

Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 -Photoproduktion

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

vorgelegt von
Annika Thiel
aus
Hagen

Bonn, Januar 2012

Angefertigt mit Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

- 1. Referent: Prof. Dr. R. Beck
- 2. Referent: Prof. Dr. K. Desch
- Tag der Promotion: 28.06.2012
- Erscheinungsjahr: 2012

Zusammenfassung

Die Hadronenspektroskopie stellt zur Untersuchung des inneren Aufbaus der Nukleonen und damit der Wechselwirkung zwischen den Konstituenten, den Quarks, ein geeignetes Mittel dar. Die bereits gemessenen Anregungszustände des Protons, die sogenannten Resonanzen, zeigen jedoch deutliche Unterschiede zu den aktuellen Vorhersagen in den Quarkmodellen oder in der Gitterechtheorie. So werden bei höheren Energien deutlich mehr Resonanzen vorhergesagt, als bislang experimentell nachgewiesen werden konnten. Dies kann an der Struktur der Resonanzen liegen: Aufgrund der geringen Lebensdauer sind die Anregungszustände breit und überlappen deshalb stark. Um diese Resonanzen zu identifizieren, werden Polarisationsobservable benötigt, die sensitiv auf Interferenzterme und damit auch auf schwache Resonanzbeiträge sind.

Hierzu wurde in dieser Arbeit die Photoproduktion neutraler Pionen an Protonen gemäß der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ untersucht. Mit dem Crystal-Barrel-Experiment wurden an der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA Daten mit linearpolarierten Photonen aufgenommen, welche mit longitudinalpolarisierten Protonen wechselwirken. Das Detektorsystem besteht aus zwei Kalorimetern, die eine optimale Nachweiseffizienz für Reaktionen mit neutralen Photonen im Endzustand bieten. Neben dem Butanol-Target, welches polarisierte Protonen zur Verfügung stellt, wurden weitere Messungen an freien Protonen in einem Flüssig-Wasserstoff-Target und an gebundenen Protonen in einem Kohlenstoff-Target durchgeführt.

Die Reaktion wurde über verschiedene Schnitte extrahiert und der Anteil an Untergrundreaktionen konnte auf 0,2% reduziert werden, wobei die nahezu volle Raumwinkelabdeckung zur Verfügung steht.

Die Analyse von Reaktionen mit linearpolarierten Photonen und longitudinalpolarisierten Protonen erlaubt die Extraktion der Einfachpolarisationsobservablen Σ und der Doppelpolarisationsobservable G , wobei in den hier analysierten Daten ein Energiebereich von $E_\gamma = 600 - 1100$ MeV verwendet wurde. Durch Untersuchung von Asymmetrien konnte die Strahlasymmetrie Σ bestimmt und mit den bisherigen Messungen am freien Proton verglichen werden, wobei sich eine gute Übereinstimmung zeigte.

Zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G , welche in dem Energiebereich erstmalig extrahiert wurde, wurden drei unterschiedliche Methoden angewendet und miteinander verglichen. Alle drei Methoden liefern dabei konsistente Resultate und die Doppelpolarisationsobservablen G konnte über den gesamten Winkelbereich bestimmt werden. Die extrahierten Observablen Σ und G konnten mit Vorhersagen von drei verschiedenen Partialwellenanalysen verglichen werden. Dabei zeigten sich vor allem bei der Doppelpolarisationsobservablen G bei niedrigen Energien deutliche Unterschiede, die damit neue Informationen für die Partialwellenanalysen liefern.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Das Anregungsspektrum der Nukleonen	5
2.1.1. Resonanzen und Wirkungsquerschnitte	5
2.1.2. Quarkmodelle	6
2.1.3. Gitterrechnungen	8
2.2. Das vollständige Experiment	9
2.2.1. Multipole-Schreibweise der Pionphotoproduktion	10
2.2.2. Amplituden-Darstellungen	11
2.2.3. Polarisationsexperimente	14
2.2.4. Die Polarisationsobservablen	16
2.2.5. Polarisationsobservable beim Crystal-Barrel-Experiment	18
2.2.6. Partialwellenanalyse	19
2.3. Erzeugung von neutralen Pionen durch Photoproduktion am Proton	21
2.3.1. Bisherige Datenbasis von Polarisationsobservablen	21
3. Der Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments	27
3.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)	28
3.2. Erzeugung und Messung des Photonenflusses	29
3.2.1. Die Erzeugung von Photonen mittels Bremsstrahlung	29
3.2.2. Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen	31
3.2.3. Erzeugung linearpolarisierter Photonen	32
3.2.4. Die Photonenmarkierungsanlage	34
3.2.5. Die Flussbestimmungsdetektoren	35
3.3. Das Target und das Hauptkalorimeter	36
3.3.1. Das Target	36
3.3.2. Der Crystal Barrel, der Innendetektor und der Vorwärtskonus	39
3.3.3. Der Gas-Čerenkov-Detektor	41
3.3.4. Der Mini-TAPS-Detektor	42
3.4. Trigger	43
4. Die Datensätze	45
4.1. Experimentelle Datennahme	45
4.1.1. Datennahme am Butanol-Target	45
4.1.2. Flüssig-Wasserstoff-Target	47
4.1.3. Kohlenstoff-Target	48
4.2. Monte-Carlo-Simulation	49
4.2.1. Flüssig-Wasserstoff-Target	50
4.2.2. Kohlenstoff-Target	50
4.2.3. Butanol-Target	51

5. Kalibration und Rekonstruktion der Daten	53
5.1. Zeitkalibration der Daten	53
5.1.1. Grobkalibration	53
5.1.2. Feinkalibration	54
5.2. Energiekalibration der Daten	57
5.2.1. Crystal Barrel	57
5.2.2. Mini-TAPS	58
5.2.3. Feinkalibration der einzelnen Kristalle	59
5.3. Rekonstruktion	60
5.3.1. Die Photonenmarkierungsanlage	60
5.3.2. Der Innendetektor	64
5.3.3. Der Crystal-Barrel-Detektor	65
5.3.4. Das Mini-TAPS-Kalorimeter	68
6. Selektion der Reaktion	71
6.1. Ereignisklassen	71
6.2. Kombinatorik	74
6.3. Ladungidentifikation	75
6.4. Zeitschnitte	75
6.4.1. Zeitspektren	75
6.4.2. Reaktionszeit	77
6.5. Untergrundreduktion	79
6.6. Kinematische Schnitte	81
6.7. Schnitt auf die Mesonenmasse	86
6.8. Berechnete Masse des Protons	86
6.9. Übersicht der verschiedenen Schnitte	86
6.10. Analyseschritte beim Flüssig-Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target	89
6.10.1. Ladungidentifikation	91
6.10.2. Zeitschnitte	92
6.10.3. Untergrundreduktion	94
6.10.4. Kinematische Schnitte	94
6.10.5. Schnitt auf die Mesonenmasse	94
6.10.6. Schnitt auf die berechnete Masse des Protons	97
7. Extraktion der Polarisationsobservablen	99
7.1. Untersuchung künstlicher Asymmetrien	100
7.1.1. Defekte Kristalle im Crystal-Barrel-Detektor	101
7.1.2. Triggersignale des Mini-TAPS-Detektors	102
7.1.3. Ladungidentifikation	103
7.1.4. Asymmetrien der unterschiedlichen Targets	107
7.2. Verwendung der verschiedenen Ereignisklassen	109
7.3. Bestimmung des Anteils von Reaktionen an Kohlenstoff-Atomen	112
7.4. Absolute Bestimmung von Polarisationsobservablen	114
7.4.1. Bestimmung der Strahlasymmetrie	116
7.4.2. Der Dilution-Faktor	118
7.4.3. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G	123
7.5. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen über Differenzen	126
7.6. Rechnerische Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen	129
7.7. Qualitativer Vergleich der Methoden mithilfe von generierten Daten	130

7.8. Vergleich der verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G	131
7.9. Bestimmung des systematischen Fehlers	134
8. Diskussion der Ergebnisse	135
8.1. Ergebnisse für die Einfachpolarisationsobservable Σ	135
8.2. Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen G mit den Vorhersagen der Partialwellenanalysen	138
8.3. Untersuchung der verschiedenen Beiträge zur Doppelpolarisationsobservablen G	143
8.3.1. Einfluss unterschiedlicher Drehimpulse	143
8.3.2. Einfluss der Multipole und Resonanzen	145
8.4. Beiträge zur Strahlasymmetrie Σ	148
8.4.1. Drehimpulsabhängigkeit der Strahlasymmetrie	148
8.4.2. Dominante Multipolbeiträge	149
8.5. Vergleich der Vorhersagen aus den Multipolen mit den Messwerten	150
9. Zusammenfassung	153
9.1. Ausblick	154
Anhang	156
A. Formeln und Erläuterungen	157
A.1. Formeln zur Beschreibung der Multipole in Helizitätsamplituden	157
A.2. Darstellung der Polarisationsobservablen	157
A.2.1. Die Observablen in CGLN-Amplituden	157
A.2.2. Die Observablen in Helizitätsamplituden	158
A.3. Herleitung der Formel 6.3 zur Berechnung der Photonenenergien	159
A.4. Normierung bei unterschiedlichen Polarisationen	159
A.4.1. Linearpolarisierter Strahl auf unpolarisierte Protonen	160
A.4.2. Linearpolarisierter Strahl auf longitudinalpolarisierte Protonen	160
A.5. Untersuchung des Einflusses der Targetmaterialien und -halterungen auf den Dilution-Faktor	161
A.6. Untersuchung der möglichen Verwendung des Photonenfluxes zur Bestimmung des Dilution-Faktors	163
A.7. Strahlasymmetrie Σ für $l \leq 3$	166
A.8. Abweichungen der berechneten Protonenmasse	167
B. Abbildungen	169
B.1. Schnitte mit 1σ -Breite	169
B.1.1. Butanol-Target	169
B.1.2. Wasserstoff-Target	174
B.1.3. Kohlenstoff-Target	179
B.2. Simulierte Spektren der Schnitte am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target	184
B.2.1. Ladungsidentifikation	184
B.2.2. Untergrundreduktion	185
B.2.3. $\gamma\gamma$ -invariante Masse	186
B.2.4. Fehlende Masse der Reaktion	187
B.2.5. Kinematische Schnitte	188

B.3. Akzeptanzen	190
B.3.1. Wasserstoff-Target	190
B.3.2. Kohlenstoff-Target	191
B.4. ϕ -Verteilungen der absoluten Bestimmung bei 1σ breiten Schnitten	192
B.5. Anpassung der fehlenden Masse für die verschiedenen Targetmaterialien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	207
B.6. Die $\cos \theta$ -Verteilungen der Mesonen für verschiedene Energien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	209
B.7. Der Dilution-Faktor für die verschiedenen Energien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	211
B.8. ϕ -Verteilungen der Bestimmung über Differenzen unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	214
B.9. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der Bestimmung über Differenzen unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	229
B.10. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der rechnerischen Bestimmung unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	231
B.11. Die Doppelpolarisationsobservable G aus den drei verschiedenen Bestimmungsmethoden unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten	233
C. Tabellarische Auflistung der Messwerte	239
D. Konferenzbeiträge	243
D.1. Veröffentlichungen	243
D.2. Proceedings	243
D.3. Vorträge	243

1. Einleitung

Die uns umgebende Materie ist aufgebaut aus Atomen, welche aus einem Kern von Protonen und Neutronen, den Nukleonen, bestehen, der von einer Elektronenhülle umgeben ist. Schon bei der Messung der magnetischen Momente von Proton und Neutron [TK49] zeigte sich, dass diese nicht punktförmig sind, sondern eine Substruktur aus geladenen Konstituenten besitzen müssen. Durch tiefinelastische Leptonen-Streuexperimente [S⁺75] konnte zudem später festgestellt werden, dass die Konstituenten punktförmig sind und Spin 1/2 besitzen. In der stabilen Materie kommen zwei Arten dieser Konstituenten, Quarks genannt [GM64], vor: die *up*- und *down*-Quarks. Daneben gibt es noch vier weitere Quark-Flavours: das *strange*-, das *charm*-, das *bottom*- und das *top*-Quark. Die Quarks besitzen eine zusätzliche Quantenzahl, die Farbladung [FGML73]. Dabei trägt jedes Quark eine Farbe (rot, grün, blau), Antiquarks besitzen entsprechend eine Antifarbe. Auch die Gluonen, die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung, besitzen Farbladung, so tragen sie jeweils Farbe und Antifarbe. Im Gegensatz dazu besitzt das Photon, das Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung, keine Ladung.

Bisher konnten keine freien Quarks oder Gluonen beobachtet werden, es wurden lediglich farbneutrale, gebundene Quarksysteme, die sogenannten Hadronen, nachgewiesen. Die Baryonen sind dabei aus drei Quarks (qqq) zusammengesetzt, während die Mesonen jeweils aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) bestehen.

Bei kleinen Abständen ($r \ll 1$ fm) können sich die Quarks quasifrei bewegen, dabei handelt es sich um die sogenannte „asymptotische Freiheit“ [GW73]. In diesem Bereich sind störungstheoretische Berechnungen der zugrundeliegenden Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), möglich und stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Im Gegensatz dazu wächst bei größeren Abständen ($r \approx 1$ fm), wie bei der Ausdehnung hadronischer Systeme, das Potential zwischen den Quarks an. Dieser Effekt wird als „Confinement“¹ bezeichnet und lässt sich nicht durch störungstheoretische Methoden beschreiben, es existieren lediglich phänomenologische Modelle sowie erste Rechnungen der Gitterreichtheorie. Um in diesem Bereich die Vorhersagen der Modelle oder der Gitterreichtrechnungen überprüfen zu können, sind präzise Messungen der Eigenschaften der Hadronen, wie Massen und das Anregungsspektrum, notwendig.

In der Hadronenspektroskopie werden Baryonen mittels hochenergetischer Projektil wie Photonen oder Pionen angeregt und die Endzustände der Reaktionen untersucht. Dies ist vergleichbar mit der atomaren Spektroskopie zur Untersuchung der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen einem Kern und der Elektronenhülle in einem Atom. Hierbei wurden ab Mitte des 20. Jahrhunderts Atome mit Photonen angeregt und die Wellenlängen der Emissions- und Absorptionslinien, also der von den Atomen emittierten oder absorbierten Photonen, gemessen. Die Energien der Photonen geben direkten Aufschluss über die Energiedifferenzen der Anregungszustände der Elektronen in den untersuchten Atomen, so dass sie ein geeignetes Mittel darstellen, Hinweise auf den Aufbau der Atome zu geben. Der Vergleich der präzisen experimentellen Messungen mit den theoretischen Rechnungen basierend auf der Quantenelektrodynamik ermöglichte die Festlegung der

¹to confine: engl. einsperren

verschiedenen Wechselwirkungsanteile, wie der Coulomb-Wechselwirkung, der Feinstruktur, der Hyperfeinstruktur und der Lamb-Verschiebung. Analog dazu lassen sich durch Bestimmung der Anregungsspektren von Proton und Neutron Rückschlüsse auf die verschiedenen Wechselwirkungsanteile im Inneren des Nukleons und somit auf die Struktur der starken Wechselwirkung zwischen den Konstituenten ziehen.

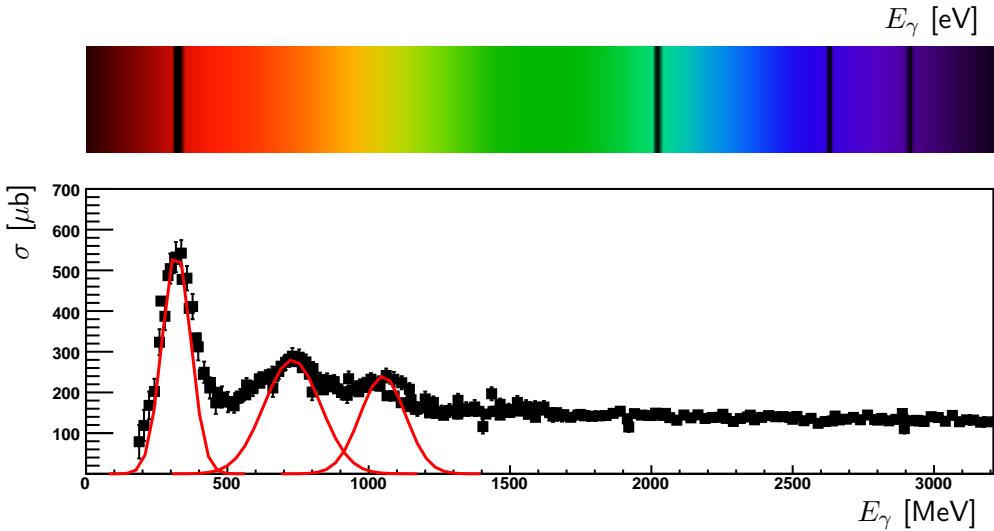


Abbildung 1.1.: Absorptionsspektrum eines hypothetischen Atoms [Wik12] (oben) verglichen mit dem totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt [N⁺10] am Proton (unten), aufgetragen gegen die Energie des Photons. Die Überhöhungen durch die Anregung des Nukleons sind durch rote Gauß-Kurven visualisiert, während sich die Absorptionslinien als schwarze Balken erkennen lassen.

In Abbildung 1.1 ist das Absorptionsspektrum von Atomen im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt, der energieabhängigen Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Reaktionen mit Photonen am Proton, dargestellt. Während beim atomaren Spektrum scharfe Absorptionslinien, welche einer bestimmten Energie entsprechen, beobachtet werden, lassen sich beim Anregungsspektrum des Protons nur wenige, breite Peaks bei niedrigen Energien erkennen. Die Peaks stammen von Resonanzen, welche bei bestimmten Energien in Nukleon angeregt werden. Diesen Zuständen können definierte Quantenzahlen (Spin, Isospin), Breiten und Massen zugeordnet werden, so dass sie als eigene Teilchen betrachtet werden.

Bei der Klassifizierung dieser Zustände und dem anschließenden Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zeigen sich deutliche Differenzen, sowohl in der Anzahl, als auch in den Massen der Resonanzen. Für die Bestimmung der Resonanzmassen und von kleinen oder neuen Resonanzbeiträgen ist die Messung von verschiedenen Polarisationsobservablen notwendig, welche im nächsten Kapitel motiviert werden. In dieser Arbeit wurden die Observablen Σ und G in der Reaktion $\bar{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ untersucht, wobei für die Doppelpolarisationsobservable G bisher keine Messungen in dem hier untersuchten Energiebereich von $E_\gamma = 600 - 1150$ MeV vorliegen.

Zur Messung dieser Observablen werden Experimente benötigt, in denen mit Projektilen wie reellen Photonen Nukleonen angeregt und anschließend die Zerfallsprodukte gemessen werden. Hierzu wurde das Crystal-Barrel-Experiment an der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA aufgebaut, bei dem sowohl linear- als auch zirkularpolarisierte Photonen

verwendet werden, um Reaktionen an longitudinal- oder transversalpolarisierten Nukleonen zu erzeugen. Der Nachweis der Reaktionsprodukte geschieht dabei über ein modulares System von Kalorimetern, welches in Kapitel 3 ausführlich beschrieben wird. Mit diesem werden sowohl Zeiten und Energien, als auch Streuwinkel und Ladungen bestimmt, um eine spätere Identifikation von Reaktionen zu ermöglichen.

Für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G werden linearpolarierte Photonen benötigt, welche mit longitudinalpolarisierten Nukleonen wechselwirken. Es wurden die Daten verschiedener Strahlzeiten, sowohl mit polarisierten, als auch mit unpolarisierten Protonen, untersucht. Diese werden in Kapitel 4 vorgestellt.

Die Informationen aus den Detektoren müssen für die spätere Analyse zunächst zeitlich, als auch energetisch kalibriert werden, bevor eine Rekonstruktion der Teilchen aus den verschiedenen Detektorinformationen stattfinden kann. Hiermit ist es möglich aus den unterschiedlichen Detektorsignalen Teilchen mit verschiedenen Orts-, Zeit- und Energieinformationen zu rekonstruieren, wie es in Kapitel 5 dargestellt wird. Diese Informationen der Reaktionsprodukte werden verwendet, um unterschiedliche Reaktionen auszuwählen. Für diese Arbeit wurde die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ untersucht, welche über ein neutrales Meson im Endzustand verfügt. Das Pion zerfällt dabei in zwei Photonen, die in den Kalorimetern nachgewiesen werden können. Um die gewünschte Reaktion herauszufiltern, werden verschiedene Schnitte angewandt, die in Kapitel 6 im Detail diskutiert werden. Dabei ist es möglich sowohl Zeitinformationen, als auch Informationen zur Kinematik der Reaktion zu nutzen, um die gewünschte Reaktion nahezu untergrundfrei selektieren zu können.

Anhand der so ausgewählten Reaktion können die Polarisationsobservablen Σ und G bestimmt werden. Dazu wurden verschiedene Möglichkeiten zur Bestimmung der Observablen entwickelt, die in Kapitel 7 erläutert und miteinander verglichen werden. Zusätzlich werden die gemessenen Daten auf mögliche systematische Fehlerquellen untersucht und deren Auswirkungen auf die Polarisationsobservablen analysiert.

Die endgültigen Ergebnisse für Σ und G werden in Kapitel 8 zusammengefasst und mit den Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen verglichen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das Anregungsspektrum der Nukleonen

Die Hadronenspektroskopie stellt eine experimentelle Möglichkeit dar, Informationen über den inneren Aufbau der Nukleonen und der Natur der starken Wechselwirkung zu erhalten, da sie direkte Hinweise auf die Freiheitsgrade im Inneren des Nukleons liefert. Die präzise Vermessung des Anregungsspektrums von Proton und Neutron erlaubt deshalb einen Test der theoretischen Vorhersagen der verschiedenen Nukleonmodelle und der Gitterrechnungen, wie in den nächsten Abschnitten erläutert wird.

2.1.1. Resonanzen und Wirkungsquerschnitte

Bei der Spektroskopie von Atomen senden angeregte Atome Photonen mit definierten Energien aus, welche sich als Emissionslinien beobachten lassen. Im Gegensatz dazu werden bei der Anregung von Nukleonen Mesonen verschiedener Energien emittiert. Wird der totale Wirkungsquerschnitt nach verschiedenen Endzuständen aufgeschlüsselt, so werden, je nach Endzustand, die Resonanzstrukturen unterschiedlich stark sichtbar (siehe Abbildung 2.1). Dort ist der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt [N⁺¹⁰] im Vergleich zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten für π^0 - [vP⁺⁰⁷] und η -Photoproduktion [B⁺⁰⁷, K⁺⁹⁵] am Proton aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, dass für die verschiedenen Endzustände, also Mesonen unterschiedlicher Quantenzahlen, die Strukturen variieren und damit Resonanzen unterschiedlicher Stärke beitragen. Jedoch werden die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Endzustände, ebenso wie der totale Wirkungsquerschnitt, zu höheren Energien flach, so dass sich keine einzelnen resonanten Strukturen mehr beobachten lassen.

In Abbildung 2.2 sind am Beispiel des totalen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ verschiedene beitragende Resonanzen aufgetragen. Dabei wird deutlich, dass die Anregungszustände große Breiten haben und stark überlappend sind. Im Bereich höherer Energien nimmt die Anzahl der vorhergesagten Resonanzen zu. Da der Wirkungsquerschnitt die Summe aller zur Reaktion beitragenden Resonanzen und deren Interferenzen sowie nichtresonantem Untergrunds darstellt, lassen sich dort keine einzelnen resonanten Strukturen mehr ausmachen. Zusätzlich wird das Spektrum von Beiträgen mit großer Stärke dominiert, so dass Resonanzen, welche schwach an die Reaktion koppeln, im totalen Wirkungsquerschnitt nur bedingt identifizierbar sind. Um die beitragenden Resonanzen identifizieren zu können, wird deshalb eine möglichst vollständige Datenbasis benötigt, wie im Abschnitt 2.2 erläutert wird.

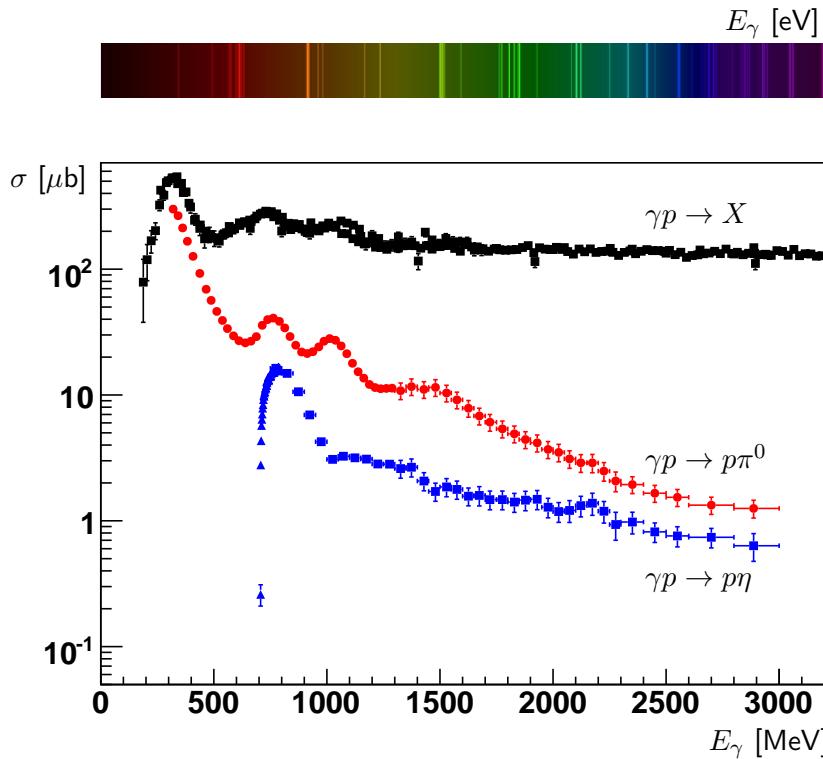


Abbildung 2.1.: Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion $[N^{+}10]$ am Proton, verglichen mit den Wirkungsquerschnitten für die Photoproduktion von π^0 - ([vP⁺⁰⁷, rot) und η -Mesonen (blaue Quadrate [B⁺⁰⁷] und blaue Dreiecke [K⁺⁹⁵]). Analog zum Emissionsspektrum vom Kalzium-Atomen [Wik11] (oben), lassen sich Anregungszustände in Form von Peaks beobachten.

2.1.2. Quarkmodelle

Um die Massen und Quantenzahlen der Resonanzen vorherzusagen, werden Quarkmodelle verwendet, in denen angenommen wird, dass das Nukleon aus drei Konstituentenquarks aufgebaut ist. Bei Konstituentenquarks handelt es sich um Stromquarks, welche von einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen umgeben sind und die jeweiligen Quantenzahlen und Freiheitsgrade des Valenzquarks besitzen, sowie $1/3$ der Nukleonmasse tragen. Im Nukleon sind die Konstituentenquarks durch ein Potential gebunden, welches je nach Quarkmodell unterschiedliche Anteile enthält. Dieses Potential geht, zusammen mit eventuellen Kopplungen zwischen den Quarks, in den Hamilton-Operator ein, so dass die Schrödinger-Gleichung aufgestellt werden kann. Durch Lösen dieser Schrödinger-Gleichung lassen sich die Energie-Eigenzustände des Nukleons berechnen, bei denen es sich um die Anregungszustände, also die Resonanzen, handelt. Die so berechneten Resonanzen können mit den tatsächlich gemessenen Zuständen verglichen werden, um eine Aussage über die Qualität des verwendeten Quarkmodells treffen zu können.

Als erster Ansatz für das Potential kann ein harmonisches Oszillatorenpotential angenommen werden. Damit lässt bereits die Energiedifferenz der Aufspaltung des ersten angeregten Zustands berechnen, welche jedoch aufgrund der Einfachheit des Modells nicht innerhalb der Messgrenzen mit der Realität übereinstimmt. Erste Verbesserungen des Potentials stellt die Hinzunahme von Ein-Gluon-Austausch als Wechselwirkung zwischen den

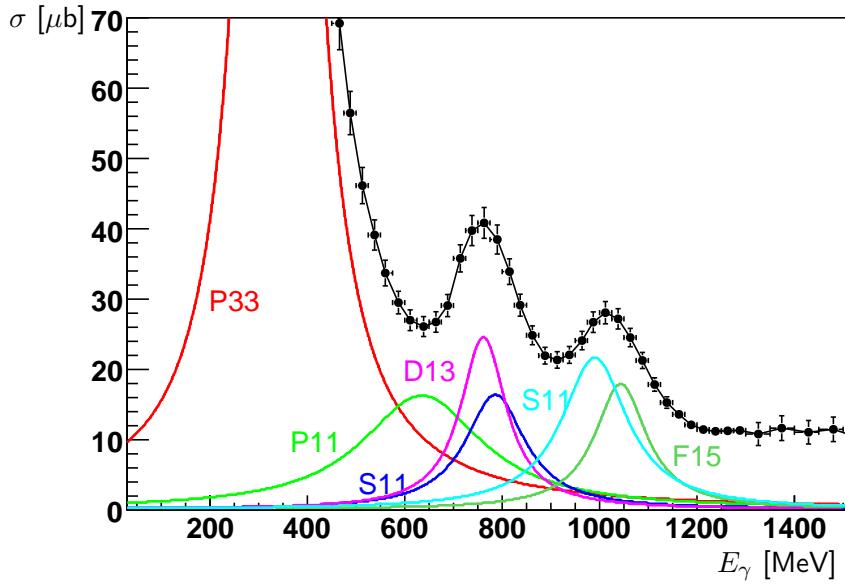


Abbildung 2.2.: Die berechneten Breit-Wigner-Amplituden für verschiedene Resonanzen bis 1100 MeV in π^0 -Photoproduktion am Proton im Vergleich zum gemessenen Wirkungsquerschnitt [vP⁺07]. Deutlich zu sehen ist, dass die Verteilungen der Resonanzen breit sind und einander überlappen.

Quarks dar [DRGG75]. Die Berechnung der starken Kopplungskonstante aus der Hyperfeinaufspaltung zwischen dem Grundzustand, dem Nukleon, und der ersten Spinanregung, der Delta-Resonanz, legt jedoch nahe, dass die Annahme eines Ein-Gluon-Austauschs als Ursache für die Feinaufspaltung eine starke Vereinfachung darstellt [TW01]. Eine weitere Verbesserung stellt das Modell von Isgur und Karl [IK78] dar, bei dem unter anderem die Spin-Bahn-Wechselwirkung vernachlässigt wurde. Mit diesem Modell lassen sich erstmals die Systematiken des Baryonspektrums beschreiben und Vorhersagen für Resonanzen treffen.

Bei dem Quarkmodell von Löring, Metsch und Petry [LMP01] handelt es sich um ein relativistisches Quarkmodell, welches das Potential zwischen den Konstituentenquarks durch eine instantoninduzierte Wechselwirkung beschreibt. Die Quarks sind dabei im Baryon durch ein linear ansteigendes Potential gebunden. In Abbildung 2.3 sind die Vorhersagen des Quarkmodells von Löring, Metsch und Petry [LMP01] gegen die gemessenen Nukleonresonanzen für verschiedene Bahndrehimpulse und Parität aufgetragen. Dabei verfügen die Massen der experimentell gemessenen Resonanzen teilweise über große Unsicherheiten, welche in Abbildung 2.3 als farbige Balken dargestellt sind. Deutlich zu sehen ist, dass bei niedrigen Energien die Vorhersagen mit den gemessenen Werten in guter Näherung übereinstimmen, bei höheren Energien treten jedoch Diskrepanzen auf. So werden ab $E \gtrsim 2000$ MeV deutlich mehr Resonanzen vorhergesagt, als experimentell nachgewiesen werden konnten. Dieses Phänomen wird allgemein als fehlende Resonanzen, engl. „missing resonances“, bezeichnet.

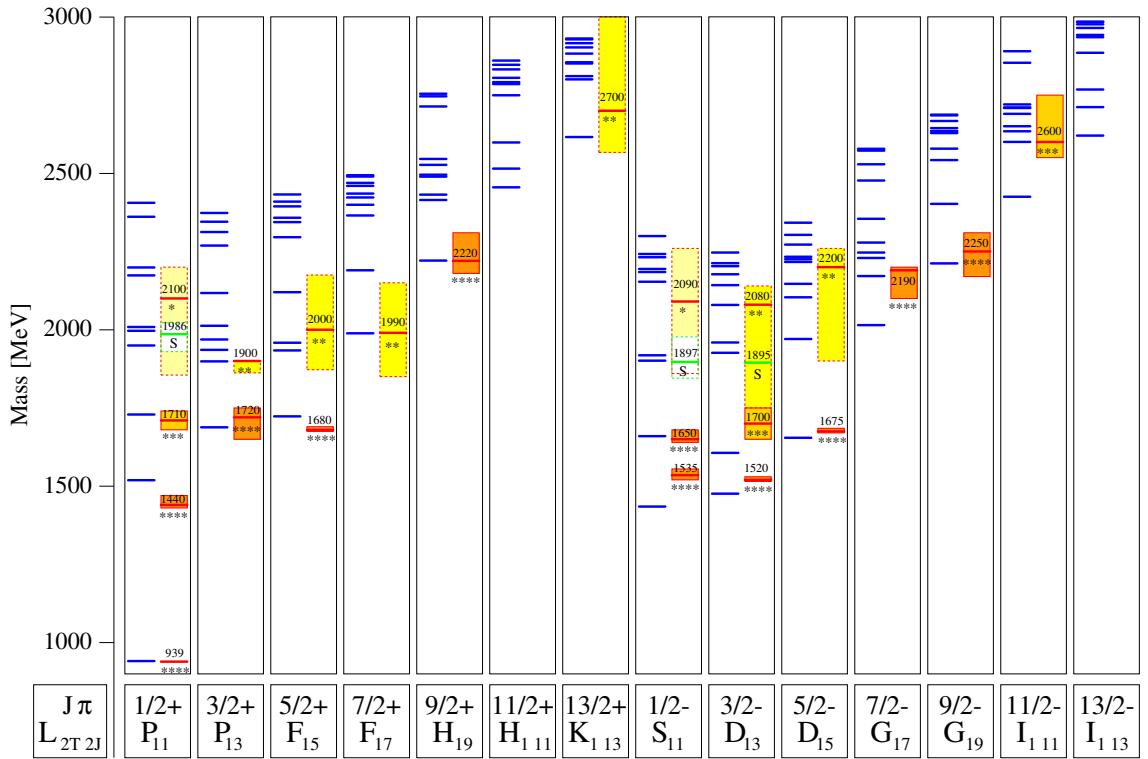


Abbildung 2.3.: Die Nukleonenresonanzen nach Löring, Metsch und Petry [LMP01]. Aufgetragen sind die berechneten (blaue Linien) gegen die gemessenen Resonanzmassen (rote und grüne Linien), jeweils für die verschiedenen Spins und Paritäten. Die Messunsicherheiten der experimentellen Resonanzmassen werden durch die Höhe der farbigen Balken angedeutet.

