Systematische Studien zur π^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

Everything in this world is magic, except to the magician.

Anthony Hopkins

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

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

1.1. Motivaton

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 untersuchte 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 bestand aus 672 Natriumiodid Kristallen, die als Detektoren dienten und deckte ca. 94% des Raumwinkels ab. Er hatte zwei Bereiche ohne Detektor die für den Strahlenein und -ausgang vorheriger Experimente dienten.
Um die Detektoren nun zu kalibrieren, betrachtete man folgende Prozesse:

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \tag{1.1}$$

Bei diesem Prozess absorbiert ein Proton p ein hochenergetischen Photon γ. Dabei wird ein π^0-Meson erzeugt.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \tag{1.2}$$

Das π^0-Meson zerfällt direkt zu 98,8% in zwei Photonen und zu ca. 1,2% in $e^+e^-\gamma$. Andere Modi können vernachlässigt werden, da sie nur Wahrscheinlichkeiten von unter 10^{-5}% aufweisen. Im Crystal-Ball wurde, sowohl die Energie der Photonen, als auch ihr Auftreffort bestimmt, woraus sich die invariante Masse des π^0 berechnen lies. Laut Literatur beträgt diese Masse 135 MeV [PDG16], folglich wurden die Detektoren so eingestellt, dass sich der errechnete π^0-Peak bei dieser Masse befand.
Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit lag bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit des Crystal-Ball-Detektors. Es wurde untersucht wie sich die Kalibrierung des Detektors für verschiedene Energien verhält und es wurde nach der Ursache für diese Abweichungen gesucht.

1.2. Gliederung

2. Experimenteller Aufbau am MAMI

Der Mainzer Mikrotron (MAMI) war zur Zeit meiner Bachelorarbeit ein mehrstufiger Rennbahn-Teilchenbeschleuniger (RTM[1]) für Elektronenstrahlen und stand verschiedenen Arbeitsgruppen für Experimente zur Verfügung. Die Anlage befand sich auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik (KPh) der Johannes Gutenberg-Universität und bestand aus mehreren Hallen.
Die A2-Kollaboration untersuchte vor allem die Struktur von Nukleonen mit Hilfe von reellen Photonen, welche durch Bremsstrahlung des MAMI-Elektronenstrahls erzeugt wurden. Die Photonenenergie konnte durch eine Photonenmarkierungsanlage (Tagger[2]) bestimmt werden. Nach der Reaktion mit dem Target wurden 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 Elektronenenergie von 14 MeV erreicht werden konnte. Im Laufe der Jahre wurde das MAMI um zwei weitere RTMs und einem HDSM[3] erweitert, wodurch eine Elektronenenergie von 1,6 GeV erreicht werden konnte.[KPh11G]

Um unpolarisierte Elektronen zu erzeugen, wurde eine Glühkathode auf 1000°C erhitzt. Dadurch konnten Elektronen den Heizdraht, aufgrund ihrer thermischen Bewegung, verlassen. Diese Elektronen wurden dann durch ein elektrisches Feld, welches durch die heiße Kathode und einer Anode, erzeugt wurde, zur Anode beschleunigt und traten dann durch ein Loch in der Anode aus und wurden 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 machte es zu einem Dauerstrich-Elektronen-Beschleuniger. Das heißt die Frequenz, mit der die Elektronen-Pakete auftraten, war größer, als die Frequenz, mit der die Detektoren einzelne Events auflösen konnten und somit wirkte der Strahl für die Detektoren kontinuierlich. Am MAMI war es auch möglich einen spinpolarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen, dazu wurde ein GaAs Kristall mit polarisiertem Laserlicht bestrahlt.
Für die Experimente der A2-Kollaboration war ein unpolarisierter Strahl allerdings ausreichend.

[1] Race-Track-Microtron
[2] to tag = markieren
[3] Harmonic Double Sided Microtron

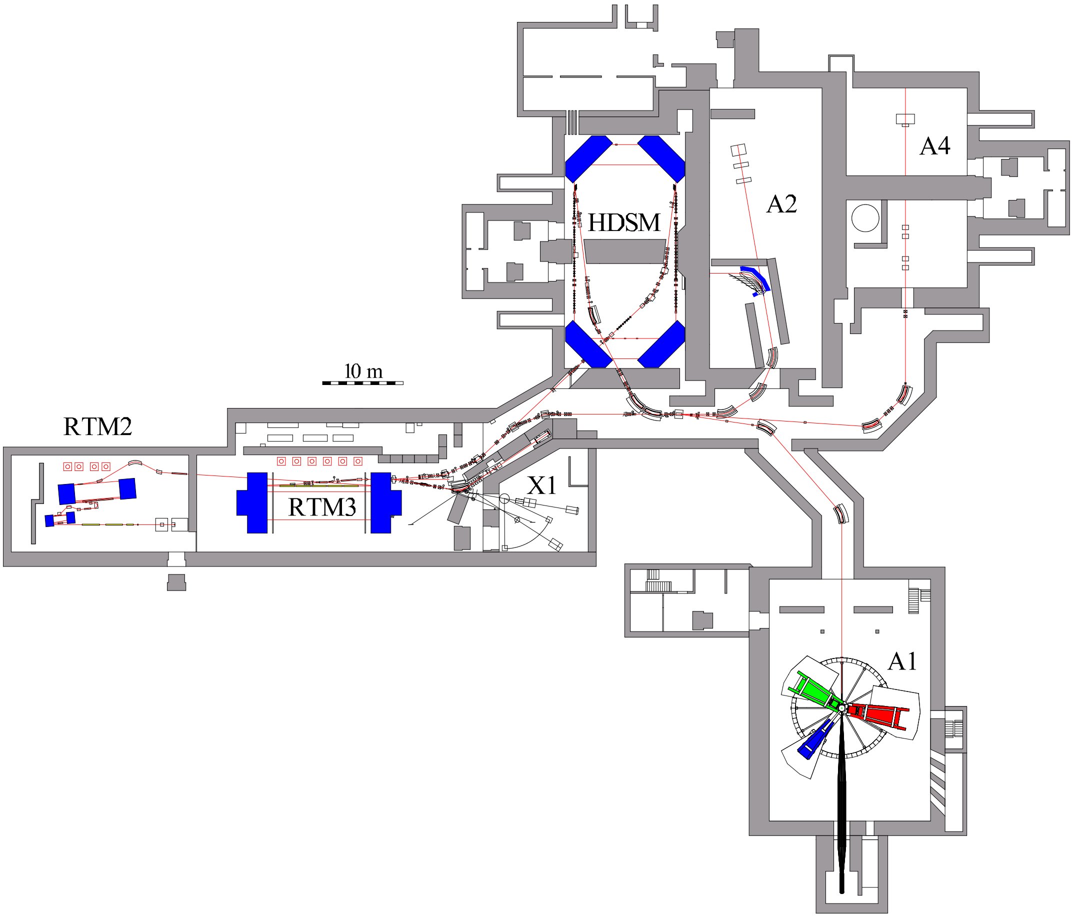

Abbildung 2.1.: Grundriss der Beschleunigeranlage MAMI. Zu sehen sind die drei RTMs, der HDSM der Tagger und die verschiedenen Experimentierhallen: A1 (Elektronenstreuung), A2 (Strukturanalyse von Nukleonen), A4 (Paritätsverletzung) und X1 (Röntgenstrahlung). [KPh07]

