Experimenteller Aufbau am MAMI

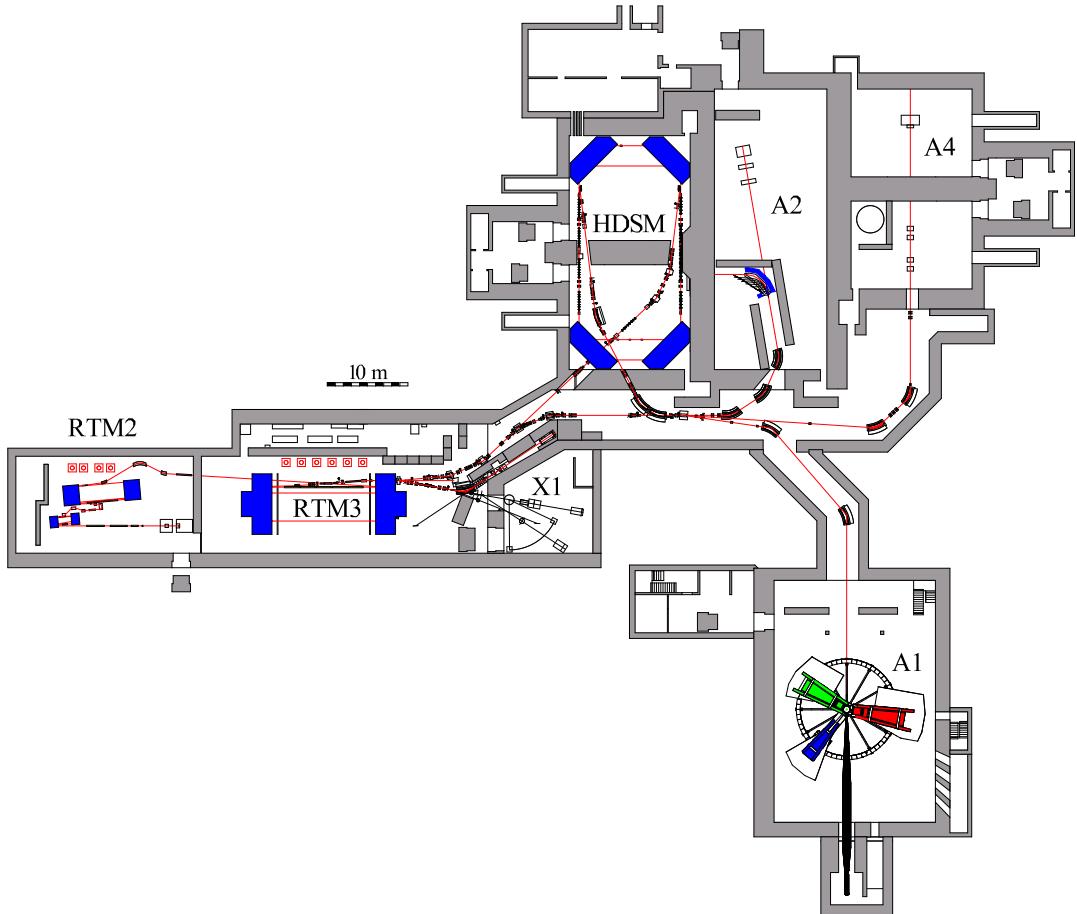


Abbildung 2.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI. Zu sehen sind die drei RTMs, der HDSM der Tagger und die verschiedenen Experimentierhallen: A1 (Elektronenstreuung), A2 (Strukturanalyse von Nukleonen), A4 (Paritätsverletzung) und X1 (Röntgenstrahlung). [KPh07]

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 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 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 Vielaches der Wellenlänge der beschleunigten Hochfrequenz sein. Für die dynami-

2. Experimenteller Aufbau am MAMI

sche 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]

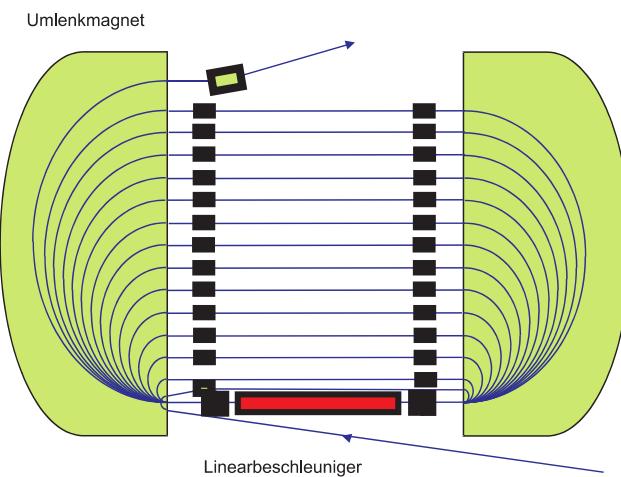


Abbildung 2.2.: Prinzip eines RTM: Der Elektronenstrahl wird immer wieder durch den Linearbeschleuniger geschickt, bis die gewünschte Energie erreicht wird und der Strahl mittels eines sogenannten Kicker-Magnet zum nächsten Abschnitt weiter geleitet wird.[KPh07]

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. 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 läuft. [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].

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 μm . 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 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 Strahlenfang⁴ 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 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.

⁴engl. Beam-Dump

2. Experimenteller Aufbau am MAMI

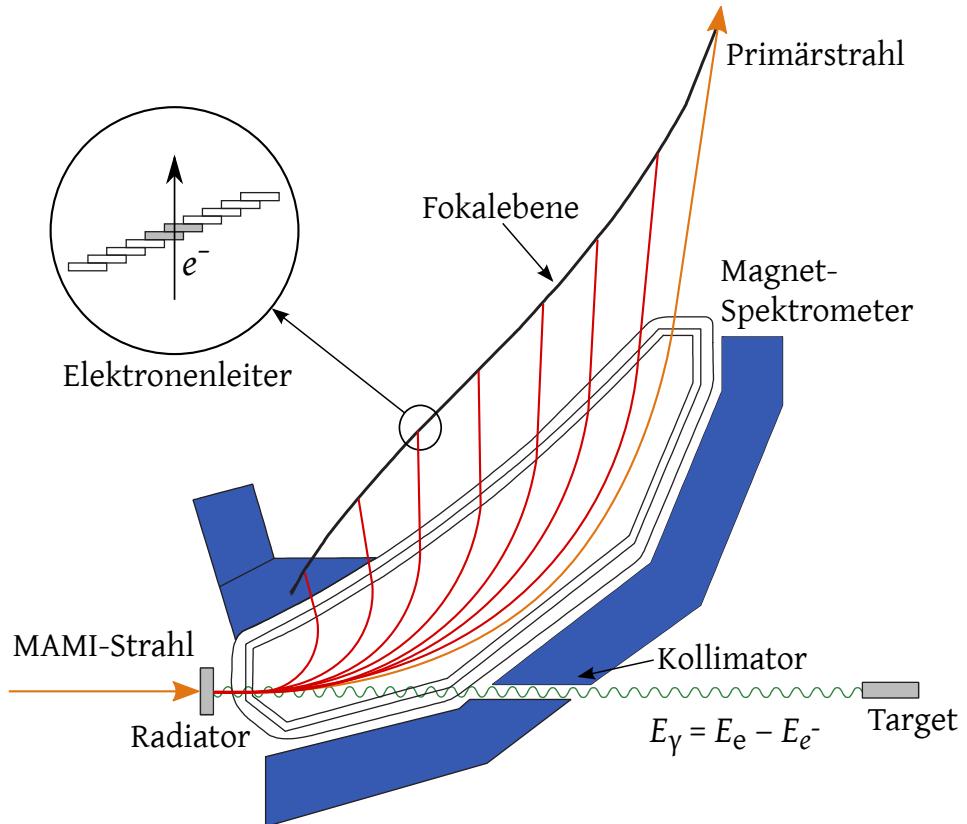


Abbildung 2.3.: Der Glasgow-Mainz-Tagger: Am Radiator entstehen durch Bremsstrahlung Photonen, welche den Kollimator passieren und auf das Target treffen. Die Elektronen werden durch den Dipol auf den Elektronenleiter abgelenkt, wodurch sich ihre Energie bestimmen lässt.[Un08]

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 (PID⁵), zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC⁶) und einem Photonenspektrometer (TAPS⁷) 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.

