

**Messung der Strahlasymmetrie der Reaktion
 $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ und Untersuchungen zur
Linearpolarisation am BGO-OD Experiment**

Christian Tillmanns

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Februar 2018

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

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
- 2. Gutachterin: Prof. Dr. Annika Thiel

Danksagung

Ich möchte mich sowohl bei Prof. Hartmut Schmieden für die Gelegenheit dieser Bachelorarbeit als auch bei der ganzen BGO-OD Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und Unterstützung während den vier Monaten bedanken. Besonderer Dank gilt Georg Scheluchin, welcher mir mit Tipps zur Seite stand und immer einen Rat wusste.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das BGO-OD Experiment	3
2.1	Goniometertank	4
2.2	BGO-Ball	4
2.3	Vorwärtsspektrometer	4
3	Bremsstrahlung	5
3.1	Kinematik der Bremsstrahlung	5
3.2	Inkohärente Bremsstrahlung	7
3.3	Kohärente Bremsstrahlung	7
4	Strahlasymmetrie in Meson-Photoproduktion	11
5	Rekonstruktion des $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Reaktionskanals	13
5.1	Ereignis-Selektion	16
5.2	Untergrund	18
5.3	Strahlasymmetrie und Polarisation	18
5.3.1	Bestimmung der Polarisation aus der Strahlasymmetrie	21
5.3.2	Bestimmung der Strahlasymmetrie aus der Polarisation	24
6	Fazit	31
	Literaturverzeichnis	33
	Abbildungsverzeichnis	35

Einleitung

Die Physik untersucht die grundlegenden Phänomene der Natur. Dabei beschreiben Modelle die Wechselwirkungen von Materie und Energie in Raum und Zeit. Ein Gebiet der Physik ist die Teilchenphysik, welche die fundamentalsten Bausteine der Materie erforscht. Diese Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen werden im Standardmodell zusammengefasst. Dabei werden die Teilchen in Leptonen, Eichbosonen und Quarks aufgeteilt. Sowohl zu den Leptonen als auch zu den Quarks gibt es jeweils zusätzliche Anti-Teilchen. Über die starke Wechselwirkung können Mesonen als ein Bindungszustand aus Quark und Antiquark oder Baryonen als Bindungszustand aus drei Quarks entstehen.

Diese Hadronen besitzen zu Atomen ähnliche Eigenschaften. Sie können in angeregte Zustände gebracht werden, welche durch Zerfallsprozesse weitere Hadronen oder Photonen erzeugen und durch Detektoren beobachtet werden können. Zur Anregung der Hadronen werden Teilchen mit sehr hohen Energien mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern erzeugt. Die meist geladenen beschleunigten Teilchen treffen entweder auf ein ruhendes Ziel oder kollidieren mit entgegen gesetzt beschleunigten Teilchen. Zur Untersuchung von Baryonenresonanzen werden häufig Photonenstrahlen im Energiebereich von einem bis mehreren GeV eingesetzt.

Ein Experiment, dass die Resonanzen von Baryonen durch die Photoproduktion von Mesonen untersucht, ist das BGO-OD Experiment in Bonn. Um die Resonanzen zu trennen, werden die Experimente mit polarisierten Photonen durchgeführt. Beim BGO-OD Experiment wird der Photonenstrahl durch die kohärente Bremsstrahlung linear polarisiert.

Die polarisierten Photonen treffen anschließend auf ruhende Nukleonen, für die entweder Wasserstoff oder Deuterium genutzt wird. Die entstehenden Reaktions- und Zerfallsprodukte werden mit verschiedenen Detektoren beobachtet und die Reaktion rekonstruiert.

Bei der Strahlzeit im April/Mai 2017 kam es während der Datennahme zu einem unerwarteten Verlauf des Polarisationsgrades. Diese Bachelorarbeit soll diese Linearpolarisation der Photonen für verschiedene Ausrichtungen der Polarisationssebene überprüfen. Dafür wird der Kanal $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ untersucht und für diesen auch die Strahlasymmetrie gemessen. Zunächst wird in Kapitel 2 der Aufbau des BGO-OD Experiments vorgestellt und der theoretische Hintergrund der kohärenten Bremsstrahlung in Kapitel 3 erläutert. Kapitel 4 erklärt die Strahlasymmetrie in Meson-Photoproduktion. Dann wird in Kapitel 5 die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ rekonstruiert und der Untergrund betrachtet. Die Polarisation wird auf zwei Wegen bestimmt. Zum einen wird die bekannte Strahlasymmetrie der Reaktion genutzt, um rückwirkend auf die Polarisation zu schließen. Zum anderen wird sie mit Hilfe von charakteristischen Intensitätsüberhöhungen berechnet und daraus dann die Strahlasymmetrie von $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bestimmt.

Das BGO-OD Experiment

Das BGO-OD Experiment befindet sich im Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelm Universität in Bonn. Der Name des Experiments setzt sich aus dem zentralen Kalorimeter, bestehend aus 480 Bismutgermanat ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) Kristallen und einem offenen Dipol Magneten, welches das Herzstück des Vorwärtsspektrometers ist, zusammen. Es dient der Erforschung der Nukleonstruktur mittels Meson-Photoproduktion. Dafür werden beschleunigte Elektronen von der Beschleuniger-Anlage ELSA¹ verwendet. Diese Elektronen erzeugen mit einem Radiator Photonen durch Bremsstrahlung, welche auf ein sogenanntes Target gelenkt werden. Dieses ist wahlweise mit flüssigem Wasserstoff für Protonen, Deuterium für Neutronen oder Kohlenstoff für Atomkerne gefüllt.

Ein schematischer Aufbau des Experiments ist in Abb. 2.1 zu sehen. Der Aufbau ist anhand der Strahl-

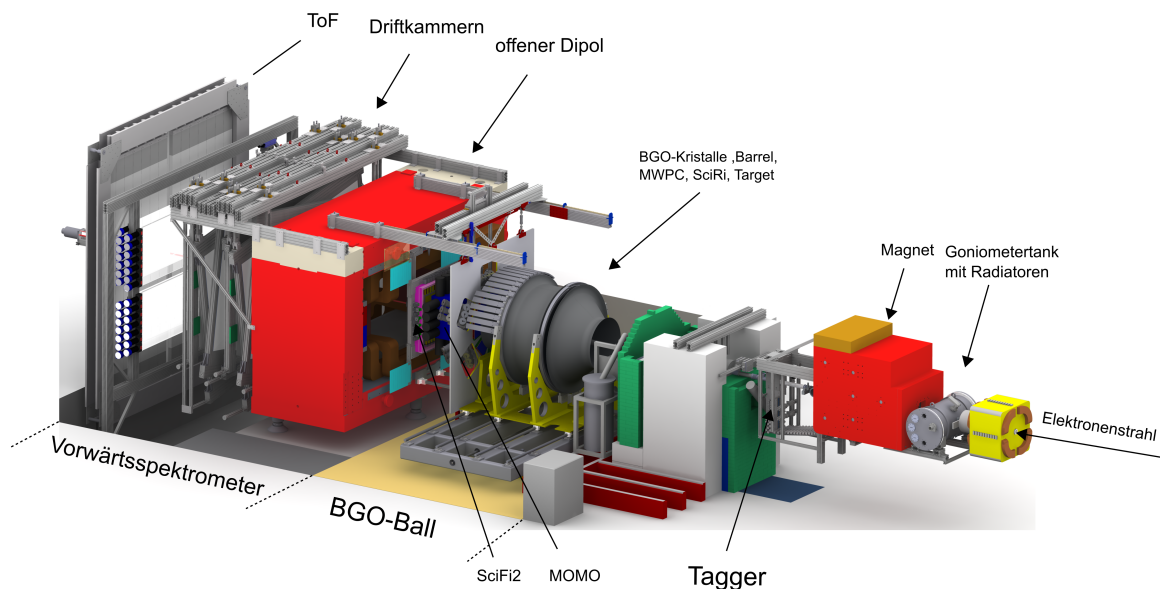


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des BGO-OD Experiments. Die Elektronen von ELSA treffen rechts auf den Aufbau.

¹ Elektronen-Stretcher-Anlage

richtung orientiert. Er lässt sich in folgende drei Bereiche unterteilen.

2.1 Goniometertank

Die von ELSA beschleunigten Elektronen treffen zunächst auf einen Radiator (vgl. Abb. 2.1) und erzeugen über Bremsstrahlung Photonen. Dieser Radiator befindet sich an einen Goniometer im Vakuum, sodass es zu keinen Wechselwirkungen zwischen den Elektronen und der Luft kommt. Zur Unterscheidbarkeit von Resonanzen werden unter Verwendung von Kristallen als Radiatoren auch linear polarisierte Photonenstrahlen erzeugt.

Post-Bremsstrahlungselektronen erreichen die Photonenmarkierungsanlage (Tagger¹). Dort werden die Elektronen durch einen Dipolmagneten abgelenkt und treffen abhängig von ihrer Energie auf das Hodoskop. Aus dem Auftreffort lässt sich die Energie der Elektronen und daraus bei bekannter Elektronenstrahlenergie die Energie der Photonen bestimmen. Somit ist für jede Reaktion die Energie des einlaufenden Photons bekannt.

2.2 BGO-Ball

Die Photonen treffen im zentralen Teil des Aufbaus auf das Target. Dort entstehen verschiedene Hadronen, die meist in Mesonen, Leptonen oder Photonen zerfallen. Teilchen, die einen Winkel $\theta = 25^\circ - 155^\circ$ zum eingehenden Strahl haben, können im BGO-Kristall detektiert werden. Dieser besteht aus 480 Bismutgermanat Szintillationskristallen, die jeweils 24cm lang sind, und deckt den kompletten Winkel ϕ um die Strahlachse ab. Alle Kristalle sind in 15 Bereiche für θ und 32 Bereiche für ϕ separiert. Weiterhin befindet sich vor den Kristallen ein zylindrischer 5mm dicker Plastikszintillator aus 32 Segmenten, welcher Barrel³ genannt wird. Dieser wird für die Identifikation von Teilchen verwendet, indem die im Material deponierte Energie pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ betrachtet wird. Da ungeladene Teilchen wie Photonen und Neutronen in einem so dünnen Material meist keine Energie abgeben, wird der Barrel zur Unterscheidung geladener und ungeladener Teilchen eingesetzt. Für die Spurbestimmung geladener Teilchen befindet sich ein MWPC(Multi-Wire Proportional Chamber) Detektor um das Target herum. Ein weiterer Plastikszintillator, welcher SciRi(Scintillating Ring) genannt wird, befindet sich direkt nach dem BGO-Ball und deckt die Winkel $\theta = 10^\circ - 25^\circ$ ab. Dieser stellt die vollständige Ereignis-Topologie sicher.

2.3 Vorwärtsspektrometer

Für kleinere Winkel $\theta < 10^\circ$ werden die Detektoren des Vorwärtsspektrometer verwendet. Als erstes erfassen MOMO(Monitor of Mesonic Observables) und SciFi2(Scintillation Fibres), zwei Szintillationsfaserdetektoren, die Trajektorie der Teilchen. Anschließend durchqueren die Teilchen den offenen Dipol Magneten und werden entsprechend ihrer Ladung und ihres Impulses abgelenkt. Zur Bestimmung der Flugbahn der Teilchen nach der Ablenkung befinden sich hinter dem Dipol acht Driftkammer und ToF(Time of Flight) Detektoren.

¹ engl. to tag: markieren

³ engl. für Fass

Bremsstrahlung

Linear polarisierte Photonen stellen für viele Experimente eine wichtige Grundlage zur Untersuchung von Baryonen-Resonanzen da. Eine oft verwendete Methode zur Erzeugung linear polarisierter Photonen ist die Bremsstrahlung. Beim BGO-OD Experiment werden verschiedene Radiatoren als Material genutzt, sodass je nach Radiator inkohärente oder auch zusätzlich kohärente Bremsstrahlung auftritt. In diesem Kapitel wird ein Überblick sowohl über die allgemeine Kinematik der Bremsstrahlung als auch über die inkohärente und die kohärente Bremsstrahlung gegeben.

3.1 Kinematik der Bremsstrahlung

Für die Wechselwirkung eines Elektrons e mit einem Nukleon N , bei der Bremsstrahlung γ auftritt,

$$e + N \rightarrow N + e + \gamma \quad (3.1)$$

gehört die Kinematik folgenden Gleichungen:

$$\vec{p}_0 = \vec{q} + \vec{p} + \vec{k} \quad (3.2)$$

$$E_0 = E + k \quad (3.3)$$

Hierbei stehen die einzelnen Terme:

- \vec{p}_0, E_0 für den Impuls und die Energie des einlaufenden Elektrons
- \vec{q} für den Impuls des Nukleons nach der Streuung
- \vec{p}, E für den Impuls und die Energie des auslaufenden Elektrons
- \vec{k}, k für den Impuls und die Energie des erzeugten Photons

Der Term für die Rückstoß-Energie des Nukleons kann hier vernachlässigt werden, da die betrachteten Impulse für den Kern klein sind.