2.1.3. Gitterrechnungen

Neben Quarkmodellen können auch aus Rechnungen der Gitterrechnetheorie, auch Lattice QCD genannt, die Anregungsspektren der Nukleonen vorhergesagt werden. Da die Quantenchromodynamik, die Theorie der starken Wechselwirkung, im Energiebereich der Hadronen störungstheoretisch nicht lösbar ist, wird sie in der Gitterrechnetheorie auf einem Gitter mit diskreten Zeit- und Raumpunkten vereinfacht. Um aus den Lösungen der Gitterrechnetheorie auf die physikalischen Eigenschaften zu schließen, sind verschiedene Extrapolationen notwendig. Dabei werden unter anderem die Gitterabstände verkleinert, während das simulierte Volumen gegen unendlich gehen muss. Zusätzlich müssen die erhaltenen Ergebnisse auf die physikalische Pionenmasse extrapoliert werden.

Ein aus der Gitterrechnetheorie bestimmtes Anregungsspektrum [EDRW11] ist in Abbildung 2.4 bei einer Pionenmasse von $m_\pi = 396$ MeV dargestellt. Dort können, obwohl die Pionenmasse noch nicht mit der physikalischen Masse übereinstimmt, ähnliche Strukturen wie bei den Quarkmodellen beobachtet werden. So lassen sich für verschiedene Drehimpulse und alternierende Parität Bänder von Resonanzen erkennen, deren Energien kontinuierlich ansteigen. Zudem werden, analog zum Quarkmodell, bei hohen Energien zahlreiche Resonanzen vorhergesagt, welche sich jedoch noch nicht mit den gemessenen Resonanzen vergleichen lassen, da sie sich noch nicht bei physikalischen Massen befinden.

Für diese Unterschiede zwischen gemessenen und vorhergesagten Resonanzen kann es ver-

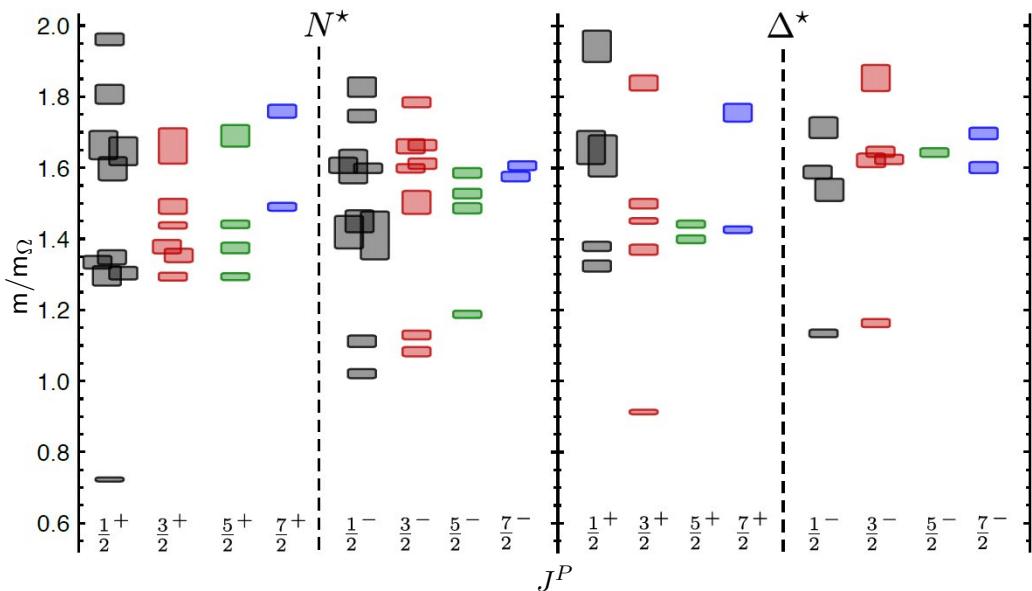


Abbildung 2.4.: Das Anregungsspektrum des Nukleons und der Δ -Resonanz nach Edwards et al. [EDRW11] zu definiertem Spin J und Parität P für eine Gitterrechnung bei einer Pionenmasse von $m_\pi = 396$ MeV. Die Massen der Resonanzen sind relativ zur Masse des Ω -Baryons angegeben.

schiedene Gründe geben. Die bisherige Suche nach Resonanzen wurde fast ausschließlich mit πN -Streuung durchgeführt, so dass Resonanzen, welche nur schwach an πN koppeln, nicht entdeckt worden sein könnten. Deshalb ist für die weitere Suche nach neuen Resonanzen die Verwendung reellen Photonen zur Anregung von Nukleonen und der Nachweis von verschiedenen Endzuständen sinnvoll.

2.2. Das vollständige Experiment

Um die theoretischen Vorhersagen der Quarkmodelle oder der Gitterreichtheorie überprüfen zu können, ist ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen notwendig. Dazu muss das Anregungsspektrum der Nukleonen genau vermessen und damit die beitragenden Resonanzen identifiziert werden. Zur Erzeugung von Resonanzen bei einer bestimmten Reaktion, hier zum Beispiel $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, sind Multipolanregungen notwendig, welche im nächsten Abschnitt näher erläutert werden. Aus diesen Multipolen können Amplituden generiert werden, welche am Beispiel von CGLN- und Helizitätsamplituden im Abschnitt 2.2.2 vorgestellt werden. Die Messung dieser Amplituden erfolgt über Polarisationsexperimente, welche im Abschnitt 2.2.3 motiviert werden. Das Ziel ist ein „vollständiges Experiment“, das heißt, dass alle Amplituden modellunabhängig bestimmt werden können. Um aus den gemessenen Amplituden die Resonanzen rekonstruieren zu können, werden Partialwellenanalysen verwendet, welche in Abschnitt 2.2.6 näher erläutert werden.

2.2.1. Multipole-Schreibweise der Pionphotoproduktion

Um Resonanzen, ausgehend von einer bestimmten Reaktion, hier zum Beispiel $\gamma p \rightarrow X$, anzuregen, sind elektromagnetische Multipolübergänge des Photons im Eingangskanal notwendig. Bei den Multipolen handelt es sich um komplexe Funktionen, die eine Energieabhängigkeit besitzen. Multipole werden in elektrische (EL) und magnetische (ML) Multipole unterteilt, wobei L für den Gesamtdrehimpuls des einfallenden Photons steht. Der Unterschied zwischen den beiden Multipoltypen liegt in der Parität: Elektrische Multipolübergänge haben $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$, während magnetische Multipole über $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma+1}$ verfügen, mit dem totalen Drehimpuls des Photons L_γ . Wechselwirkt ein Photon mit elektrischer oder magnetischer Multipolarität mit einem Nukleon mit Spin $J_N = \frac{1}{2}$ so entsteht eine Resonanz mit der Parität P_{N^*} und dem Drehimpuls J_{N^*} . Bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow p\pi^0$ zerfällt die Resonanz zu einem Proton unter Emission eines Pions mit totalem Drehimpuls l_π . Mit dem Protonenspin von $S_p = \frac{1}{2}$ gelten damit für die Resonanz die folgenden Auswahlregeln [KS03]:

$$\text{Paritätserhaltung: } P_\gamma = P_{N^*} = (-1)^{l_\pi+1} \quad (2.1)$$

$$\text{Drehimpulserhaltung: } L_\gamma \pm \frac{1}{2} = J_{N^*} = l_\pi \pm \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

Die Multipole im Ausgangskanal für Produktion von pseudoskalaren Mesonen wie dem Pion mit $J^P = 0^-$, auch Pion-Multipole genannt, werden geschrieben als $M_{l\pm}$ beziehungsweise $E_{l\pm}$, wobei l für den relativen Drehimpuls des Pion-Nukleon-Systems steht. Der

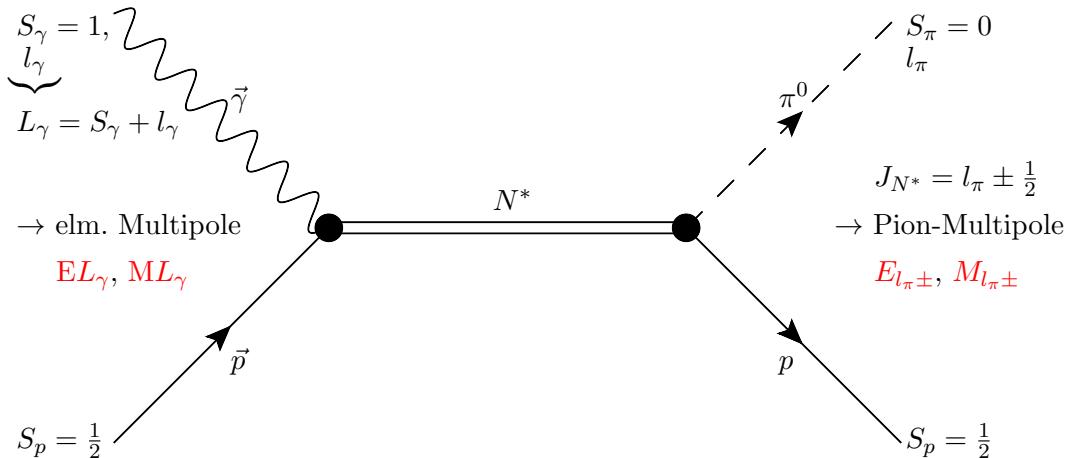


Abbildung 2.5.: Der Zusammenhang zwischen den elektromagnetischen und den Pion-Multipolen für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$: die elektromagnetischen Multipole EL , ML aus dem Eingangskanal und die Pion-Multipole $E_{l_\pi\pm}$, $M_{l_\pi\pm}$ des Endzustands.

Spin des Nukleons muss entweder zum Gesamtdrehimpuls addiert oder davon subtrahiert werden, dies wird durch das + oder - signalisiert. Der Zusammenhang zwischen elektromagnetischen und Pion-Multipolen ist in Abbildung 2.5 exemplarisch dargestellt. Eine Übersicht über die elektromagnetischen Multipole und die möglichen Pion-Multipole ist in Tabelle 2.1 für Drehimpuls $L \leq 2$ gegeben. Resonanzen, welche einen Drehimpuls von $J_{N^*} > \frac{1}{2}$ besitzen, lassen sich sowohl durch einen elektrischen, als auch durch einen magnetischen Multipol erzeugen.

L	elm. Multipol	Resonanz J_N^P	Pion-Multipol	Partialwellen
1	E1	$\frac{1}{2}^-$	E_{0+}	S_{11}, S_{31}
		$\frac{3}{2}^-$	E_{2-}	D_{13}, D_{33}
	M1	$\frac{1}{2}^+$	M_{1-}	P_{11}, P_{31}
		$\frac{3}{2}^+$	M_{1+}	P_{13}, P_{33}
2	E2	$\frac{3}{2}^+$	E_{1+}	P_{13}, P_{33}
		$\frac{5}{2}^+$	E_{3-}	F_{15}, F_{35}
	M2	$\frac{3}{2}^-$	M_{2-}	D_{13}, D_{33}
		$\frac{5}{2}^-$	M_{2+}	D_{15}, D_{35}

Tabelle 2.1.: Die elektromagnetischen Multipole EL und ML für das einlaufende Photon und die Pion-Multipole $E_{l\pi^\pm}$ und $M_{l\pi^\pm}$ für $L \leq 2$.

Um die in einer Reaktion erzeugten Resonanzen identifizieren zu können, ist es somit notwendig die beitragenden Multipole eindeutig zu bestimmen. Wie sie in Amplituden zusammengefasst werden können, wird im nächsten Kapitel erläutert.

2.2.2. Amplituden-Darstellungen

Die Multipole können in Amplituden zusammengefasst werden, welche in verschiedenen Basis-Systemen dargestellt werden können. Die Verwendung von CGLN- und Helizitätsamplituden wird in den nächsten beiden Abschnitten näher erläutert.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch die quadratische Streuamplitude $f(\theta)$ gegeben [Sch98]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (2.3)$$

Bei der Streuamplitude handelt es sich um einen Vektor in der komplexen Ebene, dessen Winkelabhängigkeit durch Legendre-Polynome gegeben ist. Die Streuamplitude lässt sich deshalb als Summe der Partialwellen für die verschiedenen Drehimpulse l beschreiben

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos \theta), \quad (2.4)$$

wobei f_l die Partialwellen und die Winkelabhängigkeiten durch die Legendre-Polynome P_l gegeben sind. Diese Aufspaltung der Streuamplitude in einzelne Partialwellen bestimmten Drehimpulses wird als Partialwellenanalyse (PWA) bezeichnet und im Abschnitt 2.2.6 näher erläutert.

Für die Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen kann der Wirkungsquerschnitt auch durch das Matrixelement der Eigenzustände der Pauli-Spinoperatoren der Anfangs- und Endzustände der Reaktion, m_i und m_f , geschrieben werden [SHKL10]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} |\langle m_f | \mathcal{F} | m_i \rangle|^2. \quad (2.5)$$

Dabei sind k und q die Beträge der Impulse des einlaufenden Photons und auslaufenden Pions im Schwerpunktssystem. Das Lorentz- und eichinvariante Matrixelement \mathcal{F} enthält sämtliche Informationen des Streuprozesses und kann durch verschiedene Amplituden ausgedrückt werden, welche in den nächsten Abschnitten motiviert werden.

CGLN-Amplituden

Das Matrixelement \mathcal{F} kann in der CGLN-Parametrisierung [CGLN57] als

$$\mathcal{F} = iF_1(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}) + F_2(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon})) + iF_3(\vec{\sigma} \cdot \hat{k})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) + iF_4(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\hat{q} \cdot \vec{\epsilon}) \quad (2.6)$$

mit den Pauli-Spinmatrizen $\vec{\sigma}$ für den Nukleonspin und den Vektor $\vec{\epsilon}$ der Photonenpolarisation geschrieben werden. Die vier Strukturfunktionen F_1, F_2, F_3 und F_4 enthalten dabei die gesamte Energie- und Winkelabhängigkeit (W, z) des Systems. Analytisch kann aus der obigen Gleichung die Winkelabhängigkeit in Legendre-Funktionen $P_l(z)$ mit $z = \cos(\theta_\pi)$, die ein orthogonales Funktionensystem darstellen, abgekoppelt werden [CGLN57]:

$$F_1(W, z) = \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}]P'_{l+1}(z) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}]P'_{l-1}(z) \quad (2.7)$$

$$F_2(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}]P'_l(z) \quad (2.8)$$

$$F_3(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}]P''_{l+1}(z) + [E_{l-} + M_{l-}]P''_{l-1}(z) \quad (2.9)$$

$$F_4(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}]P''_l(z). \quad (2.10)$$

Dabei wird deutlich, dass die Produktionsamplituden aus der Summation oder Subtraktion der Multipole, multipliziert mit den Legendre-Polynomen, bestehen. Die Energieabhängigkeit der Amplituden F_1 bis F_4 wird ausschließlich von den Multipolen getragen.

Zur Bestimmung der Multipole müssen also diese vier komplexen Funktionen für jede Reaktion über den gesamten Energie- und Winkelbereich bestimmt werden. Dies erfordert somit in jedem Punkt die Bestimmung von sieben unabhängigen reellen Zahlen und einer arbiträren Phase. Dies verdeutlicht Abbildung 2.6 anschaulich, dort sind die vier CGLN-Amplituden in der komplexen Ebene eingetragen. Um das System beschreiben zu können, werden sowohl die Beträge, also die Längen der Amplituden, als auch deren relative Phasen zueinander benötigt, so dass sieben Observablen zu bestimmen sind. Zusätzlich wird eine weitere Messung zum Auflösen von Doppeldeutigkeiten benötigt [CT97].

Helizitätsamplituden

Eine weitere Basis zur Beschreibung der Photoproduktionsamplitude stellen Helizitätsamplituden dar. Dabei wird die Matrix \mathcal{F} in den sphärischen Komponenten geschrieben: $F_\pm = \mp(F_x \pm iF_y)/\sqrt{2}$ und $F_0 = F_z$, wobei F_z für die Photoproduktion nicht definiert ist. Die Komponenten des Operators F können durch 2×2 -Matrizen ausgedrückt werden

$$F_+ = \begin{pmatrix} H_1 & H_2 \\ H_3 & H_4 \end{pmatrix}, \quad F_- = \begin{pmatrix} H_4 & -H_3 \\ -H_2 & H_1 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

mit den Helizitätsamplituden H_1 bis H_4 [KDT95]. Dabei stellt H_2 die Amplitude ohne Spin-Flip und H_3 die Amplitude mit doppeltem Spin-Flip dar. Die Helizitätsamplitude H_1 und H_4 haben jeweils einen Spin-Flip, wobei die Spins des Photons und Anfangsnukleons parallel, beziehungsweise antiparallel ausgerichtet sind. Bei den Bezeichnungen

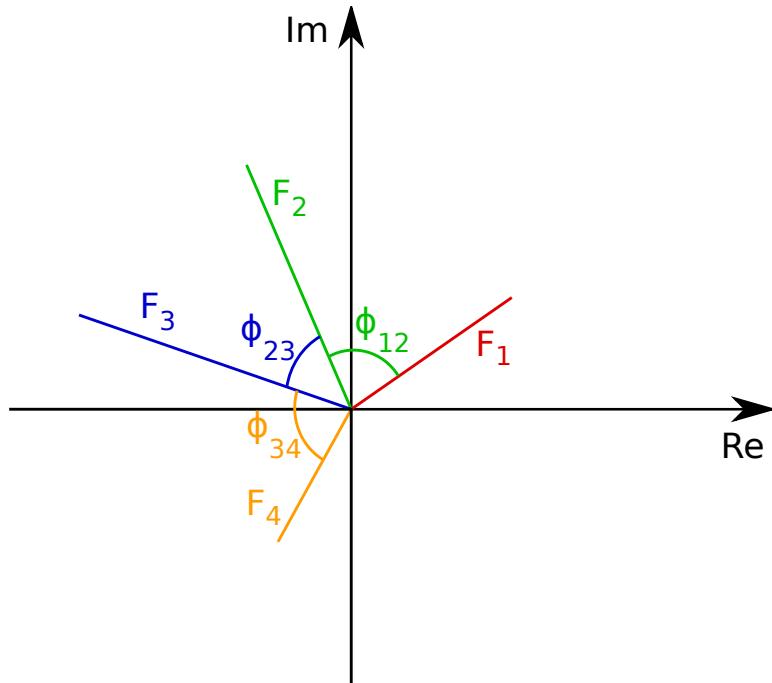


Abbildung 2.6.: Die exemplarische Darstellung der CGLN-Amplituden F_1 bis F_4 in der komplexen Ebene mit den relativen Phasen ϕ_{12} , ϕ_{23} und ϕ_{34} .

für die Helizitätsamplituden muss beachtet werden, dass diese in der Literatur variieren [BDS74].

Diese Amplituden lassen sich aus den CGLN-Amplituden über die Gleichungen

$$H_1 = \frac{-1}{\sqrt{2}} \sin \theta (F_3 + F_4 \cos \theta), \quad (2.12)$$

$$H_2 = \frac{-1}{\sqrt{2}} (2F_1 - 2F_2 \cos \theta + F_4 \sin^2 \theta), \quad (2.13)$$

$$H_3 = \frac{-1}{\sqrt{2}} F_4 \sin^2 \theta, \quad (2.14)$$

$$H_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta (2F_2 + F_3 + F_4 \cos \theta), \quad (2.15)$$

herleiten [KDT95]. Damit können die Multipole auch in Form von Helizitätsamplituden zusammengefasst werden, wie im Anhang A.1 aufgeführt wird.

Mithilfe der Helizitätsamplituden lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt vereinfacht schreiben als [Wal69]

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \frac{q}{k} \sum_{i=1}^4 |H_i|^2. \quad (2.16)$$

Die Formel zeigt, dass die Helizitätsamplituden quadratisch in den Wirkungsquerschnitt eingehen, wie in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Dort werden die Quadrate der Helizitätsamplituden zusammen mit der Summe der vier quadrierten Amplituden mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für Pionphotoproduktion am Proton [B⁺05b] verglichen. Da die Helizitätsamplituden selbst aus Summen der Multipole aufgebaut sind, gehen diese

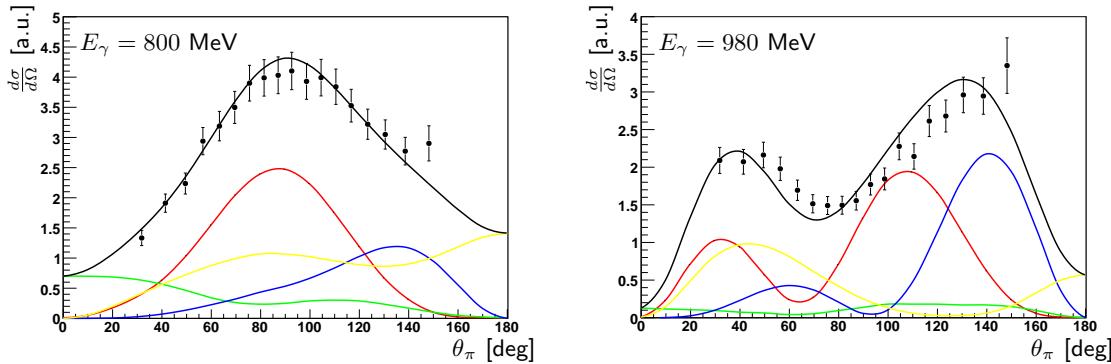


Abbildung 2.7.: Die quadrierten Helizitätsamplituden [DKT07] für zwei verschiedene Energieintervalle, verglichen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [B⁺05b]. Aufgetragen sind H1 (rot), H2 (grün), H3 (blau), H4 (gelb) und die Summe der vier Amplituden (schwarz), welche die Vorhersage für den differentiellen Wirkungsquerschnitt darstellt.

ebenfalls quadratisch in den Wirkungsquerschnitt ein. Wenn also ein Multipol in einer Reaktion sehr groß ist, wird er den Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich dominieren. Falls es weitere Multipole gibt, die im selben Energiebereich, jedoch nur mit geringerer Stärke, beitragen, lassen sich diese über eine einfache Messung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts nur schwer bestimmen. Deshalb ist es nicht möglich, allein durch die Messung des Wirkungsquerschnitts die komplette Photoproduktionsamplitude (H_1 bis H_4 , F_1 bis F_4) zu beschreiben. Dafür werden weitere Observablen benötigt, welche nicht nur sensibel sind auf die Quadrate der Multipole, wie der totale Wirkungsquerschnitt, sondern auch auf Interferenzterme zwischen den Multipolen.

2.2.3. Polarisationsexperimente

Da sich der Wirkungsquerschnitt, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, nicht zur vollständigen Bestimmung der Photoproduktionsamplitude eignet, sind Polarisationsexperimente notwendig. Bei der Photoproduktion ist es möglich, das Photon auf zwei verschiedene Arten zu polarisieren: zirkular und linear. Das Proton lässt sich vor der Reaktion in drei verschiedene Richtungen (x , y , z) polarisieren. Für die Rückstoßpolarisation sind ebenso drei verschiedene Richtungen (x' , y' , z') möglich. Diese beiden Koordinatensysteme sind in Abbildung 2.8 veranschaulicht. Damit gibt es, neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, drei Einfachpolarisationsobservablen: die Strahlasymmetrie Σ , die Targetpolarisationsobservable T und die Rückstoßpolarisationsobservable P . Bei den Doppelpolarisationsobservablen sind zusätzlich theoretisch $2 \cdot 3 \cdot 3 = 18$ Observablen definiert. Diese sind jedoch nicht immer unterschiedlich: Ein Experiment mit zirkularpolarisierten Photonen und einem transversal in x -Richtung polarisierten Target liefert dieselbe Observable wie bei einem in y -Richtung polarisierten Target, da durch zirkularpolarisierte Photonen keine Ebene ausgezeichnet wird. Mit dieser Argumentation können sechs Observablen eliminiert werden, so dass letztendlich zwölf unterschiedliche Doppelpolarisationsobservablen messbar sind.

Der Wirkungsquerschnitt für pseudoskalare Photoproduktion von Mesonen kann, je nach

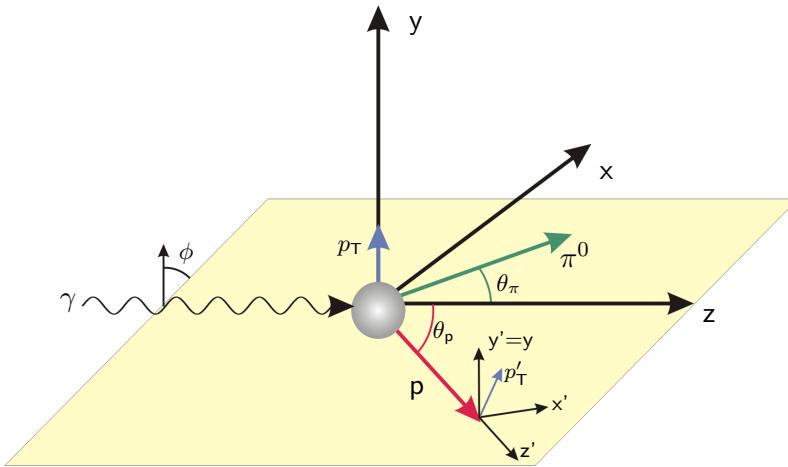


Abbildung 2.8.: Die verwendeten Koordinatensysteme am Beispiel der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$: nach der Reaktion im System (x, y, z) befindet sich das rückstoßende Proton mit Polarisation p'_T im System (x', y', z') .

Polarisationsarten, in drei verschiedene Klassen unterteilt werden: Strahl- und Targetpolarisation, Strahl- und Rückstoßpolarisation sowie Target- und Rückstoßpolarisation. Diese Klassen lassen sich mit folgenden Wirkungsquerschnitten beschreiben [BDS75]:

Strahl- und Targetpolarisation (Typ BT, Beam-Target)

Der Wirkungsquerschnitt für Experimente mit polarisiertem Photonenstrahl und einem polarisierten Target lautet

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \cdot (1 - p_{\text{lin}} \Sigma \cos(2\phi) \\ & + p_x (-p_{\text{lin}} H \sin(2\phi) + p_\odot F) \\ & - p_y (-T + p_{\text{lin}} P \cos(2\phi)) \\ & - p_z (-p_{\text{lin}} G \sin(2\phi) + p_\odot E)). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Dabei ist p_{lin} der Grad der Linearpolarisation, p_\odot der Polarisationsgrad bei zirkularpolarisierten Photonen und (p_x, p_y, p_z) stellt die Richtung der Targetpolarisation dar.

Strahl- und Rückstoßpolarisation (Typ BR, Beam-Recoil)

Für Experiment mit polarisierten Photonen und Rückstoßpolarisation lautet der Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \cdot (1 + \sigma_{y'} P - p_{\text{lin}} \cos(2\phi)(\Sigma + \sigma_{y'} T) \\ & + p_{\text{lin}} \sin(2\phi)(O_{x'} \sigma_{x'} + O_{z'} \sigma_{z'}) \\ & - p_\odot (C_{x'} \sigma_{x'} + C_{z'} \sigma_{z'})). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Grad und die Richtung der Rückstoßpolarisation des Nukleons ist gegeben durch $(\sigma_{x'}, \sigma_{y'}, \sigma_{z'})$. ρ_f ist dabei die Dichtematrix der Zustände des rückstoßenden Protons und definiert als $\rho_f = \frac{1}{2}(I + \sigma \cdot P_f)$, wobei P_f den Polarisationsgrad, σ die Pauli-Matrizen und I die Einheitsmatrix bezeichnet.

		Target			Rückstoß			Target+Rückstoß				
		-	-	-	x'	y'	z'	x'	x'	z'	z'	
		x	y	z	-	-	-	x	z	x	z	
γ	unpolarisiert	σ	-	T	-	-	P	-	$T_{x'}$	$-L_{x'}$	$T_{z'}$	$L_{z'}$
	linearpolarisiert	Σ	H	-P	-G	$O_{x'}$	-T	$O_{z'}$	-	-	-	-
	zirkularpolarisiert	-	F	-	-E	$-C_{x'}$	-	$-C_{z'}$	-	-	-	-

Tabelle 2.2.: Übersicht über die verschiedenen Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen. Die verwendeten Koordinatensysteme können Abbildung 2.8 entnommen werden.

Target- und Rückstoßpolarisation (Typ TR, Target-Recoil)

Bei Experimenten mit Target- und Rückstoßpolarisation gilt der folgende Wirkungsquerschnitt

$$\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \cdot (1 + \sigma_{y'} P + p_x(T_{x'} \sigma_{x'} + T_{z'} \sigma_{z'})) \\ + p_y(T + \Sigma \sigma_{y'}) \\ - p_z(L_{x'} \sigma_{x'} - L_{z'} \sigma_{z'}). \quad (2.19)$$

2.2.4. Die Polarisationsobservablen

In den Wirkungsquerschnitten 2.17, 2.18 und 2.19 findet sich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}}$ und drei Einfachpolarisationsobservablen, die Strahlasymmetrie Σ , die Targetpolarisationsobservable T und die Rückstoßpolarisationsobservable P . Durch Doppelpolarisationsexperimente werden zusätzlich zwölf weitere Observablen zugänglich. Diese Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen sind in Tabelle 2.2 nach Art der Polarisation sortiert dargestellt. Zusätzlich sind theoretisch auch Dreifachpolarisationsexperimente möglich. Diese liefern bei der Produktion pseudoskalarer Mesonen durch Photonen allerdings keine zusätzlichen Informationen, so dass sie für ein vollständiges Experiment nicht benötigt werden. Es ist damit möglich, jede der Doppelpolarisationsobservablen auch mit Dreifachpolarisationsobservablen zu messen [SHKL10].

Die Polarisationsobservablen lassen sich in den zuvor beschriebenen Amplituden ausdrücken. Die Formeln sind für die CGLN-Amplituden in Anhang A.2.1 aufgelistet, die Ausdrücke für die Helizitätsamplituden finden sich im Anhang A.2.2. Dort zeigen sich auch die Unterschiede zwischen den beiden Amplituden-Darstellungen: Während die Observablen in der Darstellung durch Helizitätsamplituden eine einfache Form haben, sind sie aus den CGLN-Amplituden deutlich unübersichtlicher aufgebaut. Die Strahlasymmetrie Σ hat beispielsweise in CGLN-Amplituden die folgende Form

$$\hat{\Sigma} = -\sin^2 \theta \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} |F_3|^2 + \frac{1}{2} |F_4|^2 + F_2^* F_3 + F_1^* F_4 + \cos \theta F_3^* F_4 \right] \rho_0, \quad (2.20)$$

während die Observable mit Helizitätsamplituden dargestellt wird über

$$\hat{\Sigma} = -\operatorname{Re}(H_1 H_4^* - H_2 H_3^*). \quad (2.21)$$

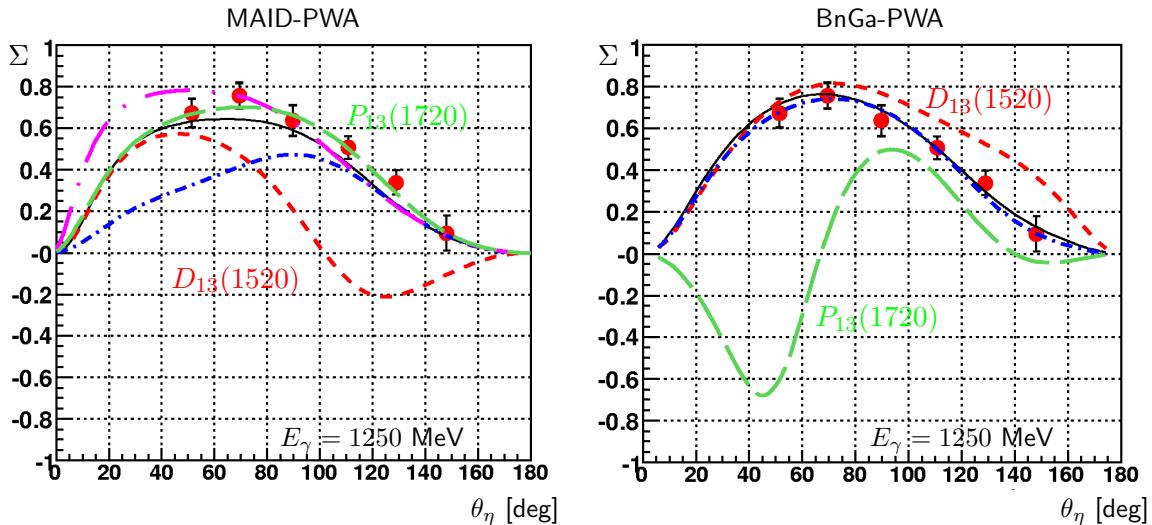


Abbildung 2.9.: Die Strahlasymmetrie Σ der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\eta$ verglichen mit zwei verschiedenen Ergebnissen der Partialwellenanalysen [E⁺07]. Obwohl beide Analysen die Strahlasymmetrie gut beschreiben (schwarze Kurve), zeigen sich durch das Entfernen einzelner Resonanzen unterschiedliche Sensitivitäten auf Resonanzbeiträge.

Einige Eigenschaften der Observablen lassen sich direkt aus den Amplitudendarstellungen ablesen: So bestehen die Observablen $d\sigma$, E , $C_{z'}$ und $L_{z'}$ in Helizitätsamplituden (Formeln A.21, A.25, A.30 und A.36) lediglich aus den Quadraten der Amplituden, jeweils addiert oder subtrahiert. Mit der Messung dieser vier Observablen ist es damit möglich, die Beiträge der Amplituden zu bestimmen. Um das System vollständig bestimmen zu können, sollte demnach die Messung von drei Observablen notwendig sein, um die drei fehlenden relativen Winkel zu bestimmen. Eine solche Messung würde jedoch noch Doppeldeutigkeiten enthalten. Um diese zu lösen, ist wenigstens eine weitere Messung notwendig. Damit werden mindestens acht wohlgewählte Messungen benötigt, um die Photoproduktionsamplitude vollständig beschreiben zu können [CT97]. Bei diesen Messungen müssen neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und den drei Einfachpolarisationsobservablen auch Doppelpolarisationsobservablen aus den drei unterschiedlichen Typen (BT, BR oder TR) vorhanden sein.