⁵Particle Identication Detector

⁶Multi-Wire Proportional Chamber

⁷Two Arm Photon Spectrometer

2. Experimenteller Aufbau am MAMI

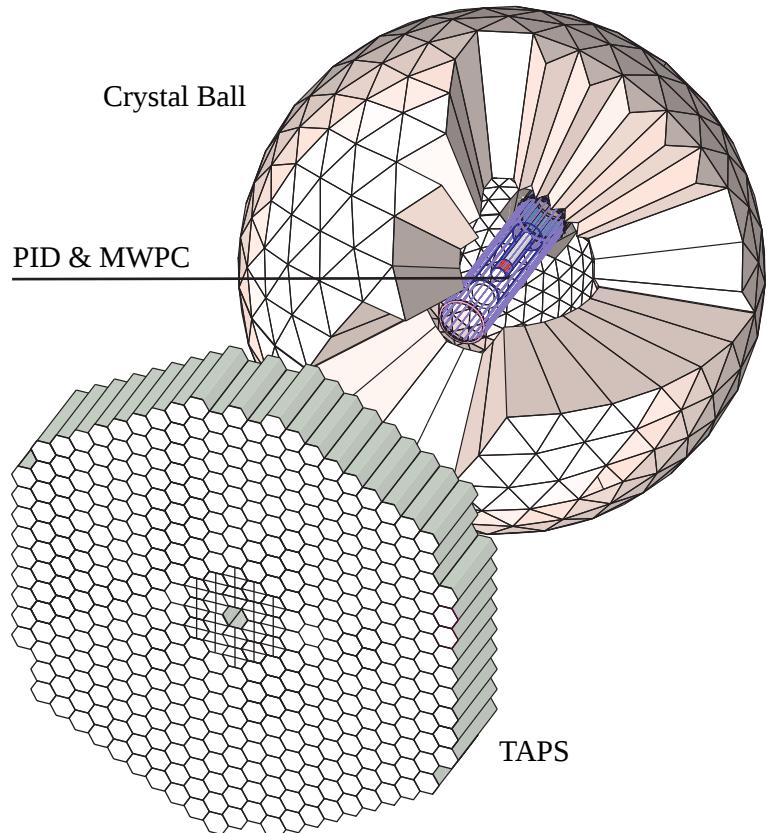


Abbildung 2.4.: Anordnung des Detektorsystems: Im Zentrum des sphärischen Kalorimeters (CB) befinden sich der Detektor zur Teilchenidentifikation (PID) und zwei zur Bestimmung der Teilchen-Trajektorie (MWPC). Die TAPS-Wand befindet sich am Ausgang des CB und sorgt dafür, dass der CB einen Raumwinkel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

2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor

Ursprünglich wurde der Crystal-Ball Detektor Anfang der 70er Jahre am SPEAR⁸ zur Entdeckung des J/Ψ -Mesons entwickelt. Später wurde mit seiner Hilfe das Bottom-Quark am DESY⁹ und die Baryonenresonanzen am BNL¹⁰ 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

⁸Stanford Positron Electron Asymmetric Ring

⁹Deutsches Elektronen-Synchrotron

¹⁰Brookhaven 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 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 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 (PMT¹¹) 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 ΔE . 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, Prototionalzähler in Form von Zylindern. Die Anoden-drähte sind parallel zur Strahlenachse ausgerichtet und befinden sich zwischen zwei Lagen von spiralförmigen Kathodenstreifen.

Da die A2-Kollaborations Experimente 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 PbWO₄ und 366 BaF₂ 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

¹¹PhotoMultiplier-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, 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 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 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. Vorbereitung

3.1. Umstellung auf die Crystal-Ball-Fitfunktion

Um die Masse des π^0 zu bestimmen, werden Histogramme erzeugt. Auf einer Achse dieser Histogramme wird die mit Gleichung 4.1 errechnete invariante Masse aufgetragen. Anschließend wird über diese Histogramme mit einer Funktion gefittet.

Zum Fitten wurde zunächst auf ein bereits existierendes Fitmodul zurückgegriffen. Dieses ist eine Kombination aus einer Gaußfunktion und einem Polynom vierten Grades. Allerdings entspricht die Form des π^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.

$$f(x|\alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.1)$$

Dabei ist N der Normierungsfaktor, \bar{x} der Erwartungswert und σ die Standardabweichung der Gaußfunktion. Der Parameter α gibt die Position an, an dem die Gaußverteilung in das Potenzgesetz, mit dem freien Parameter n , übergeht[NBI15].

ROOT stellt diese Funktion bereits größtenteils zur Verfügung, lediglich die Normierung muss noch hinzugefügt werden.

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

Zuerst wird der Untergrund mit einem Polynom vierten Grades gefittet, in Abbildung 3.1 blau dargestellt. Von den Daten kann dann damit der Untergrund abgezogen werden. Nun wird 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).

3. Vorbereitung

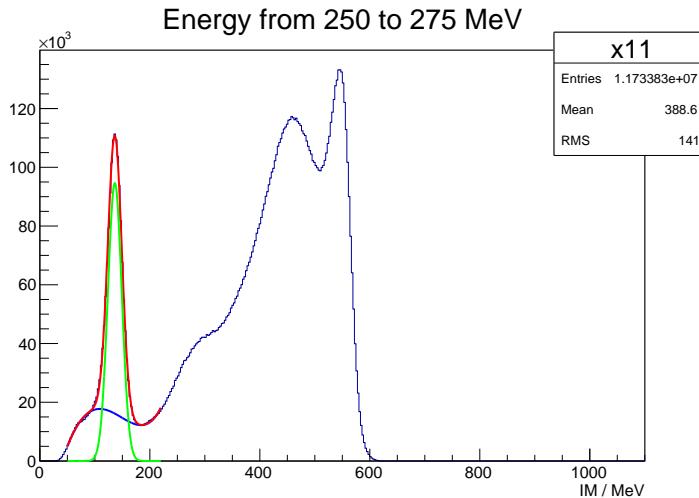


Abbildung 3.1.: Beispiel eines Fits. Es handelt sich dabei um das Energieintervall von 250 MeV bis 275 MeV mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen im gleichen Intervall befanden. Zu erkennen ist der Untergrundfit (Blau), der Crystal-Ball-Fit (Grün) und die Addition der beiden Fits (Rot). Alle weiteren Fits mit dieser Bedingung sind in Abbildung A.1 zu sehen.

3.2. Reduzierung des Untergrunds

Im Crystal-Ball Detektor werden nicht nur Photonen, viele 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 3.1. Hier ist der π^0 -Peak bei einer invarianten Masse von 135 MeV un der η -Peak bei ca. 550 MeV zu sehen. Sein Peak wird allerdings sehr stark durch den Untergrund gestört. Der Fokus dieser Arbeit lag zwar bei der Betrachtung des π^0 , allerdings war es auch interessant die Position des η -Peaks zu betrachten, daher wurde nach einem Weg gesucht, den Untergrund möglichst stark zu reduzieren.

Daher wurde nun auch überprüft, ob die detektierten Teilchen eine Ladung besaßen. 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 3.2.

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.

3. Vorbereitung

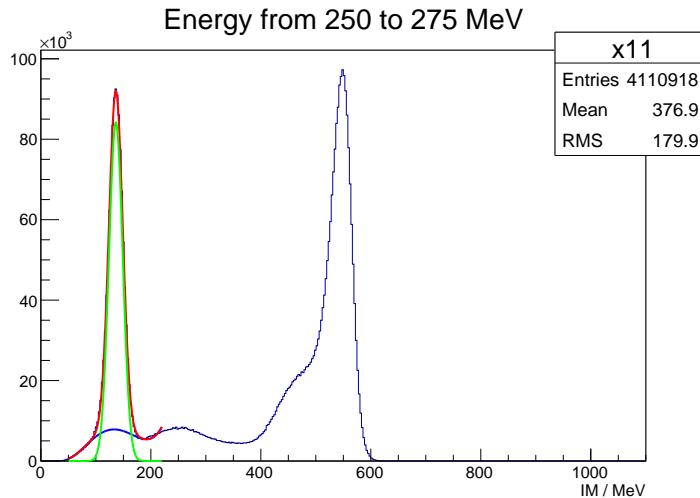


Abbildung 3.2.: Beispiel eines Fits mit reduziertem Untergrund. Sowohl der π^0 -Peak bei 135 MeV, auch als der η -Peak bei 550 MeV sind deutlich zu erkennen. Alle Fits zur dieser Bedingung sind in A.2 zu sehen.

3.3. Umstellung auf einen neuen Ereignisgenerator

Da viele Informationen über die Prozesse nicht im Detektor bestimmt werden können, ist es hilfreich, auf Simulationen zurückzugreifen. Dafür liegen verschiedene Pakete zur Verfügung, in denen unterschiedliche Prozesse simuliert wurden.

So gibt es bereits vorgefertigte Pakete, wie den Cocktail. Im diesem sind ca. 250 Millionen physikalisch mögliche Prozesse enthalten. Folglich sind im Cocktail aber nicht nur $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ enthalten, sondern auch alle anderen möglichen.

Die Zerfälle im Cocktail sind bereits komplett durchsimuliert, wodurch er wie eine reale Strahlzeit behandelt werden kann.

Da in dieser Arbeit der Hauptaugenmerk auf Photonen liegt, die eine ähnliche Energie besitzen, stellte sich relativ schnell heraus, dass der Cocktail nicht genug relevante Prozesse enthält, nachdem alle unerwünschten heraus gefiltert wurden.

Deshalb wurde zunächst ein neues Packet mit mehr Prozessen erstellt. Dieses Paket beinhaltet 10 Millionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Prozesse, welche durch Pluto, eine Monte-Carlo basierende Simulation, generiert wurden. Das Verhalten des Crystal-Ball Detektors wurde mittels GEANT4¹, einer Simulation, welche das Durchdringen von Teilchen 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 nur Photonen mit einer ähnlichen Energie betrachtet, müssen auch von diesem Packet die meisten Zerfälle verworfen werden. So kommt

¹Geometry And Tracking

3. Vorbereitung

es, dass selbst das Paket mit 10 Millionen Prozessen nicht genug Photonenpaare mit ähnlicher Energie enthält.