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 wurden sie nachdem sie beschleunigt wurden, durch zwei 180° Dipole so umgeleitet, dass sie wieder am Anfang des Beschleunigerabschnitts waren und diese Bahn abermals durchlaufen konnten. Nun besaßen die Elektronen mehr Energie und wurden in einer Bahn mit größerem Radius durch die Dipole geleitet bis die gewünschte Energie erreicht wurde und der Strahl in den nächsten Abschnitt umgeleitet wurde. Die Struktur eines RTM erinnerte 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-

dingung zu erfüllen, muss die Länge der ersten vollständigen Bahn ein ganzzahliges Vielaches 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 gaben ebenfalls die Grenzen für den maximal möglichen Energiegewinn jeder Stufe an.
Wie bereits erwähnt besaß MAMI drei dieser RTMs. Die erste Stufe MAMI A bestand aus zwei RTMs mit 18 bzw. 51 Umläufen. Die zweite Stufe MAMI B bestand aus dem, zu diesem Zeitpunkt, größten RTM der Welt mit 90 Umläufen und Dipolen mit einer Breite von jeweils 5 m, wodurch sie 450 t schwer waren. Damit waren auch die technischen Grenzen erreicht.[KPh11F]

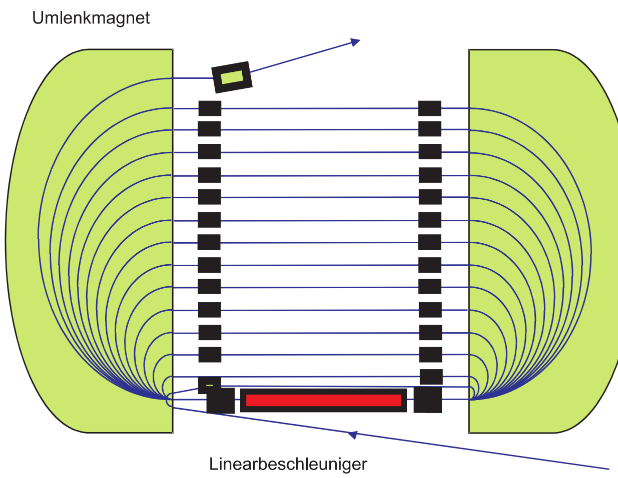

Abbildung 2.2.: Prinzip eines RTM: Der Elektronenstrahl wird immer wieder durch den Linearbeschleuniger geschickt, bis die gewünschte Energie erreicht wurde und der Strahl mittels eines sogenannten Kicker-Magnet zum nächstem Abschnitt weiter geleitet wird.[KPh07]

Damit dennoch höhere Energien erreicht werden konnten, war ein neues Konzept erforderlich. MAMI C war folglich kein RTM mehr, sondern ein HDSM. Das heißt, es bestand aus vier 90° Dipolen, welche jeweils 250 t schwer waren und einem zusätzlichen Linearbeschleuniger. Für dieses HDSM wurde der erste Linearbeschleuniger der Welt entwickelt, der mit einer Fequenz von 4,9 GHz laufen konnte, betrieben wurde er allerdings, wie die beiden voherigen RTMs mit einer Frequenz von 2,45 GHz.
Am Ende der Beschleunigung hatte der Elektronenstrahl eine Energie von ca. 1,6 GeV, diese konnte in Schritten von etwa 15 MeV eingestellt werden und sein Durchmesser lag im Mikrometerbereich, was sehr gute Voraussetzungen für Präzisionsexperimente waren.[KPh07].

	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 wurde schließlich der reelle Photonenstrahl mittels Bremsstrahlung erzeugt. Dazu traf der MAMI-Elektronenstrahl auf einen Radiator, typischerweise ein dünnes Metall oder ein Diamant mit einer Dicke von 10 bis 100 μm. Die Elektronen werden anschließend im Coloumbfeld eines Kerns des Radiators beschleunigt und können dann, aufgrund der Impulserhaltung ein Photon in Vorwärtsrichtung ausstrahlen.

$$e^- + N \rightarrow N + e^- + \gamma \tag{2.1}$$

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

$$E_\gamma = E_e - E_{e^-} \tag{2.2}$$

Dabei war E_e die Energie des Elektronenstrahls und E_{e^-} die Energie der gestreuten Elektronen, welche durch den Glasgow-Mainz-Tagger (siehe Abbilding 2.3) bestimmt wurde. Dieser war ein impulsselektierendes, magnetisches Spektrometer, in dem ein magnetisches Feld angelegt war, welches die Elektronen auf Fokalebene lenkte, hinter der sich die Tagger-Elektronenleiter befand. Dadurch wurde zusätzlich der Elektronenstrahl von dem Photonenstrahl getrennt. Dieses Magnetfeld war zusätzlich so eingestellt, dass Elektronen, welche keine Energie durch Bremsstrahlung verloren haben, direkt in den Strahlenfang abgelenkt wurden. Die restlichen Elektronen wurden je nach Impuls auf einen anderen Abschnitt der Tagger-Leiter fokusiert.
Diese Tagger-Elektronenleiter bestand aus 353 Szintillatoren, welche sich jeweils zur Hälfte überlappten. Dadurch ergaben sich 352 Kanäle mit einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 2$ MeV bzw. 4 MeV bei einer Strahlenenergie von $E_e = 800$ MeV bzw. 1,6 GeV. Folglich ließ sich der Impuls durch Kenntnis des Auftrefforts des Elektron 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 war, konnte die Energie der Photonen mit Gleichung 2.2 errechnet werden.