Da der Rückstoß \vec{q} des Nukleons rotationssymmetrisch ist, wird dieser im folgenden in eine transversale und longitudinale Komponente aufgeteilt. Die Relationen der einzelnen Größen lassen sich aus Abb. 3.1

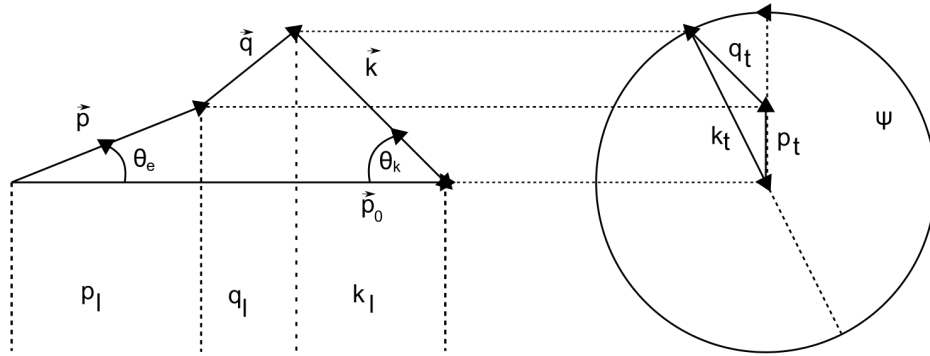


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Kinematik bei Bremsstrahlung. Aufgeteilt in longitudinale und transversale Anteile. [1]

entnehmen. Nun wird die untere und obere Grenze des jeweiligen Teils bestimmt. Für die longitudinale Komponente ergibt sich die Gleichung:

$$\vec{q}_l = \vec{p}_0 - \vec{p} \cdot \cos(\theta_e) - \vec{k} \cdot \cos(\theta_k) \quad (3.4)$$

Somit ist \vec{q}_l minimal wenn die Winkel θ_e und θ_k verschwinden.

$$\vec{q}_l^{min} = \vec{p}_0 - \vec{p} - \vec{k} = \delta \quad (3.5)$$

Für das im folgenden als δ bezeichnete Minimum lässt sich folgende Näherung verwenden

$$\vec{p} = \sqrt{E^2 - 1} = E - \frac{1}{2}E \quad (3.6)$$

und mit der relativen Photonenergie

$$x = \frac{\kappa}{E_0} \quad (3.7)$$

als

$$\delta = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad (3.8)$$

schreiben [1].

Zur Bestimmung der oberen Grenze wird der charakteristische Bremsstrahlungswinkel $\theta_\gamma = \frac{m_e}{E_0}$ für θ_k eingesetzt, sodass sich die Näherung

$$\vec{q}_l^{max} \approx 2\delta \quad (3.9)$$

ergibt.

Im Falle der transversalen Komponente ergibt sich das Maximum für $\Psi = 0$ und das Minimum für $\theta_e = \theta_k = 0$.

Insgesamt ergeben sich als Grenzen für beide Komponenten:

$$\delta \leq \vec{q}_l \lesssim 2\delta \quad \& \quad 0 \leq \vec{q}_t \lesssim 2x \quad (3.10)$$

Eine genaue Herleitung befindet sich in [1] und ergibt abschließend für die Grenzen des Rückstoßes:

$$\delta + \frac{(\vec{q}_t^{max})^2}{2E_0} \leq \vec{q}_t \lesssim \frac{\delta}{x} \quad (3.11)$$

$$0 \leq \vec{q}_t \lesssim 1 \quad (3.12)$$

In Abb. 3.2 werden die genau bestimmten Grenzen zusammen mit den, durch die Näherungen bestimmten

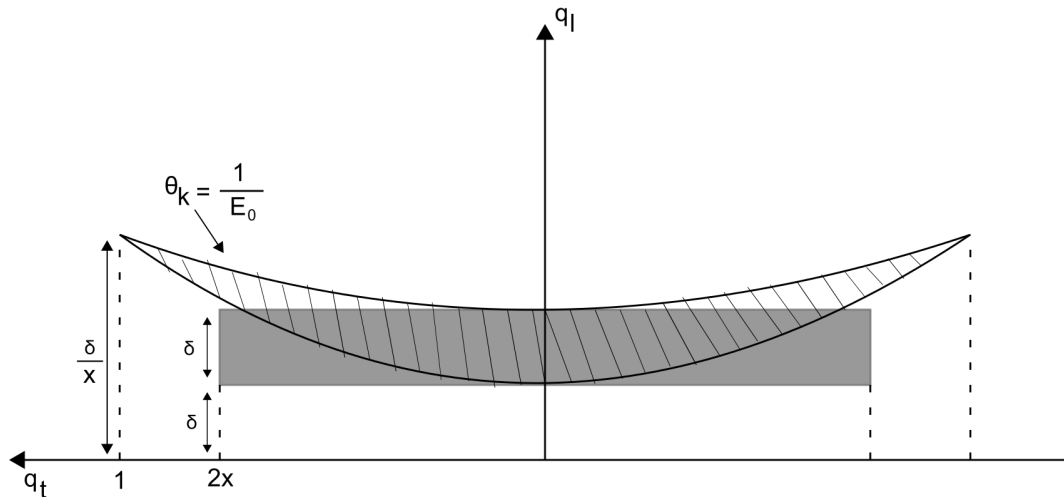


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des kinematisch erlaubten Bereiches. Der graue Bereich steht für die genäherten und der schattierte für die exakten Grenzen. [1]

Grenzen dargestellt. Aufgrund der Form des Bereichs wird dieser auch pancake¹ genannt .

3.2 Inkohärente Bremsstrahlung

Inkohärente Bremsstrahlung tritt unter anderem auf wenn Elektronen auf einen amorphen Radiator treffen und daher die entstehenden Photonen azimuthal symmetrisch verteilt sind. Dadurch das keine Vorzugsrichtung der elektrischen Feldvektoren vorhanden ist, ist der Photonenstrahl unpolarisiert. Zur Betrachtung des Wirkungsquerschnitts dieses Vorgangs, lässt sich der Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt verwenden. Durch Integration über alle Winkel der auslaufenden Elektronen und Photonen erhält man die Spektralverteilung der Bremsstrahlung [2].

$$d\sigma_{B.H.} = 4Z^2 \alpha a_0^2 \frac{d\kappa}{\kappa} \frac{E}{E_0} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0 - \frac{2}{3}} \right] \left[\ln\left(\frac{2E_0 E}{\kappa}\right) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.13)$$

3.3 Kohärente Bremsstrahlung

Bei Verwendung von Kristallen als Radiatoren tritt zusätzlich zur inkohärenten auch kohärente Bremsstrahlung auf. Diese ist durch die periodische Verteilung der Atome bedingt. Das Elektron streut in diesem

¹ engl. Pfannekuchen

Fall nicht nur mit einem Kern, sondern mit dem Gitter, weil der Impulsübertrag durch das Elektron ununterscheidbar durch mehrere Kerne des Gitters aufgenommen wird. Es ergibt sich eine charakteristische Änderung des Wirkungsquerschnitts gegenüber dem inkohärenten Fall.

Kinematik:

Damit das Elektron seinen Impuls an das Gitter abgibt und die einzelnen Amplituden der kohärenten Bremsstrahlung konstruktiv interferieren, muss die Laue-Bedingung erfüllt sein.

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g} \tag{3.14}$$

Hierbei ist n eine positive ganze Zahl und \vec{g} ein reziproker Gittervektor. Reziproke Gittervektoren beschreiben Gruppen von parallelen Ebenen im Ortsraum. Sie werden durch die Miller-Indizes angegeben. Die Laue-Bedingung besagt, dass der Impulsübertrag ein ganzzahliges Vielfaches des reziproken Gittervektors sein muss. Weiterhin muss der Impulsübertrag in den durch den pancake festgelegten Grenzen bleiben.

Deshalb lassen sich, durch Ausrichtung der Ebene des Gitters gegen den einlaufenden Elektronenstrahl, die möglichen Impulsüberträge festlegen. Somit sind auch die Feldvektoren der entstehenden Photonen festgelegt und der Photonenstrahl ist polarisiert.

Wirkungsquerschnitt:

Die periodische Struktur eines Kristalls kann Störstellen aufweisen, welche genau wie thermische Bewegungen dazu führen, dass der Impuls des Elektrons nicht an das ganze Gitter abgegeben wird. Deshalb tritt bei Kristallen auch inkohärente Bremsstrahlung auf. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt eines Kristalls die Summe aus den Anteilen der kohärenten und inkohärenten Bremsstrahlung.

$$d\sigma_{Kristall} = d\sigma_{kohärent} + d\sigma_{inkohärent} \tag{3.15}$$

Zusätzlich wird der Wirkungsquerschnitt von weiteren Faktoren beeinflusst.

Diffraktionsfaktor:

Der Diffraktionsfaktor berücksichtigt die Streuung an N Atomen und erweitert den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt (siehe Abschnitt 3.2) für große N zu:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = D(\vec{q}) \cdot d\sigma(\vec{q}) \tag{3.16}$$

mit dem Diffraktionsfaktor [1]:

$$D(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \sum_{hkl} \prod_{k=1}^3 N_k \cdot \delta\left(\vec{q}_k - \frac{2\pi h_{kl}}{a}\right) \tag{3.17}$$

Hierbei steht a für die Gitterkonstante und h_{kl} sind die Miller-Indizes und δ ist die Delta-Funktion, sodass eine zur Laue-Bedingung ähnliche Bedingung entsteht.

Strukturfaktor:

Durch die Struktur des Kristalls interferieren die einzelnen Ebenen unterschiedlich mit einander. Dafür wird der Strukturfaktor benötigt. Dieser ist gegeben durch [1]:

$$S(\vec{g}) = \left[1 + e^{i\pi/2(h_1+h_2+h_3)}\right] \cdot \left[1 + e^{i\pi(h_2+h_3)} + e^{i\pi(h_3+h_1)} + e^{i\pi(h_1+h_2)}\right] \tag{3.18}$$

mit den Komponenten der Miller-Indizes h_k . Der Strukturfaktor lässt sich in drei Fälle aufteilen.

$|S|^2 = 64$, falls alle h_k gerade sind und $\sum h_k$ ein vielfaches von 4 ist

$|S|^2 = 32$, falls alle h_k ungerade sind

$|S|^2 = 0$, sonst

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich mit dem Diffraktionsfaktor und dem Strukturfaktor zu:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \frac{N}{8} \left[\sum_{g_v} |S(\vec{g}_v)| \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_v) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}) \quad (3.19)$$

Debye-Waller-Faktor:

Durch thermische Bewegung im Kristall wird der Impulsübertrag auf den Kristall gegenüber dem ruhendem Atom modifiziert und lässt den Anteil der kohärenten Bremsstrahlung sinken. Der Debye-Waller-Faktor berücksichtigt dieses Phänomen:

$$f = e^{-A \cdot \vec{q}^2} \quad (3.20)$$

Hierbei ist A die gemittelte thermische Verschiebung der Atome:

$$A = \frac{3m^2c^2}{4Mk\theta} [1 + 4(T/\Theta)\Phi(\Theta/T)] \quad (3.21)$$

mit der Debye-Temperatur Θ , der Temperatur T , der Masse eines Elektrons m , der Masse des Atoms M und der Boltzmann-Konstante k . Die Debye-Funktion ist definiert als:

$$\Phi(\Theta/T) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\Theta/T} \frac{t \cdot dt}{e^t - 1} \quad (3.22)$$

Es lässt sich erkennen, dass kleine A die Anzahl der Streuzentren, welche interferieren erhöht. Somit sind Kristalle mit großen Debye-Temperaturen besser geeignet, um polarisierte Photonen zu erzeugen, da sie einen größeren Anteil an kohärenter Bremsstrahlung besitzen.

Insgesamt ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu [1]:

$$d\sigma_{Kristall} = \left[\frac{1}{8} \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 e^{-A\vec{q}^2} \sum_{g_v} |S(\vec{g}_v)|^2 \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_v) + (1 - e^{-A\vec{q}^2}) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}) \quad (3.23)$$

In Abb. 3.3 ist das Spektrum des amorphen Radiators und das Spektrum des Kristalls aufgetragen. Die Überlagerung der inkohärenten und kohärenten Bremsstrahlung im Spektrum des Kristalls ist durch den Vergleich mit dem amorphen gut zuerkennen. Um den kohärenten Anteil zu erhalten wird der kristalline durch den amorphen Teil geteilt. Der scharfe Abfall der relativen Intensität ist durch den diskreten Rand des pancakes zu begründen. Ohne die vorherigen Näherungen und unter Berücksichtigung verschiedener Faktoren wie Vielfachstreuung der Elektronen im Radiator verbreitern sich die Verteilungen. Dies ist in und Abb. 3.4 dargestellt.