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

Damit die neue Gun auch alle relevanten Informationen beinhaltet, muss man sich folgenden Prozess anschauen.

$$\gamma \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma\gamma \quad (3.2)$$

Da das einfallende Photon durch Bremsstrahlung erzeugt wird, ist seine Energie nicht eindeutig, sondern liegt in einem gewissen Intervall. Also muss als erstes die Energie des Photons 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.

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + 2m_p^2} \quad (3.3)$$

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

Aufgrund der Impulserhaltung muss gelten, dass der Impuls des Protons in die entgegengesetzte Richtung zum π^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:

$$|\vec{p}_{\pi^0}| = |\vec{p}_p| = |\vec{p}| \text{ und } \sqrt{s} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + \vec{p}^2} + \sqrt{m_p^2 + \vec{p}^2} \quad (3.4)$$

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

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

Um die Photonen zu erzeugen, begibt man sich nun in das Ruhesystem des π^0 . Dann wird eine zufällige Richtung bestimmt, in dem ein Photon ausgestrahlt wird. Das andere Photon wird in die genau entgegengesetzte Richtung ausgestrahlt. Anschließend verlässt man wieder das Ruhesystem, dazu erhalten die beiden Photonen den Boost des π^0 .

3. Vorbereitung

In diesem Tool 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 an eine $1/x$ -Verteilung erinnert. Folglich werden in meinem Tool 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 die neue Gun auf einer alten basierte, wurde zunächst auf das bereits benutzte TRandom aus ROOT zurückgegriffen. Dieses 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 war, 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. 3.3).

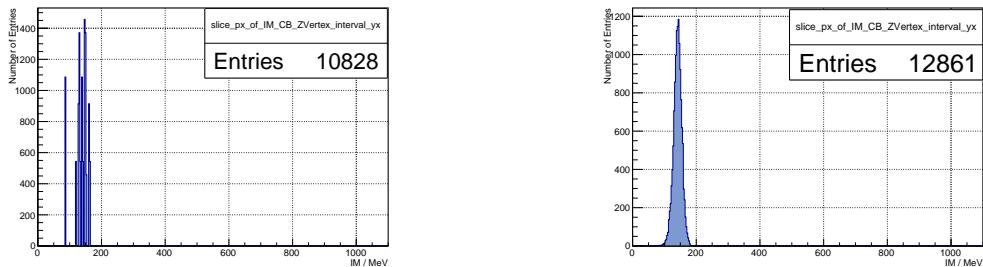


Abbildung 3.3.: Beispiel für durch die Gun generierten Verteilungen. Links wurde das Paket TRandom und rechts TRandom3 benutzt. Man erkennt direkt eine deutliche Verbesserung der Verteilung von TRandom auf TRandom3. Es handelte sich dabei jeweils um das Histogramm für symmetrische Photonen mit einer Energie von 375 MeV bis 400 MeV und einem Z-Vertex von -5 cm bis -4 cm. Für weitere Details zur Vertex Aufteilung siehe Kapitel 4.2.3

Folglich musste es ausgetauscht und durch das ebenfalls von ROOT bereitgestellten TRandom3 ersetzt werden. Dieser besitzt mit 10^{6000} eine deutlich höhere Periodizität als TRandom. Zwar benötigt es mit 45 ns pro gewürfelter Zahl etwas mehr Zeit, dafür entspricht die Verteilung mehr der erwarteten. Zu sehen ist dies rechts in der Abbildung. Schließlich muss noch überprüft werden, ob die Form der Verteilung der neuen π^0 -Gun, der alten entsprach. Dazu wird die alte Gun ebenfalls so eingestellt, dass die Energieverteilung des eintreffenden Photonenstrahls homogen verteilt ist, dadurch ist ein einfacherer Vergleich möglich.

In Abbildungen 3.4 erkennt man, dass sich die Form der Verteilung stark ähneln. Als letzte Absicherung wurde noch aus diesen Daten direkt die invariante Masse des π^0 berechnet.

3. Vorbereitung

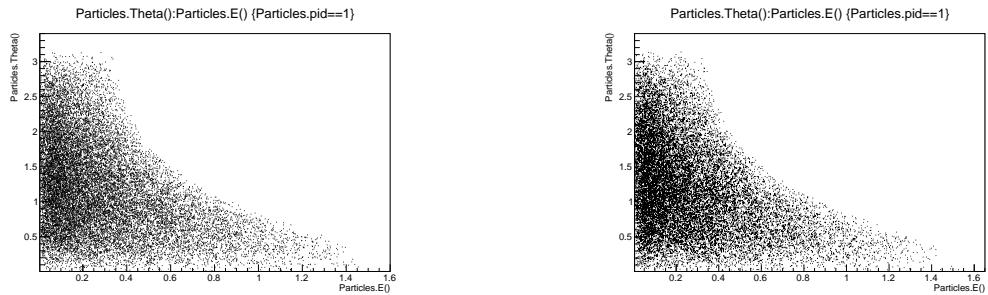


Abbildung 3.4.: Links wurde die neue und rechts die alte Gun benutzt. Aufgetragen wurde der θ -Winkel in Radiant gegen die Energie in GeV der durch den Zerfall ausgesandten Photonen. Auch bei diesen Plots erkennt man, dass höherenergetische Photonen eher am Strahlenausgang vorliegen. Die beiden Pakete beinhalteten jeweils 100000 Ereignisse.

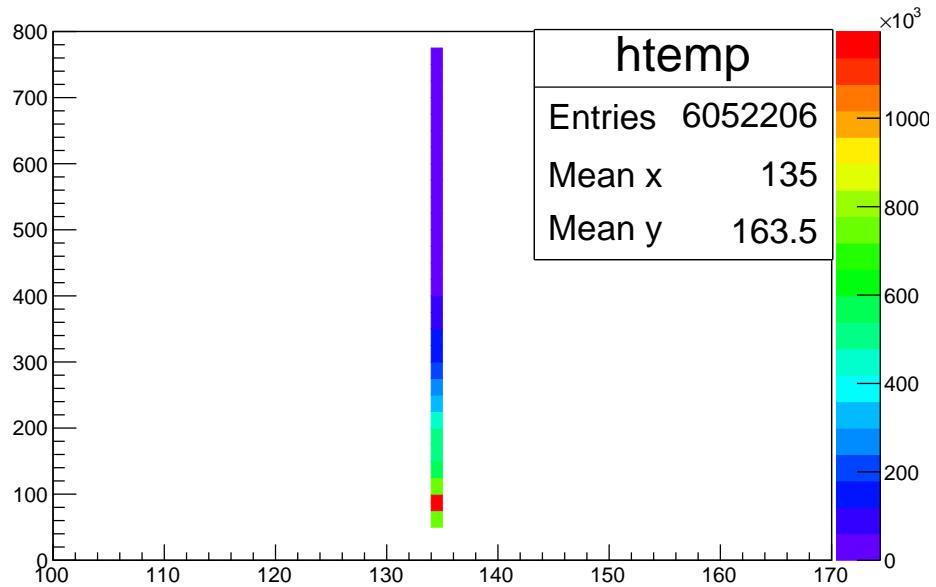


Abbildung 3.5.: Direkte Berechnung der π^0 -Masse aus den Daten der Gun.

Wie zu erwarten war, liegt keine Abweichung vor, wenn man mit den Daten aus der Gun direkt die Masse berechnet, da hier noch keine Störungen beitragen. Also konnte angenommen werden, dass die neue π^0 -Gun wie gewünscht funktionierte.

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Zerfällt ein π^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 π^0 ausrechnen zu können.

Zur Analyse wird ANT¹ benutzt. Mit diesem Programm konnten auch alle gewünschten Bedingungen eingestellt werden.

4.1. Strahlzeit

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

4.1.1. Energie 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 π^0 mit folgender Gleichung berechnet werden.

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\vartheta))} \quad (4.1)$$

Hier ist m_{π^0} die berechnete Masse aus den beiden Energien E_1 und E_2 der Photonen. ϑ ist der Winkel zwischen den beiden Photonen. Um diesen zu berechnen musste angenommen werden, dass das Pion im Ursprung zerfällt. Mehr dazu in Kapitel 4.2.3. Die Herleitung der Gleichung 4.1 befindet sich im Anhang A.1.

¹Analysis Toolkit

4. 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.

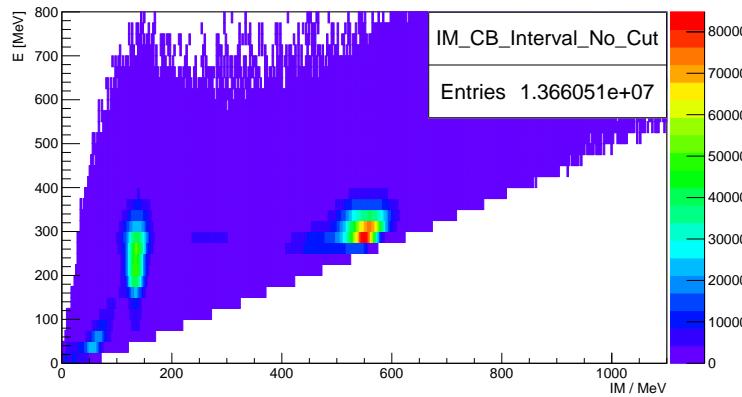


Abbildung 4.1.: 2-D Histogramm: Auf der x-Achse ist die errechnete invariante Masse aufgetragen, die y-Achse ist in 25 MeV Intervalle aufgeteilt. Es wurden nur dann die Invariante Masse errechnet, wenn die Energiedifferenz der beiden Photonen kleiner als 25 MeV war.