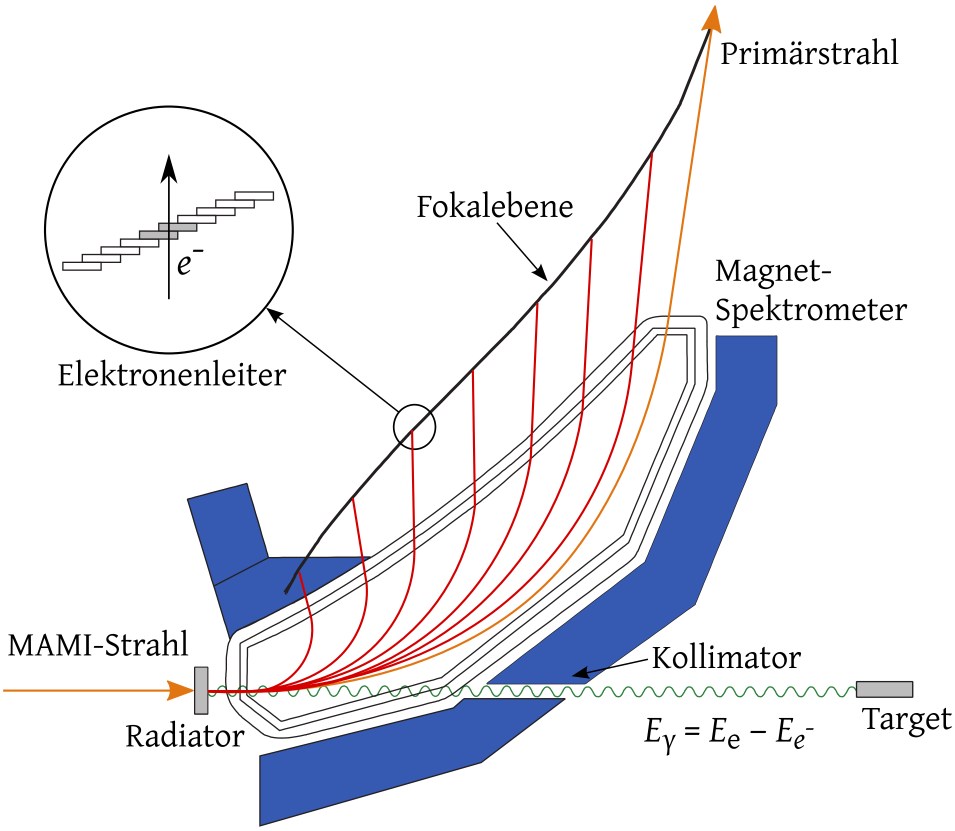

Abbildung 2.3.: Der Glasgow-Mainz-Tagger: Am Radiator entstanden durch Bremsstrahlung Photonen, welche den Kollimator passierten und auf das Target trafen. Die Elektronen wurden durch den Dipol auf den Elektronenleiter angelenkt, wodurch sich ihre Energie bestimmen ließ[Un08]

2.3. Das Detektorsystem

Nach seiner Erzeugung traf der Photonenstrahl auf ein ca. 10 cm langes Flüssig-Wasserstoff-Target, welches sich im Zentrum des Crystal-Balls (CB) befand. Die erzeugten und gestreuten Teilchen konnten dann durch ein System von Detektoren bestehend aus dem Crystal-Ball Detektor, einem Teilchenidentifikationsdetektor (PID[4]), zwei Vieldrahtproportionalkammern (MWPC[5]) und einem Photonenspektrometer (TAPS[6]) nachgewiesen werden. Der PID und die MWPC waren im Inneren des CB angebracht. Der TAPS wurde am Ausgang des CB platziert, um einen fast vollständig abgedeckten Raumwinkel zu erreichen.

[4] Particle Ideticication Detector
[5] Multi-Wire Proportional Chamber
[6] Two Arm Photon Spectrometer

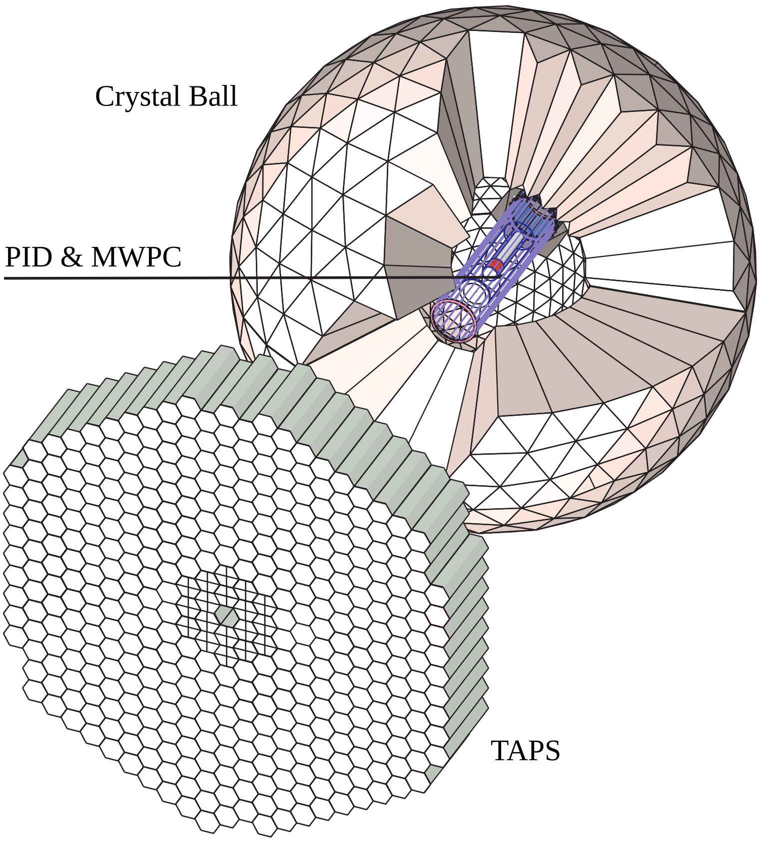

Abbildung 2.4.: Anordnung des Detektorsystems: Im Zentrum des sphärischen Kalorimeters (CB) befanden sich der Detektor zur Teilchenidentifikation (PID) und zwei zur Bestimmung der Teilchen-Trajektorie (MWPC). Die TAPS-Wand befand sich am Ausgang des CB und sorgte dafür, dass der CB einen Raumwinkel von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

2.3.1. Der Crystal-Ball-Detektor

Ursprünglich wurde der Crystal-Ball Detektor Anfang der 70er Jahre am SPEAR[7] zur Entdeckung des J/Ψ-Mesons entwickelt. Später wurde mit seiner Hilfe das Bottom-Quark am DESY[8] und Baryonenresonanzen am BNL[9] untersucht. Seit November 2002 stand der Crystal-Ball Detektor der A2-Kollaboration am MAMI für Experimente mit reellen Photonen zur Verfügung.
Der Crystal-Ball war ein Kalorimeter bestehend aus 672 Natriumiodid (NaI) Szintillatoren, welche so angeordnet waren, dass 93,3% des Raumwinkels abgedeckt werden konnte. Die Geometrie basierte auf der Form eines Ikosaeders, ein Würfel bestehend

[7] Stanford Positron Electron Asymmetric Ring
[8] Deutsches Elektronen-Synchrotron
[9] Brookhaven National Laboratory

aus 20 gleichgroßen gleichseitigen Dreiecken. Jedes dieser Dreiecke war weiter aufgeteilt in vier kleinere gleichseitige Dreiecke, welche wiederum jeweils in neun gleichseitige Dreiecke unterteilt waren. Somit ergaben sich 720 gleichseitige Flächen. Aufgrund der hohen Anzahl der Flächen erinnerte 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. Die Detektoren bestanden aus NaI-Szintillatorkristallen und waren ca. 40 cm ($\sim$15,7 Strahlungslängen) lang, hatten 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 deckte etwa 0,14 % des Raumwinkels ab und wurde durch einen eigenen Photoelektronenvervielfacher (PMT[10]) ausgelesen.