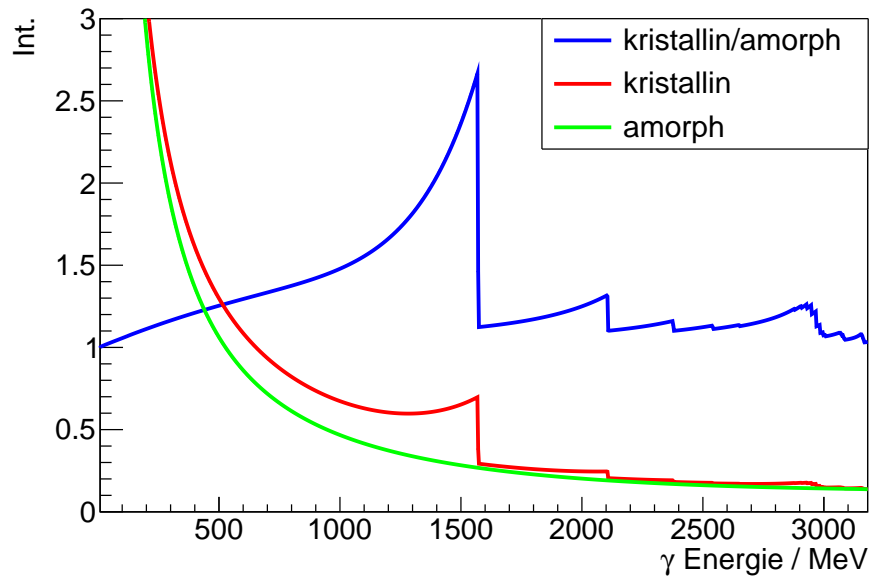


Abbildung 3.3: Intensität des amorphen Radiators, des Kristalls und der kohärenten Bremsstrahlung in willkürlichen Größen, ohne Berücksichtigung experimenteller Faktoren [3]

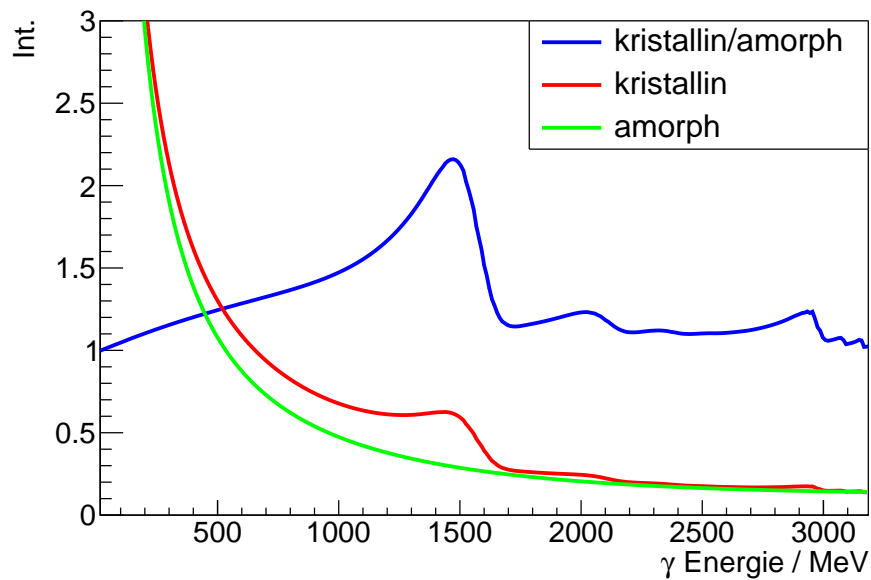


Abbildung 3.4: Intensität des amorphen Radiators, des Kristalls und der kohärenten Bremsstrahlung in willkürlichen Größen, mit Berücksichtigung experimenteller Faktoren [3]

Strahlasymmetrie in Meson-Photoproduktion

Die Strahlasymmetrie $\Sigma(E, \theta)$ ist eine Polarisationsobservable. Sie beschreibt die Stärke der azimuthalen Modulation relativ zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt der erzeugten Mesonen in Bezug auf die Polarisationssebene bei Meson-Photoproduktion. Ihre Werte liegen zwischen -1 und 1. Sie hängt für die gegebene Reaktion von der Photonenenergie und dem Polarwinkel ab.

Die Größe der Strahlasymmetrie ist im Wirkungsquerschnitt der Meson-Photoproduktion mit Polarisationsobservablen parametrisiert. Dieser allgemeine Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus Abb. 4.1 und ist

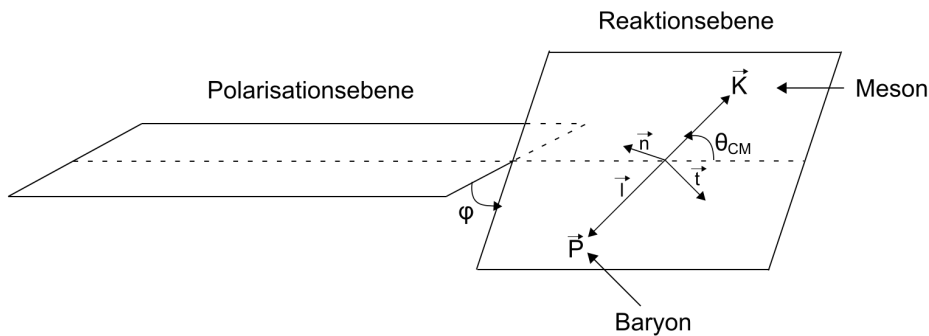


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Kinematik bei Meson-Photoproduktion. Alle eingezeichneten Vektoren liegen in der Reaktionsebene. Nur \vec{n} steht senkrecht auf ihr.

gegeben durch [4]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \left((1 + P_n T(\theta)) + \Pi_{lin}((- \Sigma(\theta) + P_n(-T(\theta))\cos(2\phi) - (P_l(-G(\theta)) + P_t H(\theta))\sin(2\phi)) + \Pi_{zirk}(P_l(-E(\theta)) + P_t F(\theta))) \right) \quad (4.1)$$

Hierbei ist P_i die Projektion des Spinvektors $P_i = \vec{i} \cdot \vec{S}$ auf eine der drei Achsen $\vec{i} = \vec{n} \times \vec{l}$. Π steht für den Grad der linearen oder zirkularen Polarisation des Photonenstrahls, $T(\theta)$ für die Asymmetrie des polarisierten Nukleons und $E(\theta), F(\theta), G(\theta), H(\theta)$ für weitere Polarisationsobservablen von Photonenstrahl und Nukleon. Wenn zur Bestimmung der Strahlasymmetrie ein Experiment mit line-

ar polarisiertem Photonenstrahl aber ohne Target- oder Rückstoßpolarisation durchgeführt wird, sind $E(\theta) = F(\theta) = G(\theta) = H(\theta) = T(\theta) = 0$. Dadurch vereinfacht sich Gleichung 4.1 zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} (1 - \Pi_{lin}\Sigma(\theta)\cos(2\phi)). \quad (4.2)$$

Im Folgenden wird die Polarisation durch $\Pi = P$ angegeben. Zur genauen Bestimmung der Strahlasymmetrie sind zur Minimierung systematischer Fehler zwei Messreihen mit Polarisationsebenen, welche orthogonal zu einander stehen, vorteilhafter. Beim BGO-OD Experiment werden die Polarisationssebenen im Laborsystem bei $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ und $\phi_{pol,-} = -45^\circ$ gewählt. Um eine Verschiebung des Koordinatensystems zu vermeiden wird Gleichung 4.2 jeweils angepasst:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol,+} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} (1 + P_+\Sigma(\theta)\sin(2\phi)) \quad (4.3)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pol,-} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} (1 - P_-\Sigma(\theta)\sin(2\phi)) \quad (4.4)$$

Die Wirkungsquerschnitte für polarisierte und unpolarisierte Photonen lassen sich durch die normalisierte Anzahl der erzeugten Reaktionen ersetzen. Durch Kombination von Gleichung 4.3 und Gleichung 4.4 zu dem Verhältnis

$$\frac{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) - \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)}{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) + \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)} = \frac{(P_+(E_\gamma) + P_-(E_\gamma)) \cdot \Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi)}{2 + (P_+(E_\gamma) - P_-(E_\gamma)) \cdot \Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi)} \quad (4.5)$$

wird man experimentell in erster Ordnung unabhängig von Detektoreffizienzen. Die Gleichung lässt sich mit der Annahme $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$ vereinfachen:

$$\frac{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) - \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)}{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) + \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)} = P(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi) \quad (4.6)$$

Anhand dieser Gleichung lässt sich die Strahlasymmetrie bestimmen. Als erstes wird ein Reaktionskanal ausgewählt um durch die normalisierten Verteilungen die linke Seite von Gleichung 4.6 zu bestimmen. Anschließend wird die Stärke der $\sin(2\phi)$ Modulation ermittelt. Aus den übrigen Termen ergibt sich über gegebene Strahlasymmetrie die Polarisation oder die Strahlasymmetrie aus gegebener Polarisation. Analog wird dies auch für beide Polarisationsebenen getrennt durchgeführt, um den während der Datennahme aufgetretenen Unterschied beider zu überprüfen.

Rekonstruktion des $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Reaktionskanals

Ein geeigneter Reaktionskanal für die Messung der Strahlasymmetrie und Polarisation ist der $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Kanal, da dieser einen hohen Wirkungsquerschnitt aufweist und eine einfache und effiziente Rekonstruktion ermöglicht.

Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich der Rekonstruktion und Selektion des $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Reaktionskanals. Dafür ist der dominante Zerfall $\pi^0 p \rightarrow \gamma \gamma p$ mit den zentralen Detektoren untersucht worden, wobei das Proton auch in den Detektoren zwischen den zentralen Detektoren und dem Dipol detektiert werden konnte. Dadurch, dass SciRi keine Informationen über die Energie messen kann, wird der Viererimpuls aus der Impulserhaltung rekonstruiert. Mit dem Tagger sind die Photonenenergie und die Polarisation untersucht worden. Für diese Auswertung sind alle Daten aus der Strahlzeit April/Mai 2017 verwendet worden.

Für die Rekonstruktion sind verschiedene Schnitte vorgenommen worden. Die Daten des Taggers, der zentralen Detektoren und der weiteren Detektoren vor dem Dipol sind mit Zeit-Schnitten versehen worden. In Abb. 5.1 bis Abb. 5.2(b) sind die verwendeten Schnitte dargestellt. Diese stellen sicher, dass eine zeitliche Koinzidenz zwischen den Detektoren existiert. Das bei der Reaktion erzeugte π^0

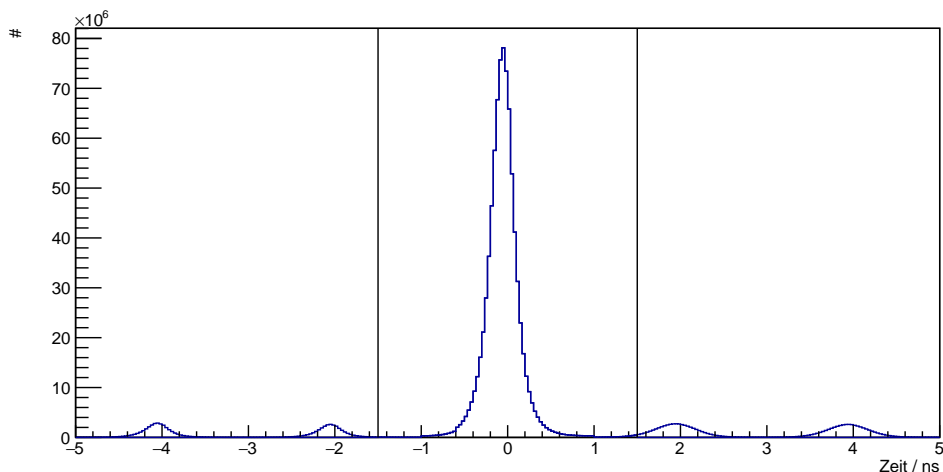
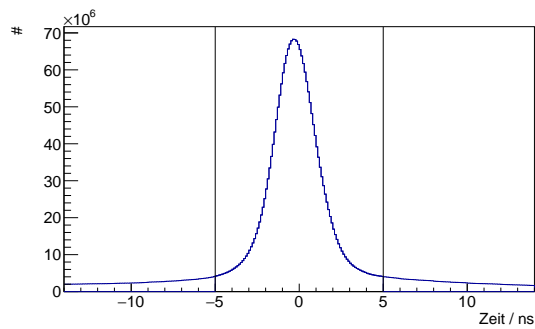
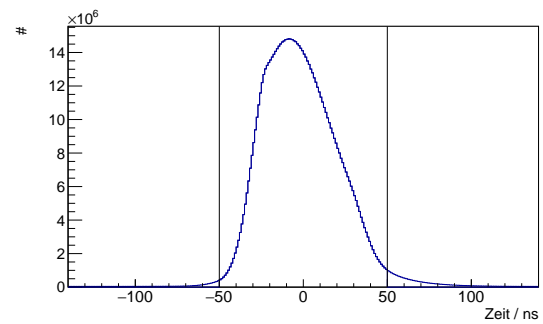


Abbildung 5.1: Zeit-Schnitt für die Daten des Taggers. Es ist die Anzahl aller Ereignisse gegen die Zeit bis zum Trigger-Zeitpunkt aufgetragen.



(a) zentrale Detektoren



(b) Detektoren, zwischen den zentralen und dem Dipol

Abbildung 5.2: Zeit-Schnitt für die Daten der Detektoren. Es ist die Anzahl der Ereignisse gegen die zeitliche Differenz der Detektoren aufgetragen

zerfällt noch bevor es detektiert werden kann in zwei Photonen. Somit werden zunächst alle Ereignisse berücksichtigt, die zwei neutrale und ein geladenes Teilchen beinhalten.

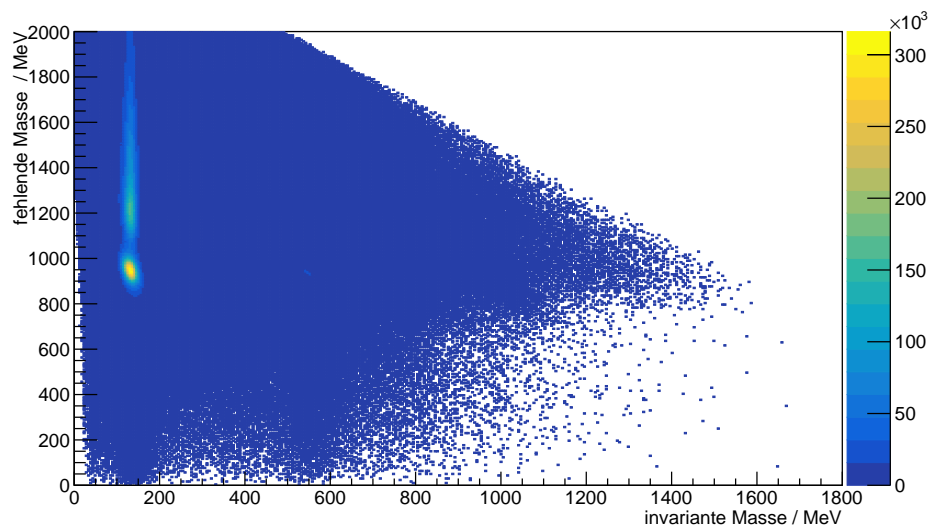
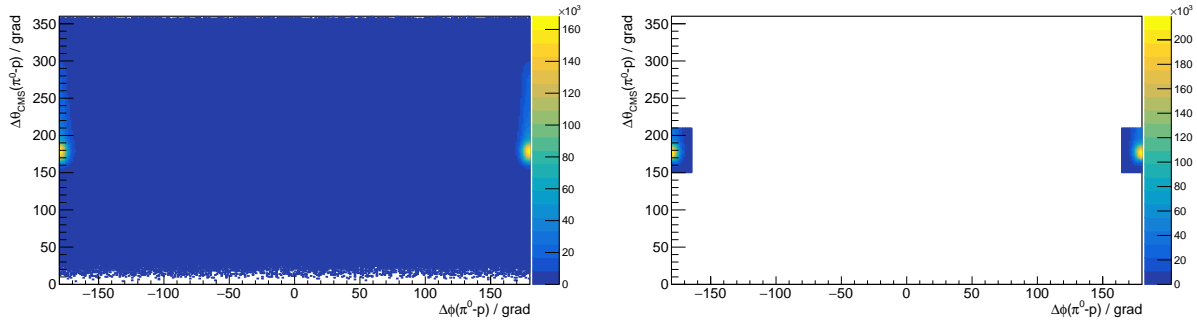


Abbildung 5.3: Nach zwei Photonen und ein geladenes Teilchen gefilterten Daten. Es ist die zu Strahlenergie und Zerfallsphotonen fehlende Masse gegen die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen aufgetragen. Die Farbe kodiert die Anzahl der Ereignisse.