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 π^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 π^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.

Aus diesen Fitdaten konnte dann die Position des π^0 bestimmt werden.

In Abbildung 4.2 wurden die errechneten Positionen der Pionen gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Zu sehen ist eine deutliche Abweichung zum Literaturwert des π^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

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

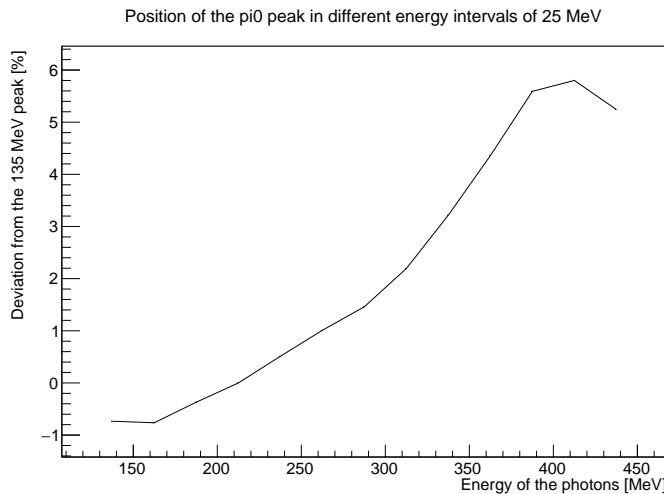


Abbildung 4.2.: Die errechnete Position des π^0 Peaks wurde gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Es galt die Bedingung, dass die gemessenen Teilchen ungeladen sein mussten und dass die Energie der Photonen sich ähneln sollte. Alle Fits sind in Abbildung A.2 zu sehen.

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 π^0 fast ausschließlich größer, als die tatsächliche Masse, war.

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

4.1.2. Vernachlässigung der Detektoren am Rand

Als Ursprung der in Kapitel 4.1.1 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 4.1.1 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° 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 Detek-

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

toren, und erstreckte sich über einen Polarwinkel von 20° . Folglich hätte ein Ring aus Detektoren um diese Öffnungen einen Polarwinkel von 10° .

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 π^0 zu bestimmen. Das Energieintervall das betrachtet und gefittet wurde entsprach dem aus Kapitel 4.1.1, damit ein war ein besserer Vergleich zwischen den verschiedenen Effekte möglich.

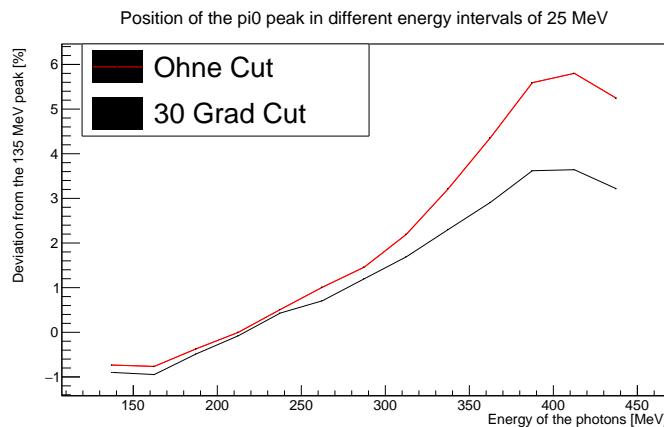


Abbildung 4.3.: Die relative Abweichung wurde in Prozent gegen die Energie der Photonen gezeichnet. Die rote Linie stellt die relative Abweichung ohne die Bedingung, dass Photonen mit einem Winkel kleiner als 30° verworfen wurden, die schwarze Linie mit der Bedingung.

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

In der Abbildung 4.3 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° eine Verbesserung der π^0 -Peak Position bewirkt hat. Die Differenz ist noch im Bereich der 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 π^0 . Dieses zerfällt in 2 Photonen in zufälliger Richtung mit einem Winkel von 180° zueinander und mit einer Energie von jeweils etwa 67,5 MeV.

Gibt man dem π^0 nun einen Boost in z-Richtung, so erhalten auch die beiden Photonen

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

einen Boost in diese Richtung. Zur Veranschaulichung betrachte man nun zwei extrem Beispiele:

1. Im Ruhesystem des π^0 werden die Photonen in einem Winkel von 90° 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 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 hochenergetischen Photonen vor.

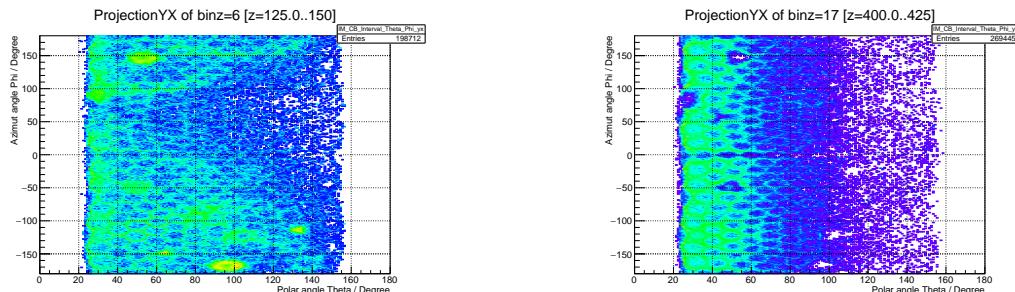


Abbildung 4.4.: Links ist die Verteilung der Photonen im Crystal-Ball mit einer Energie von 125 MeV bis 150 MeV zu sehen, rechts von 400 MeV bis 425 MeV.

In den Plots in Abbildung 4.4 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 Strahlenausgang auftreten.

Aus der Verbesserung der Abweichung für hohe Photonenenergien und unter Vernachlässigung der Detektoren am Rand lag die Vermutung nahe, dass die Detektoren am Rand des Strahleneingangs nicht sehr gut für hohe Photonenenergien kalibriert sind. Allerdings war damit nicht die gesamte Abweichung zu erklären. Aussagen über

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

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.

4.2. 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.

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

Als erstes muss überprüft werden, ob die in Kapitel 4.1.1 und 4.1.2 gefundene Abhängigkeit auch in der Simulation auftritt. Dazu werden zwei Histogramme mit den Bedingungen aus den jeweiligen Kapiteln gefüllt. Eins mit den Detektoren am Rand (Abb. 4.5 links) und eins ohne (Abb. A.5).

Anschließend wird über diese dann auch wieder mit der Crystal-Ball-Funktion gefitettet, um die π^0 Position zu bestimmen. Alle Fits ohne Detektoren am Rand sind in Abbildung A.6 und alle Fits mit Detektoren am Rand in Abbildung A.7 zu sehen.

Auch hier werden die beiden Abweichungen vom π^0 -Peak zum besseren Vergleich in einen einzelnen Graphen gezeichnet.

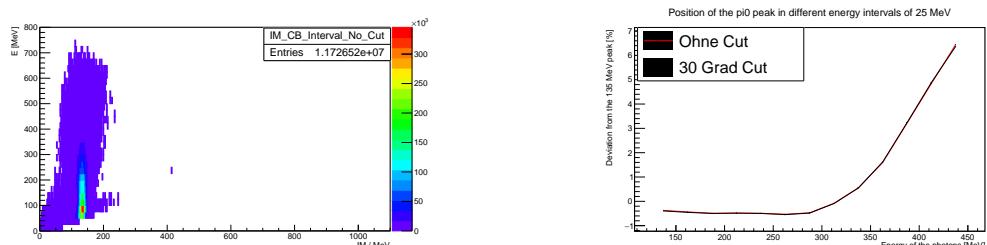


Abbildung 4.5.: Links ist als Beispiel das Histogramm aus den simulierten Daten dargestellt. Für dieses Histogramm gilt die Bedingung, dass auch die Detektoren am Rand berücksichtigt werden. Rechts sind die Abweichungen vom π^0 -Peak mit (rot) und ohne (schwarz) Berücksichtigung der Detektoren am Rand zu sehen.

Schon am zweidimensionalem Histogramm aus Abbildung 4.5 ist zu erkennen, dass es sich um simulierte Daten handelte. Es lag nur ein Peak bei der Masse von π^0 vor. Einen η -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 Photonenergien ebenfalls klein und weniger als -1%, nahm aber auch für Energien bis 300 MeV nicht zu, sondern blieb fast konstant. Für Energien oberhalb von

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

300 MeV nahm die Abweichung mit über +2% pro 50 MeV zu. So wurde die maximale Abweichung bei einer Photonenergie 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 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.

4.2.1. Isotoper Zerfall von π^0 im Ursprung

Als erstes wurde der einfachste Prozess überprüft. Dazu zerfiel ein π^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 π^0 -Gun so eingestellt, dass es keinen Photonenstrahl und kein Proton mehr gab, lediglich der Boost des π^0 wurde gewürfelt. Die Photonen wurden dann anschließend wie in 3.3 beschrieben gewürfelt und geboostet. Als erstes wurde überprüft, ob die durch den Zerfall ausgesandten Photonen sich auch wirklich gleichmäßig im Raum verteilen.