Die Auswirkungen von Mehrdeutigkeiten aufgrund einer limitierten Datenbasis in der Partialwellenanalyse sind in Abbildung 2.9 zu sehen. Dort ist die Strahlasymmetrie Σ der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\eta$ [E⁺07], mit Vergleich der Vorhersagen von der MAID- und BnGa-Partialwellenanalyse, welche in Abschnitt 2.2.6 erläutert werden, aufgetragen. Beide Analysen benutzen dieselbe Datenbasis für η -Photoproduktion am Proton, welche die Observablen $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{\text{unpol}}$, T und Σ umfasst. Die Ergebnisse der Partialwellenanalysen beschreiben die Datenpunkte für Σ in beiden Fällen innerhalb der Fehler. Werden jedoch in den Analysen verschiedene Resonanzen entfernt, wird deutlich, dass diese Resonanzen bei den beiden Partialwellenanalysen unterschiedlichen Einfluss haben. Wird zum Beispiel die $P_{13}(1720)$ -Resonanz aus beiden Analysen entfernt und keine neue Anpassung an die Daten durchgeführt, so beschreibt die Vorhersage der Strahlasymmetrie durch die MAID-Analyse die Datenpunkte weiterhin. Bei der BnGa-Partialwellenanalyse ändert ein Entfernen der Resonanz die Form der Strahlasymmetrie dramatisch, da diese Resonanz dort einen großen Einfluss hat. Durch die Messung der Strahlasymmetrie allein können Mehrdeutigkeiten nicht aufgelöst werden und deshalb ist die Messung weiterer Observablen notwendig.

2.2.5. Polarisationsobservable beim Crystal-Barrel-Experiment

Im Crystal-Barrel-Experiment werden Experimente mit zirkular- oder linearpolarisierten Photonen durchgeführt, welche auf longitudinal- oder transversalpolarisierte Protonen treffen. Wie aus dem folgenden Wirkungsquerschnitt deutlich wird, gibt es zahlreiche Polarisationsobservablen, die mit diesem Aufbau gemessen werden können:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} & \cdot (1 - p_{\text{lin}} \Sigma \cos(2\phi) \\ & + p_x (-p_{\text{lin}} H \sin(2\phi) + p_{\odot} F) \\ & - p_y (-T + p_{\text{lin}} P \cos(2\phi)) \\ & - p_z (-p_{\text{lin}} G \sin(2\phi) + p_{\odot} E)). \end{aligned} \quad (2.22)$$

In dieser Arbeit werden Daten analysiert, welche durch Verwendung von linearpolarisierten Photonen und einem longitudinalpolarisierten Target erzeugt wurden. Damit vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt zu folgendem Ausdruck:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \cdot (1 - p_{\text{lin}} \Sigma \cos(2\phi) + p_z p_{\text{lin}} G \sin(2\phi)). \quad (2.23)$$

Mit diesen Polarisationsstellungen ist es somit möglich, neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}}$ die Einfachpolarisationsobservable Σ und die Doppelpolarisationsobservable G zu messen. Die Bedeutung dieser Observablen für die Messung der Amplituden wird in den nächsten Abschnitten näher erläutert.

Die Einfachpolarisationsobservable Σ

Unter Verwendung der Ausdrücke für die Polarisationsobservable in CGLN-Amplituden aus A.2.1 und den Beschreibungen der CGLN-Amplituden durch Multipole aus 2.7 bis 2.10 lassen sich die Polarisationsobservablen durch Multipole ausdrücken. An der Produktionschwelle für $\bar{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ tragen nur wenige Drehimpulse bei, so dass sich eine Entwicklung für $l \leq 1$ lohnt.

Direkt an der Schwelle ist für $l = 0$ die Strahlasymmetrie $\Sigma = 0$. Für höhere Energien tragen auch P-Wellen bei, so dass sich für $l \leq 1$ mit $\mathcal{I} = \sigma(\theta) \cdot k/q$ folgender Ausdruck ergibt

$$\hat{\Sigma} = \Sigma \mathcal{I} = -\frac{3}{2} \sin^2 \theta \operatorname{Re}(3|E_{1+}|^2 - |M_{1+}|^2 - 2E_{1+}^* M_{1+} + 2M_{1-}^* E_{1+} - 2M_{1-}^* M_{1+}). \quad (2.24)$$

Diese Gleichung zeigt, dass die Multipole E_{1+} und M_{1+} , über welche die $\Delta(1232)$ -Resonanz zerfällt, quadratisch in die Strahlasymmetrie eingehen. Dabei ist der Multipol M_{1+} dominant, wie Abbildung 2.10 zeigt, so dass dieser Multipol die Strahlasymmetrie im Bereich niedriger Energien bestimmt. Der kleine E_{1+} -Multipol lässt sich über den Interferenzterm $E_{1+}^* M_{1+}$ bestimmen [B⁺97].

Die Doppelpolarisationsobservable G

Für die Doppelpolarisationsobservable G kann dieselbe Entwicklung wie bei der Strahlasymmetrie durchgeführt werden. Auch bei dieser Observable gilt $G = 0$ für $l = 0$. Für

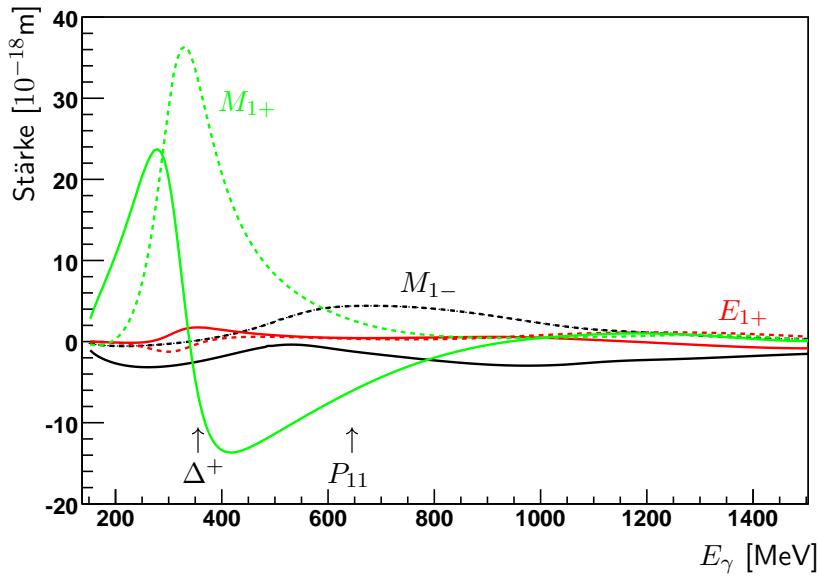


Abbildung 2.10.: Die verschiedenen Multipole nach [BnG10], welche für $l \leq 1$ zu den Polarisationsobservablen Σ und G beitragen, der Realteil (Imaginärteil) mit durchgezogener (gestrichelter) Linie. Zusätzlich sind die Positionen der Δ^+ -Resonanz $P_{33}(1232)$ und der Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ markiert.

höhere Drehimpulse mit $l \leq 1$ ergibt sich der Ausdruck

$$\hat{G} = G\mathcal{I} = 3 \cdot \sin^2 \theta \cdot \text{Im}(2M_{1+}^* E_{1+} + M_{1-}^* \cdot (E_{1+} - M_{1+})). \quad (2.25)$$

Aufgrund des Imaginärteils gibt es keine Multipole die quadratisch beitragen, lediglich Interferenzterme, also das Produkt zweier Multipole, tauchen auf. Die verschiedenen Multipole, welche zur Observablen G bei niedrigen Energien beitragen, sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Oberhalb der Δ -Resonanz sind die Beiträge des E_{1+} -Multipols sehr gering, damit können Interferenzterme, die den Multipol enthalten, vernachlässigt werden. Die Observable G wird somit in diesem Bereich von dem Interferenzterm $M_{1-}^* M_{1+}$ dominiert. Dabei ist der M_{1+} -Multipol gut vermessen, da über ihn die im niedrigen Energiebereich dominante Δ -Resonanz erzeugt wird. Da die Roper-Resonanz über den Multipol M_{1-} zerfällt, ist die Doppelpolarisationsobservable G für die Analyse dieser Resonanz gut geeignet [LB05].

2.2.6. Partialwellenanalyse

Die Partialwellenanalyse hat zwei Teilbereiche: zunächst werden aus den gemessenen Observablen die Partialwellen bestimmt und anschließend aus diesen auf die beitragenden Resonanzen geschlossen. Zur Bestimmung der Partialwellen ist eine große Anzahl bereits vorhandener Messwerte von verschiedenen Observablen notwendig, um durch kombinierte Beschreibung dieser Messwerte die Partialwellen bestimmen zu können. Anhand der Partialwellen kann auf die Resonanzbeiträge der untersuchten Reaktion zurück geschlossen

werden. Aus den gewonnenen Erkenntnissen der Partialwellen lassen sich wiederum Vorhersagen für die noch nicht gemessenen Observablen treffen.

Die in dieser Arbeit bestimmten Observablen Σ und G werden mit den Vorhersagen aus der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse, dem SAID-Programm und dem MAID-Modell verglichen. Die verschiedenen Analysen unterscheiden sich in der Datenbasis, die zur Generierung der Vorhersagen verwendet wurde. Außerdem werden unterschiedliche Parametrisierungen der Resonanzen und des nicht-resonanten Untergrunds angewendet.

Daneben gibt es weitere Modelle wie das Jülich-Georgia- [H⁺11] und das EBAC-DCC-Modell [KJDL⁺09], deren Vorhersagen in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet wurden.

Die George-Washington-University-Partialwellenanalyse

Das SAID¹-Programm der George-Washington-University verfügt über eine große Datenbasis an Elektro- und Photoproduktionsdaten. Zudem stellen sie Partialwellen zur Verfügung, welche über energieunabhängige Fits an die Datenpunkte aus der πN -Streuung extrahiert wurden. Diese Partialwellen bilden eine Grundlage für viele weitere Partialwellenanalysen, wie dem MAID-Modell und der BnGa-Analyse. Zur Erstellung einer Partialwellenanalyse mit Energien bis zu 2,6 GeV [ABSW08] werden iterativ abwechselnd energieunabhängige und energieabhängige Fits an die Daten angepasst und der Wert von χ^2 minimiert [AFR85, AWLR90], um daraus eine genaue Beschreibung der Multipole zu erhalten.

Um aus den Partialwellen die Resonanzbeiträge extrahieren zu können, werden Breit-Wigner-Verteilungen mit Untergrund angefittet [ASWP95] und daraus die Positionen und Breiten der Resonanzen bestimmt.

Die Ergebnisse und Vorhersagen der GWU-Partialwellenanalyse können über eine Webseite² mithilfe des SAID-Programms extrahiert werden.

Die Mainzer Partialwellenanalyse

Das unitäre Isobarmodell MAID greift auf die experimentellen Daten auf die SAID-Datenbank zu und erweitert diese mit zusätzlichen, aktuellen Messungen. Zur Bestimmung der Multipole werden jeweils für einen Reaktionskanal abwechselnd energieabhängige und -unabhängige Fits verwendet, bei denen χ^2 minimiert wird [DKT07]. Damit werden die Multipole bis zu Photonenenergien von $E_\gamma = 1,6$ GeV bestimmt.

Zur Anpassung der Resonanzen werden ebenfalls Breit-Wigner-Verteilungen verwendet, mit zusätzlichen Untergrundbeiträgen wie Born-Termen und Vektor-Meson-Austausch im t-Kanal [DHKT99].

Die Vorhersagen für die Observablen oder Amplituden lassen sich auf der Webseite des MAID-Programms³ extrahieren.

Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse

Die BnGa-Partialwellenanalyse verfügt über eine große Datenbank an experimentellen Daten, in der neben aus der πN -Streuung bestimmten Partialwellen des SAID-Programms

¹SAID: Scattering Analysis Interactive Dial-in

²<http://gwdac.phys.gwu.edu/>

³<http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID/>

zahlreiche Polarisationsobservablen in verschiedenen Reaktionskanälen enthalten sind. Vor allem in der Photoproduktion werden die neuesten Datensätze aus Experimenten mit und ohne Polarisation verwendet [A+11]. Zudem werden die Observablen aus photon- und pioninduzierten Reaktionen und auch Reaktionen mit Multi-Meson-Endzustände simultan angepasst [A+05], so dass es sich um eine Multi-Kanal-Partialwellenanalyse handelt. Für die Extraktion der Resonanzen aus den Partialwellen werden im niedrigen Energiebereich K-Matrix-Parametrisierungen, bei Massen von größer als 2,2 GeV relativistische Breit-Wigner-Verteilungen verwendet. Bei Photoproduktion werden zusätzlich nicht-resonante Beiträge durch t- und u-Kanal-Amplituden hinzugefügt [A+10].

Auch von dieser Analyse können die Vorhersagen über eine Webseite⁴ extrahiert werden.

2.3. Erzeugung von neutralen Pionen durch Photoproduktion am Proton

Die Erzeugung von neutralen Pionen am Proton gehört zu den am besten vermessenen Reaktionen. Der Wirkungsquerschnitt ist für die Photoproduktion von neutralen Pionen in Abbildung 2.1 im Vergleich zum totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion von η -Mesonen abgebildet. Deutlich zu sehen sind die drei Resonanzregionen, wobei die erste, deutliche Überhöhung durch die $\Delta(1232)P_{33}$ -Resonanz erzeugt wird. Die zweite und dritte Resonanzregion entstehen durch die Kombination verschiedener Resonanzen, die exemplarisch in Abbildung 2.2 veranschaulicht sind. Obwohl diese Reaktion mit großer Statistik bereits vermessen wurde, treten trotzdem Doppeldeutigkeiten bei der Zuordnung der Multipole auf. Dies kann daran gesehen werden, dass die verschiedenen Partialwellenanalysen den Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehler beschreiben können, bei separater Betrachtung der beitragenden Partialwellen und deren assoziierter Multipole zeigen sich jedoch in den verschiedenen Analysen deutliche Unterschiede. Einige Multipole sind in Abbildung 2.11 für die SAID- und die MAID-Analyse dargestellt. Der $M_{1+}^{3/2}$ -Multipol, welcher auch die dominante $\Delta(1232)$ -Resonanz enthält, wird von beiden Analysen nahezu identisch beschrieben, sowohl der Real- als auch der Imaginärteil. Bei den anderen Multipolen, hier zum Beispiel der $E_{0+}^{1/2}$ -Multipol, welcher zwei Resonanzen aus der zweiten und dritten Resonanzregion und der $M_{1-}^{1/2}$ -Multipol, welcher die Roper-Resonanz enthält, unterscheiden sich jedoch die Anpassungen. Da aus den Partialwellen bestimmt wird, welche Resonanzen mit welcher Stärke beitragen, unterscheiden sich somit auch die Parameter der eingehenden Resonanzen. Um diese genauer bestimmen zu können, sind somit weitere Messungen notwendig.

2.3.1. Bisherige Datenbasis von Polarisationsobservablen

Neben der Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts wurden erste Messungen von Polarisationsobservablen bereits seit den 70er Jahren durchgeführt. Dabei lag der Fokus zu Beginn auf der Bestimmung von Einfachpolarisationsobservablen, sowie vereinzelten Messungen von Doppelpolarisationsobservablen, wobei jedoch noch keine vollständigen Raumwinkel- und Energieabdeckungen erreicht werden konnten. An der Bonner Beschleuniger-Anlage wurden bereits früh Experimente zur Bestimmung der Targetasymmetrie

⁴<http://pwa.hiskp.uni-bonn.de/>

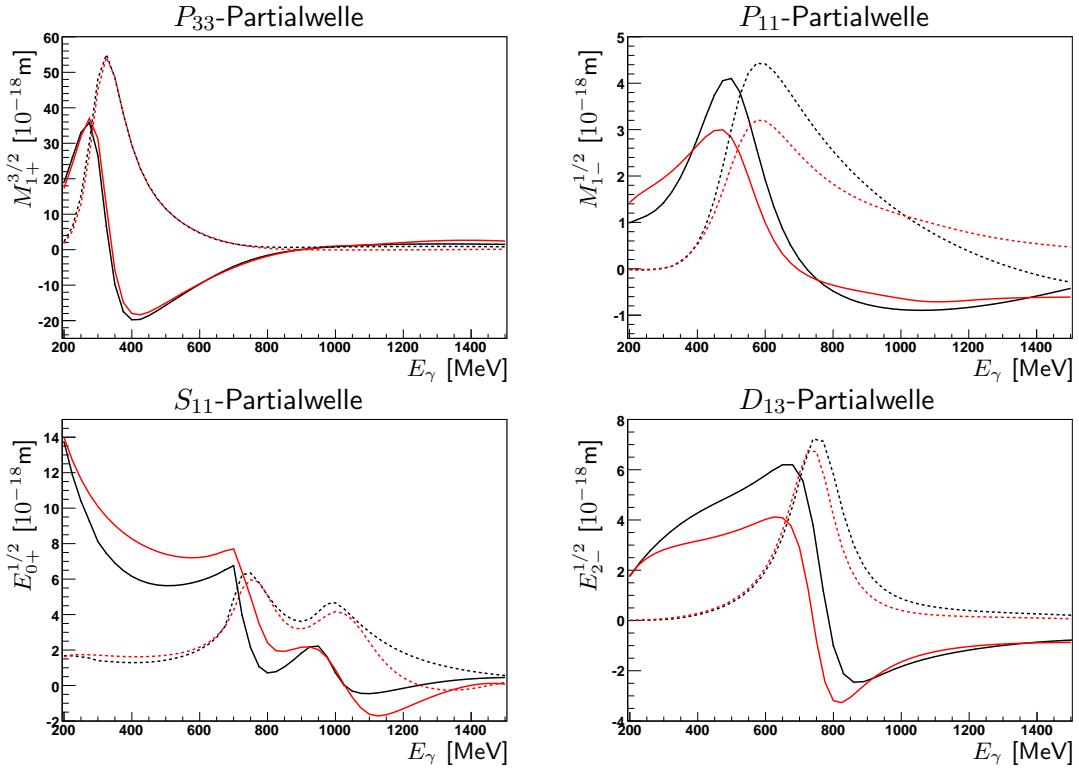


Abbildung 2.11.: Die Multipole aus der SAID [D⁺09]- (schwarz) und MAID-Partialwellenanalyse [DKT07] (rot). Während beim $M_{1+}^{3/2}$ -Multipol mit Isospin $I = 3/2$ die Vorhersagen übereinstimmen, zeigen sich bei den anderen Multipolen sowohl im Real- wie auch im Imaginärteil (durchgezogene/gestrichelte Linie) deutliche Unterschiede zwischen den Analysen.

T durchgeführt [AFH⁷³], welche in den 90er Jahren mit dem PHENICS-Experiment [B⁺98] verfeinert wurden. Neben der Messung von Einfachpolarisationsobservablen wurden ab 1998 auch erste Doppelpolarisationsexperimente durchgeführt. Dabei wurden zirkularpolarisierte Photonen an longitudinalpolarisierten Protonen gestreut, um die Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel zu verifizieren [D⁺03, D⁺04], welche die Differenz zwischen den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ mit dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons verbindet.

Die systematische Messung von Polarisationsobservablen über einen weiten Energie- und Winkelbereich ist erst mit dem Neuaufbau des Crystal-Barrel-Experiments ab 2005 möglich. Da sowohl linear- als auch zirkularpolarisierte Photonen und longitudinal- und transversalpolarisierte Protonen und Neutronen zur Verfügung stehen, ist die Messung der Observablen Σ , T, P, E, F, G und H möglich. In dieser Arbeit wurden die Strahlasymmetrie Σ und die Doppelpolarisationsobservable G untersucht, deren bisherige Datenbasis in den nächsten Abschnitten vorgestellt wird.

Die Strahlasymmetrie Σ

Neben dem Wirkungsquerschnitt wurde die Strahlasymmetrie Σ in der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ mehrfach gemessen. Eine Messung mit sehr guter Statistik liegt von der GRAAL-Kollaboration [B⁺05a] vor. Dabei wurde in einem Energie-Bereich von 550 MeV bis 1500 MeV mit Energieschnittbreiten von ungefähr 30 MeV die Strahlasymmetrie und der Wirkungsquerschnitt des π^0 am Proton untersucht. Messungen der Strahlasymmetrie wurden auch am Crystal-Barrel-Experiment durchgeführt [E⁺09]. Aufgrund der höheren Multiplizität in den Triggerbedingungen gibt es dort jedoch eine Akzeptanzlücke im Bereich zwischen $\theta_\pi^{cm} = 60^\circ - 100^\circ$ [E⁺09]. Für diese Daten wurde eine Neuanalyse in [S⁺10] durchgeführt, bei der die Priorität auf der Erweiterung des Winkelbereichs für $\theta_\pi < 50^\circ$ und $\theta_\pi > 120^\circ$ lag. Die Ergebnisse sind für den Energiebereich $E_\gamma = 932 - 1400$ MeV in Abbildung 2.12 für die drei verschiedenen Messungen dargestellt. Die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen beschreiben die Daten gut, da die Messwerte der GRAAL-Kollaboration bei den Erstellungen der Analysen mit verwendet wurden.

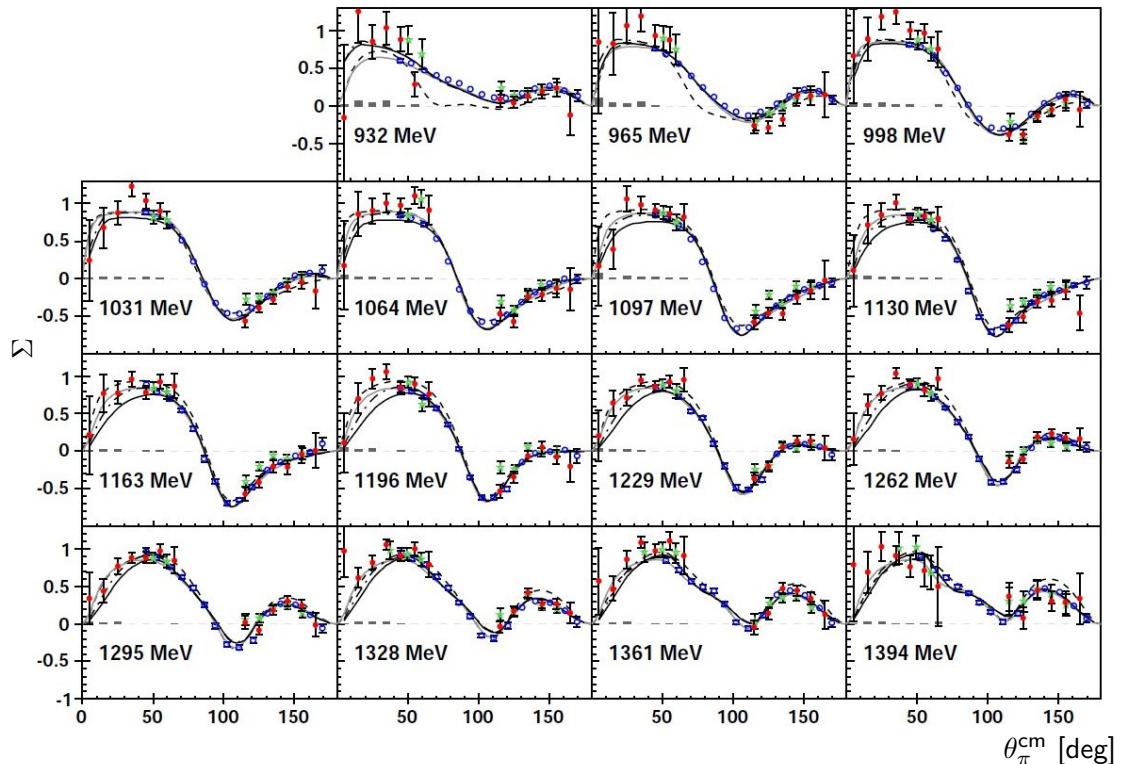


Abbildung 2.12.: Die Strahlasymmetrie Σ in der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ von [S⁺10] (rot), verglichen mit den Messungen von [E⁺09] (grün) und [B⁺05a] (blau). In grau sind die Vorhersagen des SAID-Programms [D⁺09], in schwarz gestrichelt die der MAID-PWA [DKT07] und der BnGa-Partialwellenanalyse in schwarz mit durchgezogener Linie [BnG10] dargestellt.

Die Doppelpolarisationsobservable G

Für die Messung der Doppelpolarisationsobservablen G in der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ liegen bis jetzt nur wenige Daten vor. Erste Messungen der Observablen G wurden bereits im Jahr 1979 in Daresbury, England, durchgeführt. Diese decken einen Bereich von $E_\gamma = 1300 - 2300$ MeV mit elf Energieintervalle und einen Raumwinkel von $\theta_\pi^{\text{cm}} = 50^\circ - 80^\circ$ ab [BRB⁺79]. Die Messungen bei $\theta_\pi^{\text{cm}} = 50^\circ$ sind in Abbildung 2.13 zu sehen. Der verwendete Detektoraufbau verfügte jedoch nur über eine sehr geringe Akzeptanz, so dass nur eine Sensitivität auf ausgewählte θ -Winkel gegeben war. Eine präzise Photonenergiemarkierung stand zudem nicht zur Verfügung. Aufgrund des höheren Energieranges können die Messwerte nicht mit den in dieser Analyse extrahierten Ergebnissen verglichen werden.

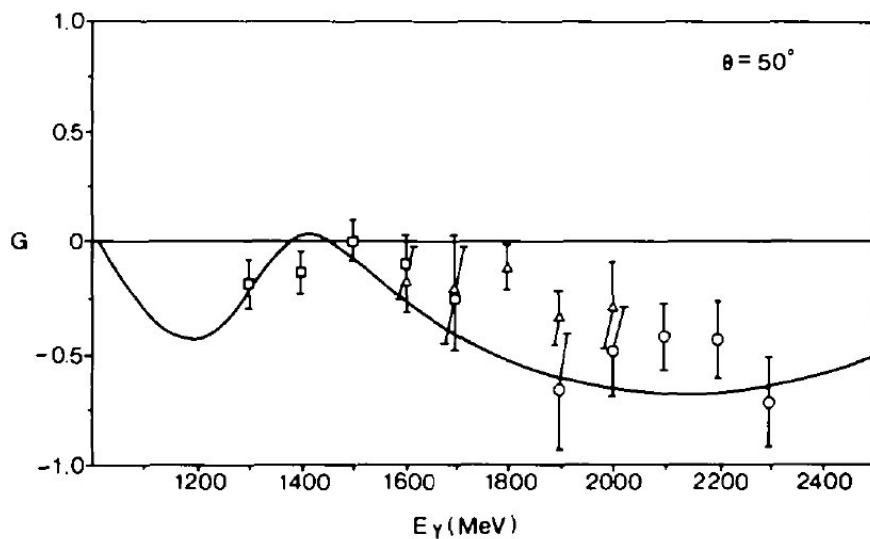


Abbildung 2.13.: Die Doppelpolarisationsobservable G nach Bussey et al. [BRB⁺79] für den Winkel $\theta_\pi^{\text{cm}} = 50^\circ$. Die verschiedenen Symbole markieren unterschiedliche Messungen.

Zusätzlich wurden an der Mainzer Beschleunigeranlage MAMI Messungen durchgeführt und die Observable G in einem Energierange bei $E_\gamma = 340$ MeV mit drei Datenpunkten gemessen [AAA⁺05], welche Abbildung 2.14 zeigt. Dort wurde ein Strahl mit energiemarkierten Photonen verwendet, welche auf ein polarisiertes Butanol-Target trafen. Der Detektor verfügte über eine große Winkelakzeptanz, es konnte jedoch nur die rückstoßenden Protonen im Detektor nachgewiesen werden. Die Daten verfügen zudem über große relative Fehler und liegen unterhalb des hier analysierten Energieranges.

Die bisherige Datenbasis für die Strahlasymmetrie Σ und die Doppelpolarisationsobservable G ist in Abbildung 2.15 in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ und dem Polarwinkel θ graphisch dargestellt. Für die Observable Σ stehen zahlreiche Messungen bei unterschiedlichen Energien und Winkeln zur Verfügung. Im Gegensatz dazu liegen für die Doppelpolarisationsobservable G in dem in dieser Arbeit untersuchten Energierange von $E_\gamma = 600 - 1100$ MeV noch keine Daten vor. Deshalb ist die Vermessung dieser Observable in dem Energierange mit großer Winkelabdeckung und hoher Statistik sinnvoll.

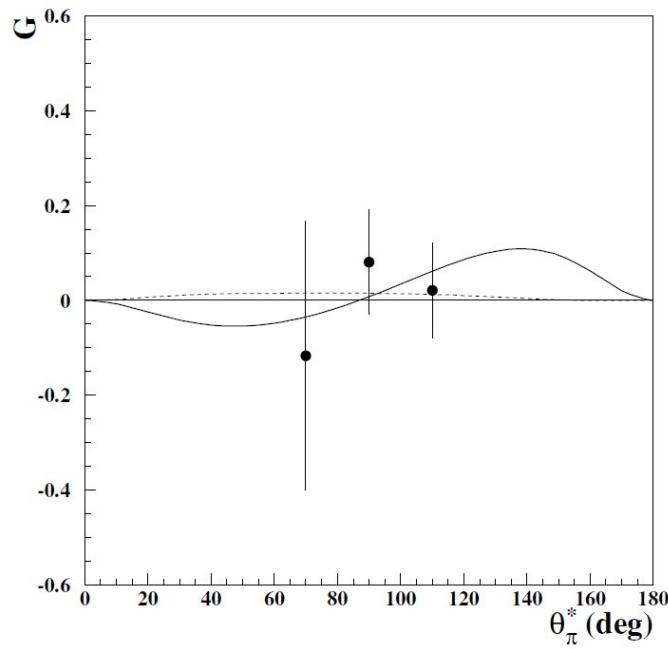


Abbildung 2.14.: Die Messung der Doppelpolarisationsobservable G in der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ nach [AAA⁺05] bei $E_\gamma = 340$ MeV.

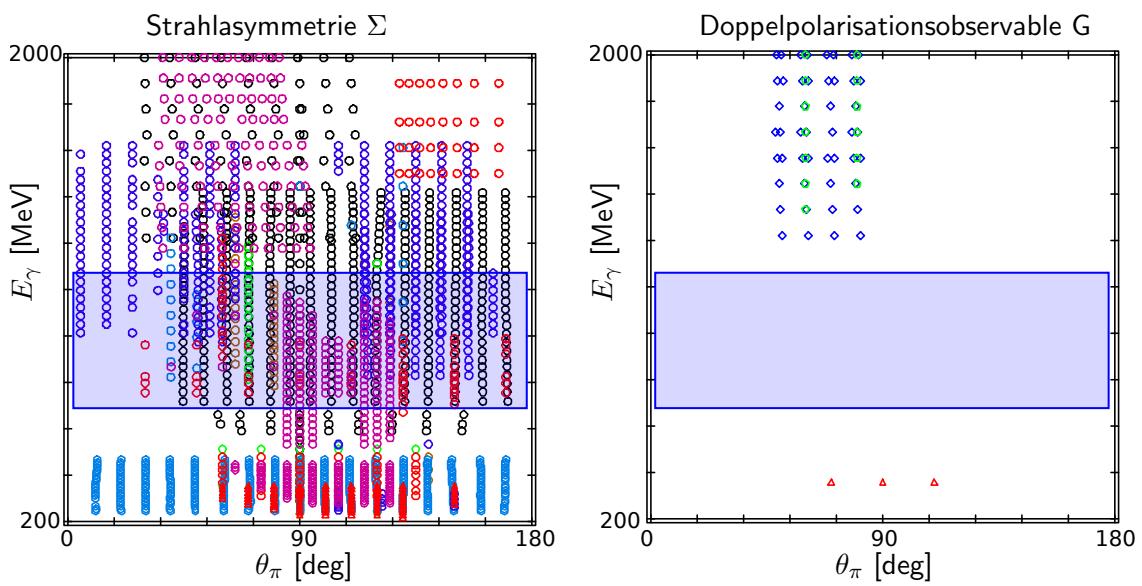


Abbildung 2.15.: Die bisherige Datenbasis für die Observablen Σ (links) und G (rechts) [SAI12]. Die verschiedenen Farben markieren unterschiedliche Experimente, in blau ist der Bereich dargestellt, welcher in dieser Arbeit untersucht wurde.

3. Der Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments

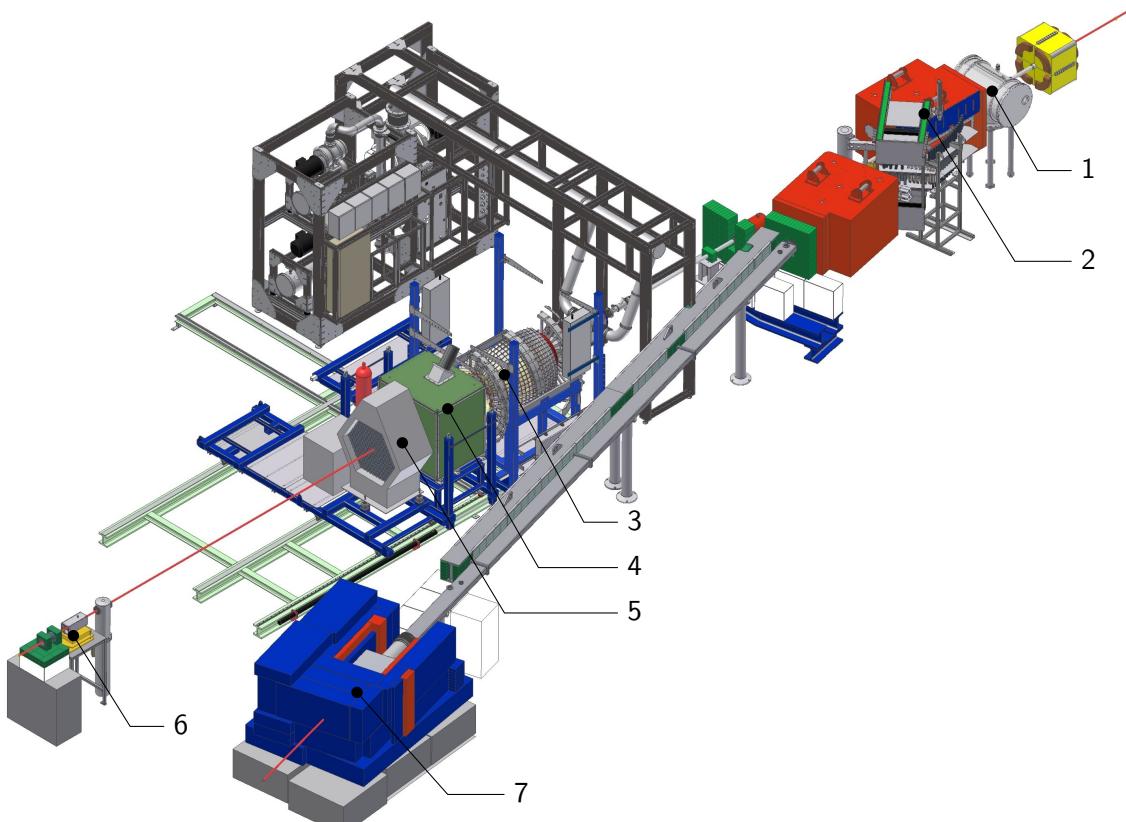


Abbildung 3.1.: Der Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments [Wal11]: 1) Goniometer-tank, 2) Photonenmarkierungsanlage, 3) Crystal Barrel mit Innendetektor, Vorwärtsdetektor und Target, 4) Gas-Čerenkov-Detektor, 5) Mini-TAPS-Detektor, 6) Flussmonitore, 7) Elektronenstrahlvernichter.