2.3.2. TAPS, PID & MWPC

Der PID hatte eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 116,5 mm und bestand aus 24 einzelnen Szintillatoren, welche jeweils 500 mm lang, 15,3 mm breit und 4 mm dick waren. Da die Szintillatoren nur eine geringe Dicke aufwiesen, verloren Photonen beim durchfliegen weniger als 1% ihrer Energie. Geladene Teilchen auf der anderen Seite erfuhren einen Energieverlust ΔE. Ihre restliche Energie wurde im Crystal-Ball abgegeben. Folglich konnte der PID zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen unterscheiden.
Außerhalb des PIDs waren die MWPCs angebracht. Dabei handelte es sich um zwei, aus Anodendrähten aufgebauten, Ioniastionskammern in Form von Zylindern. Die Anodendrähte waren parallel zur Strahlenachse ausgerichtet und befanden sich zwischen zwei Lagen von spiralförmigen Kathodenstreifen.
Da die A2-Kollaboraions Experimente mit einem Fixed-Target untersucht und der Crystal-Ball zwei *Löcher* für einen Strahleneingang und -ausgang besaß, wurde die TAPS-Wand entwickelt. Diese deckte einen Polarwinkel zur Strahlenachse von 1,2° bis 20° ab. Sie wurde etwa 1,5 m vom Mittelpunkt des CB entfernt positioniert und bestand aus 72 $PbWO_4$ und 366 BaF_2 Szintillatorkristallen.
Somit konnte mit diesem Detektorsystem ein Raumwinkel von fast 97% abgedeckt werden.

[10]PhotoMultiplier-Tube

3. Studien zur Kalibrierung des Crystal-Ball

Zerfällt ein π^0, so werden nach Reaktion 1.2 zwei Photonen frei. Diese Photonen wurden durch den Crystal-Ball Detektor nachgewiesen. Dabei wurde 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 wurde ANT[1] benutzt. Mit diesem Programm konnten auch alle gewünschten Bedingungen eingestellt werden.

3.1. Reelle Daten

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 Kalibirierung 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.

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

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 3.2.4. Die Herleitung der Gleichung 3.1 befindet sich im Anhang A.1.

[1] Analysis Toolkit

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.

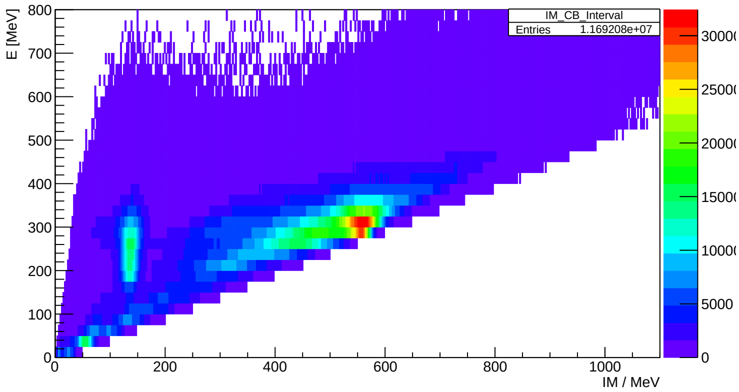

Abbildung 3.1.: 2-D Histogramm: Auf der x-Achse ist die errechnete invariante Masse aufgetragen, die y-Achse ist in 25 MeV Intervalle aufgeteilt. Es wurden nur dann die Invariante Masse errechnet, wenn die Energiedifferenz der beiden Photonen kleiner als 25 MeV war.

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 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.
Zum Fitten wurde zunänchst 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.

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

Dabei war N der Normierungsfaktor, $\bar{x}$ der Erwartungswert und σ die Standardabweichung der Gaußfunktion. Der Parameter α 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 angewand wurde.

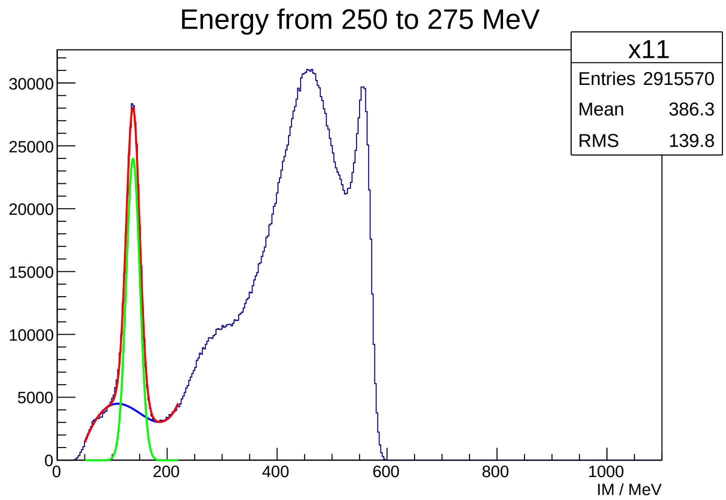

Abbildung 3.2.: Beispiel eines Fits. Es handelt sich dabei um das Energieintervall von 250 MeV bis 275 MeV mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen im gleichem Intervall befanden. Zu erkennen ist der Untergrundfit (Blau), der Crystal-Ball-Fit (Grün) und die Addition der beiden Fits (Rot). 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 angewand (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 η-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 π^0, allerdings war es auch interresant 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, wenn ja, dann handelte es sich nicht um Photonen und sie wurden nicht in das Histogramm eingefügt.

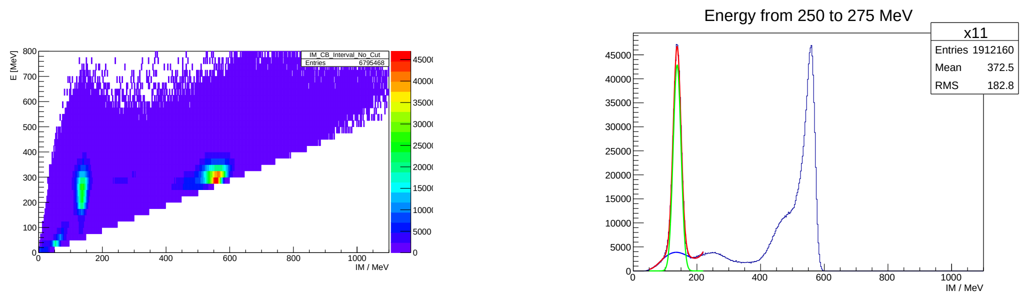

Abbildung 3.3.: Links ist das 2-D Histogramm zu sehen, für welches überprüft wurde, ob die gemessenen Teilchen ungelafen waren. Rechts ist ein Beispielfit aus diesem Historgramm mit der Crystal-Ball-Funktion zu sehen. Sowohl der π^0, als auch der η-Peak sind deutlich ausgeprägter.