(a) Nach zwei neutralen Teilchen und nach einem geladenen Teilchen gefilterten Daten. Es wurde die Winkel­differenz zwischen π^0 und p in θ_{CMS} gegen die Winkel­differenz in ϕ aufgetragen.

(b) Nach zwei neutralen Teilchen und nach einem geladenen Teilchen gefilterten Daten mit angebrachten Winkel­schnitten. θ_{CMS} ist von 150° bis 210° und ϕ von -180° bis -165° und 165° bis 180° geschnitten.

Abbildung 5.4

Die selektierten Daten sind in Abb. 5.3 dargestellt. Auf der X-Achse ist die invariante Masse der zwei neutralen Teilchen und auf der Y-Achse die fehlende Masse zu den selbigen und der Strahlenergie aufgetragen. Aus der gemessenen Energie der Teilchen ergibt sich die invariante Masse. Die fehlende Masse zu diesen Teilchen ist die Differenz ihrer invarianten Masse und der bekannten Energie vor der Reaktion. Die für den Kanal interessanten Daten liegen bei einer invarianten Masse der Photonen um die π^0 Masse ($m_{\pi^0} \approx 135\text{MeV}$) und eine fehlende Masse zu den Photonen um die Protonen Masse ($m_p \approx 938\text{MeV}$) herum. In der Abbildung ist deutlich Untergrund zu erkennen. Um diesen zu reduzieren, wird als erstes ein Schnitt an den Winkeln vorgenommen. Im Schwerpunktsystem(Center of Mass System) des Zerfalls ist ein Winkel zwischen π^0 und Proton von 180° zu erwarten. Von Abb. 5.4(a) zu Abb. 5.4(b) ist ein Schnitt um diesen Winkel herum sowohl für θ_{CMS} als auch für ϕ angebracht worden. Ein weiterer Schnitt ist an der totalen fehlenden Masse durchgeführt worden. Die totale fehlende Masse ist die Differenz aus der gesamten Energie vor der Reaktion und der gesamten Energie nach der Reaktion. In Abb. 5.5 ist die totale fehlende Masse dargestellt. Die rechte Erhöhung ist mit der $\Delta(1232)$ -Resonanz zu erklären. Es werden nur Ereignisse ausgewählt die eine totale fehlende Masse zwischen -120MeV und 120MeV haben.

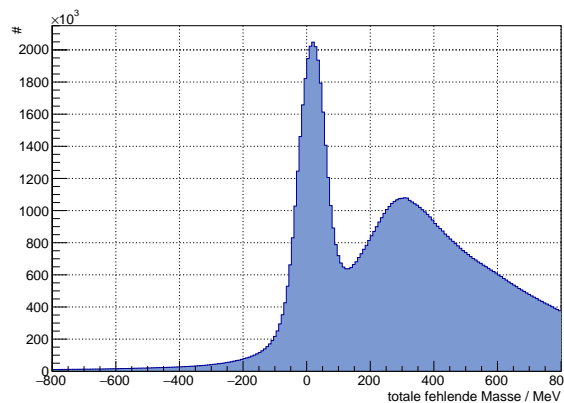


Abbildung 5.5: Totale fehlende Masse des gesamt Systems $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, nach der Vor-Selektion. Für die Analyse wurden Ereignisse mit totaler fehlender Masse zwischen -120MeV und 120MeV benutzt.

5.1 Ereignis-Selektion

Für die Polarisationsanalyse ist es erforderlich die Daten nach dem verwendeten Radiator aufzuteilen. Somit werden die Daten des amorphen Radiators (Kupfer $64\mu\text{m}$) und die Daten des Kristalls (Diamant $57\mu\text{m}$) für die jeweilige Ausrichtung der Polarisationssebene getrennt. Diese werden zusätzlich in Bereiche der Photonenenergie, des Winkel θ_{CMS} und des Winkels ϕ separiert. Die Photonenenergie ist in 57 Bereiche von 482MeV bis 2845MeV aufgeteilt. Diese Einteilung ergibt sich aus der Akzeptanz von jeweils zwei zusammengefassten Taggerkanälen und wird später für die Normalisierung wichtig. Der Winkel ϕ ist in 8 gleichgroße Bereiche von -180° bis 180° unterteilt. Für den Winkel θ_{CMS} ist eine Unterteilung von 7 gleichgroßen Bereichen von 50° bis 150° vorgenommen worden, da die äußeren Winkel niedrige Statistik aufweisen, wie in Abb. 5.6 dargestellt ist. Mit dieser Aufteilung ergeben sich

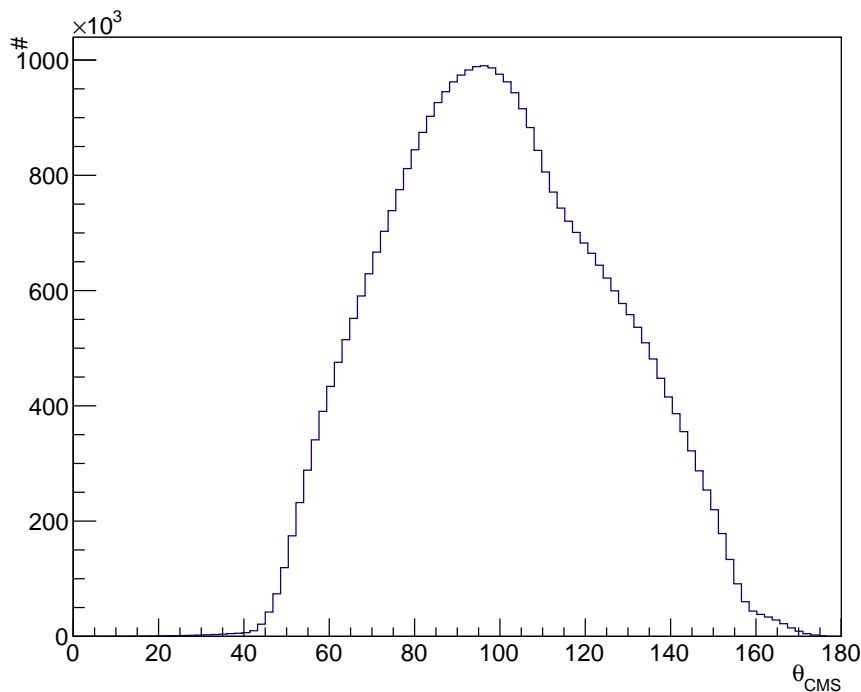


Abbildung 5.6: Verteilung der Daten gegenüber θ_{CMS} . Es ist die Anzahl gegen θ_{CMS} aufgetragen.

eine sehr große Anzahl an Histogrammen und es werden im folgenden nur ausgewählte Histogramme als Beispiele verwendet.

Als nächstes werden die Daten an die zu untersuchende Reaktion geschnitten. Dafür wird die invariante Masse der zwei Photonen in Abb. 5.7 betrachtet. Um die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p \rightarrow \gamma \gamma p$ zu erhalten ist davon auszugehen, dass die Energie der beiden gemessenen Photonen der Masse des π^0 von $\approx 135\text{MeV}$ entsprechen. Aus Abb. 5.7 lässt sich eine Erhebung bei der π^0 -Masse gut erkennen und es wird ein Schnitt von 100MeV bis 170MeV durchgeführt.

Anschließend ist die zu den Photonen fehlende Masse der nun erhaltenen Daten zu untersuchen. Für diese ist die Protonenmasse zu erwarten, welche in Abb. 5.8 gut zu erkennen ist. Allerdings ist noch nicht auszuschließen, dass sich immer noch Untergrund in den Daten befindet.

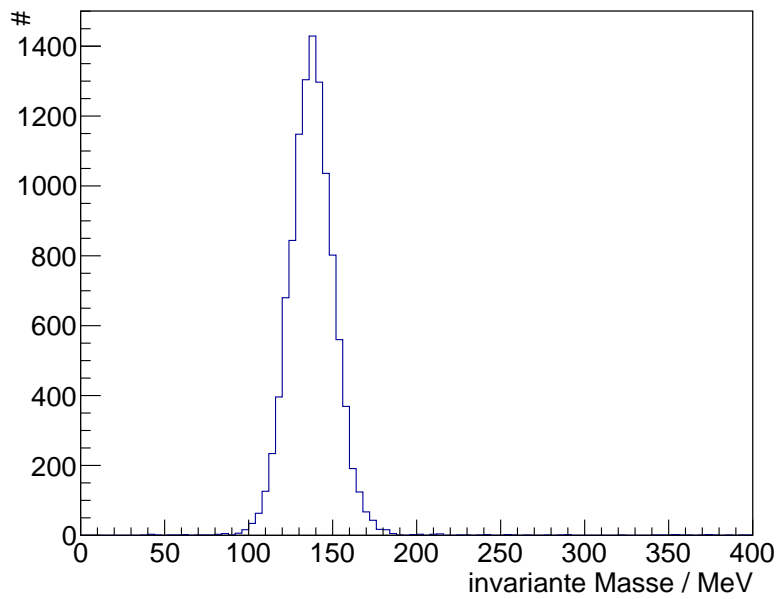


Abbildung 5.7: Verteilung der invarianten der Photonen für den Energiebereich E_γ : 996MeV-1062MeV, den Winkel θ_{CMS} : 121° - 136° und ϕ : 45° - 90° bei einer Orientierungen der Polarisationssebene von $\phi_{\text{pol},+} = +45^\circ$.

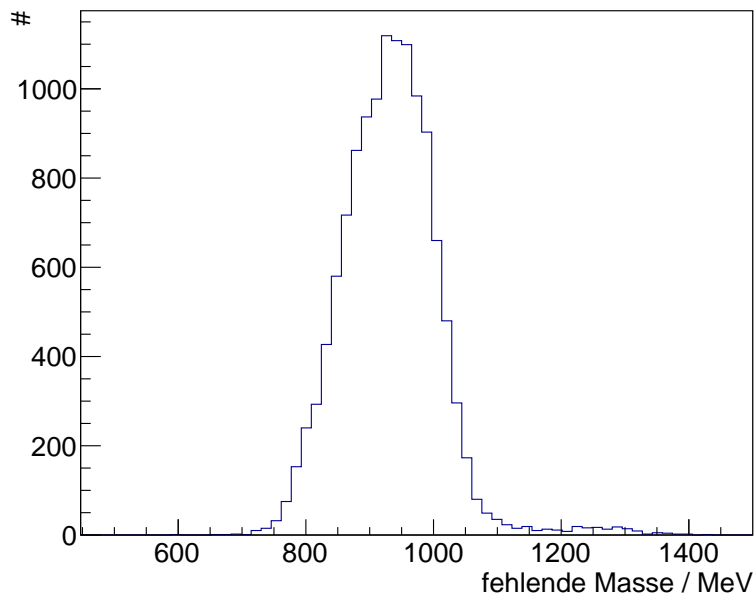


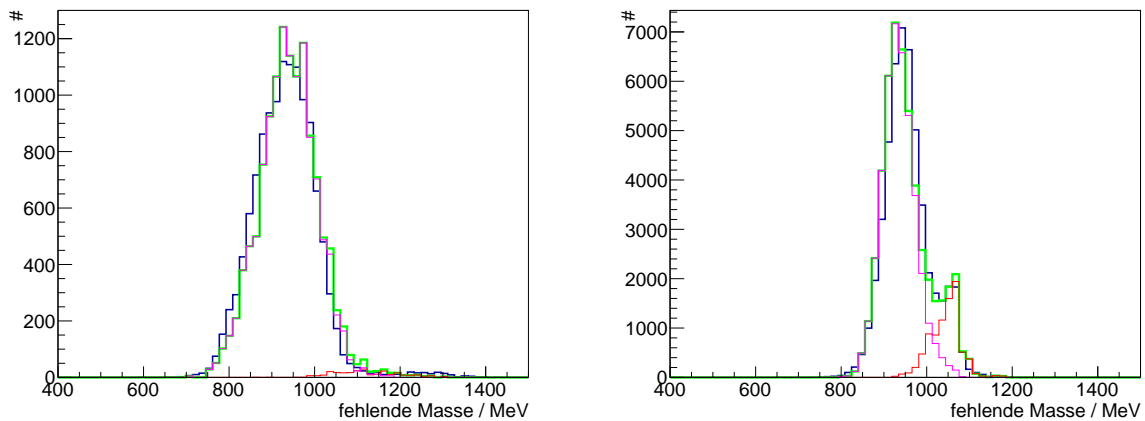
Abbildung 5.8: Verteilung der fehlender Masse zu den Photonen nach Schnitt an der invarianten Masse für den Energiebereich E_γ : 996MeV-1062MeV, den Winkel θ_{CMS} : 121° - 136° und ϕ : 45° - 90° bei einer Orientierungen der Polarisationssebene von $\phi_{\text{pol},+} = +45^\circ$.