Das Crystal-Barrel-Experiment, welches in Abbildung 3.1 abgebildet ist, stellt ein Fixed-Target-Experiment¹ dar, mit dem an polarisierten und unpolarisierten Nukleonen Experimente mit reellen Photonen durchgeführt werden, deren Erzeugung und Messung im Abschnitt 3.2 näher erläutert wird. Das Experiment ist besonders optimiert auf Reaktionen mit neutralen Mesonen im Endzustand wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $p\eta$, $p\pi^0\pi^0$. Zum Nachweis der Reaktionsprodukte werden verschiedene Kalorimeter verwendet, die in Kapitel 3.3 vorgestellt werden. Das Crystal-Barrel-Experiment befindet sich in Bonn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, welche hochenergetische Elektronen zur Verfügung stellt und im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird.

¹Fixed-Target-Experiment: Experiment mit ruhendem Target, welches mit Teilchen, deren Energien in der Regel bekannt sind, beschossen wird.

3.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

Bei der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA), welche in Abbildung 3.2 dargestellt ist, handelt es sich um einen dreistufigen Beschleuniger, welcher der Erzeugung von Elektronen mit Energien bis zu 3,5 GeV dient [Hil06]. In verschiedenen Quellen werden polarierte oder unpolarisierte Elektronen erzeugt, welche mit einem Linearbeschleuniger auf Energien bis zu 26 MeV beschleunigt werden. Anschließend werden sie in einen Booster-Synchrotronring extrahiert, in dem eine weitere Beschleunigung auf 1,6 GeV stattfindet.

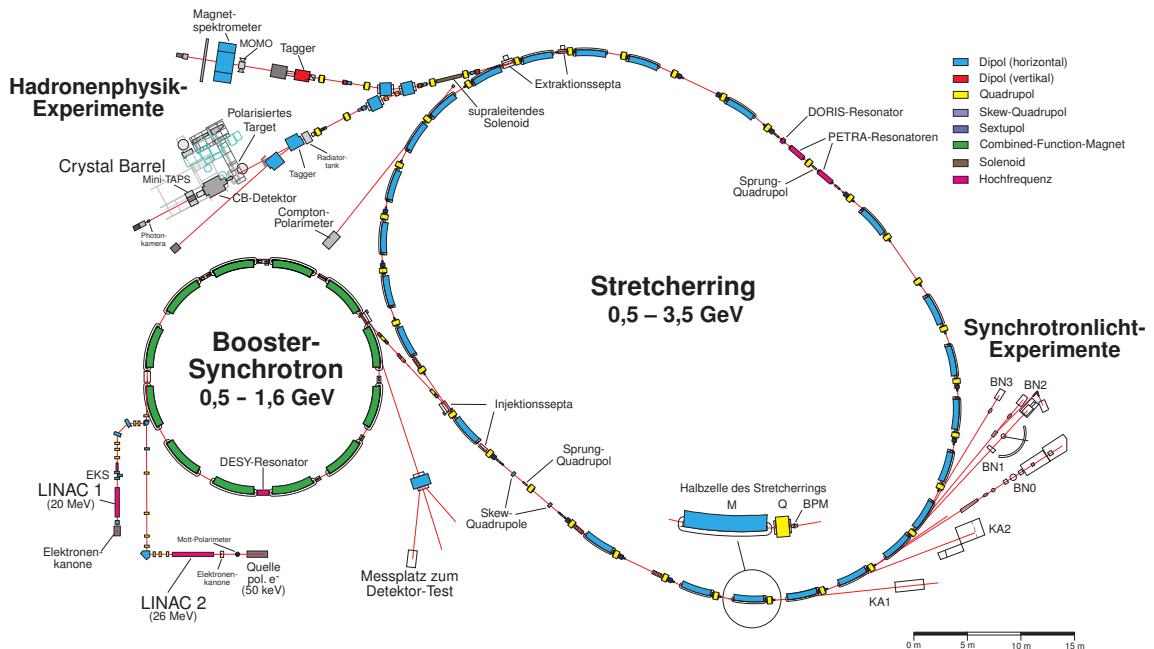


Abbildung 3.2.: Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [Fro12] in Bonn mit den Linearbeschleunigern LINAC 1 und 2, dem Booster-Synchrotron und dem Stretcherring. Links oben befinden sich die Experimente mit reellen Photonen, wie das Crystal-Barrel-Experiment.

Die dritte Stufe der Beschleunigeranlage stellt der Stretcherring dar. Dieser kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden: dem *Stretchermodus*, dem *Nachbeschleunigungsmodus* und dem *Speichermodus*.

Stretchermodus Beim Stretchermodus werden die vorbeschleunigten Elektronen mit einer maximalen Rate von 50 Hz in den Stretcherring injiziert. Dort werden die Elektronen mittels langsamer Extraktion den Experimenten zur Verfügung gestellt. Damit kann ein Elektronenstrahl mit konstanter Intensität erreicht werden, welcher jedoch durch die maximale Extraktionsenergie zwischen Synchrotron und Stretcherring auf 1,6 GeV begrenzt ist.

Nachbeschleunigungsmodus Im Nachbeschleunigungsmodus werden mehrere Einschüsse des Synchrotrons akkumuliert und auf die benötigte Energie nachbeschleunigt. Die erreichbare Maximalenergie beträgt dabei 3,5 GeV. Anschließend werden die Elektronen in das Experiment extrahiert. Hierbei werden typischerweise Extraktionsdauern des Elektronenstrahls von 6-8 Sekunden erreicht, gefolgt von einer Pause von zwei

Sekunden zur erneuten Füllung des Stretcherrings. Das Tastverhältnis kann dabei an die Anforderungen des jeweiligen Experiments angepasst werden.

Speichermodus Um Experimente mit Synchrotronstrahlung durchführen zu können, wird der Speichermodus verwendet. Hierfür wird eine große Anzahl von Elektronen im Stretcherring akkumuliert und auf die benötigte Energie beschleunigt. Dieser Strom kann für mehrere Stunden im Beschleuniger gehalten werden, wobei durch die Ablenkung der Elektronen auf eine Kreisbahn im Bereich der Dipolmagnete Synchrotronstrahlung erzeugt und Experimenten im Beschleunigertunnel zur Verfügung gestellt wird.

Für die Aufnahme der in dieser Arbeit analysierten Daten wurden Elektronen im Nachbeschleunigungsmodus auf Elektronenenergien von 2,4 und 3,2 GeV beschleunigt, bevor sie in den Experimentbereich des Crystal-Barrel-Experiments extrahiert wurden.

3.2. Erzeugung und Messung des Photonenflusses

Aus der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA werden den Experimenten beschleunigte Elektronen zur Verfügung gestellt. Um Experimente mit reellen Photonen durchführen zu können, werden im Goniometer aus den Elektronen mittels Bremsstrahlung hochenergetische Photonen erzeugt. Um die photoneninduzierten Reaktionen vollständig beschreiben zu können, muss die Energie des reellen Photons bekannt sein. Diese wird, bevor das Photon das Experiment durchläuft, in der Photonenmarkierungsanlage bestimmt, welche in Abschnitt 3.2.4 erläutert wird.

3.2.1. Die Erzeugung von Photonen mittels Bremsstrahlung

Das Goniometer besteht aus einer Scheibe mit verschiedenen Radiatoren (siehe Abbildung 3.3), welche je nach Bedarf über eine Steuerung verschiedene Radiatoren im Elektronenstrahl positioniert werden können. Es stehen Kupferradiatoren verschiedener Dicken und damit auch unterschiedlicher Strahlungslängen X_0 zur Verfügung: 12 µm ($0,84 \cdot 10^{-4} X_0$), 50 µm ($3,5 \cdot 10^{-3} X_0$), 150 µm ($10,5 \cdot 10^{-3} X_0$), 300 µm ($21,0 \cdot 10^{-3} X_0$), 500 µm ($4,12 \cdot 10^{-3} X_0$) [Kam10]. Zusätzlich befindet sich in der Mitte der Goniometerscheibe ein Diamantkristall zur Erzeugung linearpolarisierter Photonen, auf die in Abschnitt 3.2.3 näher eingegangen wird. Durch Wahl eines geeigneten Radiators, kann eine möglichst hohe Zahl an Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt werden. Hierbei muss sichergestellt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für Vielfachstreuung klein gehalten wird, um eine spätere Energiebestimmung über die Photonenmarkierungsanlage zu ermöglichen.

Neben der Erzeugung von Photonen ist eine weitere Aufgabe des Goniometers die Verifikation der Strahlposition und -ausdehnung. Dazu stehen neben einem Chromox-Schirm zur visuellen Strahldiagnose ein horizontaler und ein vertikaler Draht zur Verfügung. Diese Drähte können mithilfe der exakt justierbaren Goniometer-Tische vertikal beziehungsweise horizontal durch den Elektronenstrahl bewegt werden. Hiermit lässt sich über die gemessene Zählrate in der Photonenmarkierungsanlage das genaue Strahlprofil bestimmen.

Um aus den vom Beschleuniger extrahierten Elektronen Photonen zu erzeugen, wird der Bremsstrahlungsprozess benutzt, welcher die folgende Reaktionsgleichung besitzt:

$$e^- + N \rightarrow N + e^- + \gamma. \quad (3.1)$$



Abbildung 3.3.: Das Goniometer besteht aus einer Scheibe mit verschiedenen Radiatoren (rechts) und einer Møllerspule (links).

Für diesen Prozess, dessen Feynman-Graphen in Abbildung 3.4 dargestellt sind, können die folgenden Energie- und Impulsgleichungen

$$E_0 = T + E + K \quad (3.2)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{q} + \vec{p} + \vec{k} \quad (3.3)$$

aufgestellt werden. Dabei bezeichnet E_0 und \vec{p}_0 die Energie und den Impuls des einlauenden Elektrons, E und \vec{p} die des auslaufenden Elektrons, K und \vec{k} die des erzeugten Photons und T und \vec{q} die Energie und den Impuls des Nukleons nach der Streuung. Die Rückstoßenergie T ist für hohe Massenzahl der Kerne und bei den hier betrachteten Impulsen sehr gering und kann vernachlässigt werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung kann durch den dreifach-differentiellen Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt beschrieben werden. Durch Integration über den Winkel der emittierten Elektronen und der Photonen ergibt sich die Spektralverteilung der Bremsstrahlung [LL86b]:

$$d\sigma_{BH} = 4Z^2\alpha r_e^2 \frac{dK}{K} \left[1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{K} - \frac{1}{2} \right) \right]$$

mit der Kernladungszahl Z , der Feinstrukturkonstante α und dem klassischen Elektronenradius r_e . Die Verteilung der Photonenenergien hängt dabei in erster Näherung vom Inversen der Photonenenergie K ab, deshalb lässt sich das Energiespektrum in erster Näherung durch eine $1/K$ -Verteilung anpassen.

Da am Crystal-Barrel-Experiment Doppelpolarisationsobservablen gemessen werden sollen, werden polarisierte Photonen benötigt. Hierbei gibt es zwei verschiedene Polarisationsarten, lineare und zirkulare Polarisation, deren Erzeugung in den nächsten Abschnitten beschrieben wird.

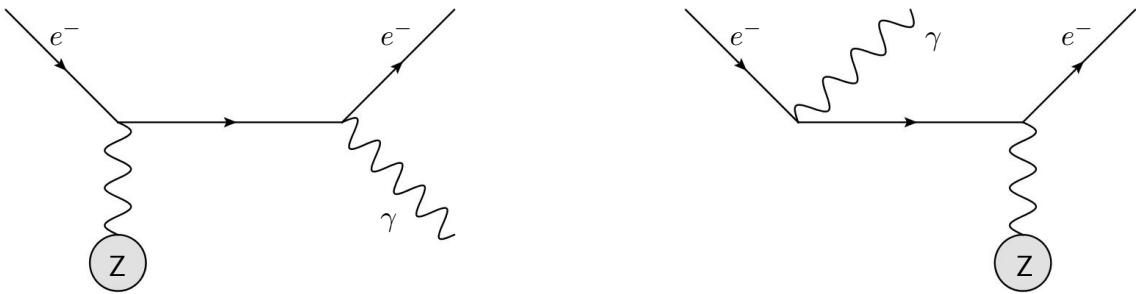


Abbildung 3.4.: Feynman-Graphen für den Bremsstrahlungsprozess.

3.2.2. Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen

Zur Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen werden vom Beschleuniger ELSA longitudinalpolarisierte Elektronen benötigt, welche auf einen amorphen Radiator treffen. Hierbei kommt es zu einem Helizitätsübertrag, so dass bei wechselnder Polarisationsrichtung der Elektronen Photonen mit positiver oder negativer Helizität erzeugt werden können. Um Photonen mit einem möglichst hohen Polarisationsgrad zu erhalten, wird ein hoher Polarisationsgrad der einlaufenden Elektronen benötigt. Zusätzlich ist der Polarisationsgrad höher, wenn ein großer Anteil der Elektronenenergie auf das Photon übertragen wurde [OM59], wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Um einen hohen Polarisationsgrad der aus der Beschleunigeranlage extrahierten Elektronen zu erhalten, müssen bei der Beschleunigung der Elektronen verschiedene depolarisierende Resonanzen kompensiert werden [Kam10]. Bei jeder Resonanz geht trotz Kompensation ein Teil des ursprünglichen Polarisationsgrads verloren, so dass es sinnvoll ist, den Strahl bei Energien zu extrahieren, in denen nur wenige Resonanzen beitragen. Da bei Strahlenergien ab $E_e = 2,4$ GeV weitere depolarisierende Resonanzen auftreten, wurde darauf verzichtet, für die Messung mit zirkularpolarisierten Photonen Elektronen mit höheren Energien zu verwenden. Somit stehen zirkularpolarisierte Photonen lediglich mit Energien bis zu 2,4 GeV zur Verfügung.

Für die Bestimmung von Polarisationsobservablen muss der Polarisationsgrad der Photonen p_γ , also die prozentuale Anzahl der Photonen mit einer bestimmten Polarisierung, bekannt sein. Aufgrund des Helizitätstransfers zwischen Elektronen und Photonen ist es notwendig, den Polarisationsgrad der aus dem Beschleuniger extrahierten Elektronen p_e und deren Energieübertrag auf das Photon zu kennen, um aus deren Zusammenhang, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, den Polarisationsgrad der erzeugten Photonen bestimmen zu können. Hierfür wird das Møller-Polarimeter verwendet, welches in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Es besteht aus einer Spule, in deren Zentrum sich eine Folie mit polarisierten Elektronen befindet. An dieser Folie mit bekanntem Polarisationsgrad findet Møller-Streuung statt, welche abhängig von der Spinorientierung der Elektronen ist. Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dienen vier Møller-Detektoren, welche sich hinter der Photonenmarkierungsanlage befinden. Aus einer Zählratenasymmetrie für die beiden Spinorientierungen der Elektronen lässt sich der Polarisationsgrad der von der Beschleunigeranlage kommenden Elektronen bestimmen.

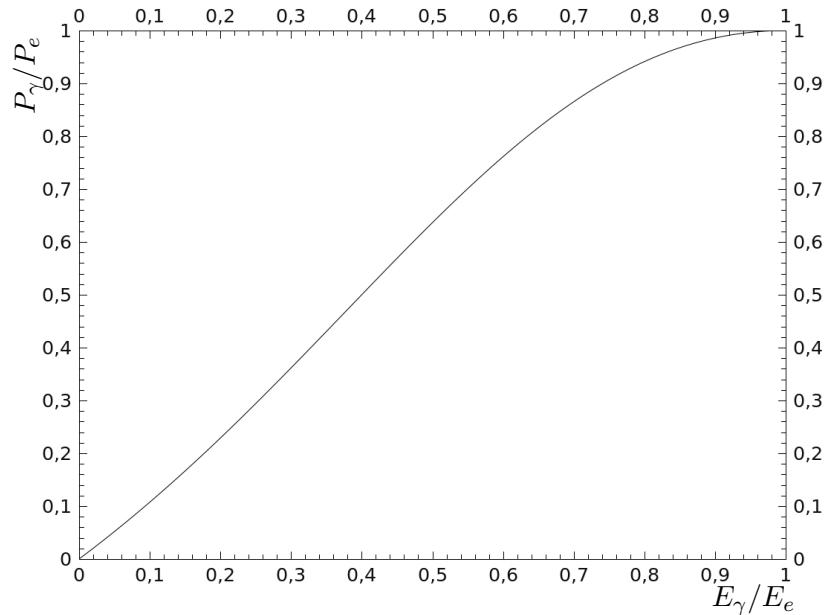


Abbildung 3.5.: Der Helizitätsübertrag bei der Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen. Bei hohem Energieübertrag auf das Photon (E_γ/E_e) findet auch ein hoher Polarisationsübertrag (P_γ/P_e) statt.

3.2.3. Erzeugung linearpolarisierter Photonen

Für die Erzeugung von linearpolarisierten Photonen wird Bremsstrahlung von unpolarisierten Elektronen an einem Diamantkristall verwendet. Da der Bremsstrahlprozess rotationssymmetrisch um die Achse des einlaufenden Elektronenimpulses ist, lassen sich die Impulse in eine longitudinale (q_l) und eine transversale (q_t) Komponente unterteilen. Für den Impuls des Rückstoßes am Atomkern \vec{q} ergeben sich die folgenden kinematischen Grenzen [Tim69], in denen Bremsstrahlung möglich ist:

$$\delta + \frac{(q_t^{\max})^2}{2E_0} \leq q_l \lesssim \frac{\delta}{x} \quad (3.4)$$

$$0 \leq q_t \leq 1. \quad (3.5)$$

Dabei ist $x = \frac{k}{E_0}$ die relative Photonenergie und der minimale longitudinale Impulsübertrag ist als

$$q_l^{\min} \equiv \delta(x) \quad (3.6)$$

$$= \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad (3.7)$$

definiert. Diese kinematischen Grenzen für den Rückstoß sind graphisch in Abbildung 3.6 dargestellt. Dieser Bereich, in dem der Bremsstrahlungsprozess möglich wäre, wird aufgrund seiner flachen Form als „Pancake“² bezeichnet [Übe56].

Bei einem Kristall fallen allerdings nur bestimmte reziproke Gittervektoren in den kinematisch erlaubten Bereich, wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist. Durch sorgfältige Orientierung des Kristalls im Elektronenstrahl kann selektiert werden, welche Gittervektoren im kinematisch erlaubten Bereich liegen. Für diese Atome kann es zu Interferenz kommen, wenn

²Pancake: engl. Pfannkuchen

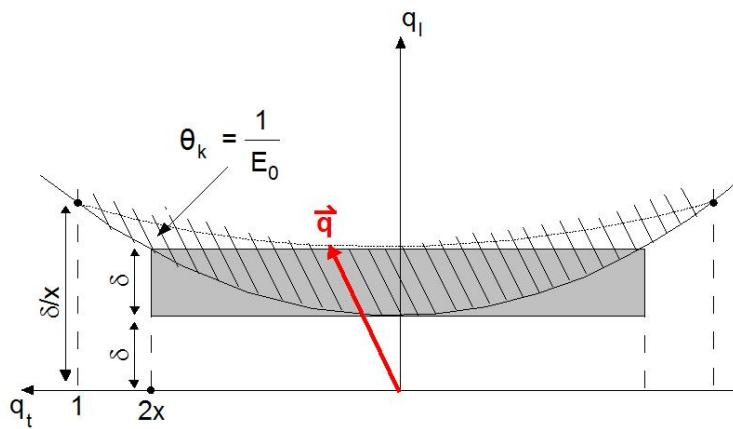


Abbildung 3.6.: Die Grenzen des kinematisch erlaubten Bereichs der Bremsstrahlung [Kam10] nach Gleichungen 3.4 und 3.5. Der Pancake (gestrichelt) kann durch einen rechteckigen Bereich der Breite δ (grau) approximiert werden.

der Impulsübertrag nicht nur von einem einzelnen Atom sondern vom ganzen Kristall aufgenommen wird. Der Bremsstrahlungsprozess wird, falls der Rückstoß von mehreren ununterscheidbaren Atomen des Kristallgitters getragen wird, als „kohärente Bremsstrahlung“ bezeichnet. Entspricht dabei der Impulsvektor dem reziproken Gittervektor, so erfüllt dies die Bragg-Bedingung und es kommt zu konstruktiver Interferenz. Hierbei spannen der Impuls des Elektrons \vec{p}_0 und der Rückstoßimpuls \vec{q} eine Ebene auf, in welcher der elektrische Feldvektor des erzeugten Photons schwingt. Die Wahrscheinlichkeit für Interferenz ist bei großer Elektronen- und geringer Photonenenergie am größten, deshalb können bei gleichbleibender Elektronenenergie im Bereich der niedrigen Photonenenergien höhere Polarisationsgrade erreicht werden.

Das Spektrum der Bremsstrahlung zeigt einen charakteristischen Verlauf, welcher in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Dieser setzt sich zusammen aus einem inkohärenten Anteil, der aus unpolarisierten Photonen besteht und mit einer Referenzmessung an einem Kupferradiatator angenähert werden kann, und einem kohärenten Anteil mit linearpolarisierten Photonen. Diese Intensitätsspitzen des kohärenten Anteils entstehen durch verschiedene reziproke Gittervektoren, die sich im kinematisch erlaubten Bereich befinden. Bei größer werdender Energie treten einzelne Gittervektoren in den kinematisch erlaubten Bereich ein. Da die obere Grenze keine scharfe Abgrenzung darstellt, erhöht sich der Beitrag des Gittervektors langsam. Tritt der Gittervektor am unteren Ende aus dem kinematisch erlaubten Bereich aus, so kommt es zu einem nichtkontinuierlichen Abfall der Intensität, welcher als kohärente Kante bezeichnet wird.

Um höhere Polarisationsgrade zu erreichen, kann ausgenutzt werden, dass linearpolarisierte Photonen, im Gegensatz zu unpolarisierten, stark vorwärts orientiert sind. Durch Kollimation können somit unpolarisierte Photonen aus dem Strahl entfernt werden um den relativen Polarisationsgrad zu erhöhen.

Gleichzeitig ist der Grad der linearpolarisierten Photonen abhängig von der Divergenz des Elektronenstrahls. Durch die Optimierung der Divergenz des vom Beschleuniger kommenden Elektronenstrahls lässt sich somit auch der Polarisationsgrad der Photonen erhöhen.

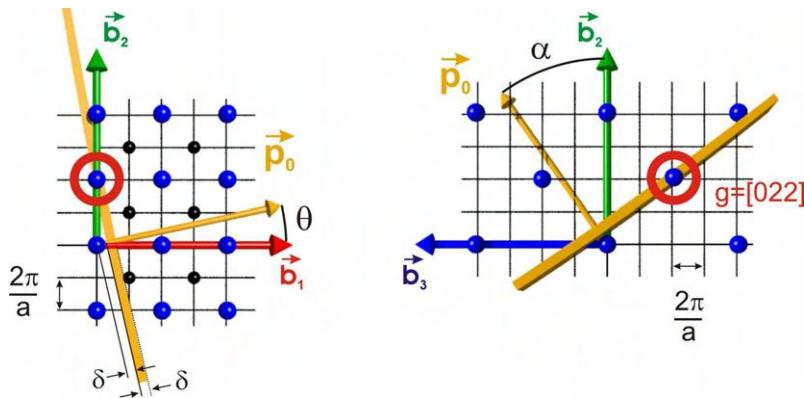


Abbildung 3.7.: Der Pancake, hier als Linie der Breite δ [Els07]. Je nach Positionierung fallen unterschiedliche Gittervektoren des Diamantkristalls in den erlaubten Bereich (roter Kreis), an denen dann kohärente Bremsstrahlung erzeugt wird.

3.2.4. Die Photonenmarkierungsanlage

Um eine Reaktion im Experiment vollständig beschreiben zu können, ist es notwendig, die Energie des auslösenden Photons der Reaktion zu kennen. Diese Energien werden mit der Photonenmarkierungsanlage, dem Tagger³, bestimmt. Hierbei wird ausgenutzt, dass die Energie der aus dem Beschleuniger extrahierten Elektronen E_0 bis auf wenige MeV bekannt ist. Erzeugen diese, wie oben beschrieben, mittels Bremsstrahlung am Radiator ein Photon, so wird ein Teil der Energie auf das erzeugte Photon abgegeben. Ein weiterer Teil der Energie wird zudem als Rückstoß an den Atomkern abgegeben, in dessen Umgebung das Photon durch die Bremsstrahlung erzeugt wurde. Dieser Energieanteil ist jedoch vernachlässigbar klein, deshalb lässt sich die Energie des erzeugten Photons E_γ nach der Formel $E_\gamma = E_0 - E_e$ berechnen, wenn die Energie des gestreuten Elektrons E_e gemessen wird. Diese Aufgabe nimmt die Photonenmarkierungsanlage wahr.

Hierzu gelangt der Strahl aus Elektronen und Photonen nach dem Goniometer in einen Tagging-Magneten, welcher in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Dieser Magnet lenkt die Elektronen, welche keine Photonen mittels Bremsstrahlung erzeugt haben, aus dem Photonenstrahl auf einen Elektronenstrahlvernichter. Elektronen, welche einen Teil ihrer Energie an ein Photon abgegeben haben und somit weniger Energie besitzen, werden durch die Lorentz-Kraft im Magnetfeld stärker abgelenkt. Anhand des Grads der Ablenkung der Elektronen lässt sich somit die verbliebene Energie des Elektrons nach dem Bremsstrahlprozess messen. Die Elektronen werden durch 96 Szintillationsdetektoren mit Photomultiplier-Auslese detektiert, mit denen ein Energiebereich von 2,1% - 82,5% der Primärstrahlenergie E_0 abgedeckt wird [FP09]. Hierbei wird eine relative Energieauflösung von $0,1\% \cdot E_\gamma$ bis $6\% \cdot E_\gamma$ erreicht. Das Bremsstrahlspektrum folgt, wie bereits in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, einer $1/E_\gamma$ -Verteilung, deshalb werden mehr Photonen mit niedrigen Energien erzeugt und im Bereich der hohen Elektronenenergien wird eine erhöhte Zählrate erwartet. Um in diesem Bereich eine bessere Energieauflösung zu erreichen, wird zusätzlich ein Detektor bestehend aus 480 szintillierenden Fasern verwendet, der einen Energiebereich von 16,6% - 87,1 % der Primärstrahlenergie abdeckt. Dort werden Energieauflösungen von $0,1\% \cdot E_0$ bis $0,4\% \cdot E_0$ erreicht.

³to tag: engl. markieren

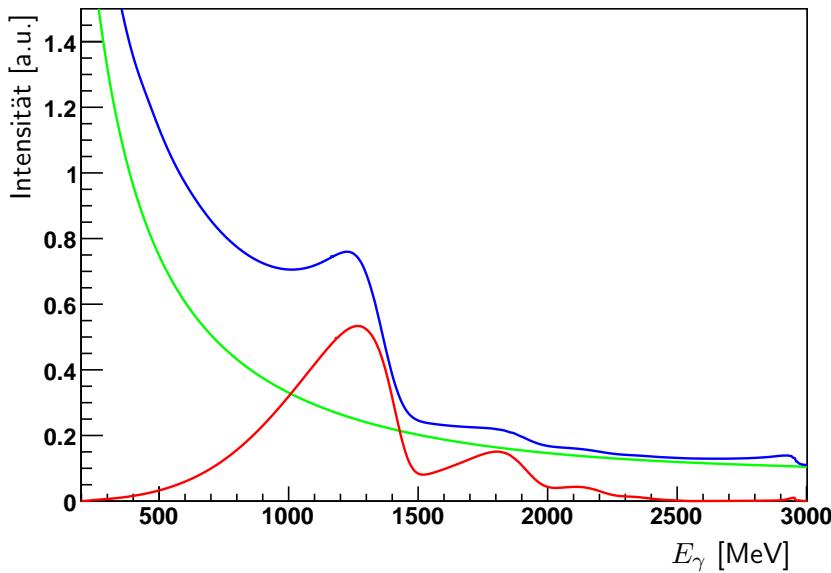


Abbildung 3.8.: Bremsstrahlspektrum am Kupferradiator (grün), verglichen mit dem Bremsstrahlspektrum am Diamantkristall (blau). Die Differenz (rot) zeigt die kohärente Überhöhung, welche linearpolarisierte Photonen enthält.

3.2.5. Die Flussbestimmungsdetektoren

Für eine absolute Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und für die Normierung der Daten verschiedener Strahlzeiten aufeinander, wird eine genaue Kenntnis der Photonenflusses benötigt. Hierzu befinden sich am Ende des Photonenstrahlführungen ein Gamma-Intensitätsmonitor (GIM) und ein relativer Flussmonitor (FluMo), die in Abbildung 3.10 dargestellt sind. Der Gamma-Intensitätsmonitor besteht aus 16 PbF_2 -Kristallen, welche sich in einer 4×4 -Anordnung vor dem Photonenstrahlvernichter befinden. Die Photonen des Strahls erzeugen in den Kristallen Čerenkov-Licht, welches durch Photomultiplier registriert wird. In Kombination mit der Photonenmarkierungsanlage kann damit der Photonenfluss bestimmt werden, der die Anzahl der Photonen angibt, die das Experimenttarget durchlaufen.

Bei sehr hohen Strahlströmen kann der Gamma-Intensitätsmonitor in Sättigung geraten, da mehr Photonen den Detektor erreichen, als dort registriert werden können. Um auch bei hohen Raten den Photonenfluss messen zu können, wurde der Flussmonitor [Die08] vor dem Gamma-Intensitätsmonitor installiert. Der Flussmonitor besteht aus einer Konverterfolie und zwei in Koinzidenz geschalteten Szintillationszählern. An der Konverterfolie wird durch den Photonenstrahl ein e^+e^- -Paar über Paarbildung erzeugt, dessen Wirkungsquerschnitt wohlbekannt ist. Anhand der in den beiden Szintillationsdetektoren nachgewiesenen e^+e^- -Paare kann somit auf den Photonenfluss geschlossen werden. Um sicherzustellen, dass nur e^+e^- -Paare gemessen werden, welche an der Konverterfolie erzeugt wurden, befindet sich vor der Konverterfolie ein weiterer Szintillationszähler, der als Veto für geladene Teilchen verwendet wird. Mit dieser Kombination kann der relative Photonenfluss gemessen werden, durch den es nach vorheriger Eichung mit dem Gamma-Intensitätsmonitor möglich ist, den Fluss auch bei hohen Raten zuverlässig zu bestimmen.

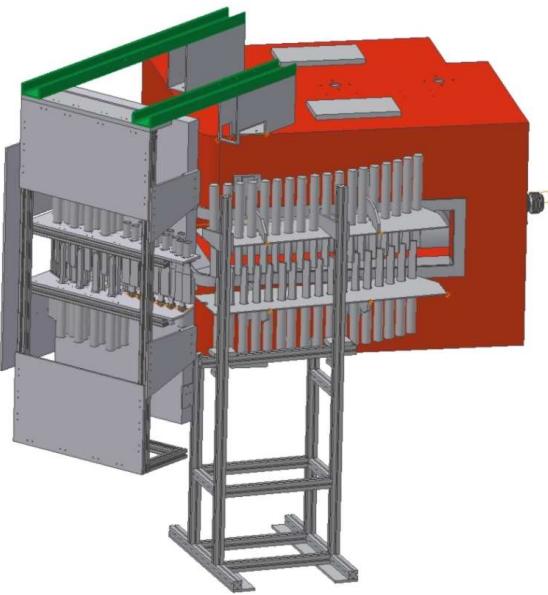


Abbildung 3.9.: Die Photonenmarkierungsanlage: der Ablenkmagnet (rot) mit den verschiedenen Szintillationsdetektoren (grau) davor.

3.3. Das Target und das Hauptkalorimeter

Das Hauptkalorimeter, bestehend aus dem Crystal-Barrel- und dem Mini-TAPS-Detektor, dient dem Nachweis der Reaktionsprodukte, welche bei der Wechselwirkung der Photonen am Targetmaterial erzeugt werden. Hierbei sind vor allem Reaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $p\eta$, $p\omega$ von Interesse, die über neutrale Mesonen im Endzustand verfügen.

3.3.1. Das Target

Zur Erzeugung von Reaktionen befindet sich im Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors das Target. Für die verschiedenen Anforderungen stehen drei unterschiedliche Targets zur Verfügung: ein Butanol-Target zur Photoproduktion an polarisierten Nukleonen, ein Flüssig-Wasserstoff-Target für die Erzeugung von Reaktionen an unpolarisierten Protonen und ein Kohlenstoff-Target in dem sich gebundene Protonen und Neutronen befinden. Eine Zusammenfassung der Parameter der verschiedenen Targets befindet sich in Tabelle 3.1.