Bereits an diesem neuem Histogramm war zu erkennen, dass die Störung durch den Untergrund stark reduziert wurde, was einen besseren Fit für sowohl das π^0 als auch das η ermöglichte.
Nun wurde auch über dieses Histogramm für das π^0 von 125 MeV bis 425 MeV gefittet. Aus diesen Fitdaten konnte dann die Position des π^0 bestimmt werden.

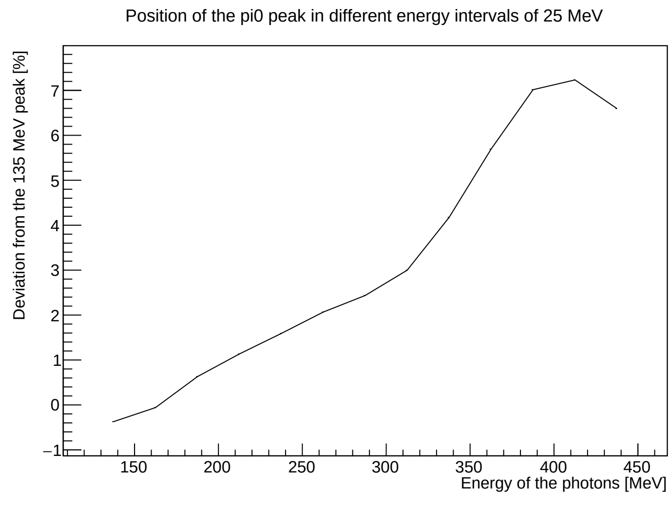

Abbildung 3.4.: Die errechnete Position des π^0 Peaks wurde gegen die Energie der Photonen aufgetragen. Es galt die Bedingung, dass die gemessenen Teilchen ungeladen sein mussten und dass die Energie der Photonen sich ähneln sollte.

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 π^0 Peaks für hohe Energien.
Für eine Photonenenergie von ca. 150 MeV lag fast keine Abweichung vor. Diese Abweichung nahm allerdings im Intervall von 150 MeV bis 325 MeV konstant mit einer '*Steigung*' von 1% pro 50 MeV Photonenenergie zu. Ab 325 MeV nah, diese '*Steigung*' zu und betrug im Intervall von 325 MeV bis 375 MeV ca. 2% pro 50 MeV Photonenenergie. Schließlich flachte die Abweichung ab 375 MeV ab, und wurde sogar etwas kleiner. Die größte Abweichung lag mit über 7% bei einer Photonenenergie von etwa 400 MeV vor.
So fällt auf, dass die Abweichung der errechneten invarianten Masse des π^0 fast ausschließlich größer, als die tatsächliche Masse ist.
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.

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° 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°. 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 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 Photonenenergien unterhalb von 275 MeV nur sehr klein ist und weniger als 0,1% 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.

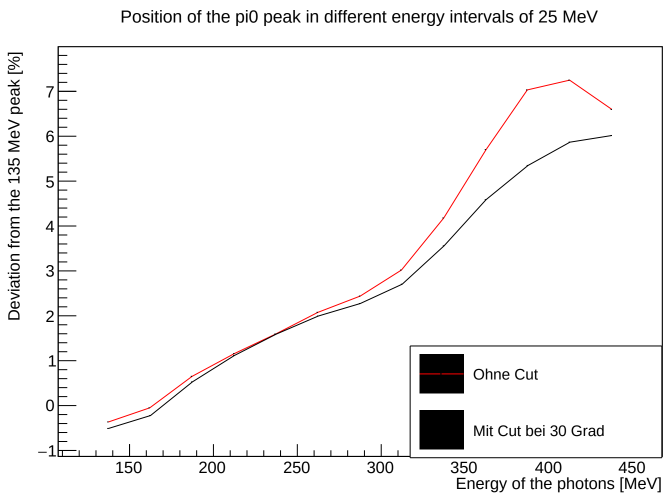

Abbildung 3.5.: Die relative Abweichung wurde in Prozent gegen die Energie der Photonen gezeichnet. Die rote Linie stellt die relative Abweichung ohne die Bedingung, dass Photonen mit einem Winkel kleiner als 30° verworfen wurden, die schwarze Linie mit der Bedingung.

Für Photonenenergien oberhalb von ca. 275 MeV ist eine deutliche Verbesserung der Abweichung zu erkennen. So betrug der Unterschied teilweise über 1%.
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 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 strärker 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 niedrieger 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.

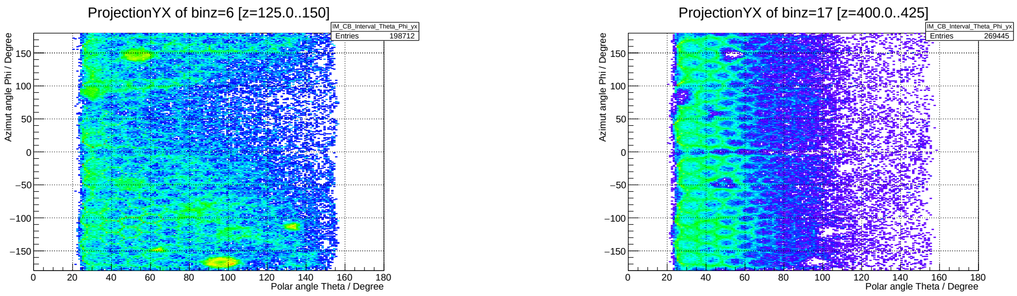

Abbildung 3.6.: Links ist die Verteilung der Photonen im Crystal-Ball mit einer Energie von 125 MeV bis 150 MeV zu sehen, rechts von 400 MeV bis 425 MeV.

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 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, sondern nur bis zu einem Prozent. Aussagen über die Detektoren am Strahleneingang konnten ebenfalls nicht getroffen werden, da im Vergleich zum Strahleneingang nur sehr selten getroffen wurde.
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.

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 real genommene Daten 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 beinhaltete 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[2], einer Simulation, welche das Durchdringen von Partikeln durch Materie zu 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. Auch von diesen mussten die meisten verworfen werden, weil Photonen entstanden, deren Energie sich nicht ähnelte. 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 π^0-Gun geschrieben, bei der die gewünschten Bedingungen bereits in Pluto für einen Filter sorgten und so mussten die Teilchen, die sowieso verworfen wären, gar nicht erst durch GEANT simuliert werden.
Da man aber trotzdem keine Informationen über die Prozesse verlieren wollte, mussten alle Schritte des folgendes Zerfalls einzeln untersucht und anschließend in die Gun eingebaut werden.

$$\gamma \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma\gamma \tag{3.3}$$

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 ausgerechnet werden.

$$\sqrt{s} = \sqrt{2E_\gamma m_p + 2m_p^2} \tag{3.4}$$

[2]Geometry And Tracking

Anschließend wurde angenommen, dass die Reaktion des Protons mit dem Photon ein π^0 aussendet. Die Richtung in der dieses π^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 π^0 zeigte und dass der Betrag der beiden Impulse gleich sein muss. Auch musste aufgrund der Energieerhaltung gelten, dass die Energie der beiden Teilchen gleich der Schwerpunktsenergie war. Es lagen also die folgende Formel vor:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + \overrightarrow{p}^2} + \sqrt{m_p^2 + \overrightarrow{p}^2} \tag{3.5}$$