5.2 Untergrund

Um herauszufinden wie groß der Anteil des Untergrundes ist, werden zunächst andere Reaktionskanäle bestimmt die in den Daten zu finden sein können. Besonders wichtig sind Reaktionen die entweder direkt π^0 erzeugen oder in diese zerfallen. Als Untergrundkanäle sind folgende ausgewählt worden:

- $\pi^0 \pi^0 p$
- $\pi^+ n$
- $\pi^0 \pi^0 \pi^0 p$
- $\Delta^0 \pi^+$
- $\pi^0 \pi^+ n$
- $\Delta^+ \pi^0$

Diese Untergrundkanäle und der zu untersuchende $\pi^0 p$ Kanal werden simuliert und durchlaufen die gleichen Schritte, die an den echten Daten angebracht worden sind. Alle simulierten Kanäle werden addiert und so skaliert, dass sie die Form der Daten wieder spiegeln. Dies ist in Abb. 5.9(a) gezeigt. Der



(a) Verteilung der fehlenden Masse für den Energiebereich E_γ : 996 MeV-1062 MeV

(b) Verteilung der fehlenden Masse für den Energiebereich E_γ : 482 MeV-598 MeV

Abbildung 5.9: Verteilung der fehlenden Masse für den Winkel θ_{CMS} : 121° - 136° und ϕ : 45° - 90° bei einer Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ in blau. Zusätzlich stellt pink das Signal der Simulation, rot den Untergrund der Simulation und grün beide addiert da.

Untergrund ist für fast alle Bereiche deutlich geringer als das Signal. Allerdings treten vereinzelt stärkere Einflüsse der Untergründe auf, wie in Abb. 5.9(b) zu sehen ist. Dennoch lässt sich der Untergrund für den Großteil der Daten vernachlässigen und die fehlende Masse wird zwischen 600 MeV und 1000 MeV geschnitten. Die gesamte Anzahl der Einträge jedes einzelnen Histogramms entspricht dann der Anzahl N der π^0 , welche für diesen Bereich gemessen wurden.

5.3 Strahlasymmetrie und Polarisation

Nachdem die relevanten Daten selektiert sind, werden sie normalisiert. Dies wird mit Hilfe des Taggers bewerkstelligt. Der Tagger registriert jedes Bremsstrahlungs-Photon und misst dessen Energie. Das Histogramm in Abb. 5.10 stellt die Verteilung der Photonen da.

Die in dieser Darstellung sichtbaren Bereiche der Energie entsprechen den im vorherigen Kapitel gesetzten Bereichen, sodass sie im nächsten Schritt einfach zu verrechnen sind. Die Anzahl der π^0 Ereignisse im jeweiligen Energiebereich wird durch den dazu passenden Wert aus Abb. 5.10 geteilt. Nun

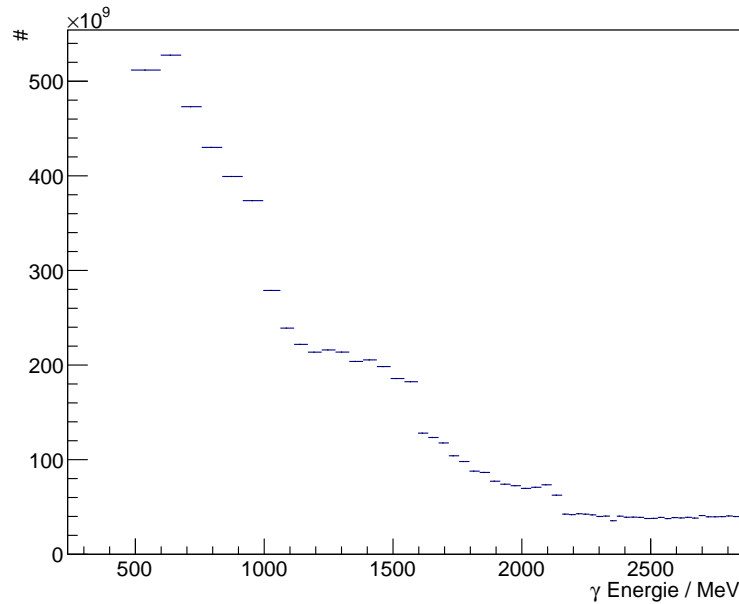


Abbildung 5.10: Verteilung der Photonenergie bei einer Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$. Es wurden jeweils zwei benachbarte Kanäle zu einem Energiebereich zusammengefasst. Es ist die Anzahl gegen die Photonenergie aufgetragen.

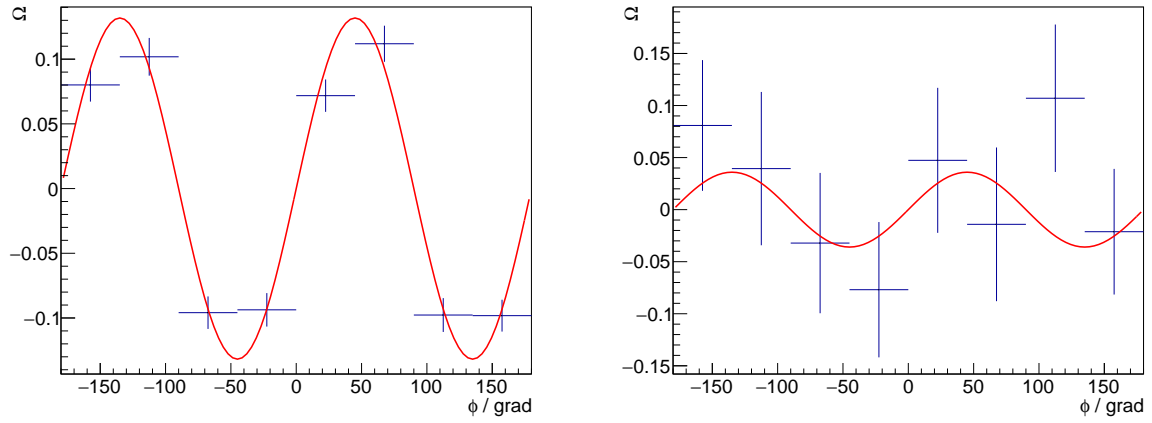
lässt sich die linke Seite, im folgenden als Ω bezeichnet, von Gleichung 4.6 oder 5.1 bestimmen:

$$\frac{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) - \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)}{\tilde{N}_+(E_\gamma, \theta, \phi) + \tilde{N}_-(E_\gamma, \theta, \phi)} = \Omega = P(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi). \quad (5.1)$$

Der wesentliche Analyseschritt ist jetzt die Bestimmung der Stärke der $\sin(2\phi)$ Modulation. Dafür wird Ω gegen ϕ aufgetragen und die Funktion

$$\Omega(\phi) = \alpha \cdot \sin(2\phi) \quad (5.2)$$

an die Daten angepasst. Abb. 5.11(a) und Abb. 5.11(b) zeigen zwei verschiedene Energiebereiche. Aus beiden Abbildungen ist ersichtlich, dass Anpassungen für höhere Energien durch niedrigere Statistik ungenauer werden. Der extrahierte Wert α und seine θ_{CMS} Abhängigkeit ist beispielhaft in Abb. 5.12 dargestellt. α stellt das Produkt $P(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma)$ dar. An dieser Stelle gibt es daher zwei Möglichkeiten. Entweder wird die von anderen Experimenten gemessene Strahlasymmetrie verwendet um die Polarisation zu bestimmen (siehe Kapitel 5.3.1) oder die Polarisation dieses Experiments durch Intensitätsüberhöhungen ermittelt und daraus die Strahlasymmetrie bestimmt (siehe Kapitel 5.3.2). Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden beide Möglichkeiten durchgeführt und verglichen.



(a) Ω gegen den Winkel ϕ für den Energiebereich E_γ : 1223MeV-1277MeV (b) Ω gegen den Winkel ϕ für den Energiebereich E_γ : 1836MeV-1876MeV

Abbildung 5.11: Ω gegen den Winkel ϕ für den Winkel θ_{CMS} : 64° - 79° . Zusätzlich ist in rot die Anpassung aufgetragen.

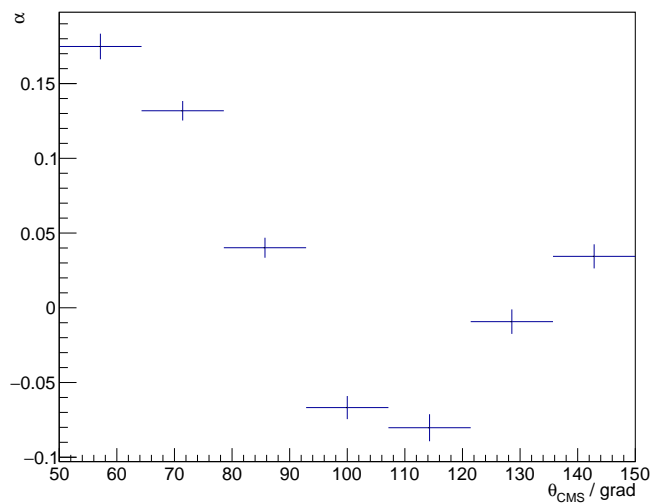


Abbildung 5.12: α gegen θ_{CMS} für den Energiebereich E_γ : 1223MeV-1277MeV.

5.3.1 Bestimmung der Polarisation aus der Strahlasymmetrie

Um die Polarisation aus α zu bestimmen, wird die Strahlasymmetrie für den $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ Reaktionskanal benötigt. Diese wird der Parametrisierung von Bonn-Gatchina [5] entnommen.

Bonn-Gatchina

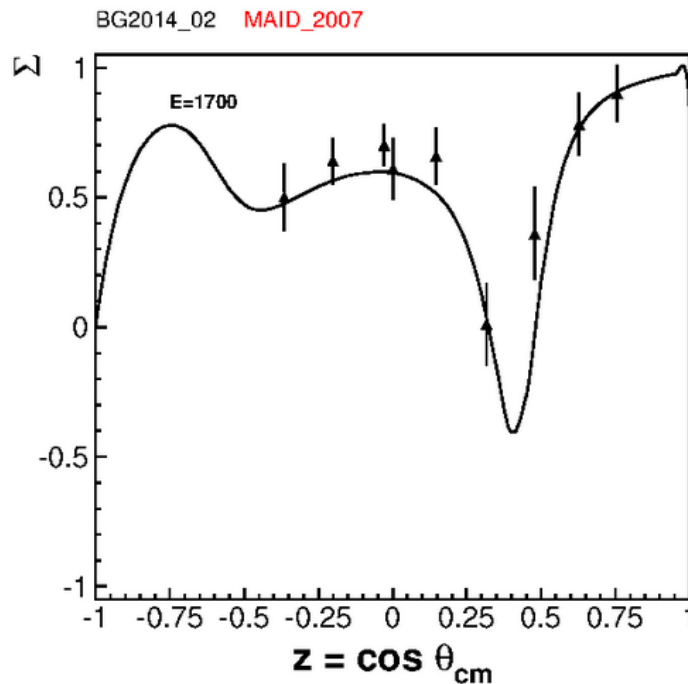


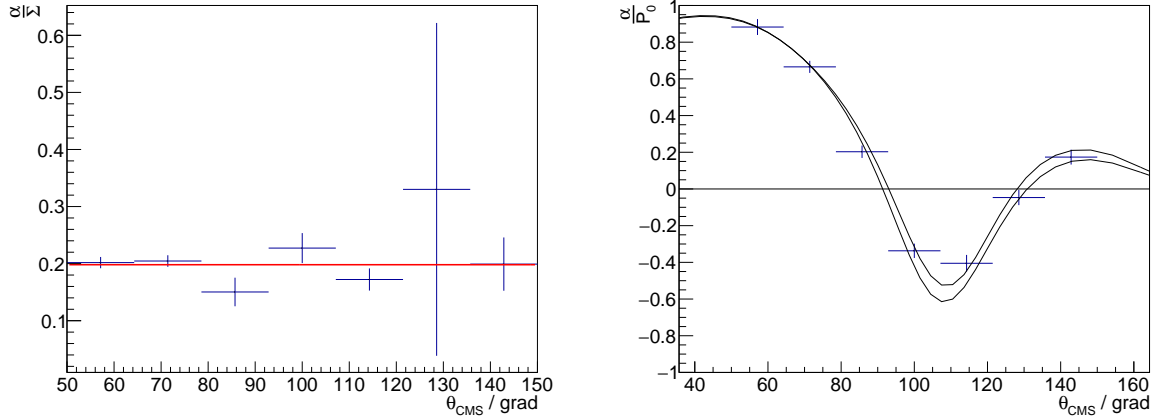
Abbildung 5.13: Strahlasymmetrie für die Photonenenergie $E_\gamma=1700\text{MeV}$. Es ist die Strahlasymmetrie gegen den $\cos(\theta_{\text{CMS}})$ aufgetragen. [5]

In Abb. 5.13 ist die Strahlasymmetrie für 1700MeV dargestellt. Insgesamt sind Werte von 500MeV bis 2500MeV in 20MeV Schritten entnommen worden. Um α durch die Strahlasymmetrie zu teilen ist für jeden Energie und θ_{CMS} Bereich der Durchschnittswert aus den Bonn-Gatchina Anpassfunktionen genommen worden. In Abb. 5.14(a) ist das Ergebnis für die Strahl-Polarisation dargestellt. Der große Fehlerbalken des sechsten Datenpunktes ist damit zu erklären, dass der entsprechende Wert α kleiner ist als seine Fehlergrenzen.