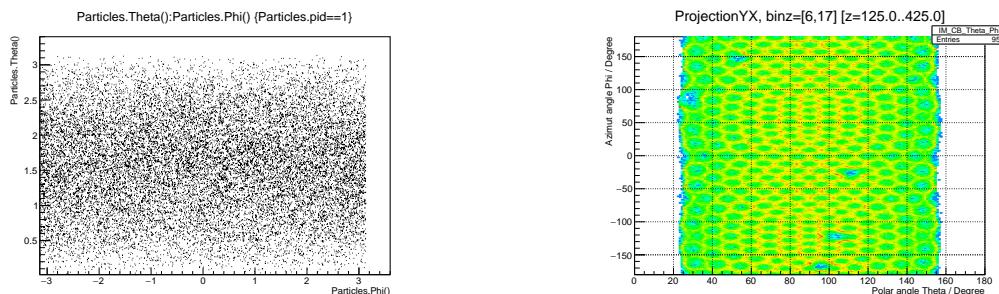


Abbildung 4.6.: Links ist die Verteilung der geboosteten π^0 im Raum zu erkennen. Die Winkel hier sind in Radiant angegeben. Rechts ist die Verteilung der detektierten Photonen im Crystal-Ball dargestellt.

In Abbildung 4.6 links erkennt man, dass sich die Photonen isotrop verteilt haben. Folglich führte das Tool den Boost des π^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.

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

In Abbildung 4.6 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.

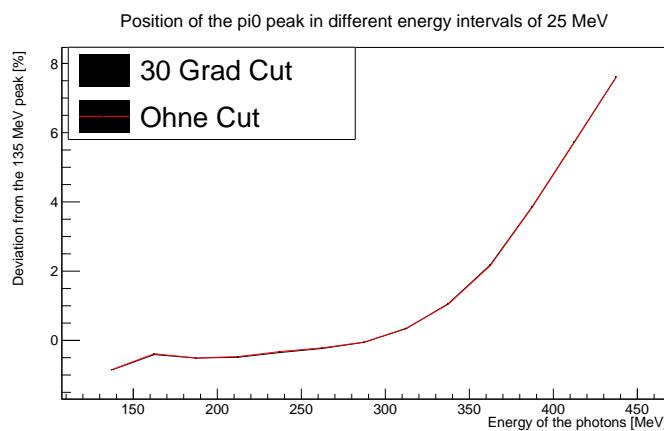


Abbildung 4.7.: Abweichung der errechneten invarianten Masse von der tatsächlichen π^0 Masse in Prozent. Bei der roten Linie wurden die Detektoren am Rand berücksichtigt, bei der schwarzen wurden sie vernachlässigt.

In der Abbildung 4.7 ist die Abweichung der errechneten invarianten Masse für verschiedene Photonenergien aufgetragen. Die Form der Abweichung ähnelt sehr stark der aus Abbildung 4.5. 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.

4.2.2. Unterschied zwischen generierten und gemessenen Winkel

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 4.1 eine falsche invariante Masse.

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

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 θ 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.

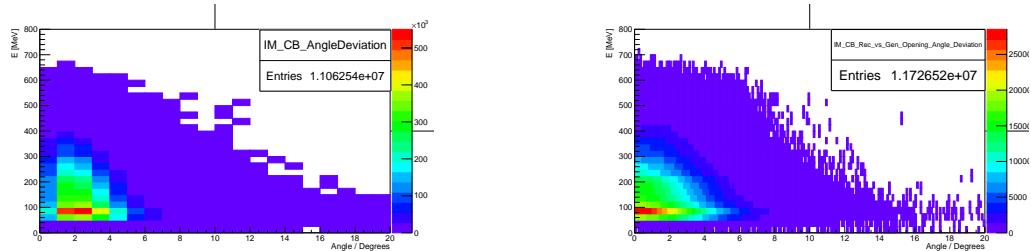


Abbildung 4.8.: Links ist der Winkel zwischen dem generierten und dem entsprechenden gemessenen Photon gegen die Energie des gemessenen Photon aufgetragen. Rechts ist die Differenz zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichen Öffnungswinkel gegen die Energie der gemessenen Photonen aufgetragen. Es wurden nur Photonen mit einer ähnlichen Energie berücksichtigt.

In Abbildung 4.8 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 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 bestimmten ließ. Folglich nahm der Winkel zwischen den beiden Photonen mit zunehmender Energie

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

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 4.8 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 π^0 dadurch nicht erklärt werden konnten, da diese mit steigender Photonenergie zunahm.

4.2.3. Z-Vertex Abhängigkeit

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

In Kapitel 3.3 wurde gezeigt, dass das π^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 π^0 zerfallen war. Dafür 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.12). Die Detektoren am Rand wurden nicht berücksichtigt.

Daraus konnte dann die Position des π^0 -Peaks in Abhängigkeit zum Z-Vertex Intervall berechnet werden, dazu wurde jedes Z-Intervall einzeln betrachtet und die Position abhängig von der Energie der Photonen berechnet. (Abb.: A.13) Diese 10 Z-Vertex Abhängigkeiten wurden anschließend in Abbildung 4.9 eingetragen.

Auch hier hatte die Abweichung zwischen der errechneten invarianten Masse und der π^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

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

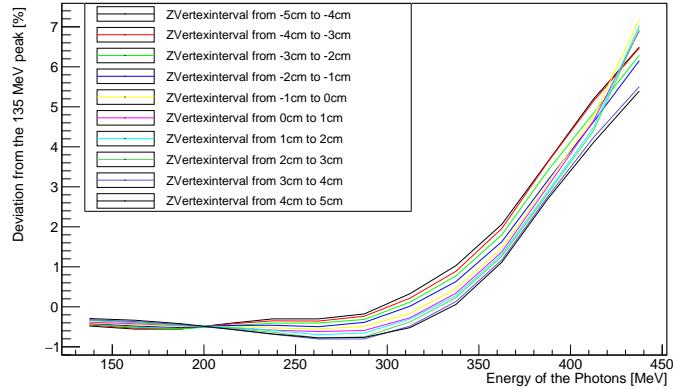


Abbildung 4.9.: Die Abweichung der π^0 -Peak Position für verschiedene Intervalle des Z-Vertex gegen die Energie der gemessenen Photonen.

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 π^0 eine niedrige Energie besitzen muss. Das heißt es ist wahrscheinlich, dass das π^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° ist. Folglich wird der Öffnungswinkel für π^0 die am Anfang des Targets entstehen, als zu groß angenommen. Für π^0 die am Ende des Targets entstehen, dann folglich ein zu kleiner Öffnungswinkel gemessen.

Bei einer Photonenergie von über 200 MeV müssen die π^0 ebenfalls mehr Energie besitzen. Folglich werden mehr π^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%.

4.2.4. 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

4. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

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° besaßen, um eine solche Überlagerung zu vermeiden.

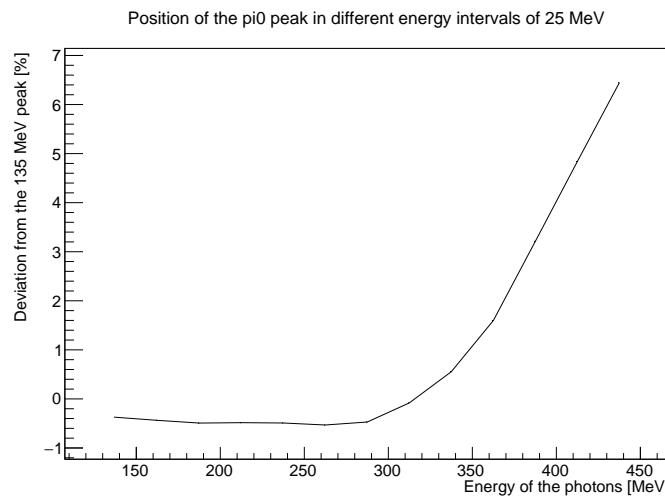


Abbildung 4.10.: Die Abweichung der π^0 -Peak Position mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Teilchen mindestens 30° betrug. Alle Fits für diesen Plot befinden sich im Anhang (Abb.: A.15)

Wie in Abbildung 4.10 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.

5. Weitere Beobachtungen

5.1. Dead- und Hot-Crystals

5.1.1. Verhalten von bereits bekannten 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 4.4 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° und einem Polarwinkel von 95° zu finden.

Um nun mehrere dieser Hot-Crystals zu finden, wurde Abbildung 4.4 noch einmal mit einer anderen Photonenenergie dargestellt. 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.

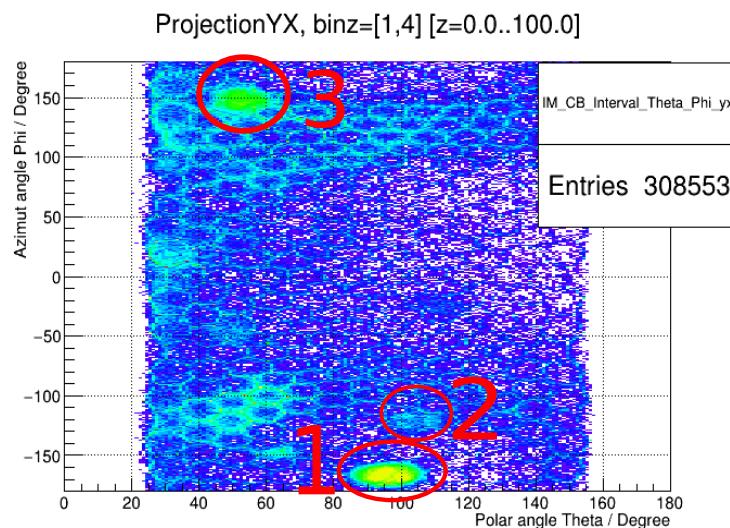


Abbildung 5.1.: Verteilung der detektierten Teilchen im Crystal-Ball. Die Energie der Teilchen musste ähnlich sein und lag im Intervall von 0 MeV bis 100 MeV. Markiert sich mögliche Hot-Crystals

5. Weitere Beobachtungen

In Abbildung 5.1 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.