Diese Gleichung konnte nach dem Impuls $|\overrightarrow{p}|$ 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 π^0 instantan in zwei Photonen zerfällt. Diese Annahme ist nicht abwägig, 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 war die Annahme berechtigt.
Um die Photonen zu erzeugen, begab man sich ins Ruhesystem des π^0. Die Richtungen, in der die Photonen ausgestrahlt wurden, wurden ebenfalls zufällig bestimmt. Anschließend verließ man das Ruhesystem, dazu erhielten die beiden Photonen den Boost des π^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 im gewünschtem Intervall eher an eine $1/x$-Verteilung erinnert. Folglich wurden in meinem Tool deutlich mehr hochenergetische Bremsstrahlphotonen erzeugt. Dies war allerdings nur nebensächlich, da ich in meinen Untersuchungen nur sicherstellen musste, das alle im Experiment auftretenden Photonen auch in meiner Simulation auftreten.
Da in vielen Schritten eine Raumrichtung oder ein Energieintervall gewürfelt werden musste und die neue Gun einer alten basierte, wurde zuerst 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 ist, da durch ihn keine gleichmäßige Verteilung, sondern '*Nadeln*' entstanden, was darauf hindeutete, dass der Generator immmer 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. Dessen Periodizität lag bei 10^{6000}. 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.
Schließlich musste noch überprüft werden, ob die Form der Verteilung der neuen π^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.

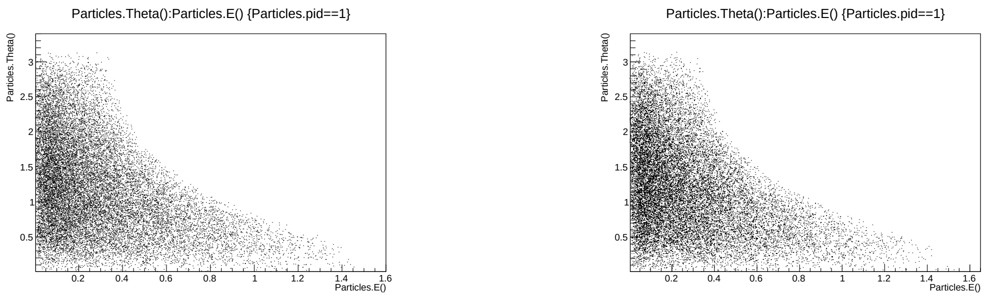

Abbildung 3.7.: Links wurde die neue und rechts die alte Gun benutzt. Aufgetragen wurde der Winkel in Radiant gegen die Energie in GeV der durch den Zerfall ausgesandten Photonen. Auch bei diesen Plots erkennt man, dass höherenergetische Photonen eher am Strahlenausgang vorliegen. Die beiden Pakete beinhalteten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

In Abbildungen 3.7 erkennt man, dass sich die Form der Verteilung stark ähneln. Also konnte angenommen werden, dass die neue π^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 und eins ohne.
Anschließend wurde über diese dann auch wieder mit der Crystal-Ball-Funktion gefittet, um die π^0 Position zu bestimmen.
Auch hier wurden die beiden Abweichungen vom π^0-Peak zum besseren Vergleich in einen einzelnen Graphen gezeichnet.

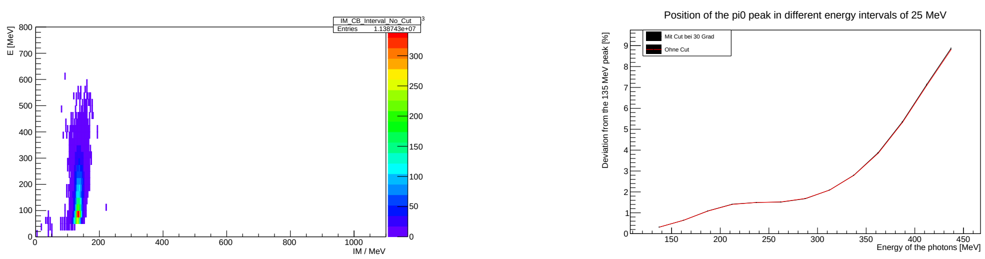

Abbildung 3.8.: Links ist als Beispiel das Histogramm aus den simulierten Daten dargestellt. Für dieses Histogramm galt die Bedingung, dass auch die Detektoren am Rand berücksichtigt wurden. Rechts sind die Abweichungen vom π^0-Peak mit und ohne Berücksichtigung der Detektoren am Rand.

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 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. Allerdings war hier der Anstieg der Abweichung im Energieintervall von 200 MeV bis 300 MeV Photonenenergie nur so gering bis nicht vorhanden. Dafür flachte die Abweichung bei den reellen Daten ab einer Photonenenergie von ungefähr 375 MeV ab, während sie bei den simulierten Daten weiter '*linear*' mit einer '*Steigung*' von ca. 3% - 4% pro 50 MeV Photonenenergie anstieg. Die maximale Abweichung wurde bei einer Energie von 425 MeV erreicht und betrug fast 9%. Damit war die Abweichung der errechneten Masse aus simulierten Daten größer, als aus reell gemessenen. 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 der reellen Daten ähnelte, konnte die Simulation benutzt werden um ihre Ursache zu bestimmen.

3.2.2. Isotroper 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 3.2.1 beschrieben gewürfelt und geboostet. Als erstes wurde überprüft, ob die durch den Zerfall ausgesandten Photonen sich auch wirklich gleichmäßig im Raum verteilten.

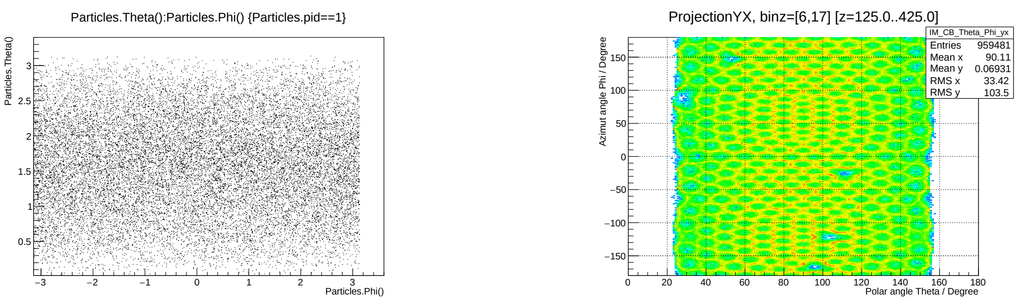

Abbildung 3.9.: Links ist die Verteilung der geboosteten π^0 im Raum zu erkennen. Die Winkel hier sind in Radiant angegeben. Rechts ist die Verteilung der detektierten Photonen im Crystal-Ball dargestellt.