Polarisation

Die Strahlpolarisation darf keine Abhängigkeit von θ_{CMS} zeigen, was im Rahmen der statistischen Fehler gegeben ist. Daher wird die Polarisation als horizontale Gerade durch die Daten angepasst. Diese Gerade ergibt den Polarisationsgrad P_0 für den Energiebereich. Um Rechenfehler auszuschließen wird diese zunächst wieder mit α verrechnet und mit der Strahlasymmetrie von Bonn-Gatchina verglichen. In Abb. 5.14(b) ist gut zu erkennen, dass die ermittelte Polarisation die Daten gut beschreibt. Im Großteil der Energiebereiche liegen fast alle Datenpunkte auf den Daten von Bonn-Gatchina.

Die gesamte Polarisation unter der Annahme, dass $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$ ist, zeigt Abb. 5.15. Für niedrige Energien entspricht die Polarisation den Erwartungen und weist kleine Fehler auf. Für


 (a) $\frac{\alpha}{\Sigma}$ gegen θ_{CMS} .

Zusätzlich ist die Anpassung einer Geraden in rot aufgetragen.

 (b) $\frac{\alpha}{P_0}$ gegen θ_{CMS} .

Zusätzlich sind die entsprechenden Strahlasymmetrie-Daten von Bonn-Gatchina aufgetragen.

 Abbildung 5.14: $\frac{\alpha}{\Sigma}$ und $\frac{\alpha}{P_0}$ gegen θ_{CMS} für den Energiebereich E_γ : 1223MeV-1277MeV.

höhere Energien werden die Fehlerbalken wegen des $\sim \frac{1}{E_\gamma}$ Verlaufs des Bremsstrahlungs-Spektrums erwartungsgemäß immer größer und es lässt sich nicht mehr auf den Verlauf der Polarisation schließen. Das wichtige erste Polarisationsmaximum ist aber gut zu erkennen.

Zusätzlich zu dieser mit der Näherung $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma)$ bestimmten Polarisation, lässt sich die Polarisation getrennt für die beiden Ausrichtungen der Polarisationsebene ermitteln. Durch Umstellung von Gleichung 4.3 und Gleichung 4.4 ergibt sich:

$$\frac{\tilde{N}_+(E_\gamma)}{\tilde{N}_{\text{unpol}}(E_\gamma)} - 1 = P_+(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi) \quad (5.3)$$

$$1 - \frac{\tilde{N}_-(E_\gamma)}{\tilde{N}_{\text{unpol}}(E_\gamma)} = P_-(E_\gamma)\Sigma(E_\gamma, \theta)\sin(2\phi) \quad (5.4)$$

Die Bestimmung der Polarisierungen verläuft analog zu der vorherigen. In Abb. 5.16(a) und Abb. 5.16(b) sind die Polarisierungen für die Ausrichtung $\phi_{\text{pol},+} = +45^\circ$ und $\phi_{\text{pol},-} = -45^\circ$ aufgetragen. Da die Statistik der $\tilde{N}_{\text{unpol}}(E_\gamma)$ eine Größenordnung niedriger ist als die der $\tilde{N}_\pm(E_\gamma)$ besitzen die Ergebnisse auch im niedrigen Energiebereich größere Fehlerbalken.

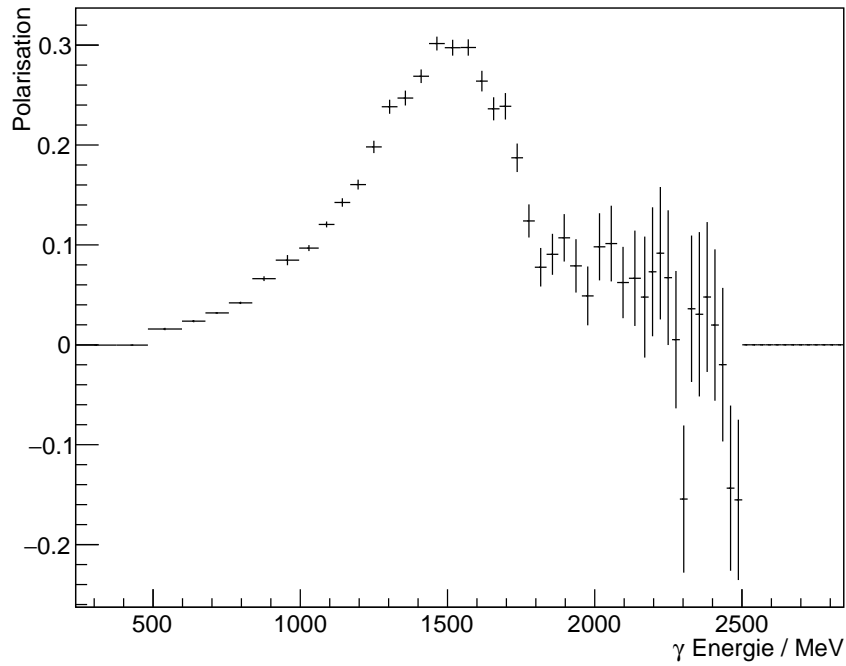
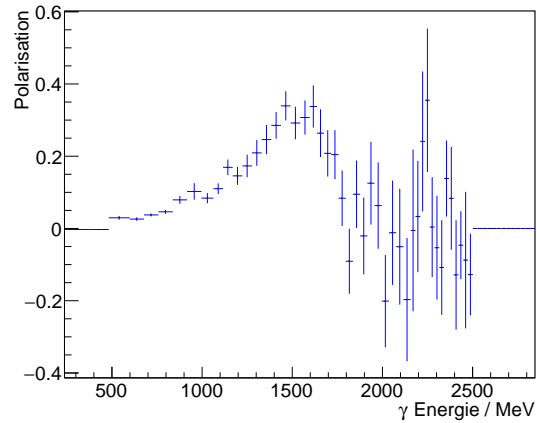
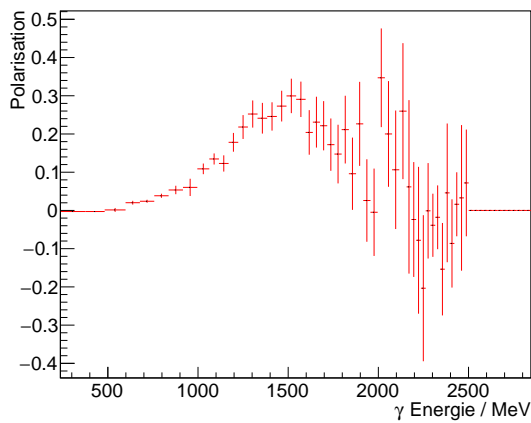


Abbildung 5.15: Polarisation gegen Photonenenergie für die Annahme $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$



(a) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ (b) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,-} = -45^\circ$

Abbildung 5.16: Polarisation gegen Photonenenergie für beide Orientierungen der Polarisationsebene

5.3.2 Bestimmung der Strahlasymmetrie aus der Polarisation

Im nächsten Schritt werden als erstes die Polarisierungen mit dem Programm COBRIS¹ bestimmt, um aus ihnen die Strahlasymmetrie zu bestimmen. Zusätzlich werden die Polarisierungen mit den im vorherigen Teil errechneten Polarisierungen und die sich ergebende Strahlasymmetrie mit den Daten von Bonn-Gatchina verglichen.

COBRIS

COBRIS ist ein Programm mit der die durch kohärente Bremsstrahlung erzeugte Polarisation aus Intensitätsüberhöhungen bestimmt werden kann. Es verwendet die Relationen aus Kapitel 3. Um mit COBRIS die Polarisation zu berechnen, ist es erforderlich die relative Intensität zwischen den Photonen, welche durch Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator erzeugt wurden und denen die durch einen kristallinen Radiator erzeugt wurden, zu bestimmen. Die Verteilung der Energie der Photonen für die Ausrichtung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ ist in Abb. 5.17 dargestellt. Jeder Energiebereich

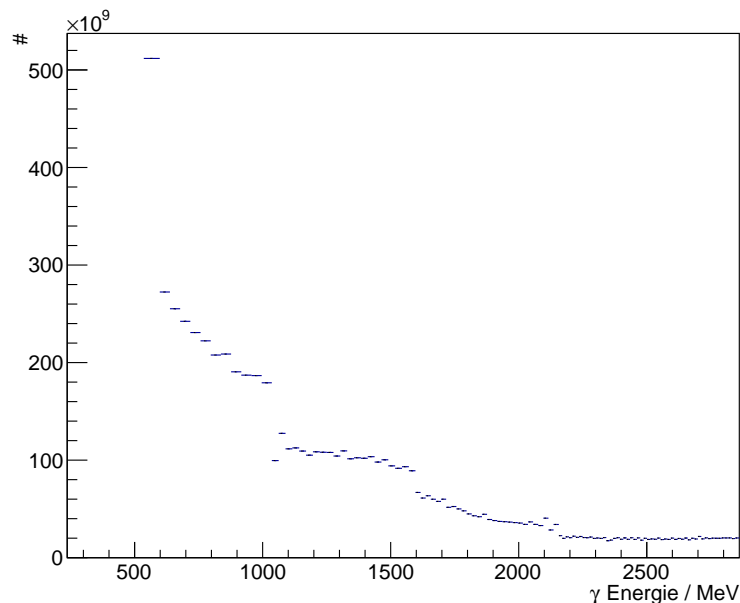
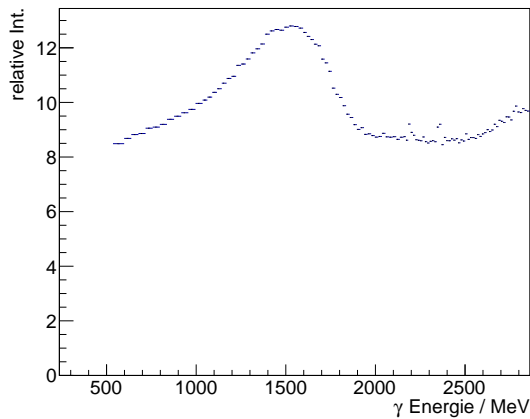


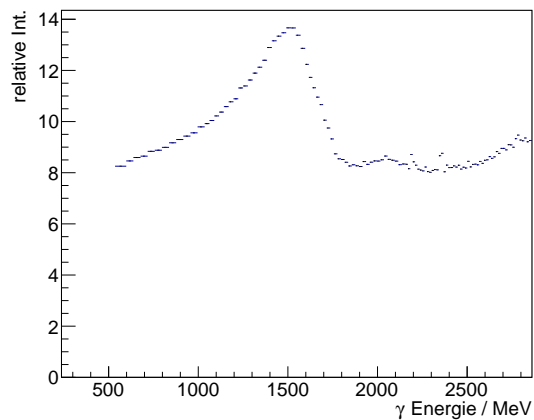
Abbildung 5.17: Verteilung der Photonenergie bei einer Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$. Es ist die Anzahl gegen die Photonenergie aufgetragen.

wird zur Normierung durch die Anzahl der gesamten Einträge im Histogramm geteilt. Anschließend werden die Daten für beide Orientierungen der Polarisationsebene jeweils durch die Daten des amorphen Radiators geteilt. Dies wird hier für die gesamte Strahlzeit zusammengefasst. Bei Betrachtung einzelner Tage ist die Verschiebung des Hochpunktes vernachlässigbar gering. Die sich ergebenden Abbildungen sind in Abb. 5.18(a) und Abb. 5.18(b) zu finden. Diese relativen Intensitäten werden in COBRIS angepasst. Dafür werden die Strahlparameter der Strahlzeit eingetragen und eine Funktion der relativen Intensität mit entsprechender Polarisation erzeugt. Durch Variation von unter anderem der Winkel des Kristalls, vertikale und horizontale Abweichungen und verschiedene Skalierungsfaktoren, lässt sich die Funktion so formen, dass sie den experimentellen Daten entspricht.

¹ Calculation Of BR_emsstrahlung Intensity Spectra engl. für Bestimmung des Intensitätsspektrums der Bremsstrahlung



(a) Relative Intensität zwischen dem kristallinen und amorphen Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,+} = +45^\circ$



(b) Kohärenter Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,-} = -45^\circ$

Abbildung 5.18: Relative Intensität zwischen dem kristallinen und amorphen Anteil der Bremsstrahlung für beide Ausrichtungen der Polarisationsebenen. Es ist die relative Intensität gegen die Photonenergie aufgetragen.

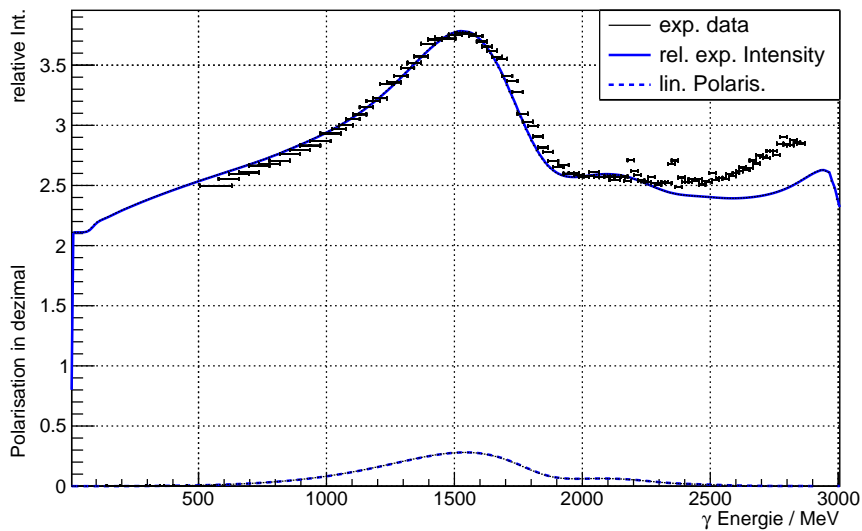


Abbildung 5.19: Kohärenter Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ mit Anpassung in willkürlichen Einheiten und der entsprechenden Polarisation.

Die Anpassungen sind in Abb. 5.19 und Abb. 5.20 dargestellt. Der untere Graph entspricht der Polarisation der jeweiligen Ausrichtung.