	Material	Länge	Dichte
Polarisiertes Target	C_4H_9OH	1,88 cm	0,57 $\frac{g}{cm^3}$
Flüssig-Wasserstoff-Target	H_2	5,1 cm	0,0708 $\frac{g}{cm^3}$
Kohlenstoff-Target	C	1,5 cm	1,6694 $\frac{g}{cm^3}$

Tabelle 3.1.: Die Eigenschaften der verschiedenen Targets.

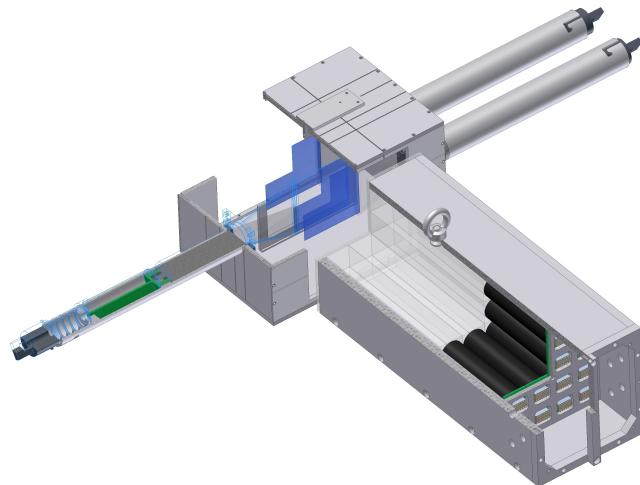


Abbildung 3.10.: Der Gamma-Intensitätsmonitor (rechts unten) besteht aus 16 PbF_2 -Kristallen mit Photomultiplier-Auslese und der Flussmonitor (links oben) aus einer Konverterfolie und drei Szintillationszählern.



Abbildung 3.11.: Der Kryostat des polarisierten Targets mit integriertem Targethalter. Im rechten Bereich befindet sich die Targetzelle mit den polarisierbaren Nukleonen.

Das polarisierte Target

Für die Messung von Polarisationsobservablen werden polarisierte Nukleonen benötigt, welche in dem polarisierten Target zur Verfügung gestellt werden. Hierbei handelt es sich um ein Frozen-Spin-Target (Abbildung 3.11), welches nach Bedarf polarisierte Protonen oder Neutronen enthält. Für die in dieser Arbeit analysierten Datensätze wurde als Targetmaterial Butanol ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) verwendet, wobei die Protonen des Wasserstoffs in den Molekülen polarisierbar sind. Das Targetmaterial liegt in Kugelchen vor, welche sich in einem Teflon-Zylinder befinden.

Bei einem Frozen-Spin-Target wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Relaxationszeit eines polarisierten Nukleons stark abhängig ist von der Magnetfeldstärke und der Temperatur. Zur Erzeugung der Polarisierung des Targets wird das Targetmaterial auf Temperaturen zwischen 0,3 – 0,5 K abgekühlt und die Spins der Protonen mithilfe von Mikrowellen in einem umgebenden Magnetfeld ausgerichtet [CM97]. Bei ausreichendem Polarisationsgrad

werden die Spins der Protonen „eingefroren“, indem die Temperatur unter Verwendung eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Kühlkreislaufs auf $50 - 60 \text{ mK}$ [B⁺99] reduziert wird. Für die Datennahme kann das Magnetfeld des Polarisierungsmagneten durch ein Haltefeld ersetzt werden, dessen Spule sich im Inneren des Kryostaten befindet.

Für die in dieser Arbeit analysierten Datensätze wurden Polarisationsgrade von bis zu $p_T \approx 80\%$ erreicht, bei Relaxationszeiten von bis zu 600 Stunden. Zusätzlich stand die Möglichkeit zur Verfügung, durch Umpolen der Magentfelder die Spins der Protonen umzukehren und somit einen Vorzeichenwechsel in der Targetpolarisation zu erhalten. Dies ist zur Untersuchung systematischer Effekte notwendig.

Das Flüssig-Wasserstoff-Target

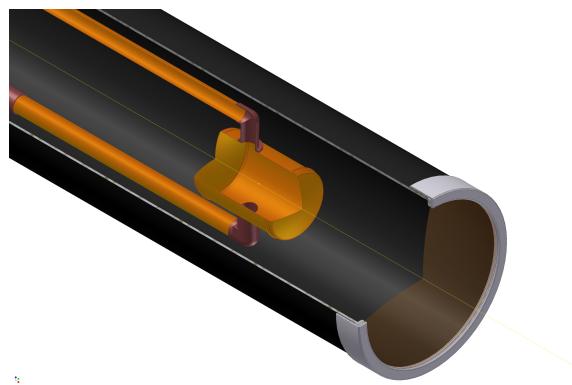


Abbildung 3.12.: Das Flüssig-Wasserstoff-Target mit der Kapton-Zelle (orange), welche das Targetmaterial enthält.

Beim Flüssig-Wasserstoff-Target, welches in Abbildung 3.12 dargestellt ist, handelt es sich um eine 5,1 cm lange Kapton-Zelle, welche über zwei Röhrchen von einem Wärmetauscher mit flüssigen Wasserstoff versorgt wird [Ham09]. Im flüssigen Wasserstoff sind die Protonen quasifrei, da die Bindungsenergie von 13,6 eV vernachlässigbar gegenüber den zu messenden Größen ist. Zusätzlich ist die Flächendichte im Target höher als bei einem Target aus gasförmigen Wasserstoff, so dass die hadronische Ereignisrate hoch ist.

Das Kohlenstoff-Target

Bei dem Kohlenstoff-Target handelt es sich um einen 1,5 cm langen Kohlenstoffzyylinder mit 2 cm Durchmesser. Der Zylinder wurde mit einer Rohacell-Halterung im Zentrum des Strahlrohrs fixiert. Mit diesem Target können Experimente an gebundenen Protonen und Neutronen durchgeführt werden.

Die gebundenen Nukleonen bewegen sich in einem Atomkern quasifrei und besitzen dabei einen Fermi-Impuls, der die gemittelten, quadratischen Impulse der Nukleonen wiedergibt. Für einen Kohlenstoffkern beträgt der Fermi-Impuls $p_f = 221 \frac{\text{MeV}}{c}$ [MSW⁺71].

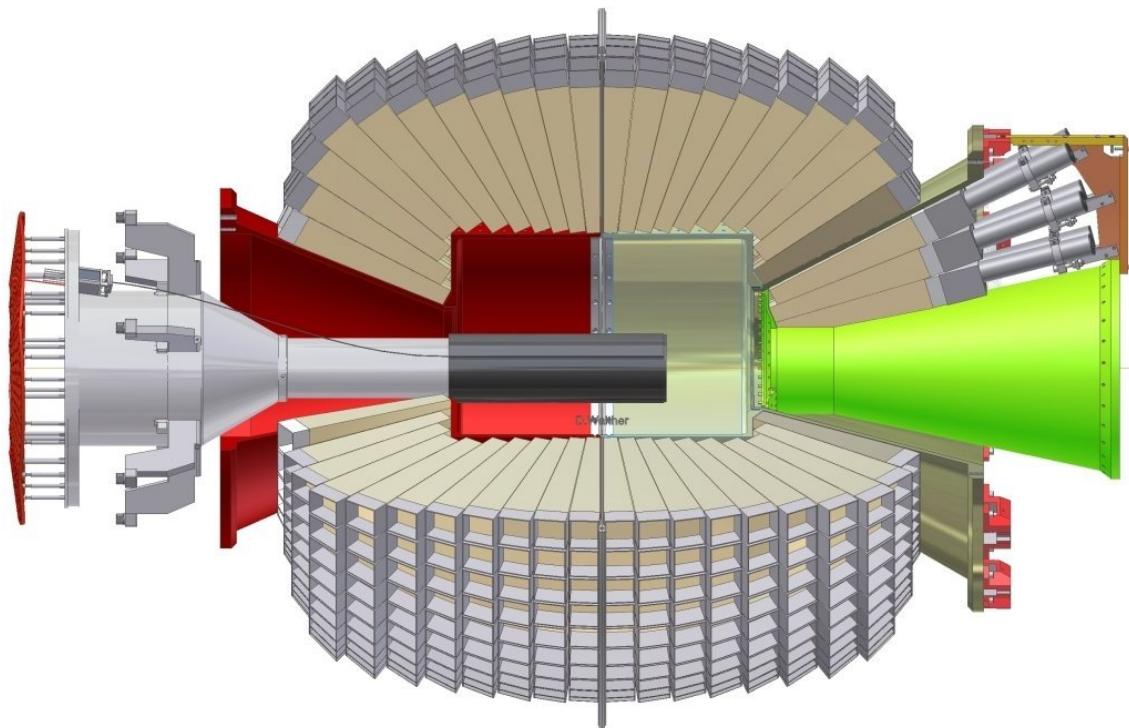


Abbildung 3.13.: Der Crystal-Barrel-Detektor mit Innendetektor (mittig) und dem Vorwärtsdetektor (rechts).

3.3.2. Der Crystal Barrel, der Innendetektor und der Vorwärtskonus

Der Crystal Barrel

Um das polarisierte Target herum befindet sich der in Abbildung 3.13 dargestellte Crystal-Barrel-Detektor, das zentrale Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments. Hierbei handelt es sich um einen fassförmigen Detektor, welcher aus 1230 mit Thallium dotierten Cäsiumjodid-Kristallen mit Photodioden-Auslese aufgebaut ist und damit azimuthal einen Winkel von 30° bis 156° abdeckt. Diese Kristalle sind in 20 Ringen mit je 60 Kristallen angeordnet und decken dabei jeweils 6° im Polarwinkel θ und im Azimut ϕ ab. In Rückwärtsrichtung existiert zusätzlich einen Ring, welcher aus 30 Kristallen besteht, die jeweils 12° in ϕ abdecken. Die Kristalle besitzen eine Länge von 30 cm, und entsprechen somit 16,1 Strahlungslängen [A⁺92]. Ein auftreffendes Photon erzeugt in den Kristallen durch Paarbildung und Comptoneffekt einen elektromagnetischen Schauer, welcher sich seitlich in die benachbarten Kristalle ausweitet. Dabei wird 90% der Energie des Schauers in einem Abstand vom Molière-Radius $R_M = 3,57$ cm um den Auftreffpunkt des Photons deponiert. Damit ist es möglich von Photonen mit Energien bis 2 GeV 99% ihrer Energie im Detektor nachzuweisen [BGH⁺86]. Zusätzlich kann die Schauerausbreitung dafür verwendet werden, um den Auftreffpunkt eines Photons in θ - und ϕ -Richtung genauer als 2° zu bestimmen [Jun00]. Die relative Energieauflösung ist energieabhängig und ist proportional zu $1/\sqrt[4]{E}$ [Hon09]. Weitere Eigenschaften der Kristalle sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Zur Auslese der Kristalle befindet sich an deren Ende ein Hütchen, welches einen

Wellenlängenschieber und eine PIN⁴-Photodiode enthält. Mit dieser Photodiode wird ein zur Energie des Kristalls proportionales Signal erzeugt, welches noch im Hütchen verstärkt wird, bevor es zu weiteren Verarbeitung außerhalb des Detektors weitergeleitet wird. Da die Anstiegszeiten der Signale aus den CsI(Tl)-Kristallen nach den Vorverstärkern sehr lang sind, ist es nicht möglich, eine verwertbare Zeitinformation daraus zu erhalten.

Der Innendetektor



Abbildung 3.14.: Der Innendetektor mit seinen drei Lagen aus szintillierenden Fasern. Die äußerste Lage ist parallel zum Strahl ausgerichtet, die beiden inneren Lagen sind in verschiedene Richtungen um circa 25° dazu gedreht.

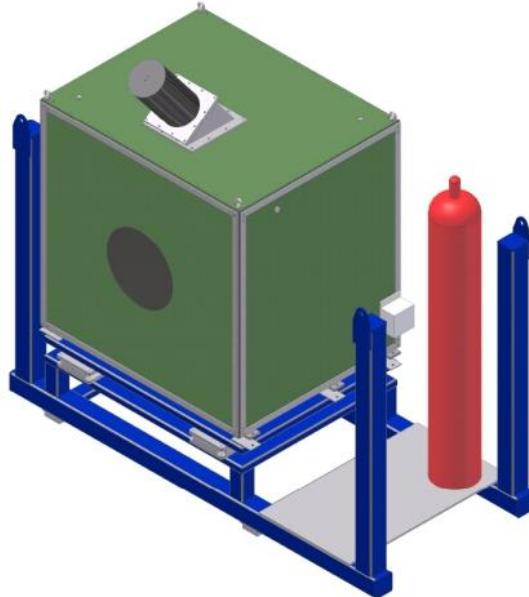
Um zwischen Photonen und Protonen unterscheiden zu können, befindet sich im Inneren des Crystal-Barrel-Detektors ein 40 cm langer, zylinderförmiger Innendetektor, welcher in Abbildung 3.13 mittig dargestellt ist. Der Detektor besteht aus 513 szintillierenden Fasern mit jeweils 2 mm Durchmesser, welche in drei Lagen angeordnet sind [Grü06]. Dabei ist die äußerste Lage parallel zur Strahlrichtung angeordnet, die beiden inneren Lagen sind um $-24,5^\circ$ beziehungsweise $+25,7^\circ$ zur ersten Lage gedreht, wie in Abbildung 3.14 dargestellt ist. Die Signale der Fasern werden über Lichtleiter aus dem Crystal-Barrel-Detektor herausgeführt und dort mit 16-fach Photomultipliern ausgelesen. Damit ist es möglich durch das Ansprechen von mindestens zwei der drei Lagen einen eindeutigen Durchstoßpunkt zu ermitteln. Kann dieser Punkt in Relation zu einem Signal des Crystal-Barrel-Detektors gesetzt werden, so ist es möglich Einträge in den Kalorimetern mit geladenen Teilchen wie Protonen zu identifizieren.

Der Vorwärtsdetektor

Da beim Crystal-Barrel-Experiment ein festes Target verwendet wird, welches mit hochenergetischen Photonen beschossen wird, wird ein großer Teil der Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung nachgewiesen. Deshalb wird in diesem Bereich eine hohe Granularität

⁴PIN-Diode: Photodiode mit **P**- und **N**-dotierter Schicht, in deren Mitte sich eine **Intrinsische** Schicht befindet.

	Dichte	Strahlungslänge	Molière-Radius	Abklingzeit
CsI(Tl)	4,510 g/cm ³	1,86 cm	3,57 cm	0,9 µs, 7 µs
BaF ₂	1,893 g/cm ³	2,03 cm	3,1 cm	630 ns, 0,9 ns

Tabelle 3.2.: Eigenschaften der verschiedenen Kristalltypen [N⁺10, A⁺92].**Abbildung 3.15.:** Der Gas-Čerenkov-Detektor (grün) auf seiner Haltestruktur. Im oberen Bereich ist der Photomultiplier (schwarz) zu erkennen, welcher zur Detektion des Čerenkov-Lichts dient.

und eine effiziente Triggermöglichkeit benötigt. Um einen schnellen Trigger zu ermöglichen, wurden die drei vorderen Ringe aus CsI(Tl)-Kristallen in einen Detektor ausgegliedert, welcher in Abbildung 3.13 rechts zu sehen ist. Mit dem Vorwärtsdetektor wird ein Raumwinkel von $11,2^\circ$ bis $27,5^\circ$ in θ bei voller ϕ -Symmetrie abgedeckt [Fun08]. Die 90 Kristalle wurden mit einer Photomultiplier-Auslese ausgestattet, so dass schnelle Triggersignale möglich sind. Zusätzlich befinden sich vor den Kristallen 180 Plättchen aus szintillierendem Plastik [Wen08], die eine Identifikation von geladenen Teilchen ermöglichen. Die Plättchen sind ebenfalls in drei Ringen vor den Kristallen angebracht. Dabei decken die Plättchen jeweils 12° in ϕ ab und sind überlappend angeordnet, so dass eine Auflösung von 6° in ϕ erreicht werden kann. Die Auslese der Plättchen erfolgt außerhalb des Detektors mit 16-fach Photomultipliern. Um die Signale zu den Photomultipliern zu führen werden Lichtleiter verwendet, welche im Bereich zwischen Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtskonus nach außen geführt werden. Dazu muss der Vorwärtskonus um 30 mm nach hinten versetzt werden, wodurch die CsI(Tl)-Kristalle nicht mehr radial auf den Targetmittelpunkt ausgerichtet sind [Wen08].

3.3.3. Der Gas-Čerenkov-Detektor

Bei der Reaktion von Photonen mit dem Targetmaterial finden nicht nur die zu untersuchenden Reaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ oder $\gamma p \rightarrow p\eta$ statt, es wird auch elektromagnetischer

Untergrund wie e^+e^- -Paare oder Elektronen aus Compton-Streuung erzeugt. Diese Reaktionen können ebenfalls den Trigger auslösen, so dass nicht gewünschte Reaktionen aufgenommen werden. Um diese Reaktionen schon auf Trigger-Ebene zu unterdrücken, befindet sich ein Gas-Čerenkov-Detektor hinter dem Vorwärtsdetektor, der in Abbildung 3.15 zu sehen ist. Der Detektor ist mit CO₂-Gas gefüllt in dem bei der Transmission von Elektronen beziehungsweise Positronen Čerenkov-Licht erzeugt wird [Kai07]. Dieses Licht wird über einen Spiegel auf einen Photomultiplier gelenkt, so dass ein Signal erzeugt wird. Das Signal kann als Veto der Triggerelektronik zur Verfügung gestellt werden, um damit einen hohen Unterdrückungsfaktor von elektromagnetischen Untergrund zu erreichen.

3.3.4. Der Mini-TAPS-Detektor

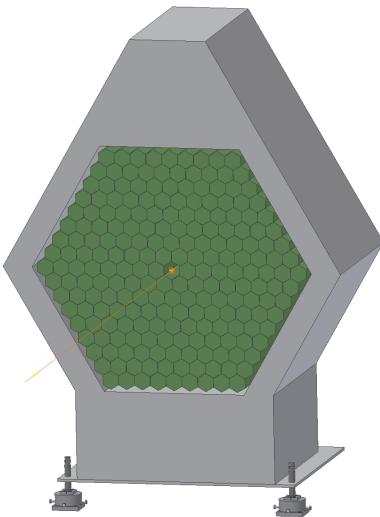


Abbildung 3.16.: Der Mini-TAPS-Detektor, aufgebaut aus 216 hexagonalen BaF₂-Kristallen.

Um den azimutalen Winkel auf eine Öffnung bis zu 1° bei hoher Granularität abzudecken befindet sich hinter dem Hauptkalorimeter, in einem Abstand von 2,1 m zum Targetmittelpunkt, der Mini-TAPS-Detektor, welcher in Abbildung 3.16 zu sehen ist. Dieser besteht aus 216 BaF₂-Kristallen, welche eine hexagonale Grundfläche besitzen. Die Länge der Kristalle beträgt 25 cm [Nov91], was 12,3 Strahlungslängen entspricht. Mit den Kristallen kann eine Auflösung von 0,8° in θ erreicht werden, welche sich durch Verwendung des Schwerpunkts des elektromagnetischen Schauers auf 0,2° verbessern lässt [Dah08]. Die Auslese der Kristalle ist über Photomultiplier realisiert, so dass schnelle Trigger-Signale erzeugt werden. Zur Identifikation von geladenen Teilchen befinden sich vor den Kristallen 5 mm starke Plastiksintillatoren, die ebenfalls eine hexagonale Form aufweisen. Da die Abklingzeit bei BaF₂ sehr klein ist, verfügt der Detektor über eine hohe Ratenfestigkeit und eignet sich somit gut für die Raumwinkelabdeckung des strahlnahen Bereichs, da dort hohe Teilchenraten auftreten. Weitere Eigenschaften der BaF₂-Kristalle können Tabelle 3.2 entnommen werden.

First Level	Second Level FACE
Innendetektor	≥ 2
Vorwärtsdetektor (1 Cluster)	≥ 1
Vorwärtsdetektor (2 Cluster)	
Vorwärtsdetektor (1 Cluster) + Mini-TAPS (1 Cluster)	
Mini-TAPS (1 Cluster)	≥ 1
Mini-TAPS (2 Cluster)	

Tabelle 3.3.: Triggerbedingungen der Datentrigger Trig41 und Trig42c.

3.4. Trigger

Um zu entscheiden, welche der Reaktionen für die spätere Analyse aufgenommen werden sollen und die gewünschten Reaktionen in den gespeicherten Daten sinnvoll anzureichern, muss bereits auf Ebene der Messelektronik eine Entscheidung getroffen werden, welche Ereignisse aufgezeichnet werden sollen. Dazu wird der Trigger⁵ verwendet. Der Trigger wird durch ein programmierbares FPGA-Modul⁶ [Win06] realisiert, an dem Informationen der verschiedenen Detektoren anliegen. Dabei handelt es sich für jeden Detektor um die Information, ob bei dem aktuellen Ereignis ein Signal registriert wurde. Bei einigen Detektoren wird eine zusätzliche Aussage über die Teilchenmultiplizität des Ereignisses getroffen. Anhand dieser Informationen wird je nach Programmierung der FPGA entschieden, ob ein Ereignis den Anforderungen entspricht und die Daten der verschiedenen Detektoren aufgezeichnet werden sollen.

Die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll, findet in zwei Stufen statt. In der ersten Stufe, dem sogenannten „First-Level“, werden Informationen von Detektoren ausgewertet, die innerhalb von 400 ns eine Entscheidung über das aktuelle Ereignis treffen können. Dabei handelt es sich um die Photonenmarkierungsanlage, den Innendetektor, den Vorwärtsdetektor, den Gas-Čerenkov-Detektor und den Mini-TAPS-Detektor. Erfüllen diese Detektoren die vorgegebenen Anforderungen, so wird die zweite Triggerstufe, der „Second-Level“, abgefragt. Hierbei liefert der Clusterfinder FACE⁷ [Fle01] innerhalb von circa 6 μs Informationen über die Multiplizität der Cluster im Crystal-Barrel-Detektor. Die Kriterien zur Aufzeichnung eines Ereignisses hängen von der jeweiligen Programmierung ab, welche in die Trigger-FPGA geladen wurde. Hier ist eine Übersicht der wichtigsten Trigger und ihrer Anforderungen:

TaggerOr-Trigger Bei dem TaggerOr-Trigger wird ein logisches ODER aus den 96 Szintillationsdetektoren der Photonenmarkierungsanlage gebildet. Sobald ein Bremsstrahlereignis stattgefunden hat und das zugehörige Elektron in den Detektoren der Photonenmarkierungsanlage nachgewiesen wurde, wird die Auslese der Detektoren gestartet. Die mit einem TaggerOr-Trigger aufgenommenen Daten werden zur Bestimmung des Photonenflusses und bei linearpolarisierten Photonen zur Polarisationsbestimmung verwendet.

⁵Trigger: engl. Auslöser

⁶FPGA: Field Programmable Gate Array

⁷FACE: FAst Cluster Encoder, Zellularlogik-Trigger zu Bestimmung der Cluster-Multiplizität des Crystal Barrels.

Trig42c-Trigger Bei dem Trig42c-Trigger handelt es sich um den Trigger, welcher während der Datennahme für die in dieser Arbeit analysierten Daten verwendet wurde. In diesen Trigger gehen verschiedene Bedingungen an die Detektoren ein, welche in Tabelle 3.3 aufgeführt sind. Um im Target entstehenden elektromagnetischen Untergrund zu unterdrücken, wird zusätzlich zu diesen Bedingungen sichergestellt, dass im Čerenkov-Detektor kein Signal registriert wurde, da sonst das Ereignis verworfen wird. Um in der Datenanalyse Reaktionen rekonstruieren zu können, werden Informationen über die Energie des Photons benötigt. Somit muss zusätzlich zu den Triggerbedingungen ein Ereignis in der Photonenmarkierungsanlage registriert worden sein.

Trig41-Trigger Der Trig41-Trigger ist eine leichte Abwandlung des für die Datennahme verwendeten Trig42c-Triggers. Es werden dieselben Triggerbedingungen verwendet, welche in Tabelle 3.3 aufgeführt sind, jedoch werden dabei nicht die Signale des Čerenkov-Detektors mitbeachtet. Mit diesem Trigger aufgenomme Daten dienen zur Überprüfung, dass durch den Čerenkov-Detektor keine sinnvollen Ereignisse verloren werden. Auch beim Trig41 muss zusätzlich ein Ereignis in der Photonenmarkierungsanlage vorliegen.

4. Die Datensätze

4.1. Experimentelle Datennahme

Mit dem Crystal-Barrel-Experiment wurden ab dem Jahr 2007 mit verschiedenen Strahlenergien, mit linear- und zirkularpolarisierten Photonen und mit longitudinal- und transversalpolarisiertem Target Daten aufgenommen. Die in dieser Analyse verwendeten Datensätze werden in den nächsten Abschnitten erläutert. Eine Zusammenfassung der für die Extraktion der Doppelpolarisationsobservable G zur Verfügung stehenden Datensätze ist in Tabelle 4.1 gegeben.

4.1.1. Datennahme am Butanol-Target

Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, wird bei linearpolarisierten Photonen die Polarisierung je nach Ausrichtung des Kristalls bei einer bestimmten Photonenenergie E_γ erzeugt. Der Energiebereich, in dem sich die linearpolarisierten Photonen befinden, kann je nach physikalischer Zielsetzung ausgewählt werden.

Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von linearpolarisierten Photonen ist bei hohen Elektronen- und niedrigen Photonenenergien am größten. Zur Optimierung der Polarisationsgrade ist es sinnvoll, die maximal mögliche Extraktionsenergie für die Elektronen zu wählen. Deshalb wurde für alle Strahlzeiten mit linearpolarisierten Photonen eine Extraktionsenergie von $E_e = 3,2 \text{ GeV}$ verwendet.

Bei den hier untersuchten Strahlzeiten lag der Fokus auf der Messung der Doppelpolarisationsobservablen G bei π^0 -Photoproduktion. Hierfür wurden Photonenenergien zwischen $E_\gamma = 600 - 1100 \text{ MeV}$ ausgewählt, welcher von zwei verschiedenen Polarisationseinstellungen, wie Abbildung 4.1 zeigt, abgedeckt werden konnte.

Um eventuell auftretende künstliche Asymmetrien in den Detektoren in der späteren Analyse untersuchen zu können, wurden zwei Diamanteinstellungen bestimmt, in denen die kohärente Kante identisch, deren Polarisationsebene jedoch um 90° gedreht ist. Da der vom Elektronenbeschleuniger ELSA kommende Elektronenstrahl eine elliptische Form hat in der die Strahldivergenz variiert, wurden die Diamanteinstellungen so gewählt, dass sich die Ebenen der Linearpolarisation bei $+45^\circ$ und -45° befinden um damit möglichst ähnliche kohärente Kanten zu erhalten. Während der gesamten Datennahme wurde jeweils nach zwei Daten-Runs die Diamantstellung gewechselt, so dass für beide Einstellungen die gleiche Datenbasis vorliegt.

Kohärente Kante bei $E_\gamma = 1150 \text{ MeV}$

Für Messungen im Bereich von $E_\gamma = 900 - 1100 \text{ MeV}$ wurde die Kante der kohärenten Überhöhung auf $E_\gamma = 1150 \text{ MeV}$ gesetzt. Damit wurde eine maximale Polarisation von $p_\gamma = 58\%$ bei einer Energie von $E_\gamma = 1032 \text{ MeV}$ erreicht und bei $E_\gamma = 900 \text{ MeV}$ steht noch

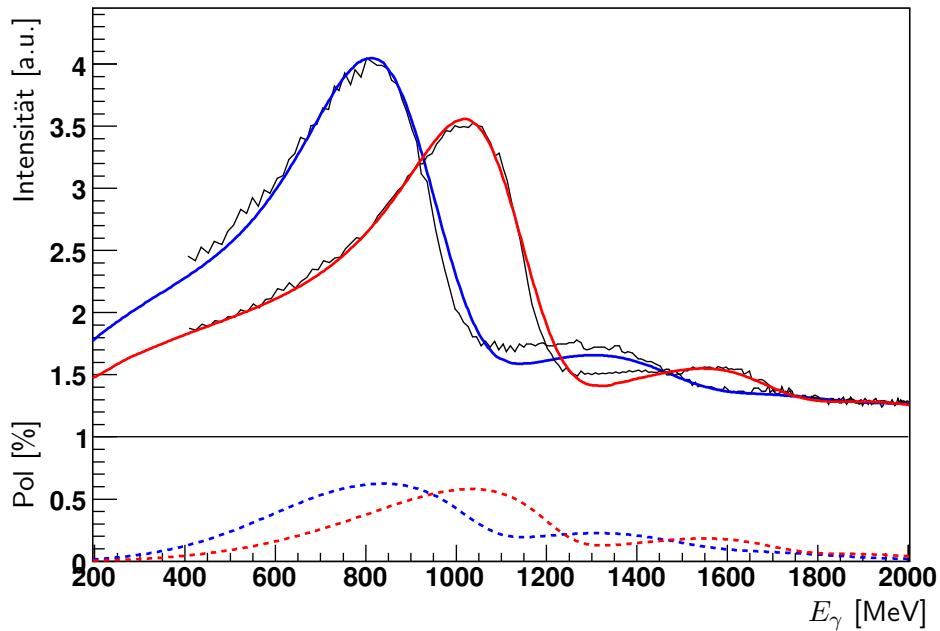


Abbildung 4.1.: Die zur Datennahme verwendeten kohärenten Kanten: bei $E_\gamma = 950$ MeV zur Messung im niedrigen Energiebereich (blau) und bei $E_\gamma = 1150$ MeV zur Messung von Energien bis $E_\gamma = 1100$ MeV (rot). Die Anpassung der Kurven an die Daten und die Polarisationsbestimmung wird in Kapitel 5.3.1 näher erläutert.

ein Polarisationsgrad von $p_\gamma \approx 45\%$ zur Verfügung. Der Verlauf der kohärenten Kante ist in Abbildung 4.1 (rot) zu sehen.

Mit dieser Polarisationseinstellung wurden ab Mai 2008 für eine Dauer von fünf Wochen Daten aufgenommen. In dieser Zeit wurden ungefähr 2800 Runs mit jeweils 300000 Ereignissen mit dem Datentrigger Trig42c aufgenommen. Insgesamt stehen somit circa 800 Millionen Ereignisse mit diesem Datentrigger zur Verfügung. Zusätzlich wurden 1110 Runs mit dem TaggerOr-Trigger zur Fluss- und Polarisationsbestimmung und 50 Runs mit dem Trig41-Trigger aufgenommen.

In Abbildung 4.2 ist die zeitliche Entwicklung der Targetpolarisation dargestellt. Die verschiedenen Polarisationsphasen sind deutlich zu erkennen. Zudem wurde dreimal zur Unterdrückung von Systematiken in den Daten das Vorzeichen der Targetpolarisation geändert. Dabei wurde darauf geachtet, dass von beiden Polarisationseinstellungen die gleiche Datenbasis zur Verfügung steht. Insgesamt konnte ein mittlerer Targetpolarisationsgrad von $p_T = 73\%$ erreicht werden.

Kohärente Kante bei $E_\gamma = 950$ MeV

Um auch bei niedrigen Energien mit einem hohen Polarisationsgrad messen zu können, wurde die kohärente Kante auf $E_\gamma = 950$ MeV gesetzt, wie in Abbildung 4.1 (blau) zu sehen ist. Damit wurde ein maximaler Polarisationsgrad von $p_\gamma = 61\%$ bei einer Energie von $E_\gamma = 840$ MeV erreicht.

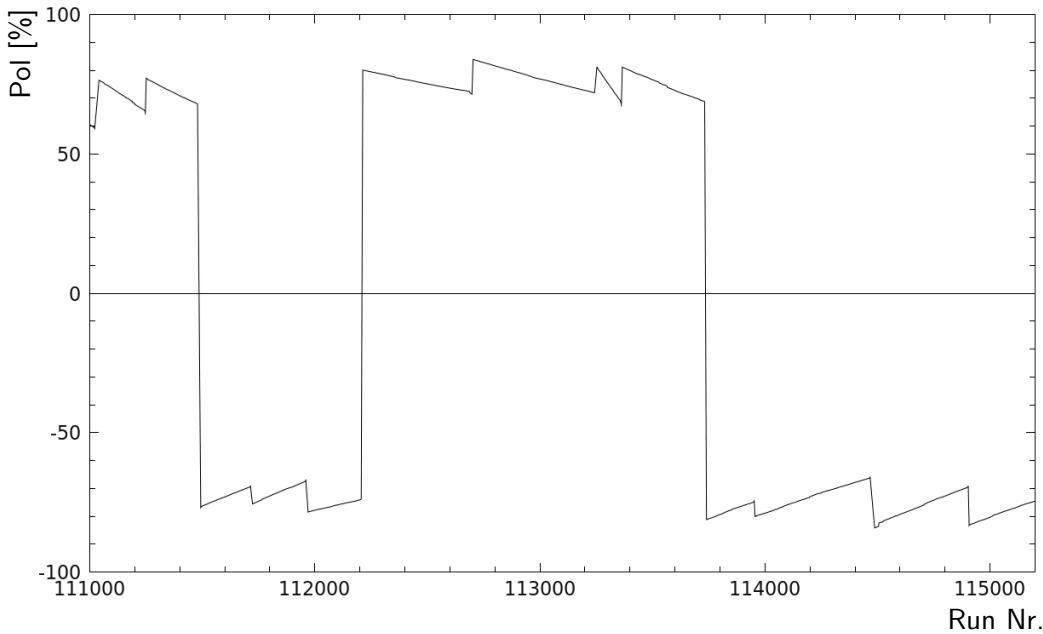


Abbildung 4.2.: Die Targetpolarisation im Mai 2008, aufgetragen gegen die Run-Nummer. Deutlich zu erkennen ist der dreimalige Wechsel der Polarisationsrichtung.

Zur Messung mit dieser Diamanteinstellung standen zehn Tage zur Verfügung. Auch hier wurde die Targetpolarisation während der Messperiode zweimal gewechselt, wie Abbildung 4.3 entnommen werden kann. Dabei wurden für die negative Targetpolarisation 315 Dateien mit insgesamt circa 90 Millionen Ereignissen aufgezeichnet, für positive Targetpolarisation 500 Dateien mit insgesamt circa 140 Millionen Ereignissen. Zwar verfügt diese Strahlzeit über eine hohe durchschnittliche Strahlpolarisation, jedoch trat gegen Ende der Strahlzeit ein Problem mit dem polarisierten Target auf, so dass eine erneute Repolarisation der Protonen nicht möglich war. Deshalb wurden die letzten Datensätze mit Targetpolarisationsgraden von unter 40% aufgenommen. Da der statistische Fehler der Observablen G nicht zufriedenstellend war, wurde im August 2009 eine weitere Strahlzeit mit der gleichen Diamanteinstellung durchgeführt. Der Verlauf der Targetpolarisation hierfür ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Mit dieser Strahlzeit konnte die Statistik mehr als verdoppelt werden, so dass insgesamt bei negativer Targetpolarisation 200 Millionen Ereignisse und bei positiver Targetpolarisation 337 Millionen Ereignisse zur Verfügung stehen.