In Abbildung 3.9 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.
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 Photonenenergien gefittet. Dies wurde sowohl mit, als auch ohne Berücksichtigung der Detektoren am Rand durchgeführt.

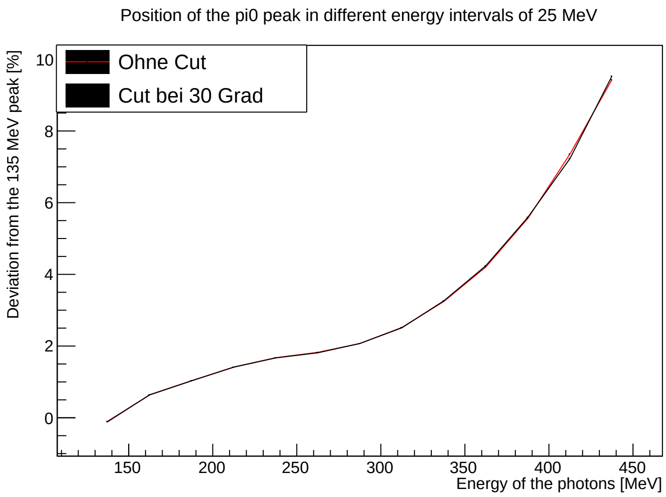

Abbildung 3.10.: Abweichung der errechneten invarianten Masse von der tatsächlichen π^0 Masse in Prozent. Bei der roten Linie wurden die Detektoren am Rand berücksichtigt, bei der schwarzen wurden sie vernachlässigt.

In der Abbildung 3.10 ist die Abweichung der errechneten invarianten Masse für verschiedene Photonenenergien aufgetragen. Die Form der Abweichung ähnelt sehr stark der aus Abbildung 3.8. Allerdings gab es hier kein Plateau im Photonenenergieintervall von ca. 200 MeV bis 300 MeV, sondern es lag hier durchgehend eine leichte '*Steigung*' von etwa 0,5% pro 50 MeV vor. Die maximale Abweichung lag bei 425 MeV und betrug etwas über 9%. 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.

3.2.3. Unterschied zwischen generierten und gemessenen Winkeln

Es gab die Vermutung, dass es einen Unterschied, zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichem Öffnungswinkel der beiden Photonen gab.
Die Detektoren des Crystal-Balls sollten alle so ausgerichtet sein, dass sie in Richtung Zentrum des Targets zeigten. Damit ist der Mittelpunkt der Kugel gemeint. 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 gemessene Teilchen zum generierten gehörte. Dazu hielt man ein generiertes Teilchen fest um bestimmte anschließend den Winkel zwischen ihm und jedem gemessenen Winkel. 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 hatte, 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.
Detektoren am Rand nicht berücksichtigen; Symmetrische Photonen?
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.
Auswertung weiter

3.2.4. Z-Vertex Abhängigkeit

Plot ist noch alt (alle Photonen); Auswertung des Plots auch
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 3.2.1 wurde gezeigt, dass das π^0 maximal 25 nm zurücklegen kann. Folglich konnte angenommen werden, dass das Pion am gleichem 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 jeden 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.
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. Diese 10 Z-Vertex Abhängigkeiten wurden anschließend in Abbildung 3.11 eingetragen.

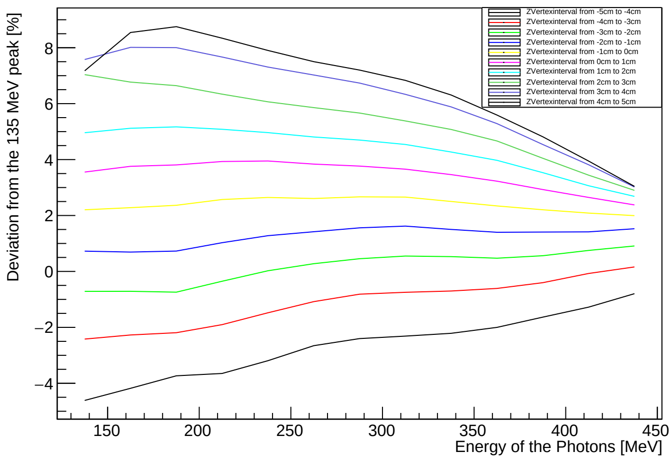

Abbildung 3.11.: Die Abweichung der π^0-Peak Position für verschiedene Intervalle des Z-Vertex gegen die Energie der gemessenen Photonen. Beachte: Die unterste Linie repräsentiert das Intervall von -5 cm bis -4 cm, das darüber von -4 cm bis -3 cm usw.

Wie zu erwarten war, ergaben verschiedene Z-Vertices unterschiedliche Abweichungen des Peaks. So war die Abweichung größer, wenn die Bedingung galt, dass das π^0 am Rand des Targets zerfällt, als wenn nur Zerfälle in der Mitte des Targets betrachtet wurden. Dies lag daran, das zur Kalibrierung des Crystal-Ball angenommen wurde, dass das Meson im Zentrum des Targets zerfällt. Das hatte zur Folge, dass der Winkel aus Gleichung 3.1 verfälscht wurde, wenn ein Zerfall außerhalb des Zentrum des Targets betrachtet wurde. Der Grund dafür war, dass beim Zerfall des π^0 die meisten hochenergetischen Photonen in Strahlrichtung entstehen[3]. Folglich hoben sich die Abweichungen im Winkel nicht mit der Statistik weg, sondern es gab eine inhomogene

[3] Siehe dazu Kapitel 3.1.2 Ende

Verteilung der Winkel.
Auch zu sehen ist, dass der Abstand der Linien für niedrige Energie, fast durchgehend, ca. 1% betrug, ausgenommen ist das Intervall von -5 cm bis -4 cm. Ebenfalls war zu erkennen, dass die einzelnen Abweichungen sich für größere Energien der ca. 2% Abweichung annäherten. Eine solche Abweichung war bereits in Kapitel 3.1 zu erkennen, dort wurde der Z-Vertex nicht in Intervalle unterteilt, sondern als ganzes betrachtet.