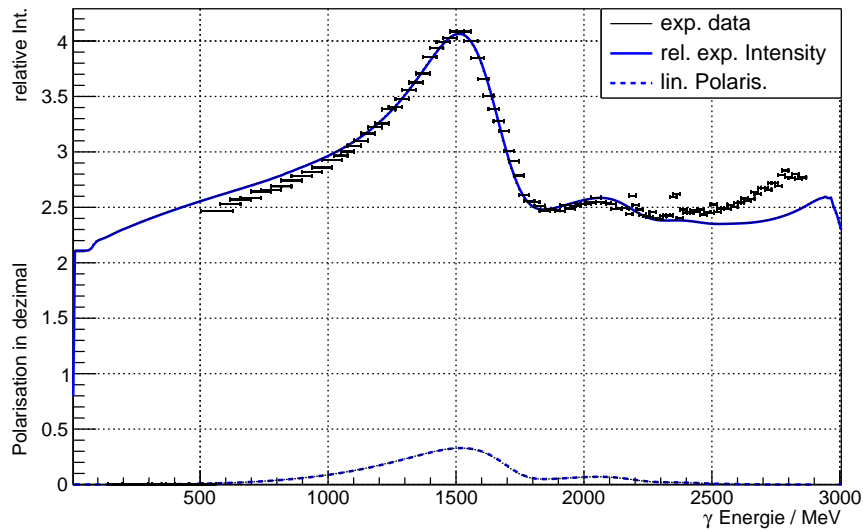


Abbildung 5.20: Kohärenter Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,-} = -45^\circ$ mit Anpassung in willkürlichen Einheiten und der entsprechenden Polarisation.

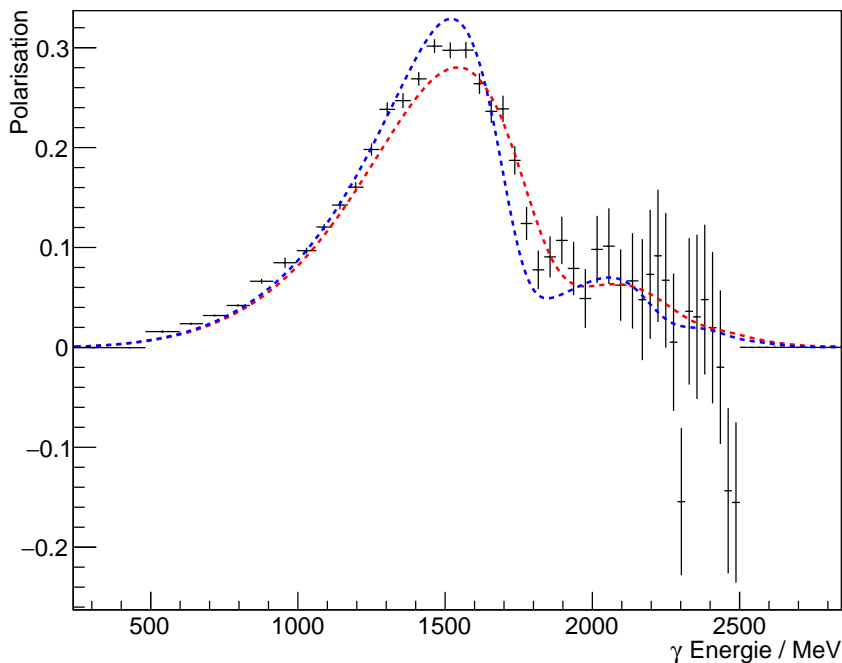
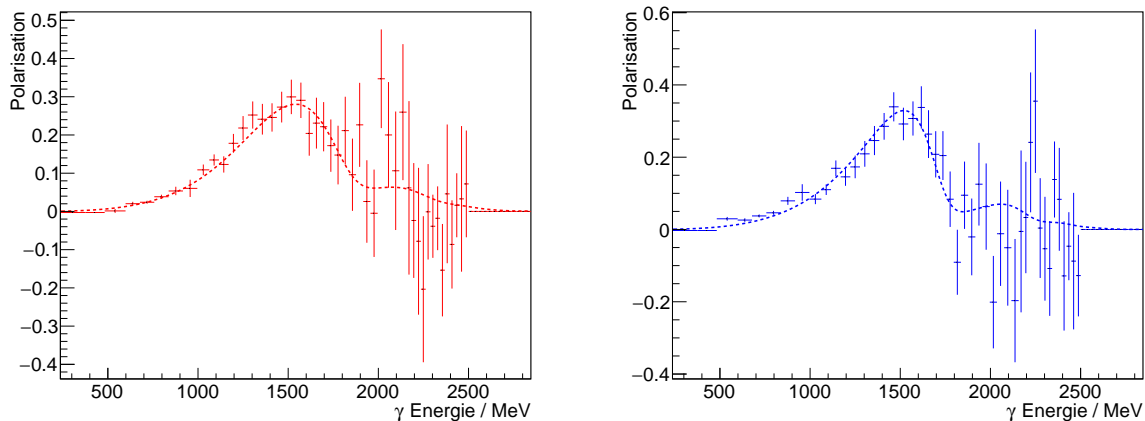


Abbildung 5.21: Polarisation gegen Photonenenergie für die Annahme $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$ als schwarze Datenpunkte und die mit COBRIS bestimmten Polarisationen für $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ in rot und $\phi_{pol,-} = -45^\circ$ in blau

In Abb. 5.21 ist der Vergleich der durch COBRIS ermittelten Polarisationen mit der im vorherigen Kapitel unter Näherung bestimmten Polarisation aus Abb. 5.15 dargestellt. Obwohl die Polarisationen beider Ausrichtungen nicht ganz der zusammengefassten entsprechen, ist dennoch zu erkennen, dass sie zu ihr passen. Durch eine Mittelung der beiden Polarisationen ließe sich der Verlauf der zusammengefassten darstellen. Eine solche Mittelung würde der verwendeten Näherung von $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$ gleichen.

Ein Vergleich der jeweiligen Polarisation mit der vorher ermittelten Polarisation für beide Richtungen ist in Abb. 5.22(a) und Abb. 5.22(b) dargestellt. Diese stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen überein.



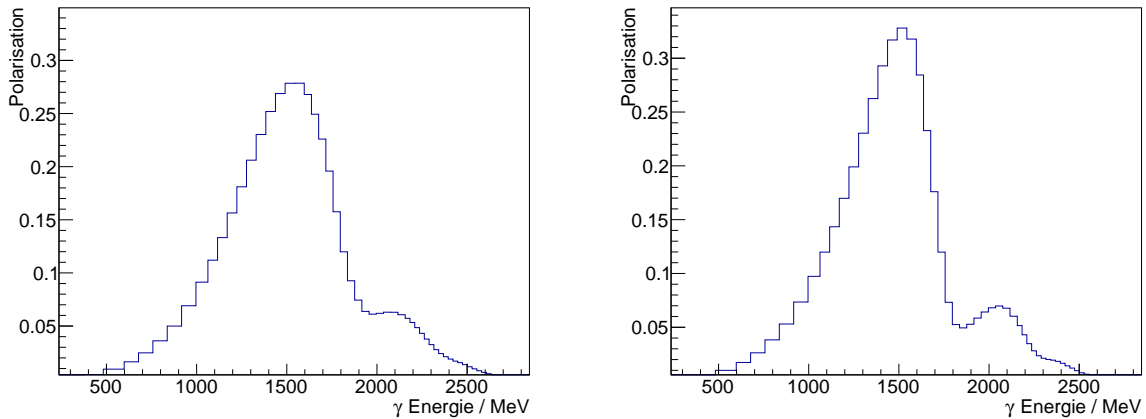
(a) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ (b) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,-} = -45^\circ$

Abbildung 5.22: Polarisation aus Abb. 5.16 gegen Photonenenergie für beide Orientierungen der Polarisationsebene und die entsprechende mit COBRIS bestimmte Polarisation

Zur Überprüfung der Polarisation wird aus ihr die Strahlasymmetrie bestimmt und mit den Bonn-Gatchina Daten verglichen.

Strahlasymmetrie

Um die Strahlasymmetrie aus der Polarisation zu errechnen, wird die Polarisation in Energiebereiche eingeteilt, sodass Abb. 5.23(a) und Abb. 5.23(b) entstehen. Nun wird die Strahlasymmetrie durch Gleichung



(a) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,+} = +45^\circ$ (b) Orientierung der Polarisationsebene von $\phi_{pol,-} = -45^\circ$

Abbildung 5.23: Über COBRIS berechnete Polarisation für beide Orientierungen der Polarisationsebene in die verschiedenen Energiebereiche eingeteilt.

4.5 mit beiden Polarisationen ermittelt und mit Bonn-Gatchina verglichen. Die Strahlasymmetrie in den einzelnen Energiebereichen des ersten Polarisationsmaximum zwischen den Energien 1116 MeV und 1636 MeV ist in Abb. 5.24 und Abb. 5.25 dargestellt. Durch die gute Beschreibung der Strahlasymmetrie lässt sich der Unterschied der Polarisationen bestätigen.

Alle Abbildungen erfüllen die Bedingung, dass 67% der Datenpunkte mit Fehlerbalken den Bonn-Gatchina Daten entsprechen. Abweichungen sind mit verschiedenen Fehlerquellen zu erklären. Die Daten sind nicht in jedem Energiebereich vollständig vom Untergrund bereinigt. Obwohl dieser in den meisten Bereichen klein ist hat er dennoch einen gewissen Einfluss auf die Daten. Eine weitere Fehlerquelle ist die Vernachlässigung, der Verschiebung des kohärente Bremsstrahlungs-Hochpunkt der jeweiligen Ausrichtung über die ganze Strahlzeit und alle Daten zusammengefasst wurden. Eine weitere Fehlerquelle für niedrige und große θ_{CMS} ist die niedrige Statistik für diese Winkelbereiche, welche in Abb. 5.6 einzusehen ist.

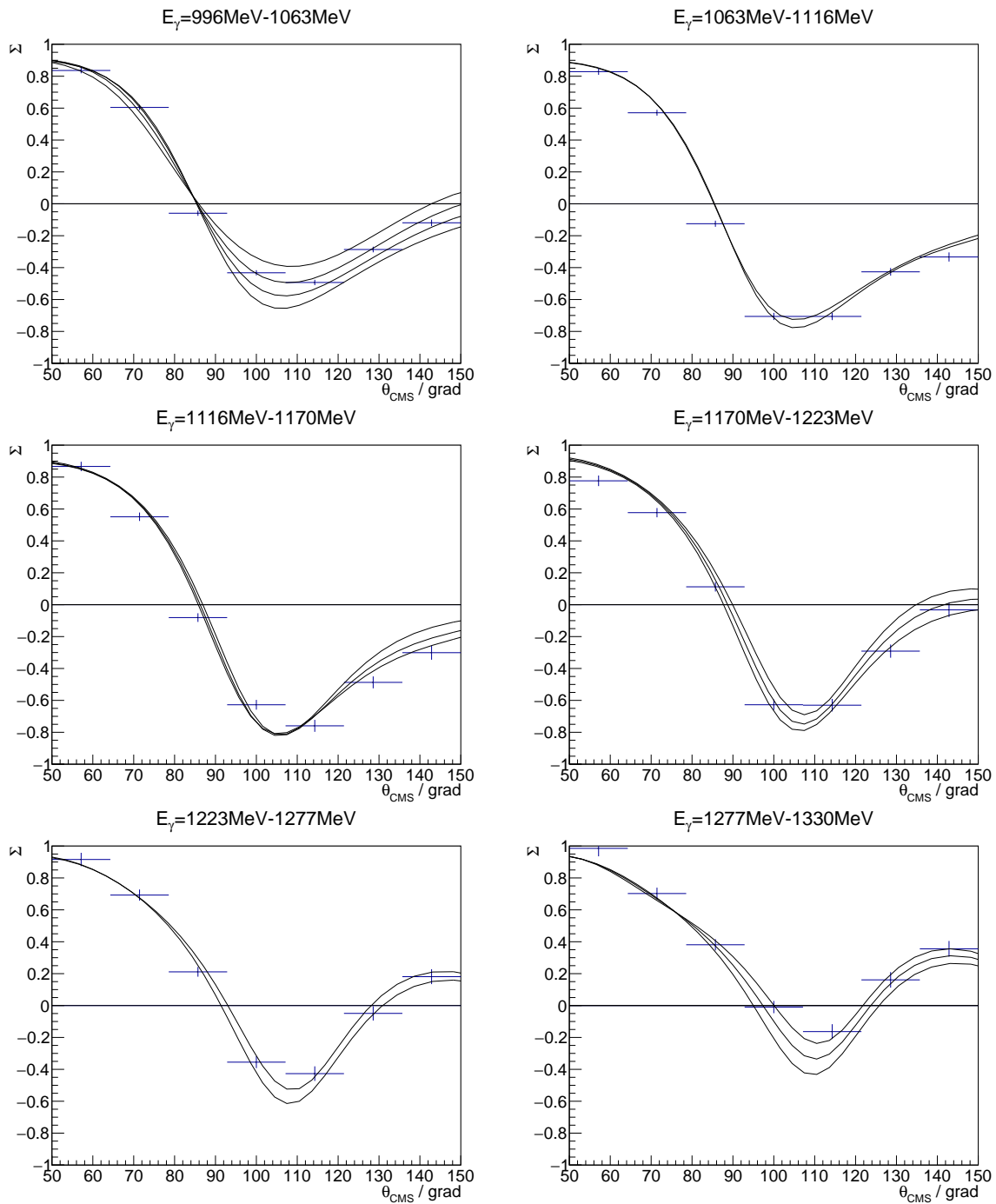


Abbildung 5.24: Strahlasymmetrie $\Sigma(E_\gamma, \theta_{\text{CMS}})$ gegen θ_{CMS} für verschiedene Energien als Datenpunkte. Zusätzlich sind die für den Energiebereich entsprechenden Strahlasymmetrie Daten von Bonn-Gatchina in schwarz aufgetragen.