4.1.2. Flüssig-Wasserstoff-Target

Zur absoluten Bestimmung der Observablen wird eine Normierung mit einem unpolarisierten Protonentarget benötigt. Dafür wurde eine Strahlzeit am Flüssig-Wasserstoff-Target durchgeführt, dessen Aufbau Abschnitt 3.3.1 entnommen werden kann. Um diese Strahlzeit als Normierung für die Doppelpolarisationsobservable E verwenden zu können, wurde ein zirkularpolarisierter Elektronenstrahl verwendet [Got12]. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wurde, kann dies nur bei einer Elektronen-Strahlenergie von $E_e = 2,4 \text{ GeV}$ durchgeführt werden, um einen hohen Polarisationsgrad der Elektronen zu erhalten. Die

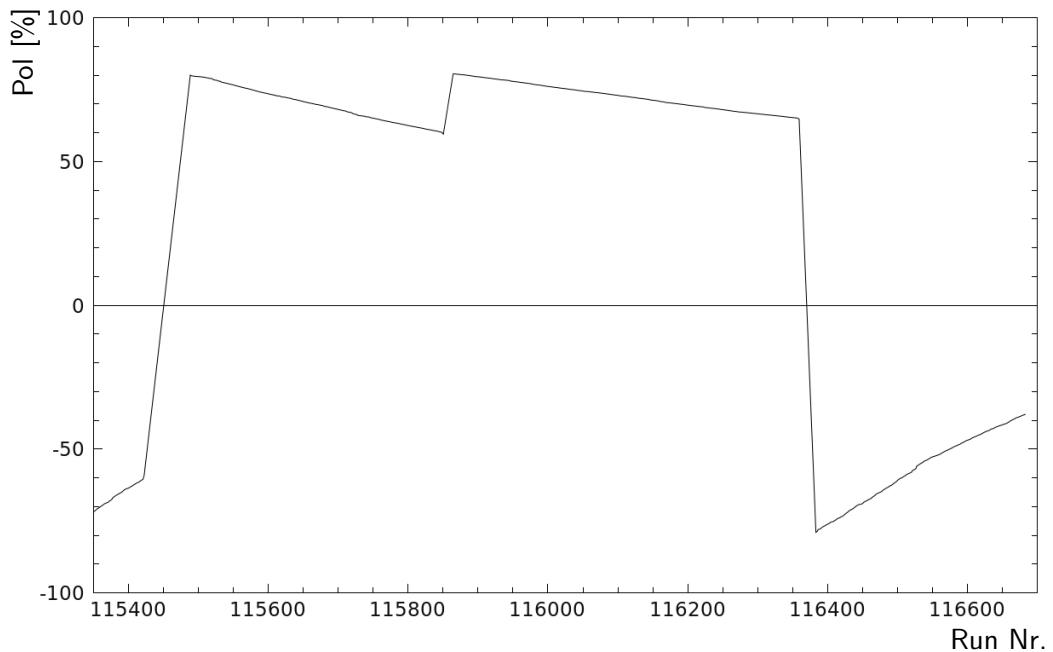


Abbildung 4.3.: Die Targetpolarisation im Juni 2008 mit kohärenter Kante bei $E_\gamma = 950$ MeV mit zweimaligem Richtungswchsel der Targetpolarisation. Zum Ende der Strahlzeit wurde aufgrund von Problemen mit dem polarisierten Target mit Polarisationsgraden unter 40% gemessen.

Daten aus der Strahlzeit am Flüssig-Wasserstoff-Target wurden in dieser Analyse nur zur Bestimmung des Dilution-Faktors verwendet, der relativen Anzahl an polarisierbaren Protonen, auf die in Abschnitt 7.4.2 eingegangen wird. Deshalb stellt die niedrigere Strahlenergie und die Polarisation der Photonen kein Hindernis dar.

Die Datennahme am Flüssig-Wasserstoff-Target wurde im November 2008 durchgeführt. In 21 Tagen Strahlzeit wurden 720 Dateien mit dem Trigger Trig42c aufgenommen, so dass circa 185 Millionen Ereignisse zur Verfügung stehen.

4.1.3. Kohlenstoff-Target

Da am Crystal-Barrel-Experiment auch die In-Medium-Modifikation des ω -Mesons untersucht wird [Nan10], wurden Strahlzeiten mit einem Festkörpertarget durchgeführt, welches bereits in Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde. Für diese Strahlzeit wurden Triggerbedingungen verwendet, die eine höhere Cluster-Multiplizität fordern, so dass sie nicht für die hier beschriebene Analyse verwendet werden konnten. Allerdings gab es am Ende der Strahlzeit im Februar 2009 die Möglichkeit weitere sechs Tage mit dem Trig42c-Trigger Daten aufzunehmen. Dabei wurden circa 125 Millionen Ereignisse in 490 Dateien aufgezeichnet, mit denen der unpolarisierte Untergrund bei den Messungen am Butanol-Target untersucht werden sollte. Zudem konnte eine Extraktionsenergie von $E_e = 3,2$ GeV zur Erzeugung von linearpolarisierten Photonen verwendet werden, bei denen die kohärente Kante auf $E_\gamma = 1150$ MeV eingestellt wurde.

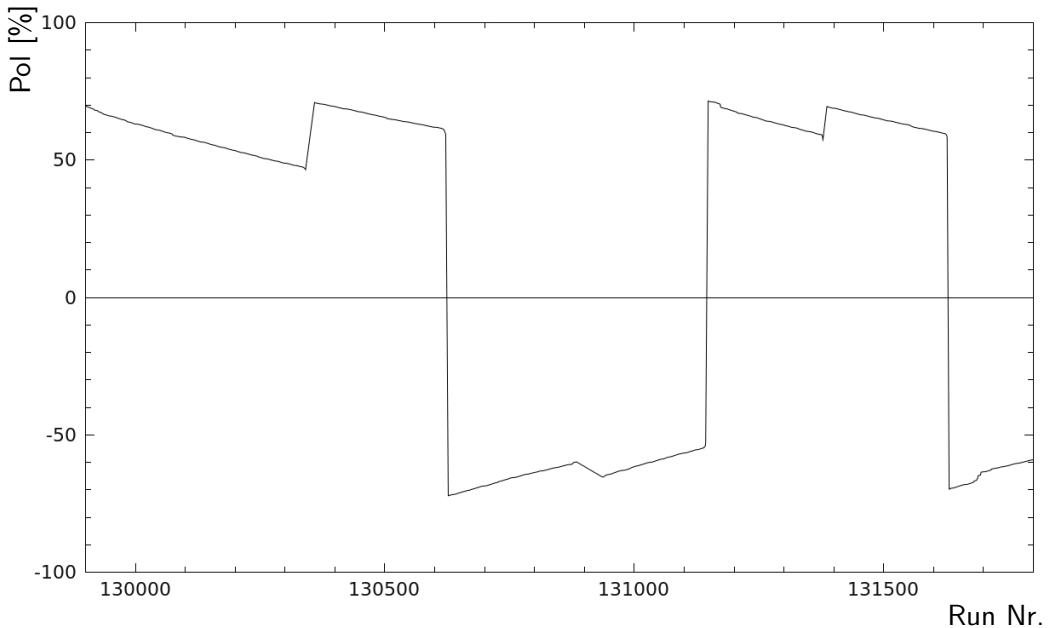


Abbildung 4.4.: Die Targetpolarisation im August 2009 mit kohärenter Kante bei $E_\gamma = 950$ MeV zur Verbesserung der bisherigen Statistik.

Strahlzeit	Photonen-polarisation	Position der kohärenten Kante	Targettyp	Ereignisse mit Datentrigger
April 2008	linear	1150 MeV	Butanol	$800 \cdot 10^6$
Juni 2008	linear	950 MeV	Butanol	$230 \cdot 10^6$
November 2008	zirkular	-	H ₂	$180 \cdot 10^6$
Februar 2009	linear	1150 MeV	C	$125 \cdot 10^6$
August 2009	linear	950 MeV	Butanol	$537 \cdot 10^6$

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der Datensätze, die in dieser Analyse verwendet wurden.

4.2. Monte-Carlo-Simulation

Da es sich beim Crystal-Barrel-Experiment um ein komplexes Experiment mit vielen verschiedenen Detektoren handelt, muss bei der Rekonstruktion und Datenanalyse sicher gestellt werden, dass jedes Ereignis am richtigen Ort rekonstruiert wurde und dass keine sinnvollen Ereignisse durch falsch angewendete Schnitte verloren gehen. Dazu wurde das Kalorimetersystem des Experiments in CBGEANT [Cre01], einer Erweiterung des FORTRAN-basierten Simulationspaket GEANT3¹, nachgebildet. Hierbei werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, um die Ausbreitung eines Teilchens mit seinem Zerfall und eventueller Schauererzeugung zu generieren. Um ein möglichst genaues Abbild des Experiments zu erhalten werden die Detektoren, deren Haltestrukturen, sowie sämtliches Material, welches Einfluss auf die Reaktionsprodukte haben kann, berücksichtigt. Eine Zusammenfassung über die generierten Ereignisse ist in Tabelle 4.2 gegeben.

Mit dem CBGEANT-Paket erzeugte Ereignisse werden in der Rekonstruktion und der Analyse wie reale Daten behandelt. Auf diese Weise kann anhand der Ergebnisse zum Beispiel die Detektorakzeptanz bestimmt werden, wie in Abschnitt 7.2 erläutert wird.

¹<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>

4.2.1. Flüssig-Wasserstoff-Target

Um Reaktionen am Flüssig-Wasserstoff-Target simulieren zu können, steht eine eigene Struktur zur Verfügung, in der sämtliche Materialien und Haltestrukturen nachgebildet sind, welche die zur Datennahme verwendete Targetzelle umgeben. Diese Struktur wurde bereits für die Simulationen des Experimentaufbaus des CBELSA-Experiments verwendet, bei dem mit demselben Target Messungen vorgenommen wurden.

Mit diesem Target wurden 45 Millionen Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ simuliert.

4.2.2. Kohlenstoff-Target

Für die Simulation des Kohlenstoff-Targets gibt es keine eigene Struktur, welche der Form und Größe des Kohlenstoff-Zylinders entspricht. Deshalb wird zur Simulation dieselbe Targetstruktur wie beim Flüssig-Wasserstoff-Target verwendet, bei dem jedoch die Größe der Targetzelle und das Material angepasst wurden. Um die simulierten Reaktionen mit den experimentellen Daten vergleichen zu können, müssen die Nukleonen mit einem Fermi-Impuls generiert werden. Hierzu wird eine Verteilung erzeugt, die der Verteilung der Fermi-Impulse in einem Kohlenstoffkern entspricht [Mak09]. Die verwendete Verteilung der Nukleonensimpulse ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Bevor eine Reaktion mit einem Proton des Kohlenstoffkerns simuliert wird, wird durch Zufallszahlen, entsprechend der gegebenen Verteilung, die Größe der Energie des Protons bestimmt. Analog wird zufällig eine Richtung des Impulses im Raum ausgewählt, wobei sichergestellt wurde, dass die Impulse isotrop im Raum verteilt generiert wurden. Dieser Impuls wird dem Proton der Reaktion zugewiesen, so dass eine dem Experiment möglichst ähnliche Ausgangssituation entsteht [Hej98].

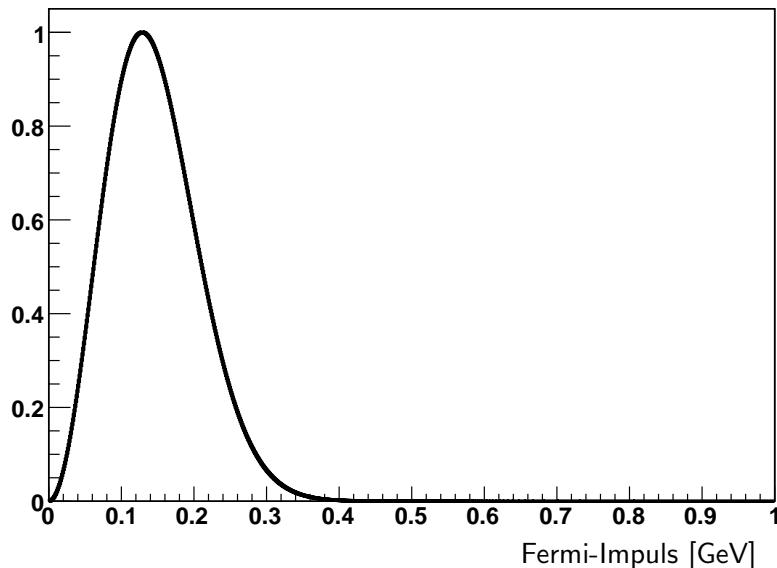


Abbildung 4.5.: Die verwendete Impulsverteilung zur Simulation der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kohlenstoffkern.

Targettyp	generierte Ereignisse	
Butanol	$18 \cdot 10^6$	ohne Fermi-Bewegung
Butanol	$60 \cdot 10^6$	mit Fermi-Bewegung
Wasserstoff	$45 \cdot 10^6$	ohne Fermi-Bewegung
Kohlenstoff	$30 \cdot 10^6$	mit Fermi-Bewegung

Tabelle 4.2.: Übersicht über die generierten Ereignisse.

Mit diesem Kohlenstoff-Target, welches über eine der Fermi-Bewegung ähnliche Protonenverteilung verfügt, wurden 30 Millionen Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ simuliert.

4.2.3. Butanol-Target

Für die Reaktionen am Butanol-Target wurde eine eigene Struktur verwendet, die in der Simulation über sämtliche Wärmeabschirmungen und Haltestrukturen verfügt, welche in der Realität ebenfalls vorhanden sind. Lediglich das umgebende flüssige Helium und ein Fenster aus Titan sind nicht in der Simulation enthalten [Grü12].

Um die simulierten Ereignisse mit den gemessenen Daten vergleichen zu können, sollte der Umfang der simulierten Daten dem experimentellen Datenbestand entsprechen. Hierzu wurden 18 Millionen Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ generiert. Da im Butanol auch gebundene Kohlenstoff-Atome vorhanden sind, ist es notwendig, ebenfalls Daten mit Fermi-Bewegung zu simulieren. Dazu wurden 60 Millionen Ereignisse erzeugt, bei denen ein Fermi-Impuls generiert wurde, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Da sich im Butanol zehn Protonen aus Wasserstoff-Atomen und 32 Protonen aus Kohlenstoff- oder Sauerstoff-Atomen befinden, wurden die Daten mit und ohne Fermi-Bewegung im Verhältnis 10:32 aufaddiert.

5. Kalibration und Rekonstruktion der Daten

Um aus den Detektorinformationen Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ zu erhalten, sind verschiedene Zwischenschritte notwendig. Die Zeiten aller Detektoren müssen, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, in einer Zeitkalibration bestimmt und aufeinander abgestimmt werden. Ebenso ist es notwendig, die Energieinformationen der Detektoren zu kalibrieren, um aus den Werten der ADCs¹ Energien zu erhalten (siehe Abschnitt 5.2). Die Kalibrationen müssen in regelmäßigen Zeitabständen durchgeführt werden, da es beispielsweise aufgrund von Schwankungen in der Umgebungstemperatur zu Änderungen der Kalibrationsparameter kommen kann.

Anschließend müssen in der Rekonstruktion aus den Rohdaten physikalische Teilchen generiert werden (siehe Abschnitt 5.3). Aus den so gewonnenen Vierervektoren können Reaktionen erzeugt werden, welche durch verschiedene Analyseschritte, wie in Kapitel 6 beschrieben, gefiltert werden, um die gewünschte Reaktion auszuwählen.

5.1. Zeitkalibration der Daten

Die Zeitpunkte von Ereignissen in den verschiedenen Detektoren werden mit TDCs² erfasst. Dabei werden die relativen Zeiten zu einem globalen Zeitsignal in digitaler Form bestimmt und aufgezeichnet. Im Experimentaufbau kommen sowohl Multi-Hit-TDCs, welche in einem Zeitfenster von 1 ms mehrere Signale aufzeichnen können, als auch Single-Hit-TDCs, welche nur die Zeit eines einzigen Signals erfassen, zum Einsatz. Die Zeitsignale liegen in Form von Kanälen vor, welche mithilfe der Zeitkalibration in reale Zeiten umgerechnet werden müssen. Da jeder Detektorkanal, der Zeitinformationen liefert, über seinen eigenen TDC verfügt, müssen die verschiedenen Zeiten eines Detektors bei der Kalibration zunächst aneinander angeglichen werden.

Um in der Analyse Zeiten von Detektoren verwenden zu können, müssen anschließend die Zeiten der verschiedenen Detektoren aufeinander abgestimmt werden, so dass gleichzeitige Ereignisse im Experiment auch über die gleiche Zeit in allen Detektoren verfügen. Hierbei wird die Flugzeit der Photonen durch das Experiment nicht mit berücksichtigt, so dass der Nachweis des Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage zur selben Zeit stattfindet wie die durch das Photon erzeugte Reaktion in den Detektoren.

5.1.1. Grobkalibration

Um die Kanäle der TDCs in Zeiten umwandeln zu können, werden verschiedene Kalibrationsfaktoren verwendet, die der folgenden Gleichung entnommen werden können [Har08]:

¹ADC (Analog to Digital Converter): elektronische Schaltung, welche ein analoges in ein digitales Signal umwandelt.

²TDC (Time to Digital Converter): elektronische Schaltung, welches ein zu einer Zeitdifferenz relatives, digitales Signal ausgibt.

$$t = a + (g \cdot T) \quad (5.1)$$

Hierbei ist T die Zeit in Kanälen und t die korrigierte Zeit. Der Kalibrationsfaktor g ist eine Konstante zur Umrechnung der Kanäle in Zeiten und ist für jeden TDC bekannt. Die Kalibrationskonstante a ist abhängig von den Signallaufzeiten in den Kabeln und der Elektronik und soll über die Zeitkalibration bestimmt werden. Weitere Korrekturen durch Time-Walk, also den energieabhängigen Zeitversatz durch die Schwellen der Diskriminatoren, können [Har08] entnommen werden.

Ein typisches Zeitspektrum ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es besteht aus einem gleichverteilten Zeituntergrund durch zeitlich unkorrelierte zufällige Treffer und aus einem Prompt-Peak, welcher den Triggerzeitpunkt markiert. Haben die Detektoren ein Ereignis detektiert, welches den Triggerbedingungen entspricht die in Abschnitt 3.4 erläutert wurden, wird die Auslese der Detektoren durch das Triggermodul veranlasst. Ein Ereignis, welches den Trigger ausgelöst hat, befindet sich im TDC-Spektrum immer an derselben Zeitstelle. Diese Stelle ist für jeden Detektor durch die verschiedenen Signallaufzeiten in den Kabeln gegeben. Zeitlich zufällige Ereignisse sind über den Zeitbereich gleichmäßig verteilt, während sich der Triggerzeitpunkt immer an derselben Position befindet. Deshalb ist der Triggerzeitpunkt in den TDC-Spektren der Detektoren als Peak sichtbar. Die Breite des Peaks ist durch die Zeitauflösung der Detektoren gegeben. Der Triggerzeitpunkt t_0 wird als Grobkalibration der Zeit verwendet: $a_{\text{grob}} = -t_0$.

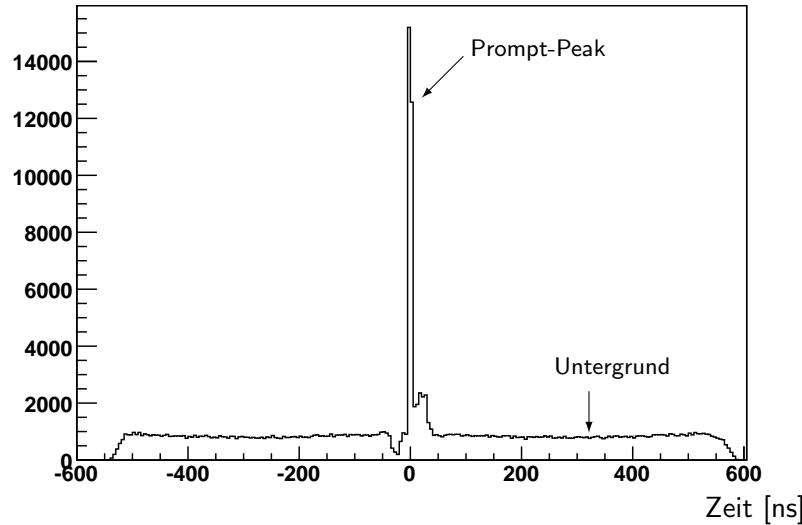


Abbildung 5.1.: Typisches Zeitspektrum mit dem Prompt-Peak und dem zeitlichen Untergrund.

5.1.2. Feinkalibration

Jedes Zeitsignal eines Detektors T_1 enthält nach der Grobkalibration die Differenz zwischen realer Detektorzeit t_1 und Zeit des Triggersignals t_{trig} : $T_1 = t_1 - t_{\text{trig}}$. Da das Triggersignal durch die verschiedenen Signale der einzelnen Detektoren eine zeitliche Unschärfe besitzt, muss es für eine genauere Kalibration aus den Daten entfernt werden. Deshalb werden

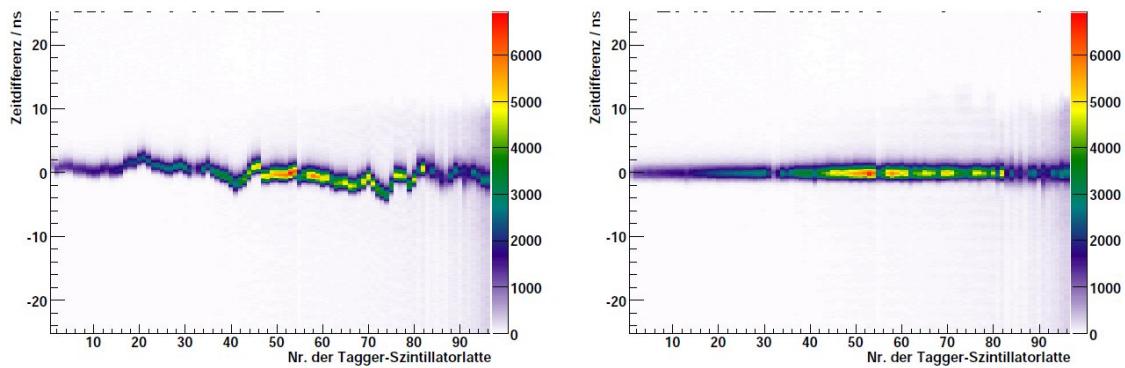


Abbildung 5.2.: Zeitkalibration der Szintillationslatten der Photonemarkierungsanlage mithilfe der Referenz des Gas-Čerenkov-Detektors, vor (links) und nach (rechts) der Kalibration [Har08].

Zeitdifferenzen zwischen den Detektorsignalen T_1, T_2 betrachtet, da diese unabhängig von der zeitlichen Unschärfe des Triggersignals sind:

$$T_1 - T_2 = (t_1 - t_{\text{trig}}) - (t_2 - t_{\text{trig}}) = t_1 - t_2. \quad (5.2)$$

Um die einzelnen Detektoren kalibrieren zu können, wird somit ein Referenzdetektor benötigt. Dieser sollte eine hohe Zeitauflösung besitzen und idealerweise zu jedem Ereignis in den Detektoren ebenfalls ein Signal registriert haben. Diese Anforderungen erfüllen die Szintillationsdetektoren der Photonemarkierungsanlage, so dass sie als Zeitreferenz für den gesamten Detektoraufbau verwendet werden [Har08]. Dazu müssen zuerst die einzelnen Zeiten der Szintillationsdetektoren der Photonemarkierungsanlage kalibriert werden. Die Prompt-Peaks der TDCs werden zunächst für jeden Kanal der Szintillationslatten der Photonemarkierungsanlage auf denselben Wert geschoben. Als Referenzdetektor zur Eichung der Photonemarkierungsanlage wird der Čerenkov-Detektor verwendet, da dieser lediglich aus einem Kanal besteht und eine hohe Zeitauflösung besitzt. Der Prompt-Peak t_0 im Spektrum der Zeitdifferenzen liefert den Wert für die Verbesserung der Kalibration:

$$a_{\text{fein}} = a_{\text{grob}} + t_0. \quad (5.3)$$

Anhand der Zeitdifferenzen der einzelnen Szintillationsdetektoren zum Gas-Čerenkov-Detektor können die Zeiten genauer aufeinander abgestimmt werden (siehe Abbildung 5.2). Die szintillierenden Fasern der Photonemarkierungsanlage werden ebenfalls mit derselben Methodik kalibriert. Mit den so kalibrierten Szintillationsdetektoren lässt sich die Zeitauflösung der Photonemarkierungsanlage bestimmen. Die Halbwertsbreite FWHM³ beträgt (1.438 ± 0.005) ns [Har08]. Da für die weiteren Detektoren die Szintillationslatten als Referenz verwendet werden, stellt dieser Wert den minimal erreichbaren Wert für die Zeitauflösung der anderen Detektoren dar.

Nachdem die Zeiten der Photonemarkierungsanlage kalibriert sind, kann diese verwendet werden, um die weiteren Detektoren zu eichen. Dazu werden sämtliche Zeiten der Detektoren gegen die Zeit der Szintillationszähler der Photonemarkierungsanlage aufgetragen und die Position des Koinzidenz-Peaks bestimmt. Die so bestimmten Faktoren werden verwendet, um sämtliche Zeiten im Experiment aufeinander abzustimmen. Die

³FWHM: Full Width Half Maximum

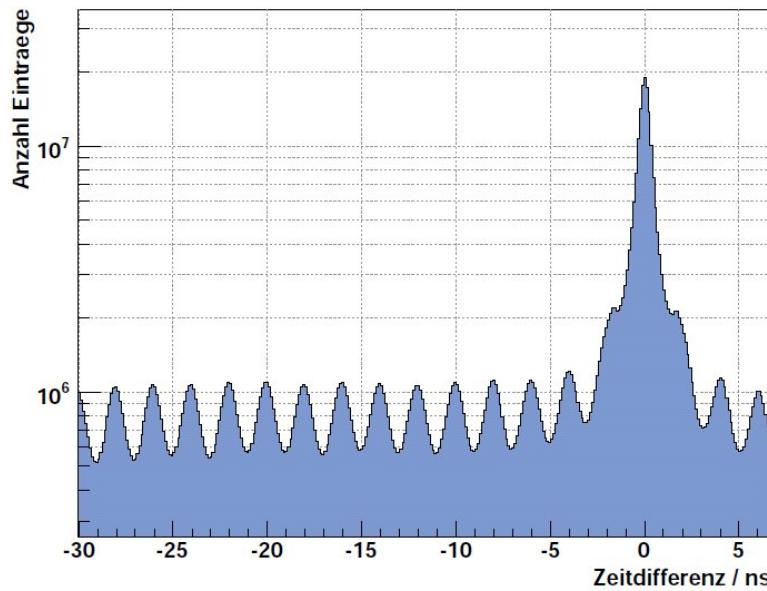


Abbildung 5.3.: Die Zeitdifferenz zwischen zwei Szintillationslatten der Photonenmarkierungsanlage [Har08]. Deutlich zu sehen ist die mit 500 MHz modulierte Bunch-Struktur der extrahierten Elektronen.

durch die Kalibration erreichte Zeitauflösung kann für die verschiedenen Detektoren Tabelle 5.1 entnommen werden. Die Qualität der so erreichten Zeitauflösung kann für die Photonenmarkierungsanlage Abbildung 5.3 entnommen werden, in der die Zeitdifferenz zwischen zwei Szintillationslatten logarithmisch aufgetragen ist. Dort lassen sich deutlich die koinzidenten Ereignisse erkennen, welche einen Peak um $t = 0$ ns verursachen. Zusätzlich tritt neben diesem Peak eine deutliche, regelmäßige Struktur im Zeituntergrund auf. Dieser Untergrund entsteht durch die mit 500 MHz modulierte Bunch-Struktur der Elektronen in der Beschleunigungsanlage [Hus85].

Detektor	FWHM [ns]
Innendetektor	$2,093 \pm 0,013$
Kristalle des Vorwärtsdetektors	$1,861 \pm 0,016$
Szintillatoren des Vorwärtsdetektors	$4,434 \pm 0,013$
BaF ₂ -Kristalle Mini-TAPS-Detektors	$0,872 \pm 0,006$
Szintillatoren des Mini-TAPS-Detektors	$3,06 \pm 0,05$
Čerenkov-Detektor	$1,194 \pm 0,014$
Kristalle des GIM	$3,1 \pm 0,3$

Tabelle 5.1.: Erreichte Zeitauflösungen der verschiedenen Detektoren nach der Zeitkalibration [Har08]. Es ist jeweils die Halbwertsbreite (FWHM) der Signale angegeben.

5.2. Energiekalibration der Daten

Um den Reaktionsprodukten Energien zuordnen zu können, werden die Energien jedes Detektorkanals mithilfe von ADCs aufgezeichnet. Diese Informationen liegen wiederum in Kanälen vor und müssen für jeden Detektorkanal in Energien umgewandelt werden, damit sie in der weiteren Analyse verwendet werden können.

Die Signale der Kristalle gelangen aus der Photodiode beziehungsweise aus den Photomultipliern über je nach Detektor unterschiedlich lange Kabel zu den ADCs, in denen die Signale digitalisiert werden. Hierbei ist das digitale Signal A proportional zur Energie E_{dep} , die im Kristall detektiert wurde

$$E_{\text{dep}} = c_{\text{ADC}}(A - A_p). \quad (5.4)$$

A_p steht dabei für den Kanal des Pedestals, das heißt dem ADC-Eintrag, falls im Kristall keine Energie deponiert wurde. Der Proportionalitätsfaktor c_{ADC} muss über eine Energiekalibration bestimmt werden.

5.2.1. Crystal Barrel

Für die Energiekalibration des Crystal-Barrel-Detektors wird in erster Näherung für sämtliche Kristalle derselbe Verstärkungsfaktor von $c_0 = 0.033 \text{ MeV/Kanal}$ und für die Kristalle des Vorwärtskonus $c_0 = 0.061 \text{ MeV/Kanal}$ verwendet [Mül07].

Die Signale der Kristalle werden über mehrere Verstärker als ein Signal, welches proportional zur Ursprungsenergie ist, pro Kanal an einen ADC gegeben. Dieser wandelt die Signale in eine digitale Form um, welche in der Datennahme abgespeichert wird. Der ADC soll sowohl Energien von wenigen MeV bis hin zu 2 GeV aufzeichnen können. Um eine optimale Energieauflösung zu erhalten, wird ein ADC verwendet, der über zwei verschiedene Energiebereiche verfügt, dem High- und dem Low-Range. Der Low-Range ist gegenüber dem High-Range um einen Faktor von 1:8 herabgesetzt, so dass er sich gut zur Aufzeichnung kleiner Energien eignet. Durch diese Aufteilung des ADCs in zwei verschiedene Bereiche wird Gleichung 5.4 modifiziert zu [Bös06]

$$E_{\text{dep}}^{\text{low}} = c_{\text{ADC}}(A^{\text{low}} - A_p^{\text{low}}), \quad (5.5)$$

$$E_{\text{dep}}^{\text{high}} = c_{\text{ADC}}(A^{\text{high}} - A_p^{\text{high}}) \cdot g_{\text{LP}}. \quad (5.6)$$

Hierbei entspricht g_{LP} dem Untersetzungsfaktor zwischen High- und Low-Range, der ebenso wie die Pedestals für den High- und Low-Range (A_p^{low} und A_p^{high}) mit dem Lichtpulser bestimmt und überwacht werden muss [Bös06]. Beim Lichtpulser handelt es sich um eine Blitzlampe, mit deren Lichtsignalen sowohl die Signalform, als auch das Emissionsspektrum eines Cäsium-Jodid-Kristalls simuliert werden kann. Von der Blitzlampe aus werden die Lichtsignale über Lichtleiter in die Wellenlängenschieber der einzelnen Kristalle eingespeist. Vor der Blitzlampe befinden sich zusätzlich sechs verschiedene Filter, mit denen die Intensität der Lichtsignale auf unterschiedliche Werte abgeschwächt werden können. Dies wird benötigt, um Signale zu erzeugen, deren Intensität dem dynamischen Bereich des Crystal-Barrel-Detektors entsprechen. Für eine Langzeitüberwachung werden in regelmäßigen Abständen spezielle Dateien aufgezeichnet, bei denen Lichtsignale verschiedener Intensität in alle Kristalle des Detektors eingespeist werden. Da die Intensitäten der

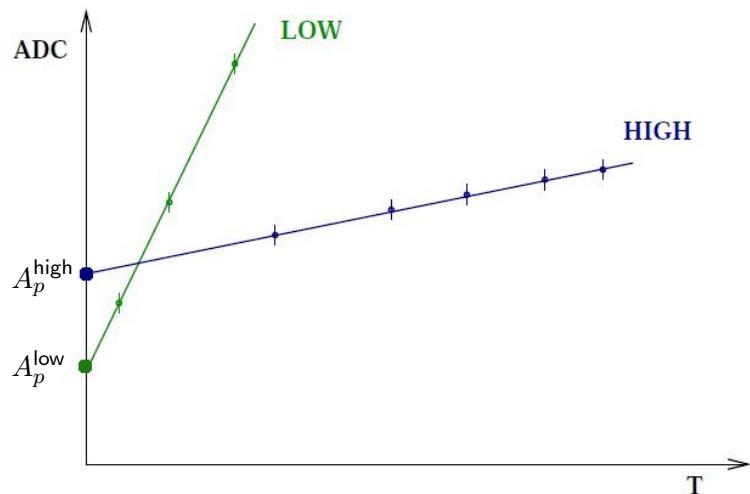


Abbildung 5.4.: Zur Kalibration der ADC-Bereiche werden die ADC-Kanäle gegen die Transmission des verwendeten Lichtsignals aufgetragen, um so die Pedestal und den Verstärkungsfaktor zu bestimmen [Bös06].