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 Crystal-Ball Karte zu finden und zuzuordnen.

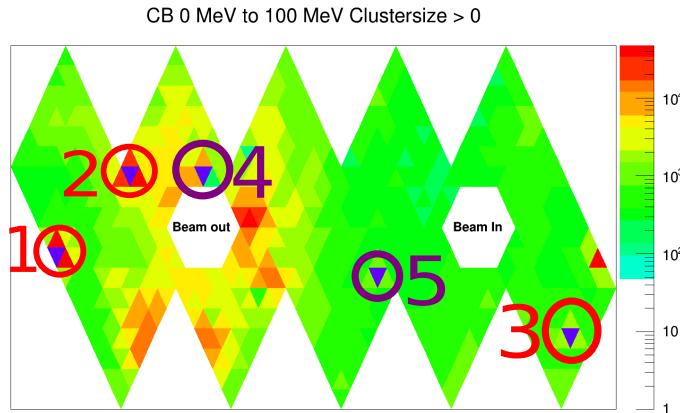


Abbildung 5.2.: Crystal-Ball Map für eine Photonenergie von 0 MeV bis 100 MeV.
Makiert sich die gleichen Kristalle, wie in Abbildung 5.1 und in lila
zwei weitere tote Kristalle

Wie in Abbildung 5.2 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 5.1 nicht auffallen.

Mithilfe der Karte ist es auch möglich die Kristalle die genaue Elementnummer der Kristalle zu bestimmen.

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

Tabelle 5.1.: Tabelle mit den bereits bekannten Dead-Crystals. An der Anzahl der Events erkennt man auch, dass die Detektoren ausgeschaltet sind.

5. Weitere Beobachtungen

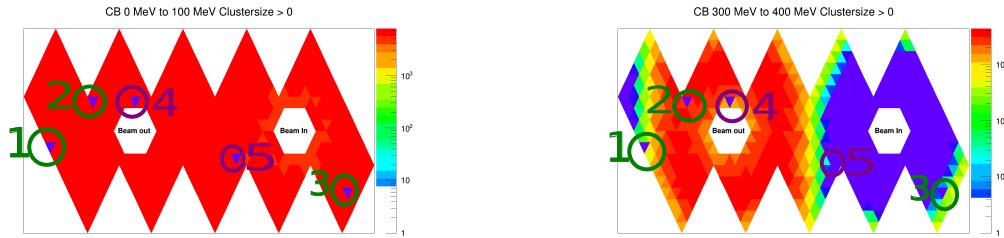


Abbildung 5.3.: Es sind die gleichen Kristalle, wie in der vorherigen Abb. markiert. Allerdings sind die Kristalle die vorher rot makiert waren, hier grün makiert, da man sie sonst nicht erkennen kann.

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. Das heißt es ist sehr wahrscheinlich, dass die Hardware gestört ist.

Die genaue Ursache dieses Phänomens muss allerdings noch bestimmt werden.

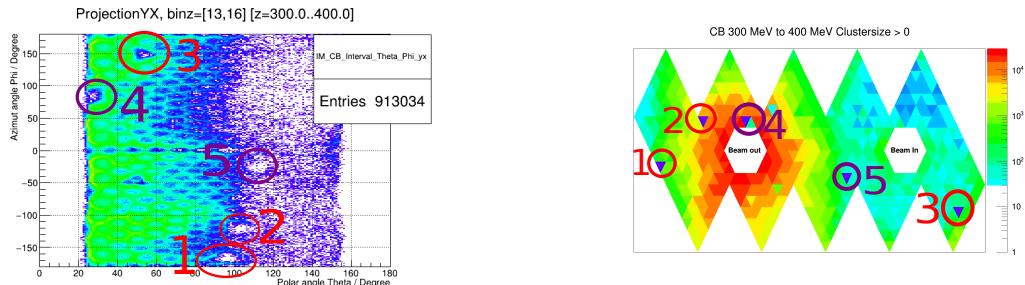


Abbildung 5.4.: Es wurden die gleichen Kristalle, wie in der vorherigen Abb. markiert, allerdings ist die Photonenenergie hier von 300 MeV bis 400 MeV.

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 π^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 Clustersize größer als drei sein muss, das heißt, jedes detektierte Teilchen muss mindestens drei Detektoren auslösen, detektieren die Nachbarn der drei Dead-Crystals immer noch zu viele Events.

5. Weitere Beobachtungen

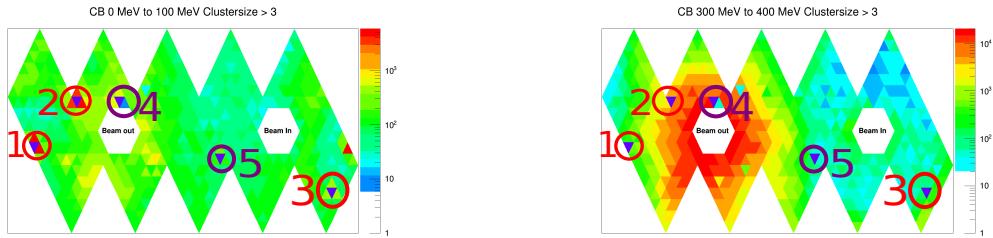


Abbildung 5.5.: Daten aus der Strahlzeit. Makiert sind die bereits bekannten Dead-Crystals. Allerdings gibt es hier die Bedingung, dass mindestens 4 Detektoren bei einem Events ausgelöst werden müssen.

5.1.2. Vermutung für weitere Dead-Crystals

Wie in Kapitel 5.1.1 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 5.6 zu sehen.

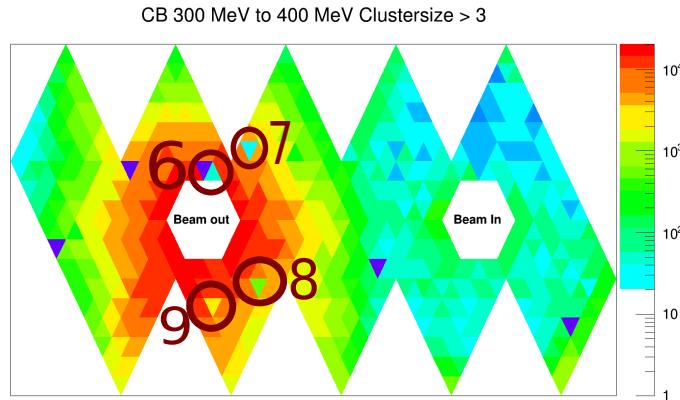


Abbildung 5.6.: Daten aus der Strahlzeit. Makiert sind vermutete Dead-Crystals, die als solche noch nicht markiert wurden

Hier sind vier weitere Detektoren zu sehen, die im Vergleich zu ihren Nachbardetektoren weniger Events registriert haben, als man erwarten würde. Der durch die Nummer sechs markierte Kristall liegt direkt neben dem bereits als nicht funktionierenden Kristall markierten Kristall (Nummer in Abb. 4 / Elementnummer 677).

Um nun leichter zu entscheiden, ob es sich bei den Kristallen wirklich um Tote handelt, wird wieder eine Tabelle erstellt.

In Tabelle 5.2 die Detektoren rot aufgetragen, die vermutlich ebenfalls nicht wie gewünscht funktionieren. Ihre jeweiligen Nachbarn sind schwarz geschrieben darge-

5. Weitere Beobachtungen

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 5.2.: Tabellen mit weiteren vermutlichen Dead-Crystals (Rot markiert). Auch eingetragen sind die Anzahl der Events in den Detektoren. Schwarz geschrieben sind die Nachbarn der Detektoren.

stellt. Die Vermutung, dass diese Detektoren defekt sind, entstand 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 5.1.1 bereits beschrieben, ein bekannter toter Kristall ist und damit ausgeschalten ist. Der Kristall 678 registriert allerdings nur 48 Events, während einer seiner Nachbar, welche nicht als Hot-Crystal identifiziert wurde, über 10000 Events detektiert. Bei einer so großen Abweichung muss man davon ausgehen, dass Kristall 678 nicht richtig funktioniert.

Ähnlich ist es auch bei den anderen Vermutungen. Zwar ist der Unterschied hier nicht so groß, allerdings ist er immer noch sehr deutlich, sodass man diese Kristalle auch genauer untersuchen sollte.