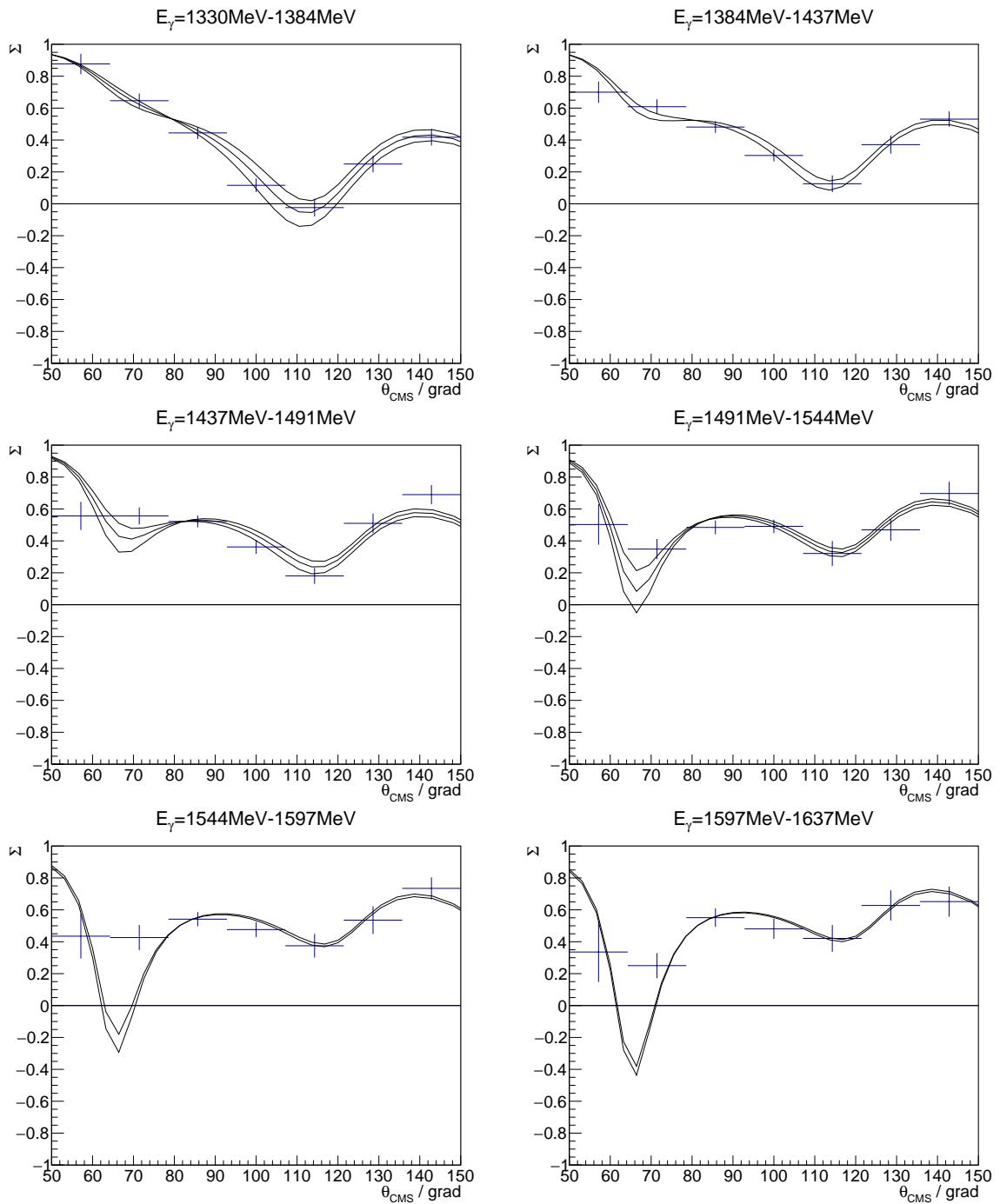


Abbildung 5.25: Strahlasymmetrie $\Sigma(E_\gamma, \theta_{\text{CMS}})$ gegen θ_{CMS} für verschiedene Energien als Datenpunkte. Zusätzlich sind die für den Energiebereich entsprechenden Strahlasymmetrie Daten von Bonn-Gatchina in schwarz aufgetragen.

Fazit

Das BGO-OD Experiment untersucht Resonanzen von Baryonen mit Meson-Photoproduktion am Nukleon. Zur Trennung verschiedener Resonanzen wird das Experiment mit polarisierten Photonen durchgeführt. Die polarisierten Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung am Kristall erzeugt. Es werden zwei Ausrichtungen der Polarisations Ebenen verwendet, die orthogonal zueinander sind.

Während der Datennahme der Strahlzeit April/Mai 2017 wurden unerwartete Verläufe des Polarisationsgrades entdeckt. Für beide Ausrichtungen konnte nicht der gleiche Polarisationsgrad realisiert werden, was zu Zweifeln am Polarisationsgrad führte. Zur Überprüfung dieser Polarisierungen wurde in dieser Bachelorarbeit der Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ verwendet. Dieser wurde rekonstruiert und die Polarisierungen anhand der Daten der Strahlasymmetrie von Bonn-Gatchina ermittelt. Dabei wurde zunächst eine Polarisierung unter der Annahme, dass die Verläufe der Polarisierungen beider Ausrichtungen gleich seien, bestimmt. Diese entsprach den Erwartungen aus Kapitel 3, jedoch lies sich nur die nieder-energetische kohärente Kante gut beschreiben. Zurückzuführen ist dies auf die niedrige Statistik in Bereichen hoher Energie. Zusätzlich sind die einzelnen Polarisierungen beider Polarisationsausrichtungen berechnet worden. Aufgrund der niedrigen Statistik der Daten mit unpolarisierten Photonen sind diese ungenauer.

Weiterhin wurden die Polarisierungen mit dem Programm COBRIS bestimmt. Dabei ist der Unterschied der beiden Orientierungen deutlich zu erkennen. Zwischen diesen beiden liegt passend die gemittelte Polarisierung. Der Vergleich mit den zuvor bestimmten Polarisierungen für beide Ausrichtungen, bestätigt den Unterschied der Polarisierungen zusätzlich.

Abschließend wurde die Strahlasymmetrie aus den mit COBRIS erhaltenen Polarisierungen bestimmt und mit den Bonn-Gatchina Daten verglichen. Auch dabei sind nur die Energiebereiche des ersten Polarisationsmaximums gut beschrieben. Innerhalb dieses Bereiches passt die errechnete Strahlasymmetrie sehr gut zu den Daten von Bonn-Gatchina und verifiziert die Polarisierungen.

Somit wurden die Polarisierungen gut bestimmt, mehrfach überprüft und damit der Unterschied für beide Polarisierungsebenen bestätigt.

Literaturverzeichnis

- [1] U. Timm, *Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals*, Fortschritte der Physik **17** (1969) 765–808.
- [2] L. L.D. LANDAU, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 4, Quantenelektrodynamik*. Akademie-Verlag, 1986.
- [3] A. Bella, *Linearly polarised photon beams at the BGO-OD experiment at ELSA*. Phd thesis, Universität Bonn, 2016.
- [4] D. Drechsel and L. Tiator, *Threshold pion photoproduction on nucleons*, J. Phys. G: Nucl Part. Phys. **18** (1992) 449–497.
- [5] Bonn-Gatchina Partial Wave Analysis Group <https://pwa.hiskp.uni-bonn.de/>.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematischer Aufbau des BGO-OD Experiments. Die Elektronen von ELSA treffen rechts auf den Aufbau.	3
3.1	Schematische Darstellung der Kinematik bei Bremsstrahlung. Aufgeteilt in longitudinale und transversale Anteile. [1]	6
3.2	Schematische Darstellung des kinematisch erlaubten Bereiches. Der graue Bereich steht für die genäherten und der schattierte für die exakten Grenzen. [1]	7
3.3	Intensität des amorphen Radiators, des Kristalls und der kohärenten Bremsstrahlung in willkürlichen Größen, ohne Berücksichtigung experimenteller Faktoren [3]	10
3.4	Intensität des amorphen Radiators, des Kristalls und der kohärenten Bremsstrahlung in willkürlichen Größen, mit Berücksichtigung experimenteller Faktoren [3]	10
4.1	Schematische Darstellung der Kinematik bei Meson-Photproduktion. Alle eingezeichneten Vektoren liegen in der Reaktionsebene. Nur \vec{n} steht senkrecht auf ihr.	11
5.1	Zeit-Schnitt für die Daten des Taggers. Es ist die Anzahl aller Ereignisse gegen die Zeit bis zum Trigger-Zeitpunkt aufgetragen.	13
5.2	Zeit-Schnitt für die Daten der Detektoren. Es ist die Anzahl der Ereignisse gegen die zeitliche Differenz der Detektoren aufgetragen	14
5.3	Nach zwei Photonen und ein geladenes Teilchen gefilterten Daten. Es ist die zu Strahlenergie und Zerfallsphotonen fehlende Masse gegen die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen aufgetragen. Die Farbe kodiert die Anzahl der Ereignisse.	14
5.4	15
5.5	Totale fehlende Masse des gesamt Systems $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, nach der Vor-Selektion. Für die Analyse wurden Ereignisse mit totaler fehlender Masse zwischen -120MeV und 120MeV benutzt.	15
5.6	Verteilung der Daten gegenüber θ_{CMS} . Es ist die Anzahl gegen θ_{CMS} aufgetragen. . . .	16
5.7	Verteilung der invarianten der Photonen für den Energiebereich E_γ : 996MeV-1062MeV, den Winkel θ_{CMS} : 121°-136° und ϕ : 45°-90° bei einer Orientierungen der Polarisations-ebene von $\phi_{pol,+}=+45^\circ$	17
5.8	Verteilung der fehlender Masse zu den Photonen nach Schnitt an der invarianten Masse für den Energiebereich E_γ : 996MeV-1062MeV, den Winkel θ_{CMS} : 121°-136° und ϕ : 45°-90° bei einer Orientierungen der Polarisations-ebene von $\phi_{pol,+}=+45^\circ$	17
5.9	Verteilung der fehlenden Masse für den Winkel θ_{CMS} : 121°-136° und ϕ : 45°-90° bei einer Orientierungen der Polarisations-ebene von $\phi_{pol,+}=+45^\circ$ in blau. Zusätzlich stellt pink das Signal der Simulation, rot den Untergrund der Simulation und grün beide addiert da.	18

5.10	Verteilung der Photonenenergie bei einer Orientierungen der Polarisationssebene von $\phi_{pol,+}=+45^\circ$. Es wurden jeweils zwei benachbarte Kanäle zu einem Energiebereich zusammengefasst. Es ist die Anzahl gegen die Photonenenergie aufgetragen.	19
5.11	Ω gegen den Winkel ϕ für den Winkel θ_{CMS} : 64° - 79° . Zusätzlich ist in rot die Anpassung aufgetragen.	20
5.12	α gegen θ_{CMS} für den Energiebereich E_γ : 1223MeV - 1277MeV	20
5.13	Strahlasymmetrie für die Photonenenergie $E_\gamma=1700\text{MeV}$. Es ist die Strahlasymmetrie gegen den $\cos(\theta_{CMS})$ aufgetragen. [5]	21
5.14	$\frac{\alpha}{\Sigma}$ und $\frac{\alpha}{P_0}$ gegen θ_{CMS} für den Energiebereich E_γ : 1223MeV - 1277MeV	22
5.15	Polarisation gegen Photonenenergie für die Annahme $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$	23
5.16	Polarisation gegen Photonenenergie für beide Orientierungen der Polarisationssebene	23
5.17	Verteilung der Photonenenergie bei einer Orientierungen der Polarisationssebene von $\phi_{pol,+}=+45^\circ$. Es ist die Anzahl gegen die Photonenenergie aufgetragen.	24
5.18	Relative Intensität zwischen dem kristallinen und amorphen Anteil der Bremsstrahlung für beide Ausrichtungen der Polarisationssebenen. Es ist die relative Intensität gegen die Photonenenergie aufgetragen.	25
5.19	Kohärenter Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,+}=+45^\circ$ mit Anpassung in willkürlichen Einheiten und der entsprechenden Polarisation.	25
5.20	Kohärenter Anteil der Bremsstrahlung für $\phi_{pol,-}=-45^\circ$ mit Anpassung in willkürlichen Einheiten und der entsprechenden Polarisation.	26
5.21	Polarisation gegen Photonenenergie für die Annahme $P_+(E_\gamma) \approx P_-(E_\gamma) = P(E_\gamma)$ als schwarze Datenpunkte und die mit COBRIS bestimmten Polarisationen für $\phi_{pol,+}=+45^\circ$ in rot und $\phi_{pol,-}=-45^\circ$ in blau	26
5.22	Polarisation aus Abb. 5.16 gegen Photonenenergie für beide Orientierungen der Polarisationssebene und die entsprechende mit COBRIS bestimmte Polarisation	27
5.23	Über COBRIS berechnete Polarisation für beide Orientierungen der Polarisationssebene in die verschiedenen Energiebereiche eingeteilt.	28
5.24	Strahlasymmetrie $\Sigma(E_\gamma, \theta_{CMS})$ gegen θ_{CMS} für verschiedene Energien als Datenpunkte . Zusätzlich sind die für den Energiebereich entsprechenden Strahlasymmetrie Daten von Bonn-Gatchina in schwarz aufgetragen.	29
5.25	Strahlasymmetrie $\Sigma(E_\gamma, \theta_{CMS})$ gegen θ_{CMS} für verschiedene Energien als Datenpunkte . Zusätzlich sind die für den Energiebereich entsprechenden Strahlasymmetrie Daten von Bonn-Gatchina in schwarz aufgetragen.	30