Blitzlampe bekannt sind und den kompletten Bereich des ADCs abdecken, kann somit der Abschwächungsfaktor zwischen High- und Low-Range während der gesamten Strahlzeit überwacht werden. Ein solches Histogramm ist beispielhaft für einen Kanal in Abbildung 5.4 skizziert. Die beiden unterschiedlichen Steigungen für die beiden ADC-Bereiche bestimmen den Verstärkungsfaktor g_{LP} , die Schnittpunkte der Y-Achse markieren die Werte des Pedestals für den Low- (A_p^{low}) beziehungsweise High-Range (A_p^{high}).

5.2.2. Mini-TAPS

Vor der eigentlichen Kalibration muss die Position des Pedestals bestimmt werden, welches in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Da sich diese Position aufgrund von Temperaturschwankungen verändern kann, muss die Position des Pedestals für jeden Daten-Run separat bestimmt werden. Dazu wird während der Datennahme ein Pulser verwendet, der im Abstand von einer Sekunde das Auslesen der Kristalle triggert. Wenn zu dieser Zeit kein Teilchen in dem Kristall detektiert wurde, entspricht der aufgezeichnete Wert dem Pedestal. Über ein Daten-Run summiert kann somit für jeden Kristall die Pedestal-Position bestimmt werden.

Für eine Grobkalibration des Detektors wird die kosmische Höhenstrahlung verwendet. Kosmische Myonen, welche den Detektor von oben durchqueren, sind minimal-ionisierende Teilchen. Deshalb beträgt die deponierte Energie in einem einzelnen Kristall circa $E_{\text{dep}} = 37,7 \text{ MeV}$ [Got09]. Vor Beginn jeder Strahlzeit werden über mehrere Stunden Ereignisse aus der Höhenstrahlung mit dem Detektor aufgenommen. Diese Spektren zeigen einen Peak bei der Energie der minimalionisierenden Teilchen (siehe Abbildung 5.5) anhand dessen eine Grobkalibration erstellt wird.

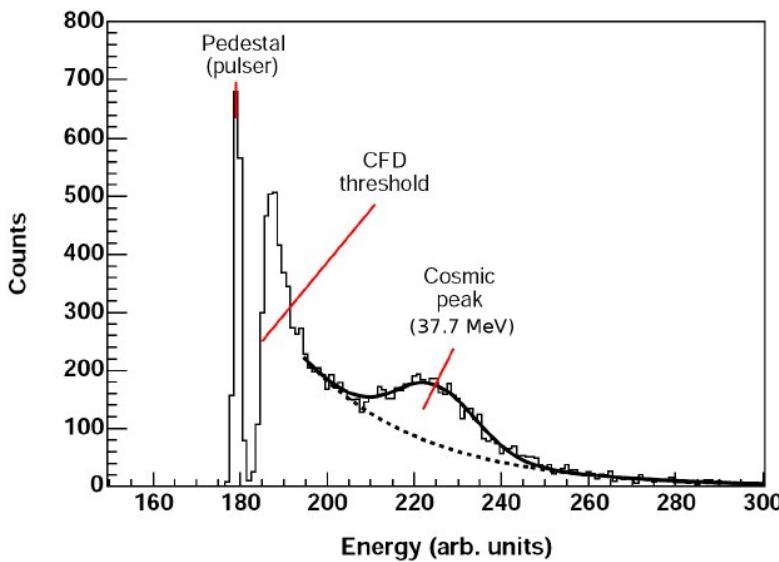


Abbildung 5.5.: Energiedichte eines Mini-TAPS-Kristalls bei kosmischer Höhenstrahlung [Got09]. Der Peak des Pedestals wird durch einen Pulser erzeugt. Deutlich zu sehen ist der Peak durch minimalionisierende Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung.

5.2.3. Feinkalibration der einzelnen Kristalle

Jeder Kristall verfügt bei der Auslese über eine eigene Elektronik, unterschiedliche Kabel und verschiedene Verstärker, welche sich durch Abweichungen vom einheitlichen Kalibrierungswert bemerkbar machen. Zusätzlich können bei der Elektronik zeitliche Schwankungen auftreten, welche durch eine Variation in der Versorgungsspannung oder in der Temperatur ausgelöst werden können. Deshalb ist es notwendig, jeden Kristall separat zu kalibrieren und diese Kalibrierungswerte über den Zeitraum der Datennahme zu überwachen. Die Feinkalibration kann für die Kristalle des Crystal-Barrel- und des Mini-TAPS-Detektors analog durchgeführt werden.

Zur Kalibration der einzelnen Kristalle wird der Peak des π^0 im invarianten Massenspektrum verwendet [Jun00]. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ besitzt den Vorteil, dass der Wirkungsquerschnitt groß ist, so dass die Reaktion in den Daten häufig vorkommt. Des Weiteren verfügt der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ über ein Verzweigungsverhältnis von $\Gamma > 98\%$, so dass der Zerfall in zwei Photonen zur Kalibration verwendet werden kann. Zusätzlich ist die Breite des π^0 mit $\Gamma = 7.5$ eV geringer als die Detektorauflösung. Für die Kalibration wird die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen des π^0 für jeden Kristall, der von einem der beiden Zerfallsphotonen im Zentralkristall des Schauers war, dargestellt.

Unter der Annahme, dass die Winkelbestimmung korrekt ist, ist das Verhältnis aus realer Mesonenmasse m_π und aus den Zerfallsphotonen bestimmter invarianter Masse m durch das Verhältnis aus dem realem und dem aktuell verwendetem Kalibrationsfaktor gegeben:

$$\frac{c_i}{c_i^0} = \frac{m^2}{m_\pi^2} \Rightarrow c_i = c_i^0 \cdot \frac{m^2}{m_\pi^2}. \quad (5.7)$$

Dabei ist c_i^0 der Anfangskalibrationsfaktor und mit c_i wird der neue Kalibrationsfaktor des Kristalls i bezeichnet. Die Kalibrationsfaktoren der anderen am Schauer beteiligten Kristalle tragen im Mittel nicht bei und können vernachlässigt werden. Somit wird für jeden Kristall für die Ereignisse, bei denen der Zentralkristall eines Schauers ist, ein eigenes invariantes Massenspektrum erstellt. Aus diesem Spektrum kann unter Verwendung von Fitfunktionen die Position des Peaks bei der Masse des π^0 bestimmt werden kann. Um den Wert auf die reale Masse von $m_\pi = 134,98$ MeV zu korrigieren, werden iterativ Korrekturwerte c_i aus dem bisherigen Kalibrationsfaktor c_0 bestimmt, so dass nach einer ausreichenden Anzahl von Iterationen das π^0 -Signal in der invarianten Masse jedes Kristalls der realen Mesonenmasse entspricht.

5.3. Rekonstruktion

Die Aufgabe der Rekonstruktion besteht darin, aus den Detektorsignalen die physikalischen Teilchen mit ihren Orts-, Ladungs- und Energieinformationen zu konstruieren. Hierzu müssen aus einzelnen Kristallansprechern Cluster⁴ rekonstruiert werden, falls die Kristalle zeitlich und räumlich benachbart sind. Cluster entstehen, da vor allem Photonen in den Kristallen elektromagnetische Schauer erzeugen, die sich in die benachbarten Kristalle ausbreiten. Der Schwerpunkt des Clusters, die Gesamtenergie und die Zeitinformationen der Kristalle mit dem höchsten Energieintrag legen die Parameter des rekonstruierten Vierervektors des Teilchens fest.

Für die weitere Betrachtung der Daten wird das Koordinatensystem verwendet, welches exemplarisch in Abbildung 5.6 dargestellt ist. Da es sich beim Crystal Barrel um einen fassförmigen Detektor handelt, in dessen Mitte sich das Target befindet, werden Kugelkoordinaten verwendet. Dabei wird jeder Vektor durch einen Radius r , einen azimutalen Winkel ϕ und dem Polarwinkel θ beschrieben. Der Polarwinkel θ geht von 0° , der Achse, in die der Photonenstrahl zeigt, bis hin zu 180° in Rückwärtsrichtung. Der Azimut folgt der Symmetrie des Crystal-Barrel-Detektors, wobei die 0° -Ebene vom Target aus gesehen auf der rechten Seite liegt. Mit diesem Koordinatensystem ist es möglich, jeden Kristall eindeutig über seine θ - und ϕ -Koordinaten zu adressieren, wobei der Radius r im Allgemeinen irrelevant ist, da er durch den Abstand Detektor–Target eindeutig festgelegt ist.

5.3.1. Die Photonenmarkierungsanlage

Bei der Photonenmarkierungsanlage müssen aus den Signalen der Szintillationszähler und -fasern die Strahlphotonen rekonstruiert werden. Da die Energie des Strahlphotons über den Ablenkinkel im Magnetfeld bestimmt wird, gibt es von den Detektoren der Photonenmarkierungsanlage keine ADC-Werte. Es liegen lediglich Zeitinformationen vor, mit denen die abgelenkten Elektronen einem bestimmten Strahlphoton zeitlich zugeordnet werden können. Dazu werden die Signale der TDCs in Zeiten umgewandelt und den einzelnen Szintillationslatten zugeordnet. Verfügen zwei überlappende Latten über ein zeitlich koinzidentes Signal, das heißt $t_{\text{diff}} \leq 12$ ns, so wurden diese von einem Strahlelektron getroffen, welches in beiden Detektoren ein Signal ausgelöst hat (siehe Abbildung 5.7). Diese Latten werden zusammengefügt und im Folgenden gemeinsam behandelt. Durch den Überlapp der Detektoren wird zudem die Ortsauflösung des Elektrons verbessert, welches zu einer

⁴Cluster: engl. Anhäufung

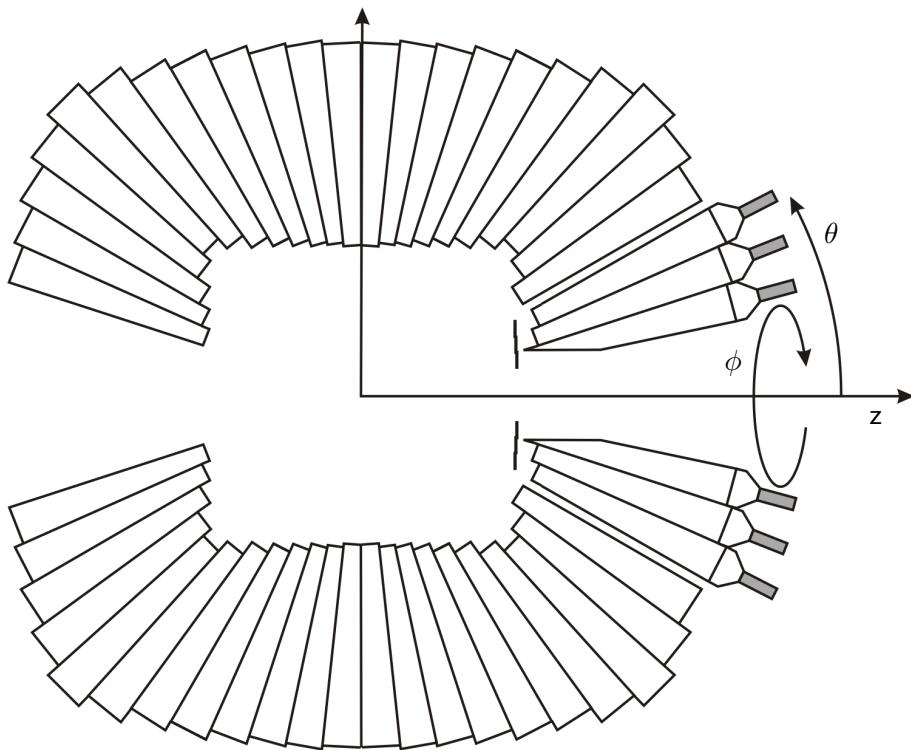


Abbildung 5.6.: Das verwendete Koordinatensystem: der Photonenstrahl legt die z-Richtung fest, dabei ist ϕ der Azimut- und θ der Polarwinkel.

genauerer Energiebestimmung des Strahlphotons führt. In Bereichen, in denen die Szintillationsdetektoren räumlich überlappen, muss ein zeitlich koinzidentes Signal in mindestens zwei Szintillatoren vorliegen, damit es als korrektes Elektron gewertet wird. Damit können zufällige Ereignisse, welche durch Rauschen oder kosmische Höhenstrahlung in nur einem Detektor ein Signal erzeugen, reduziert werden.

Im Bereich der szintillierenden Fasern wird zusätzlich ein zeitlich koinzidentes Signal zwischen Fasern und Latten gefordert, (siehe Abbildung 5.8). Jedes Elektron sollte in diesem Bereich ein Signal in beiden Detektoren hinterlassen, so dass die Orts- und somit auch die Energieauflösung durch die räumliche Breite der Fasern gegeben ist und eine bessere Energieauflösung erreicht wird.

Um aus dem Ort des Elektrons, also der szintillierenden Latte oder Faser mit einem Signal, die Energie des Photons zu berechnen, werden die Taggerpolynome genutzt. Diese wurden anhand von Eichungen erstellt, bei denen Elektronenstrahlen mit verschiedenen Energien eingeschossen wurden, wobei gleichzeitig der Strom im Magneten der Photonenmarkierungsanlage variiert wurde [FP09]. An diese Ergebnisse wurden Polynome angepasst, mit denen aus der Nummer des Szintillators die Energie des Elektrons bei gegebener Strahlenergie, hier für $E_e = 3.2 \text{ GeV}$, berechnet werden kann. Für die Szintillationslatten gibt es drei verschiedene Polynome, welche in Abbildung 5.9 gezeigt sind. Jedes der Polynome deckt dabei einen separaten Bereich ab:

- für Bar 0 bis Bar 34

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (2340 - 6.383x + 0.1418x^2 - 0.01932x^3 + 0.0006776x^4 - 7.834 \cdot 10^{-6}x^5), \quad (5.8)$$

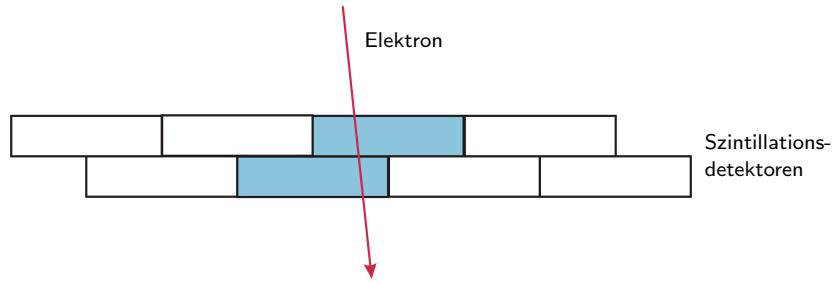


Abbildung 5.7.: Die Szintillationsdetektoren der Photonenmarkierungsanlage werden von einem Elektron (rot) durchflogen, welches in zwei Detektoren Signale hinterlässt (blau). Die Ortsauflösung ist dabei durch den überlappenden Bereich der beiden Szintillationsdetektoren gegeben.

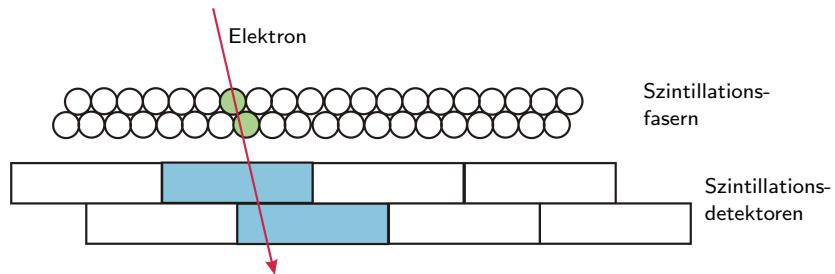


Abbildung 5.8.: Die Szintillationsdetektoren der Photonenmarkierungsanlage mit den vorgelagerten Szintillationsfasern werden von einem Elektron (rot) getroffen, welches in zwei szintillierenden Fasern (grün) und zwei überlappenden Szintillationsdetektoren (blau) Einträge hinterlässt. Die Ortsauflösung wird durch die Breite der szintillierenden Fasern verbessert.

- für Bar 35 bis Bar 81

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (178.4 + 168.1x - 5.318x^2 + 0.07679x^3 - 0.0005674x^4 + 1.637 \cdot 10^{-6}x^5), \quad (5.9)$$

- für Bar 82 bis Bar 96

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (-2859 + 121.2x - 0.907x^2). \quad (5.10)$$

Für die szintillierenden Fasern wurde ein Polynom gefunden, das den gesamten Bereich beschreibt und in Abbildung 5.10 aufgetragen ist:

$$E_\gamma = (2651.61 - 1.57935x + 0.00247967x^2 - 4.60888 \cdot 10^{-5}x^3 + 1.39496 \cdot 10^{-7}x^4 - 1.71282 \cdot 10^{-10}x^5). \quad (5.11)$$

Mit diesen Polynomen kann jedem Treffer eine Elektronenenergie und somit auch eine Photonenenergie zugeordnet werden. Dabei ist zu beachten, dass die Polynome auf die am Elektronenbeschleuniger ELSA eingestellte Energie skaliert werden müssen. Diese Energie der Elektronen, welche das Crystal-Barrel-Experiment erreichen, stimmt jedoch nicht genau mit der eingestellten Energie des Beschleunigers überein. Der Wert muss über eine

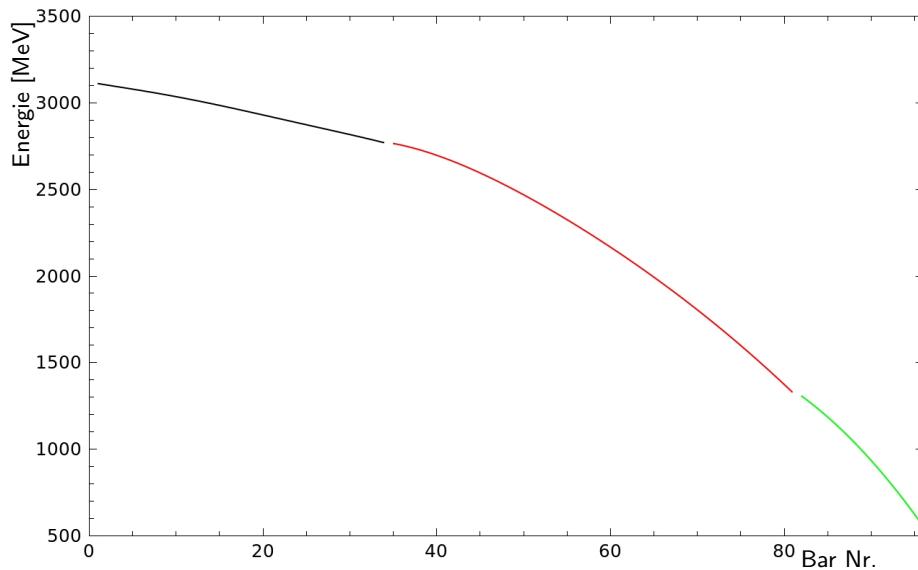


Abbildung 5.9.: Die drei verschiedenen Polynome der szintillierenden Latten der Photonenmarkierungsanlage für die unterschiedlichen Energiebereiche für eine Elektronenstrahlenenergie von $E_e = 3.2 \text{ GeV}$.

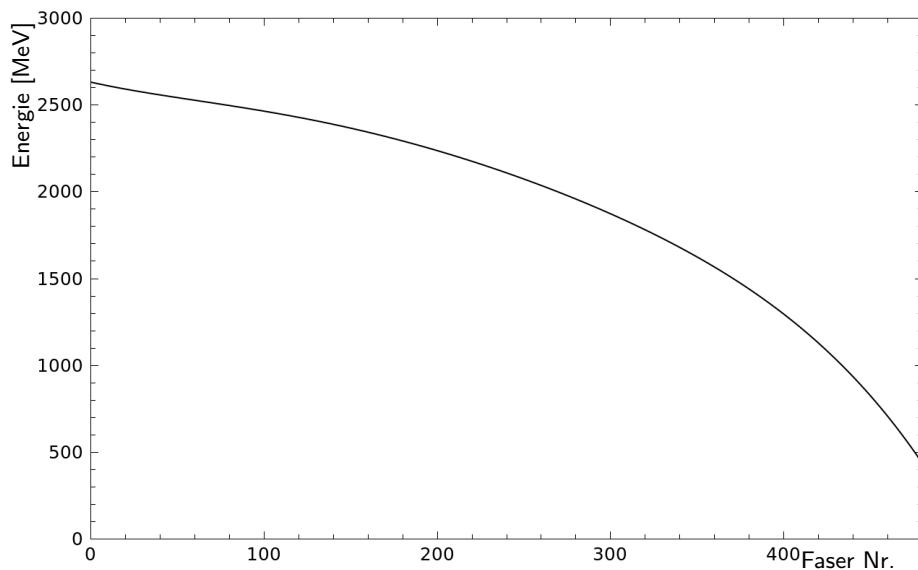


Abbildung 5.10.: Das Polynom der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage für eine Elektronenstrahlenenergie von $E_e = 3.2 \text{ GeV}$.

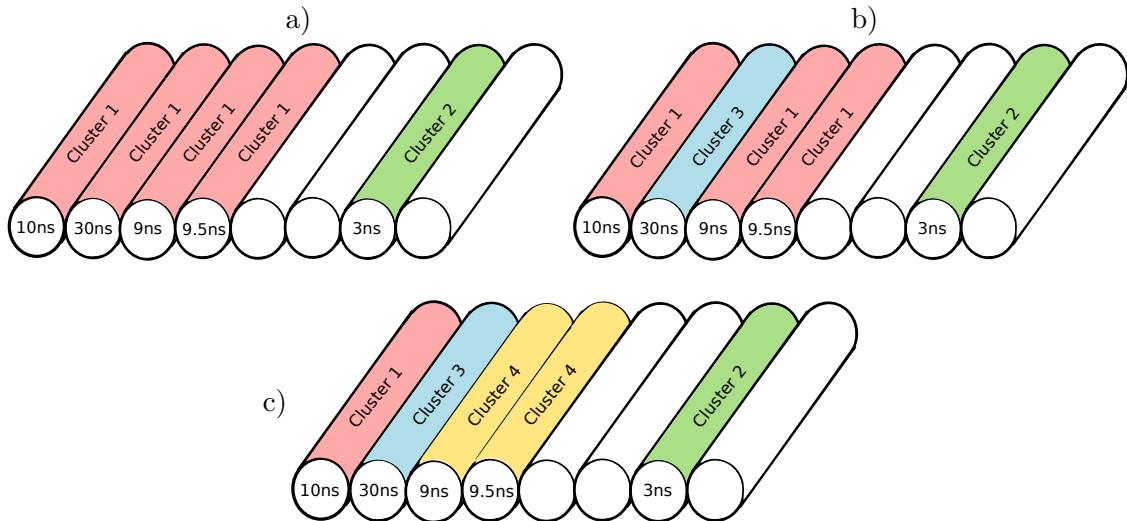


Abbildung 5.11.: Das Clustering der Innendetektorfasern. Erstes räumliches Zusammenfassen (a): die Fasern werden in zwei getrennte Faserbereiche aufgeteilt. Zeitliches Clustern (b): Fasercluster 1 wird aufgrund der Zeitdifferenz in zwei Abschnitte unterteilt. Zweites räumliches Zusammenfassen (c): die beiden durch die zeitliche Überprüfung getrennten Bereiche werden in zwei getrennte Fasercluster aufgeteilt.

Funktion umgerechnet werden, um die Energie der Elektronen am Experiment zu erhalten [Hof01].

Da in dieser Analyse linearpolarisierte Photonen verwendet werden, muss der Polarisationsgrad für jedes Strahlphoton energieabhängig bestimmt werden. Dazu stehen in einer Datenbank Referenzhistogramme zur Verfügung, aus denen bei bekannter Photonenergie der Polarisationsgrad ermittelt werden kann. Die Referenzhistogramme wurden mithilfe des Analyseprogramms ANB⁵ [NGH⁺03] erstellt, welches anhand von verschiedenen Strahlinformationen die Form der kohärenten Kante mit einer Funktion beschreiben kann. Aus dieser Anpassung, welche für verschiedene Positionen der kohärenten Kanten in Abbildung 4.1 dargestellt ist, lässt sich der Polarisationsgrad der Photonen energieabhängig ablesen. Die Referenz-Histogramme für die kohärenten Kanten wurden in regelmäßigen Abständen für die beiden Diamanteinstellungen angefittet und so der Polarisationsgrad der Photonen bestimmt [Ebe12]. Die Polarisationsinformationen werden jedem Strahlphoton zugeordnet, damit sie in der weiteren Analyse bei jedem Ereignis zur Verfügung stehen.

5.3.2. Der Innendetektor

Um aus den Signalen der drei Faser-Lagen eindeutige Durchstoßpunkte rekonstruieren zu können, werden sie zunächst lagenweise betrachtet. Fasern, welche ein Signal ausgelöst haben, werden räumlich zu einem Cluster zusammengefasst (siehe Abbildung 5.11a, rot). Ist in benachbarten Fasern ein Signal aufgetreten, wird dieses als ein gemeinsamer Treffer betrachtet. Im zweiten Schritt werden diese Signale zeitlich miteinander verglichen, so

⁵ANB: ANalytical Bremsstrahlung code

dass benachbarte Fasern, deren Ereignisse eine Zeitdifferenz von mehr als 10 ns aufweisen, in verschiedene Cluster aufgeteilt werden (Abbildung 5.11b, rot/blau). Falls mehrere benachbarte Fasern Treffer hatten, die jedoch zeitlich nicht koinzident waren, werden diese Treffer unterschiedlichen Bereichen zugeordnet. Dies kann jedoch dazu führen, dass Cluster entstanden sind, in denen durch das zeitliche Zusammenfassen Lücken auftreten. Um diese Cluster aufzuteilen werden sie ein weiteres Mal auf räumliche Nachbarschaften untersucht (Abbildung 5.11c, rot/gelb). Diese drei Schritte werden für jede Lage separat durchgeführt. Dabei wird beachtet, dass die Lagen eine Zylinderform haben, so dass die erste und die letzte Faser ebenfalls benachbart sind.

Nachdem die Fasern mit Ereignissen der einzelnen Lagen bekannt sind, müssen diese miteinander kombiniert werden, um aus den Informationen einen eindeutigen Durchstoßpunkt definieren zu können. Dazu wird aus jeweils zwei zeitlich koinzidenten Faser-Clustern, deren Kreuzungspunkt berechnet. Zur Berechnung des Kreuzungspunktes wird jede Faser mit einer Gleichung parametrisiert [PG08], so dass für jeden Schnittpunkt zweier Fasern der ϕ - und θ -Winkel berechnet werden. Dieser Vektor mit den Winkel- und Zeitinformationen des Kreuzungspunktes wird als Route bezeichnet.

Je nach Art des Treffers, wird jeder Ladung zusätzlich eine Qualitätsinformation mitgegeben. Die Ladungsqualität beträgt zum Beispiel $l_q = 1$, wenn beim Innendetektor alle drei Lagen angesprochen haben. Kommt es dort allerdings lediglich zu einem Treffer, bei dem zwei Lagen angesprochen haben, so wird diesem Treffer eine Ladungsqualität von $l_q = 2/3$ zugewiesen.

Diese Routen können in Kombination mit dem Crystal-Barrel-Detektor verwendet werden, um Einträge, die von geladenen Teilchen erzeugt wurden, zu markieren.

5.3.3. Der Crystal-Barrel-Detektor

Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 erläutert wurde, handelt es sich bei den Kristallen des Vorwärtskonus um dieselben Kristalle wie beim Crystal Barrel, so dass das Clustering gemeinsam durchgeführt wird. Als einzige Änderung sind die Kristalle des Vorwärtskonus um 30 mm nach hinten versetzt, um ausreichend Platz für die Signalführung der szintillierenden Plättchen über Lichtleiter zu gewährleisten. Damit sind die Kristalle des Vorwärtskonus nicht mehr exakt radial auf das Target ausgerichtet.

Beim Crystal-Barrel-Detektor werden die Signale der Kristalle über Photodioden ausgelesen und es stehen aufgrund der langsamen Signale nur Energieinformationen zur Verfügung. Deshalb ist für den Detektor keine Zeiteichung und kein zeitliches Clustern möglich. Im Gegensatz dazu verfügt der Vorwärtskonus über eine photomultiplierbasierte Auslese, so dass bei Clustern, welche in diesen Detektor reichen, auch Zeitinformationen vorhanden sind.

Clustering

Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, erzeugen Reaktionsprodukte, welche den Crystal Barrel treffen, einen elektromagnetischen Schauer. Der Kristall mit den größten Energieeintrag wird als Zentralkristall bezeichnet, welcher in Abbildung 5.12 rot dargestellt ist. Durch die Schauerausbreitung wird ein Teil der Energie des Teilchens in den Nachbarkristallen deponiert. Diese Ansammlung von mehreren zusammenhängenden Kristallen mit einem Energieeintrag muss in einem Cluster zusammengefügt werden, damit das rekonstruierte

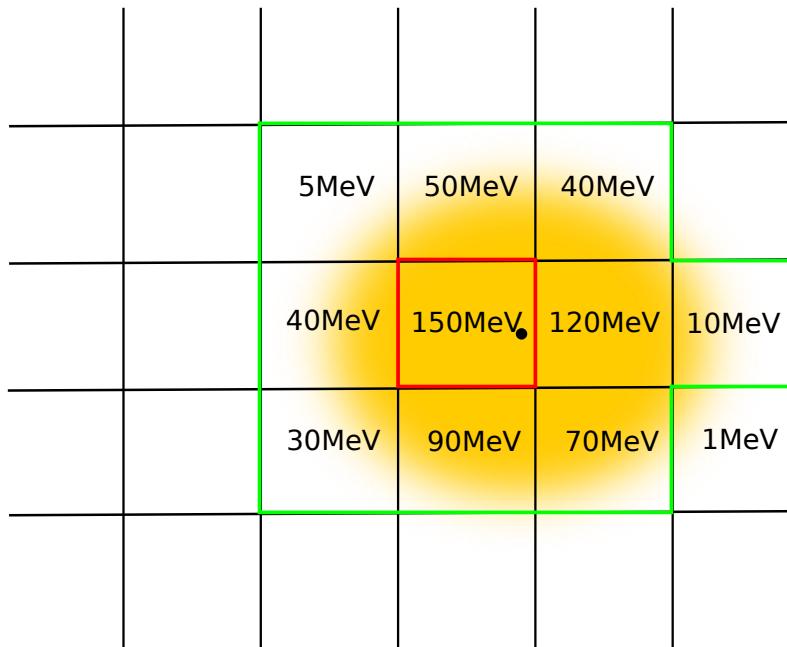


Abbildung 5.12.: Elektromagnetischer Schauer (gelb) erzeugt im Crystal Barrel einen Cluster um den Auftreffort (schwarzer Punkt): Zentralkristall (rot) mit Clusterkristallen (grün).

Teilchen über dieselbe Energie und Richtung wie das ursprüngliche Teilchen verfügt. Um die Kristalle einem Cluster zuzuordnen, müssen die einzelnen Kristalle über einer Schwelle von 1 MeV liegen, damit Spannungsfluktuationen aus der Elektronik nicht als Cluster betrachtet werden. Falls sich ein Cluster ungleichmäßig ausbreitet, so dass ein sekundäres Maximum entsteht, das von keinem weiterem Photon erzeugt wurde, kann es zu einem falsch detektiertem PED⁶ kommen. Um diese sogenannten Split-Offs zu unterdrücken, muss der Zentralkristall eines Clusters eine minimale Energie von 20 MeV besitzen.

Die Schauerausbreitung auf mehrere Kristalle kann genutzt werden, um die Ortsauflösung des Detektors zu verbessern. Dazu wird nicht nur der Zentralkristall betrachtet, sondern auch die benachbarten Kristalle, welche Energieeinträge enthalten. Aus der Energieverteilung wird der Schwerpunkt des Clusters berechnet und daraus der Auftreffpunkt des Teilchens auf den Kristall. Damit wird die Ortsauflösung des Crystal-Barrel-Detektors auf genauer als 2° [Jun00] in θ und in ϕ verbessert.

Um die Energie eines Clusters zu berechnen, werden die Energien sämtlicher am Cluster beteiligten Kristalle aufsummiert, falls es sich nur um ein PED handelt. Es kann jedoch vorkommen, dass zwei Photonen dicht nebeneinander einen Schauer in den Kalorimeter-Kristallen ausgelöst haben. Diese können sich überlagern, wie in Abbildung 5.13 dargestellt ist. Dies wird identifiziert, falls es bei einem Cluster mehrere Maxima in der Energiedeposition gibt (Abbildung 5.13, rot). Um daraus die Energien der einzelnen Teilchen bestimmen zu können, werden die Energieeinträge der Kristalle mit beiden Schauerbeiträgen entsprechend dem Molière-Radius gewichtet aufaddiert [Sei09]. Damit lassen sich sowohl Energie als auch Auftreffort der beiden Teilchen mit großer Genauigkeit rekonstruieren.

⁶PED: Particle Energy Deposit, Energieeintrag eines Teilchens in den Kalorimetern.

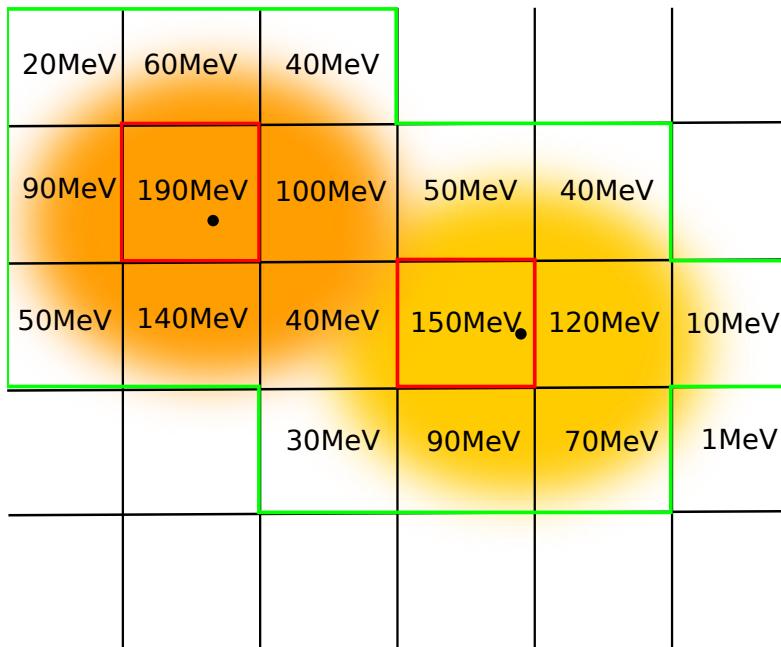


Abbildung 5.13.: Zwei elektromagnetische Schauer (gelb und orange) erzeugen im Crystal Barrel einen gemeinsamen Cluster: zwei Zentralkristalle (rot) mit Clusterkristallen (grün).