3.2.5. Mindestwinkel zwischen detektierten Photonen

Vermeidung von Überlagerung der Cluster

3.2.6. Betrachtung des höher energetischen Photons

Sinnvoll? Ist doch das gleiche wie alle Photonen betrachten

4. Zusammenfassung und Ausblick

A. Anhang

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

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

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

Dabei sind E_1 und E_2 die Energien und $\overrightarrow{p_1}$ und $\overrightarrow{p_2}$ die Impulse der beiden Photonen und E_{π^0} die Energie und $\overrightarrow{p_{\pi^0}}$ der Impuls des Pion.
Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gilt:

$$p^{\mu}_{\pi^0} = p^{\mu}_1 + p^{\mu}_2 \tag{A.2}$$

Diese Gleichung kann nun quadriert werden:

$$\begin{aligned} \rightarrow \underbrace{p^{\mu^2}_{\pi^0}}_{m^2_{\pi^0}} =& (p^{\mu}_1 + p^{\mu}_2)^2 \\ \rightarrow m^2_{\pi^0} =& \underbrace{p^{\mu^2}_1}_{=m^2_1} + \underbrace{p^{\mu^2}_2}_{=m^2_2} - 2p^{\mu}_1 p^{\mu}_2 \\ =& m^2_1 + m^2_2 - 2E_1E_2 + 2\overrightarrow{p_1}\overrightarrow{p_2} \\ =& m^2_1 + m^2_2 - 2E_1E_2 + 2|\overrightarrow{p_1}||\overrightarrow{p_2}|cos(\vartheta) \\ & \text{mit } \vartheta = \sphericalangle(\overrightarrow{p_1}, \overrightarrow{p_2}) \end{aligned} \tag{A.3}$$

Da man sich nur für die Photonen interessierte, konnte angenommen werden, dass es sich bei den Teilchen um Photonen handelt. Daraus folgt das $|\overrightarrow{p_1}| = E_1$ und $|\overrightarrow{p_2}| = E_2$ und $m_1 = m_2 = 0$ gilt.
Damit lässt sich die invariante Masse des Pions, welches in die beiden Photonen zerfallen ist, durch

$$\Rightarrow m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - cos(\vartheta))} \tag{A.4}$$

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 3.2.4.

A.2. Tabellen und Abbildungen

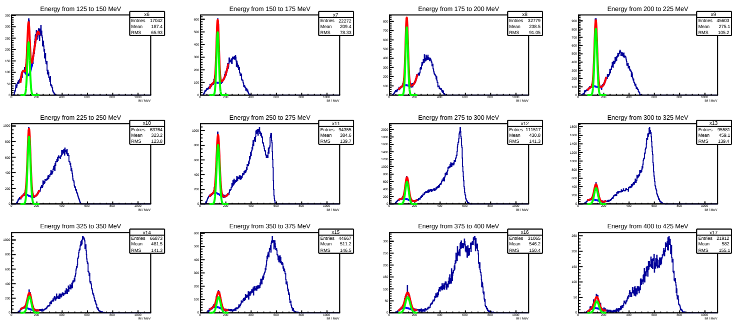

Abbildung A.1.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln.

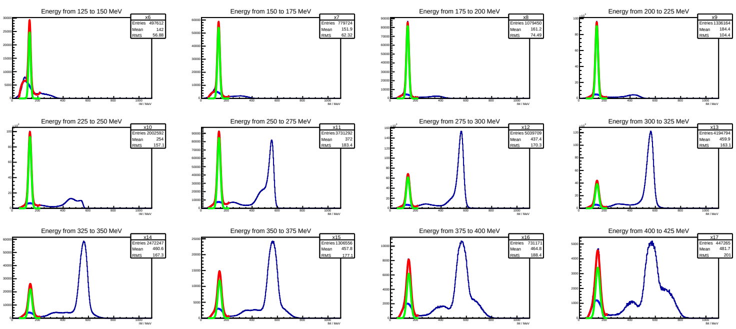

Abbildung A.2.: Alle Fits der Energieintervalle mit der Bedingung, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind.

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

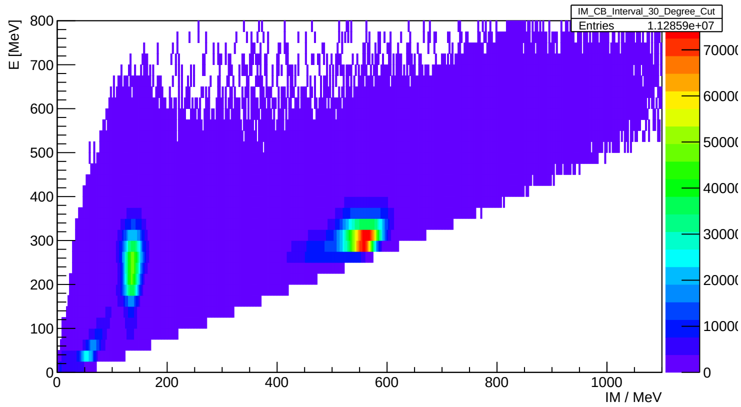

Abbildung A.3.: Das Histogramm das gefüllt wurde mit der Bedingung, dass sich die Energie der Photonen ähneln muss und dass die Detektoren am Rand vernachlässigt wurden.

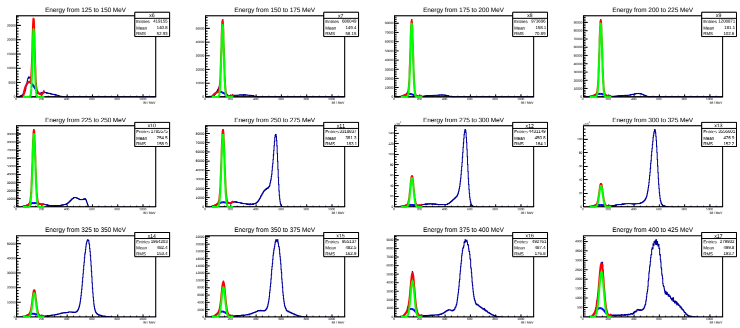

Abbildung A.4.: Alle Fits der Energieintervalle mit den Bedingungen, dass sich die Photonen sich energetisch ähneln und dass die detektierten Teilchen ungeladen sind. Außerdem wurden die Detektoren am Rand vernachlässigt.

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.

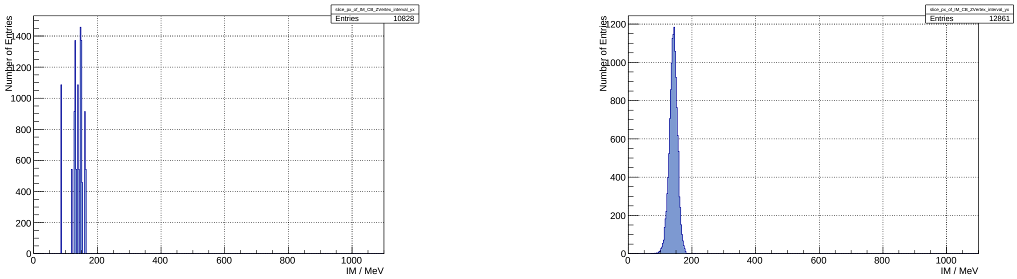

Abbildung A.5.: Beispiel für durch die Gun generierten Verteilungen. Links wurde das Paket TRandom und links TRandom3 benutzt. Man erkennt direkt eine deutliche Verbesserung der Verteilung von TRandom auf TRandom3. Es handelte sich dabei jeweils um das Histogramm für symmetrische Photonen mit einer Energie 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

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* $\eta \to 3\pi^0$ *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*

[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 Universiät 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] Einfürung 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)

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

[1] B. Freund Nummer eins, Bachelorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2012.

B. Danksagung

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