5. Weitere Beobachtungen

5.2. ϕ -Verteilung im Crystal-Ball

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

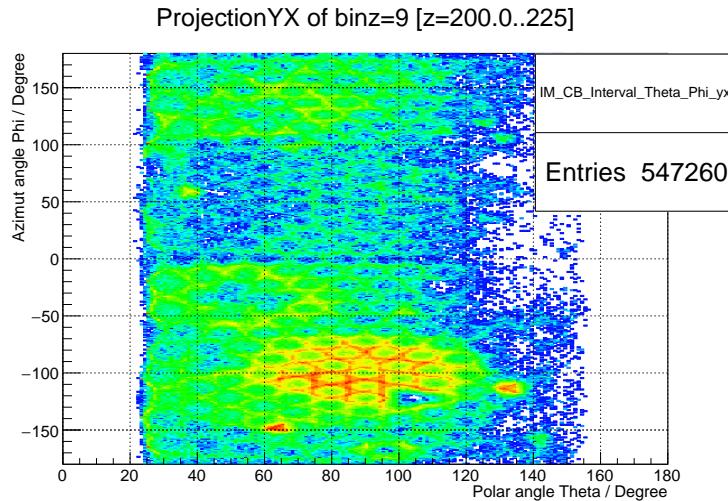


Abbildung 5.7.: Verteilung der Photonen im Crystal-Ball

Zu sehen ist diese Verteilung in Abbildung 5.7. Eigentlich würde man erwarten, dass sich die Photonen unabhängig vom ϕ -Winkel im Raum verteilen. Das liegt daran, dass der eingehende Photonensstrahl in z-Richtung verläuft, und damit werden alle anschließend entstehenden Teilchen in z-Richtung geboostet. Folglich sind sie unabhängig von ϕ . Allerdings sieht man in dieser Abbildung, dass die meisten Teilchen in der unteren Hälfte des Crystal-Balls bei einem ϕ Winkel von ca. -100° detektiert werden.

Als Ursache für diese Verteilung werden die Neutronen vermutet, die durch hochenergetische Elektronen im Beam-Dump ausgelöst werden.

Auch hierfür muss die genaue Ursache noch herausgefunden werden.

6. 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_{π^0} die Energie und \vec{p}_{π^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 π^0 im Zentrum des Targets zerfällt. Siehe dazu Kapitel 4.2.3.

A. Anhang

A.2. Abbildungen

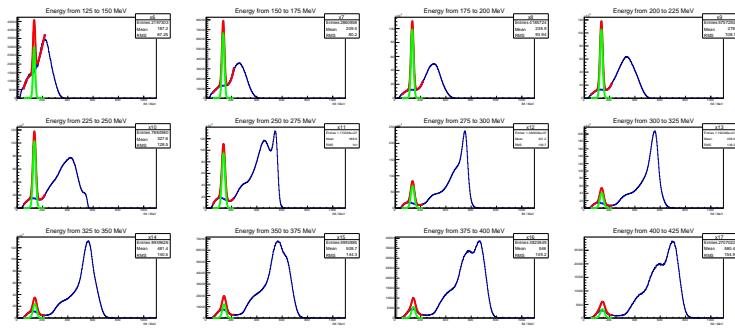


Abbildung A.1.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln.

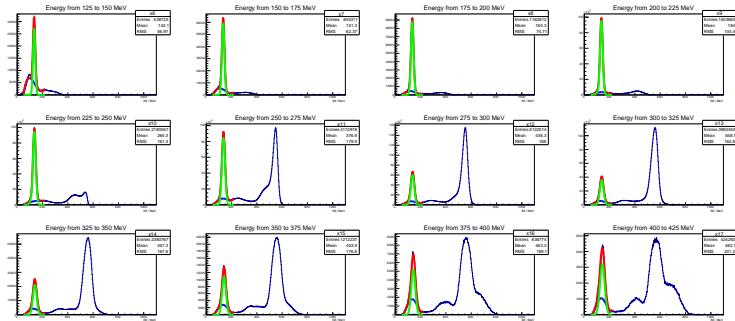


Abbildung A.2.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind.

A.3. Abbildungsverzeichnis

A.4. Tabellenverzeichnis

A. Anhang

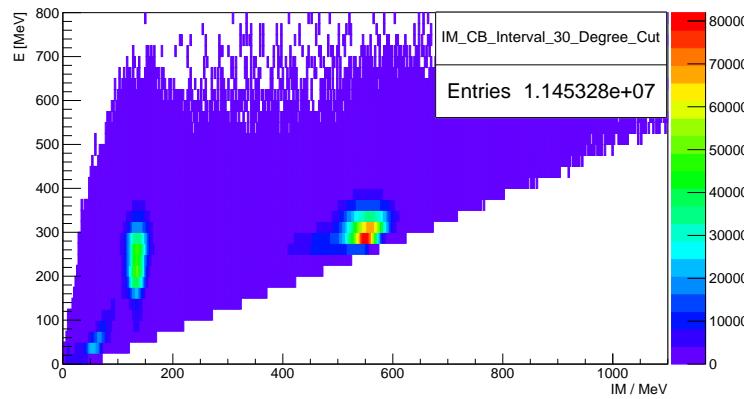


Abbildung A.3.: Das Histogramm das gefüllt wurde mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen ähneln muss und dass die Detektoren am Rand vernachlässigt wurden.

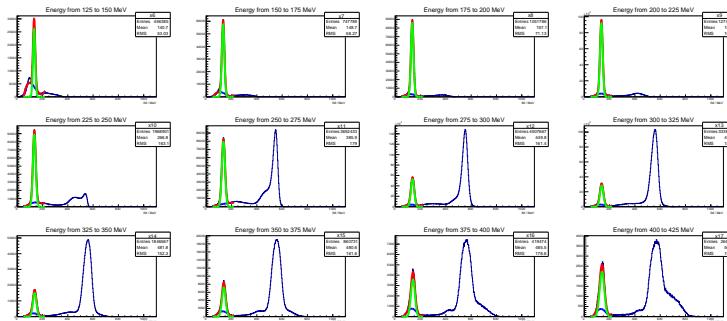


Abbildung A.4.: Alle Fits der Energieintervalle mit den Bedingungen, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind. Außerdem wurden die Detektoren am Rand vernachlässigt.

A. Anhang

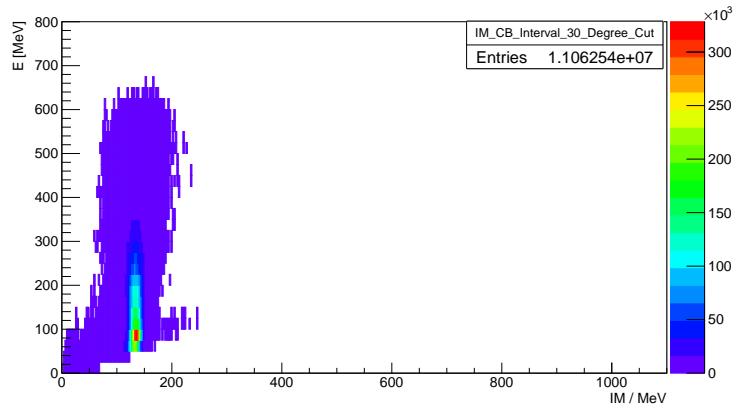


Abbildung A.5.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein, außerdem wurden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

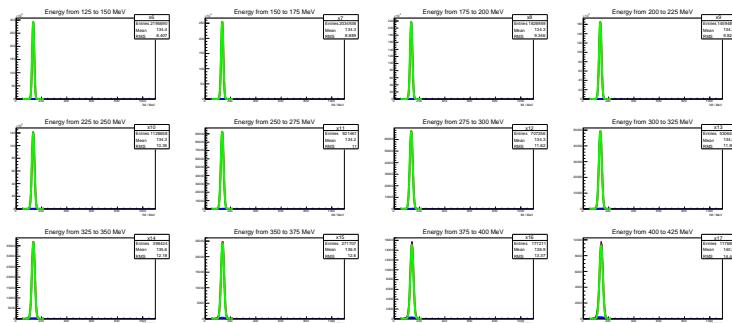


Abbildung A.6.: Alle Fits zu den Simulierten Daten mit der Bedingung, dass die Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen.

A. Anhang

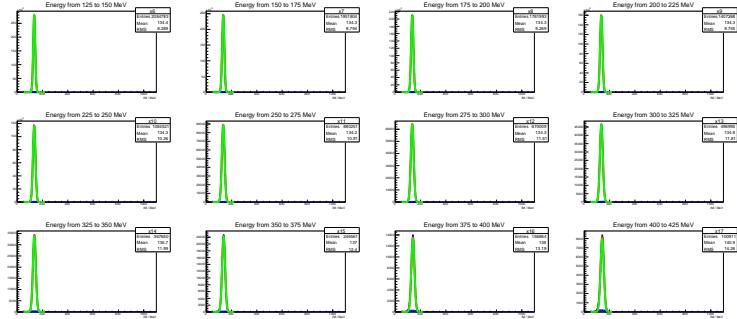


Abbildung A.7.: Alle Fits zu den Simulierten Daten mit der Bedingung, dass die Photonen eine ähnliche Energie besitzen müssen. Außerdem werden die Detektoren am Rand berücksichtigt.

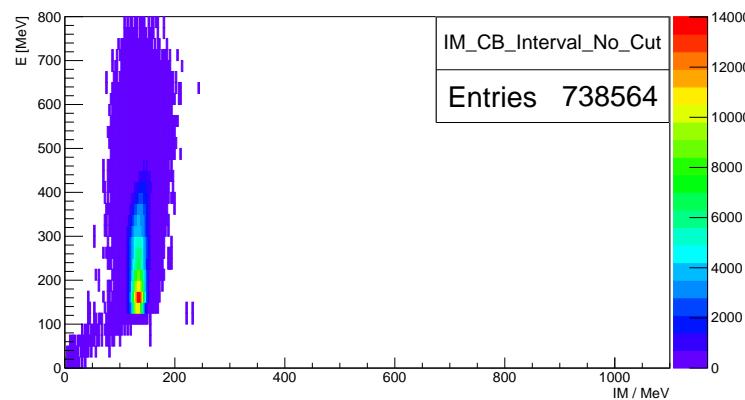


Abbildung A.8.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind Isotrop im Ursprung zerfallen und erhielten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein.

A. Anhang

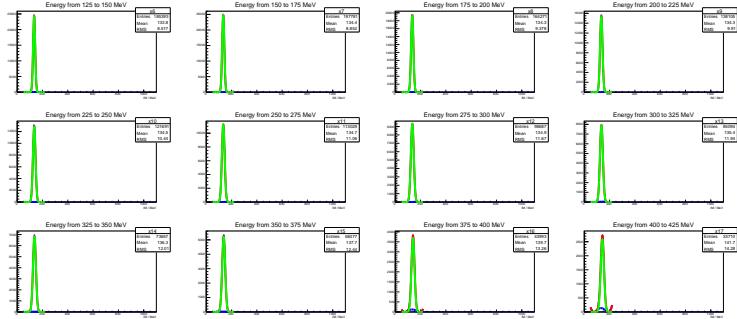


Abbildung A.9.: Alle Fits mit der Bedingung, dass das π^0 im Ursprung zerfällt, und in eine zufällige Richtung geboostet wird.

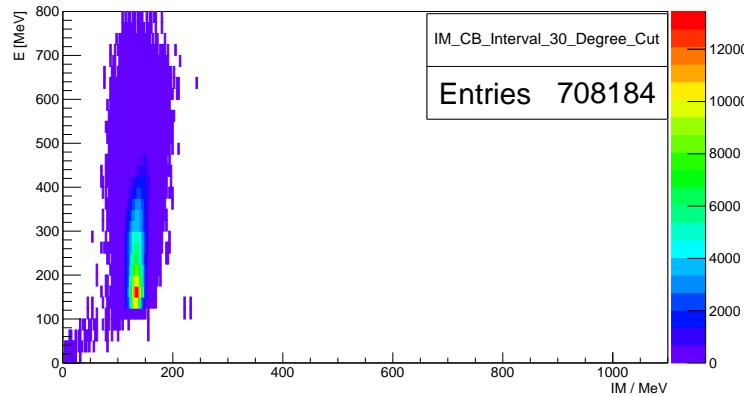


Abbildung A.10.: Zweidimensionales Histogramm mit Simulierten Daten. Die Pionen sind Isotrop im Ursprung zerfallen und erhielten einen Boost in eine zufällig bestimmte Richtung. Die Energie der detektierten Photonen musste ähnlich sein, außerdem wurden die Detektoren am Rand nicht berücksichtigt.

A. Anhang

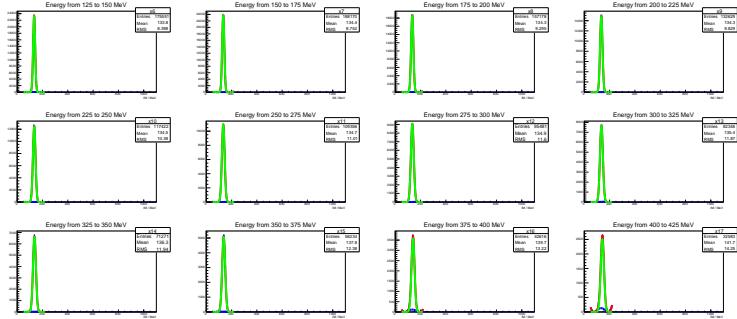


Abbildung A.11.: Alle Fits mit der Bedingung, dass das π^0 im Ursprung zerfällt, und in eine zufällige Richtung geboostet wird. Die Detektoren am Rand wurden nicht berücksichtigt.

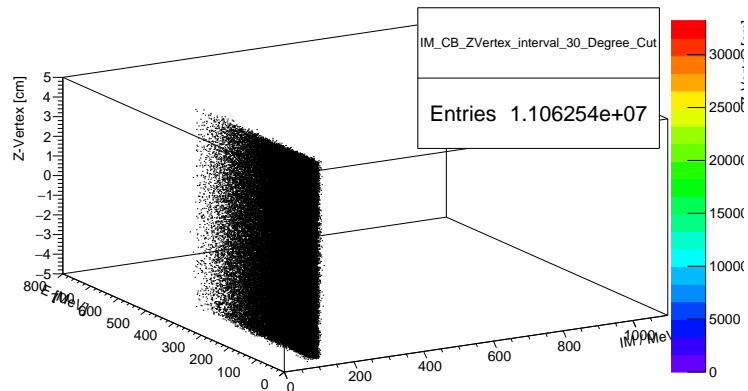


Abbildung A.12.: Darstellung der Abhängigkeit der errechneten π^0 -Masse (x-Achse) von der Energie der detektierten Photonen (y-Achse) und dem Ort an dem das π^0 im Target zerfallen ist (z-Achse). Leider war es nicht möglich dieses Histogramm besser dazustellen.

A. Anhang

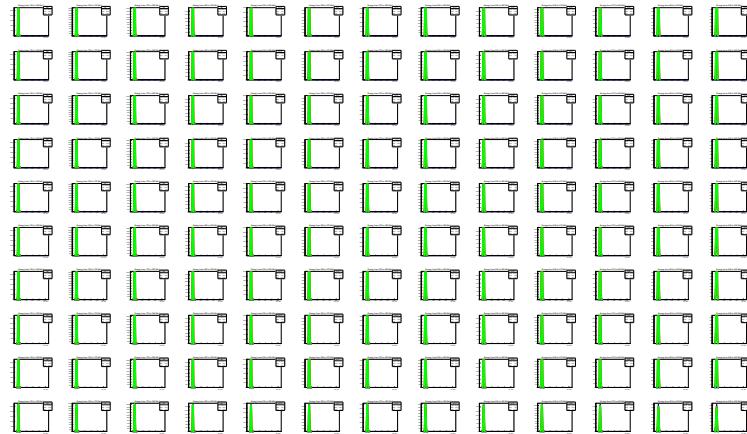


Abbildung A.13.: Alle Fits für die Betrachtung der Z-Vertex Abhängigkeit. In jeder Zeile ist ein einzelnes Z-Vertex-Intervall aufgetragen. Die Detektoren am Rand wurden berücksichtigt

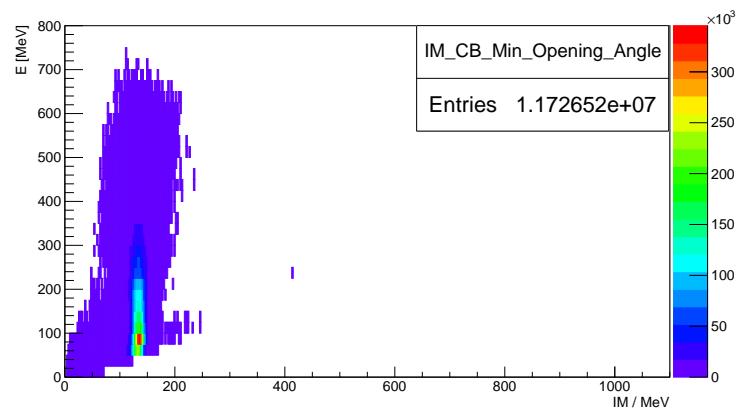


Abbildung A.14.: Histogramm mit der Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den beiden detektierten Photonen mindestens 30° beträgt.

A. Anhang

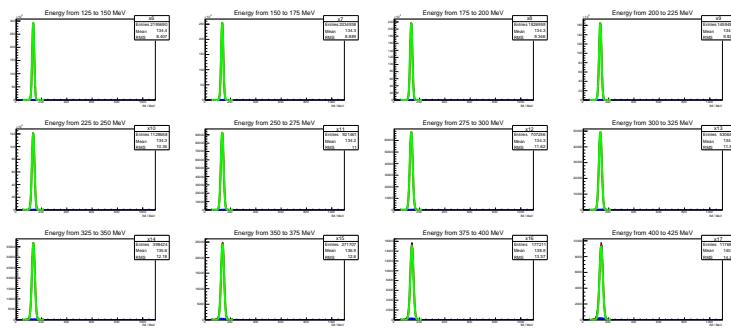


Abbildung A.15.: Alle Fits für die Bedingung, dass der Öffnungswinkel zwischen den detektierten Teilchen mindestens 30° beträgt.

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 α 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*
- [Ca10] Dissertatoin von Luigi Capozza, 2010 *Untergrundstudien zur Messung der Strangeness-Vektorformfaktoren des Protons durch paritätsverletzende Elektronenstreuung unter Rückwärtswinkeln*
- [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, (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=, (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 (Stand: 27.03.2017)

Literaturverzeichnis

[Ce17] Hilfeseite für Zufallsgeneratoren in Root <https://root.cern.ch/doc/master/classTRandom.html#a2007ae15ce828266aecb783ed3410e8b>
(Stand: 11.04.2017)