Energiekorrekturfunktion

Bevor die eigentliche Kalibration stattfindet, müssen eventuelle Schauerverluste korrigiert werden. Diese Verluste können auftreten, wenn Teile eines Schauers auf insensitives Material, zum Beispiel die Ummantelung an den Rändern der Kristalle oder die Haltestruktur des Crystal-Barrel-Detektors treffen oder am Rand des Detektors austreten. Zur Korrektur werden die Energien der Reaktionsprodukte mithilfe einer Energiekorrekturfunktion [Mül07], welche ringabhängig über unterschiedliche Parameter verfügt, angepasst. Diese Energiekorrekturfunktion wurde durch Simulationen bestimmt und ermöglicht die Berechnung des Energieverlusts anhand des Auftreffpunkts des Teilchens im Detektor. Damit können die Kristallenergien clusterweise korrigiert werden, so dass die Gesamtenergie des Schauers im Mittel der realen Energie des Reaktionsproduktes entspricht.

Rekonstruktion der ladungssensitiven Detektoren des Vorwärtskonus

Bei der Rekonstruktion der szintillierenden Plättchen des Vorwärtskonus wird zunächst überprüft, ob Signale in benachbarten Plättchen vorliegen. Da die Plättchen jeweils einen Winkelbereich von 12° abdecken und in zwei Lagen um 6° versetzt zueinander positioniert sind, wird jeder Winkelbereich von zwei Plättchen überdeckt. Damit kann gefordert werden, dass jeweils zwei benachbarte Plättchen ein Signal detektiert haben müssen. Aus dieser Information kann eine Auflösung in ϕ von 6° erreicht werden. Da bei den ladungssensitiven Detektoren auch Zeitinformationen vorliegen, werden die benachbarten Plättchen zusätzlich auf eine zeitliche Koinzidenz von 20 ns überprüft. Ist diese Bedingung erfüllt, so

kann aus der Information in Kombination mit Treffern in den dahinterliegenden Kristallen einem PED eine Ladungsinformation zugeordnet werden.

5.3.4. Das Mini-TAPS-Kalorimeter

Clustering von Kristallen und szintillierenden Plättchen

Um aus Treffern im Mini-TAPS-Detektor Vierervektoren rekonstruieren zu können, werden die Einträge in benachbarten Kristallen zu einem Cluster zusammengefasst. Wie beim Crystal-Barrel-Detektor wird auch hier zwischen Zentralkristall und benachbarten Clusterkristall unterschieden. Hierbei beträgt die minimale Energie eines Clusters 25 MeV, wobei der Zentralkristall, also der Kristall mit dem größten Energieeintrag, mindestens 20 MeV enthalten muss. Damit ein Kristall zu einem Cluster gezählt wird, muss der Energieeintrag größer sein als 13 MeV. Da der Mini-TAPS-Detektor den Raumwinkel auf bis zu 1° in θ abdeckt, befinden sich die innersten Kristalle nah am Photonenstrahl. Aufgrund der Strahlnähe werden in diesen Kristallen mehr Ereignisse registriert als in Kristallen, die sich weiter außen am Detektor befinden. Damit die beiden innersten Ringe nicht zu einem Cluster gezählt werden, wenn der Energieeintrag von einem konvertierten Strahlphoton herrührt, wurde die Schwelle der innersten beiden Ringe auf 17 MeV angehoben, um so den niederenergetischen Untergrund zu reduzieren.

Aufgrund der hexagonalen Struktur der Kristalle sind die Nachbarschaftsbeziehungen komplexer als beim Crystal-Barrel-Detektor. Um diesen Strukturen Rechnung zu tragen, wurden die Nachbarkristalle eines jeden Kristalls bestimmt und in der Software festgehalten. Damit können Nachbarschaften in der Rekonstruktion aufgelöst und so benachbarte Kristalle zu Clustern zugeordnet werden.

Das eigentliche Clustern wird wie beim Innendetektor durchgeführt (siehe Kapitel 5.3.2): zuerst erfolgt ein räumliches Zusammenfassen von benachbarten Kristallen, im nächsten Schritt werden diese Cluster auf eine zeitliche Koinzidenz überprüft, wobei die Kristalle einen maximalen Zeitabstand von 5 ns haben dürfen. Zuletzt wird wiederum räumlich verglichen, ob durch den zeitlichen Vergleich freie Bereiche in Clustern entstanden sind, so dass diese als getrennte Cluster anzusehen sind.

Auch beim Mini-TAPS-Detektor kann es, wie im Crystal-Barrel-Kalorimeter, vorkommen, dass zwei oder mehr Teilchen so dicht nebeneinander auf den Detektor treffen, dass ein Cluster mit mehreren PEDs entsteht. Da das Mini-TAPS-Kalorimeter im Vergleich zum Crystal Barrel eine höhere Granularität und Winkelauflösung besitzt, tritt dieses Problem seltener auf. Zur Korrektur solcher Cluster wird die Energie zwischen den Zentralkristallen gleichmäßig auf die Cluster aufgeteilt.

Das Clustern der szintillierenden Plättchen, welche sich vor den Kristallen befinden, findet nach demselben Muster statt. Da die Plättchen allerdings keine Energieinformationen liefern, können keine Energieschwellen gesetzt werden, so dass sämtliche Treffer verwendet werden. Da sich die Plättchen nicht überlappen, treten Cluster von mehreren Szintillatoren sehr selten auf und Protonen hinterlassen in der Regel nur ein Signal in einem einzelnen Szintillator.

θ -Winkelkorrektur

Beim Mini-TAPS-Detektor handelt es sich, im Gegensatz zum Crystal Barrel dessen Kristalle radial auf den Targetpunkt ausgerichtet sind, um einen flachen Detektor. Deshalb ist es notwendig den θ -Winkel der Ereignisse zu korrigieren. Teilchen, welche im Target erzeugt werden, fliegen entlang einer Trajektorie aus dem Target. Treffen sie auf einen Detektorkristall, so breitet sich der Schauer ebenfalls entlang dieser Trajektorie aus. Wird aus dem Schauerschwerpunkt der θ -Winkel des Reaktionsprodukts berechnet, so führt dies zu falschen θ -Winkeln (siehe Abbildung 5.14). Da die Kristalle nicht radial auf das Target gerichtet sind, stellt der Zentralkristall eines Clusters nicht den Auftreffort des Photons sondern den Mittelpunkt des Schauers dar. Um daraus die Vierervektoren des Teilchens berechnen zu können, wird eine Eindringtiefenkorrektur verwendet. Diese Korrekturfunktion, welche anhand von Simulationen bestimmt wurde, ermöglicht die Berechnung der realen θ -Winkel abhängig von der Energie des Clusters [Dah08].

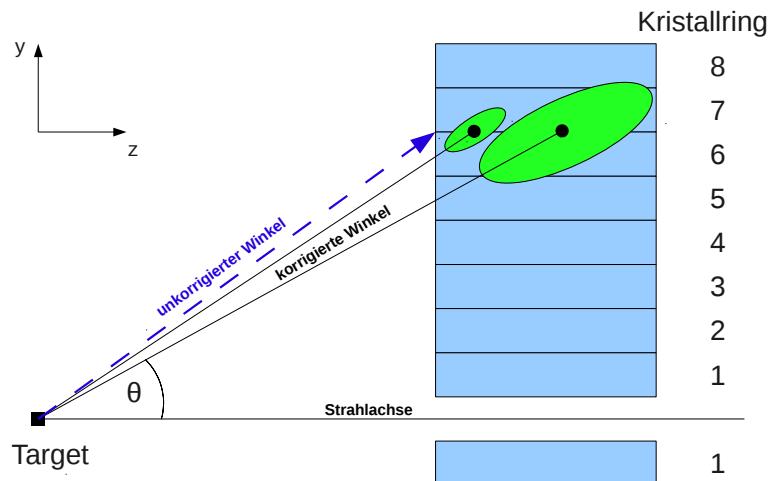


Abbildung 5.14.: Winkelkorrektur im Mini-TAPS-Kalorimeter [Dah08]: zwei Cluster mit unterschiedlichen Energien werden ohne Korrektur demselben Zentralkristall zugeordnet, obwohl der Auftreffort der Photonen unterschiedlich ist.

Energiekorrekturfunktion

Wie auch beim Crystal-Barrel-Detektor muss die Energie eines Teilchens, welches das Mini-TAPS-Kalorimeter getroffen hat, korrigiert werden, falls sich der elektromagnetische Schauer in insensitives Material ausbreitet. Abhängig von der Position des Schauers im Kristall, kann es durch die Ummantelungen der Kristalle zu Verlusten kommen. Da die Kristalle sowohl bei der Messung als auch bei der Suche nach Clustern Schwellen besitzen, werden Energieeinträge, welche sich unterhalb der Schwelle befinden, nicht zum Cluster dazugezählt. Dies kann zu einer verfälschten Gesamtenergie führen, welche mit einer Energiekorrekturfunktion korrigiert werden muss. Zusätzlich besitzt der Detektor in der Mitte eine Öffnung für den Photonenstrahl. Dort kann, ebenso wie im äußeren Randbereich, ein

Teil des elektromagnetischen Schauers verloren gehen. Damit die Energiesumme des rekonstruierten Teilchens mit der Energie des Reaktionsprodukts übereinstimmt, müssen die gemessenen Energien mit einer Energiekorrekturfunktion [Dah08] korrigiert werden. Diese Funktion wurde durch Simulationen bestimmt und korrigiert die Energien der Photonen in Mini-TAPS, so dass sie statistisch korrekt wiedergegeben werden.

6. Selektion der Reaktion

Nach der Rekonstruktion, welche in Kapitel 5.3 beschrieben wurde, liegen für jedes Ereignis Informationen über den Ort, die Energie und die Ladung der Teilchen vor. Abhängig vom Detektor, der das Teilchen registriert hat, stehen teilweise zusätzlich Zeitinformationen zur Verfügung. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie anhand der vorhandenen Informationen die Ereignisse ausgewählt werden, die der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ entsprechen. Zudem werden alle Schnitte analog an simulierten Ereignissen durchgeführt, um einen anschließenden Vergleich mit den gemessenen Daten zu ermöglichen. Da auch Ereignisse am Kohlenstoff- und am Wasserstoff-Target untersucht wurden, werden sämtliche Schnitte für diese beiden Targets in Abschnitt 6.10 dargestellt.

In der Reaktion fliegt ein Photon mit der Energie E_γ und Impuls \vec{p}_γ in z-Richtung und trifft auf ein ruhendes Proton der Masse m_p . Dort wird ein Meson mit dem Vierervektor $\mathbf{p}_\pi = (E_\pi, \vec{p}_\pi)$ erzeugt, welches anschließend in zwei Photonen zerfällt. Das Proton trägt den Rückstoß und wird nach der Reaktion durch $\mathbf{p}_{p'} = (E_{p'}, \vec{p}_{p'})$ beschrieben. In Vierervektoren geschrieben lautet die Reaktion

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{p'} \\ \vec{p}_{p'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix}, \quad (6.1)$$

mit dem Zerfall des Mesons

$$\begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\gamma 1} \\ \vec{p}_{\gamma 1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\gamma 2} \\ \vec{p}_{\gamma 2} \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

6.1. Ereignisklassen

Zu Beginn werden nur Ereignisse ausgewählt, welche zwei oder drei PEDs besitzen. Events mit **3 PEDs** entstehen, wenn alle Zerfallsprodukte, zwei Photonen und ein Proton, in den Kalorimetern nachgewiesen wurden. Diese Ereignisklasse ist in Abbildung 6.1 veranschaulicht.

In der Akzeptanz der Detektoren gibt es Lücken, in denen das Proton nicht registriert werden kann. Dies ist der Fall im Bereich zwischen dem Vorwärtskonus und dem Mini-TAPS-Detektor und dem Übergang zwischen dem Crystal-Barrel-Detektor und dem Vorwärtskonus. Ereignisse, bei denen das Proton diese Bereiche getroffen hat, können trotzdem ausgewertet werden, falls das Proton ein Signal in den Detektoren zur Ladungsidentifikation hinterlassen hat, welche sich vor den Kalorimeterkristallen befinden. Es ist ebenso möglich, dass das Proton nicht genügend Energie besitzt, um über die Detektorschwelle des Crystal-Barrel-Detektors zu kommen und dort ein Signal auszulösen. Diese niederenergetischen Protonen bewegen sich aufgrund der Kinematik unter großen θ -Winkeln bei $\theta \gtrsim 60^\circ$ und treffen somit auf den Innendetektor, in dem sie detektiert werden können, falls sie genügend Energie besitzen. Die ladungssensitiven Detektoren verfügen jedoch in der Regel über eine schlechtere Raumwinkelauflösung als die Kalorimeterkristalle, da dort aufgrund

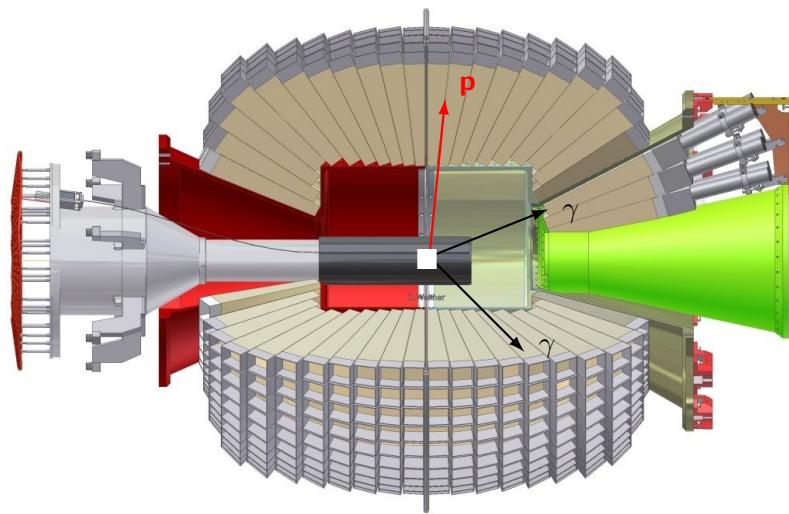


Abbildung 6.1.: Darstellung eines 3-PED-Ereignisses: das Proton (rot) und die beiden Photonen (schwarz) werden im Target (weiß) erzeugt und in den Kalorimetern registriert.

der geringen Detektorengröße keine Schauerbildung stattfindet. Zudem ist eine Messung der Energie der geladenen Teilchen dort nicht möglich. Diese Ereignisse, bei denen das Proton lediglich ein Signal in den ladungssensitiven Detektoren hinterlassen hat, werden im Folgenden als **2.5-PED-Ereignisse** bezeichnet. Anschaulich ist ein solches Ereignis in Abbildung 6.2 dargestellt.

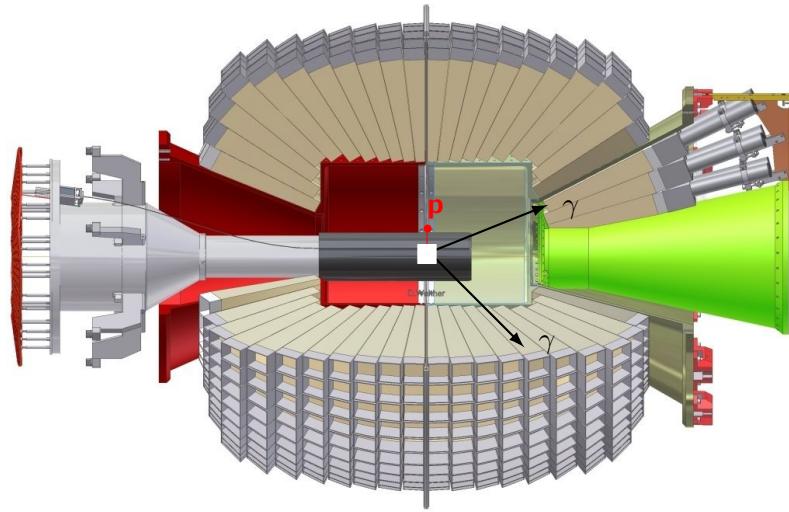


Abbildung 6.2.: Darstellung eines 2.5-PED-Ereignisses: Während die beiden Photonen (schwarz) das Kalorimeter erreichen, erzeugt das Proton (rot) lediglich im Innendetektor ein Signal.

Wird das Proton in den Kalorimetern nicht detektiert und eventuelle Signale der ladungssensitiven Detektoren vernachlässigt, handelt es sich um ein **2-PED-Ereignis**, falls beide Zerfallsphotonen nachgewiesen werden können. Dies tritt bei Reaktionen auf, in denen das Proton in Rückwärtsrichtung unter $\theta \approx 80^\circ$ fliegt und deshalb aufgrund der Kinematik

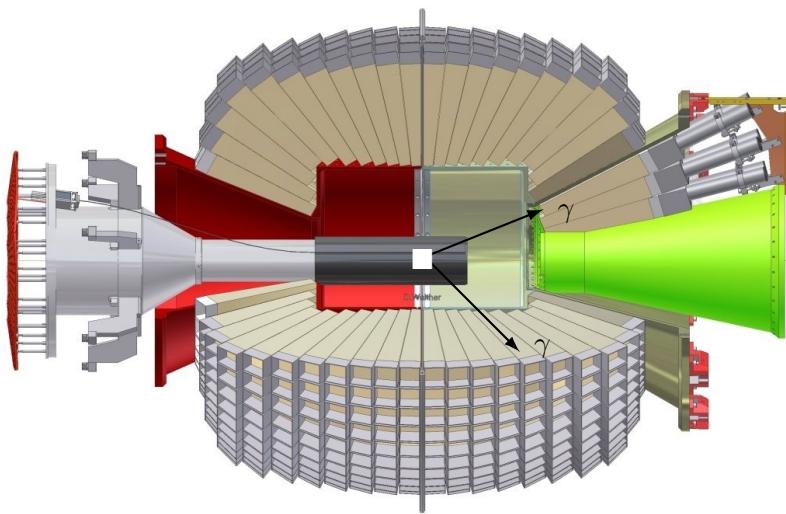


Abbildung 6.3.: Darstellung eines 2-PED-Ereignisses: Lediglich die beiden Photonen werden im Kalorimeter registriert, das Proton wird in keinem der Detektoren nachgewiesen.

sehr wenig Energie besitzt. Bei diesen Ereignissen können lediglich die beiden Photonen zur weiteren Analyse des Ereignisses verwendet werden. Da bei den 2-PED-Ereignissen eventuelle Signale in ladungssensitiven Detektoren vernachlässigt werden, stellen die 2.5-PED-Ereignisse eine Untermenge der 2-PED-Ereignisse dar.

Die Zählraten der verschiedenen Ereignisklassen sind in Abbildung 6.4 für das Butanol-Target gegen die berechnete Energie des Protons dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass Protonen erst ab Energien von $E \gtrsim 100$ MeV in den Kalorimetern detektiert werden, so dass es sich um 3-PED-Ereignisse handelt. Bis zu $E \approx 60$ MeV können die Protonen noch in den ladungssensitiven Detektoren nachgewiesen werden. Protonen mit niedrigeren Energien können nicht mehr mit diesen Detektoren Signale auslösen, deshalb handelt es sich um 2-PED-Ereignisse. Diese Ereignisse treten, wie in Abbildung 6.4 zu

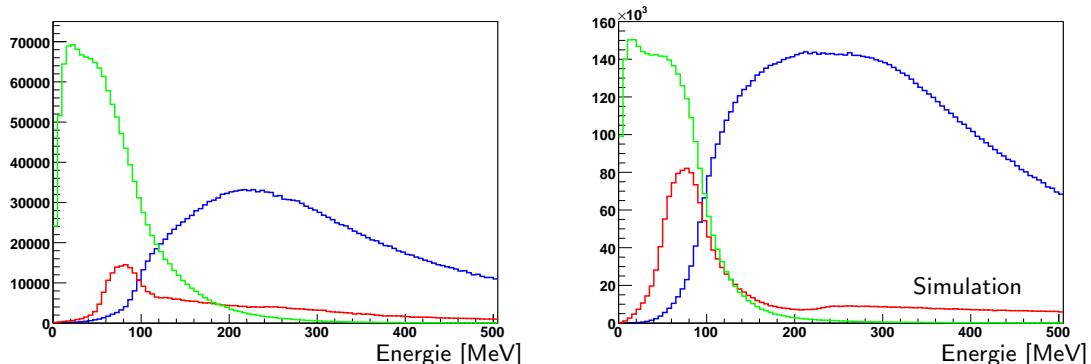


Abbildung 6.4.: Die Energie der Protonen nach allen anderen Schnitten für die verschiedenen Ereignisklassen: 3 PED (blau), 2.5 PED (rot) und 2 PED (grün) beim Butanol-Target. In den gemessenen Daten werden deutlich mehr 2-PED-Ereignisse beobachtet, da dort auch Reaktionen an Neutronen beitragen.

Ereignisklasse	Nachweisort Photonen	Nachweisort Proton
3 PED	Detektorkristalle	Detektorkristalle & ladungssensitiver Detektor
2.5 PED	Detektorkristalle	ladungssensitiver Detektor
2 PED	Detektorkristalle	nicht detektiert

Tabelle 6.1.: Zusammenfassung der verschiedenen Ereignisklassen.

sehen ist, in den Daten deutlich häufiger auf als 2.5- oder 3-PED-Ereignisse, in denen das Proton detektiert und zusätzlich ein Signal in einem ladungssensitiven Detektor gefordert wurde. Im Butanol-Target befinden sich neben den Protonen auch Neutronen in den Kohlenstoff-Kernen, an denen ebenfalls Reaktionen mit neutralen Pionen im Endzustand erzeugt werden können. Wird kein Signal in einem ladungssensitiven Detektor gefordert, so wird die Statistik durch Reaktionen an Neutronen künstlich erhöht. Da in der Simulation nur Reaktionen mit Protonen generiert werden, ist dort keine Überhöhung bei den 2-PED-Ereignissen sichtbar, wie aus Abbildung 6.4 sichtbar wird. Zudem ist es möglich, dass in den gemessenen Daten zusätzlicher Untergrund enthalten ist, welcher in den simulierten Ereignissen nicht auftritt.

Eine Zusammenfassung über die verschiedenen Ereignisklassen befindet sich in Tabelle 6.1. Auf die Bedeutung der Ereignisklassen für die Bestimmung der Polarisationsobservablen wird in Kapitel 7.2 eingegangen.

6.2. Kombinatorik

Wenn sichergestellt wurde, dass genau drei PEDs zur Verfügung stehen, muss zu Beginn der Analyse Kombinatorik durchgeführt werden. Dabei werden die Positionen der Teilchen variiert, so dass jedes der drei PEDs einmal mit dem Proton identifiziert wird und die beiden anderen PEDs die Zerfallsphotonen des Mesons darstellen. Da aus jedem Ereignis somit drei neue Reaktionen generiert werden, erhöht sich die Anzahl der Ereignisse um einen Faktor drei. Alle weiteren Schnitte dienen dazu, diese Ereigniszahl wieder zu verringern und so zu überprüfen, ob das Proton richtig identifiziert wurde und es sich um die gewünschte Reaktion handelt.

Diese Prozedur muss bei den 2- oder 2.5-PED-Ereignissen nicht durchgeführt werden, da die beiden PEDs automatisch mit den Photonen aus dem Zerfall des Mesons identifiziert werden. Falls zudem ein oder mehrere Einträge in den ladungssensitiven Detektoren vorliegen, werden diese jeweils der Reaktion zugeordnet und als Proton behandelt.

Zusätzlich zu den detektierten Ereignissen in den Kalorimetern müssen auch die Treffer in der Photonenmarkierungsanlage berücksichtigt werden. Aus jedem Treffer wird die Energie eines Photons berechnet, wie bereits in Kapitel 5.3 erläutert wurde. Stehen mehrere Strahlphotonen für ein Ereignis zu Verfügung, so wird jedes dieser Photonen dem Ereignis zugeordnet. Dadurch vervielfacht sich die Anzahl der Reaktionen um einen Faktor, welcher der Anzahl der registrierten Strahlphotonen entspricht. Im Mittel werden damit zwölf Reaktionen erzeugt.

Da für die Bestimmung von Polarisationsobservablen nur linearpolarisierte Photonen verwendet werden können und die kohärente Überhöhung nur, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, in einem lokal begrenzten Energiebereich auftritt, wird zu Beginn der Analyse bei

allen Strahlzeiten ein Schnitt auf Strahlphotonenenergien zwischen $E_\gamma = 600 \text{ MeV} - 1500 \text{ MeV}$ durchgeführt. In den Bereichen außerhalb des Schnitts ist nur eine geringe Photonenpolarisation vorhanden, deshalb werden sie in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

6.3. Ladungsidentifikation

Um die gewünschten Reaktionen herausfiltern zu können, wird im ersten Schritt die Ladung der gemessenen Teilchen untersucht. Wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben wurde, verfügen sämtliche Detektoren, in denen Reaktionsprodukte nachgewiesen werden können, über eine Möglichkeit zur Identifikation von geladenen Teilchen. Hierbei handelt es sich im Bereich des Crystal-Barrel-Detektors um den Innendetektor, beim Vorwärtsdetektor um die szintillierenden Plättchen, welche sich vor den CsI-Kristallen befinden und beim Mini-TAPS-Detektor ebenfalls um szintillierende hexagonale Plättchen. Geladene Teilchen wie Protonen hinterlassen in diesen Detektoren ein Signal, im Gegensatz zu ungeladenen Photonen oder Neutronen.

Da die gewünschte Reaktion über zwei Photonen und ein Proton im Endzustand verfügt, kann gefordert werden, dass bei jedem Ereignis mit 3 PEDs das PED, welches mit dem Proton identifiziert wurde, eine Ladungsinformation besitzen muss. Im Gegensatz dazu müssen die beiden PEDs, welche die Zerfallsphotonen des Mesons beinhalten, neutral sein, sonst wird das Ereignis verworfen. Dies führt zu einer Reduktion der zufälligen Ereignisse, wie in Abbildung 6.5 zu sehen ist. Dort ist die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen aufgetragen, deren Bedeutung im Abschnitt 6.7 näher erläutert wird. Deutlich zu erkennen ist der Peak bei der Masse des Pions $m_\pi = 134.98 \text{ MeV}$, dessen Untergrund durch den Schnitt auf die Ladungen der PEDs deutlich reduziert wird. In den Daten ist zusätzlich noch das η -Meson sichtbar, das nicht in den simulierten Ereignissen auftreten, da nur Pionen generiert wurden. Zusätzlich zu dem Schnitt muss allerdings sichergestellt werden, dass durch die Verwendung der Ladungsinformationen keine künstlichen Asymmetrien auftreten. Auf diese Untersuchung wird in Kapitel 7.1.3 näher eingegangen.

6.4. Zeitschnitte

Eine weitere wichtige Eigenschaft des aufgezeichneten Ereignisses ist die Zeitinformation der einzelnen Detektoren. Hierbei liefern alle Detektoren, außer dem Crystal-Barrel-Detektor selbst, ein Zeitsignal, welches jedem PED zugeordnet wird. In der Simulation liegen alle Ereignisse zum selben Zeitpunkt vor, so dass die hier vorgestellten Schnitte nicht mit Spektren von simulierten Daten verglichen werden können.

6.4.1. Zeitspektren

Ein typisches Zeitspektrum aus einem Datentrigger für die Strahl-Photonen ist in Abbildung 6.6 (links) dargestellt. Hierbei ist deutlich der Prompt-Peak zu erkennen, welcher den Zeitpunkt darstellt, an dem das Ereignis stattgefunden und den Trigger ausgelöst hat. Im Bereich außerhalb des Prompt-Peaks ist der zeitliche Untergrund zu erkennen, der durch die hohe Rate an zeitlich unkorrelierten Strahlphotonen erzeugt wird. Da sich dieser

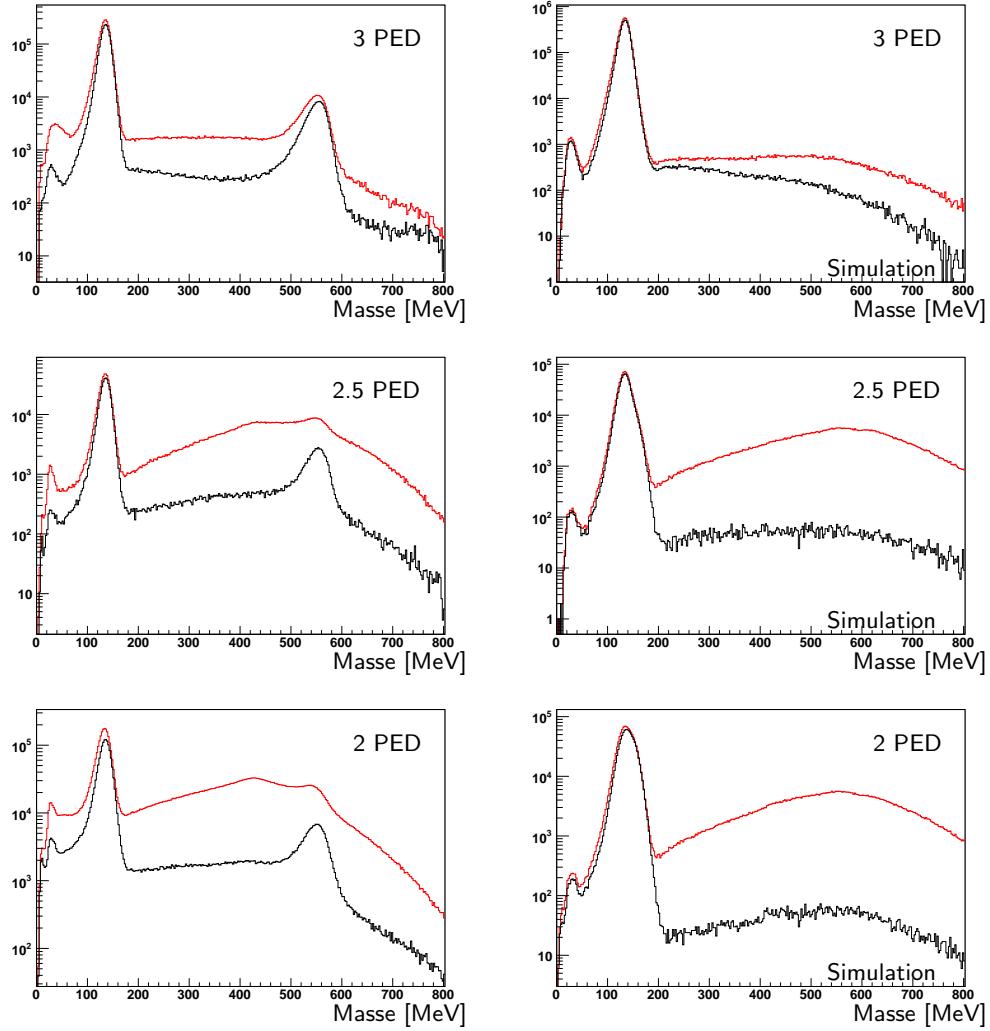


Abbildung 6.5.: Auswirkungen der Ladungsidentifikation am Beispiel der invarianten Masse für die verschiedenen Ereignisklassen: ohne (rot) und mit Ladungsidentifikation (schwarz). Es wurden alle Schnitte bis auf die Selektion der Mesonenmasse durchgeführt.

Untergrund nicht nur neben, sondern auch unter dem Prompt-Peak befindet, muss er für die weitere Analyse herausgerechnet werden. Rechts neben dem Prompt-Peak sind zudem weitere Strukturen zu erkennen, welche durch die detektierten Teilchen im Vorwärtsdetektor erzeugt werden. Die Kristalle zeigen ein anderes Ansprechverhalten bei Protonen, als bei Photonen, so dass Signale, welche von Protonen erzeugt wurden, zeitlich gesehen später von der Elektronik registriert werden [Fun08]. Trifft ein Proton auf den Mini-TAPS-Detektor, so wird dies durch die Flugzeit des Protons zum Detektor zeitlich verzögert registriert. Die Flugzeit kann bis zu 16 ns betragen und muss ebenfalls in den Zeitschritten mit berücksichtigt werden. Somit enthalten diese Strukturen richtige Ereignisse und müssen in den Schnitten mit berücksichtigt werden. Links neben dem Prompt-Peak gibt es einen Bereich, in dem sich wenige Einträge befinden. Dieser Bereich markiert die Breite des Triggerfensters, da das erste Signal, dass zeitlich nach dem Beginn des Triggerfensters die Elektronik erreicht, den Experiment-Trigger auslöst.

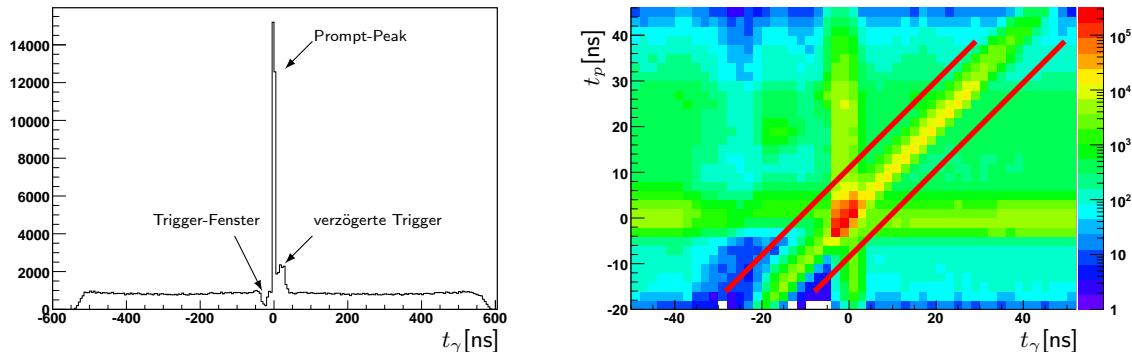


Abbildung 6.6.: Links: Zeit der Photonen, mit den Ereignissen zum Triggerzeitpunkt im Prompt-Peak. Rechts: Zeit der Protonen aus den Kristallen beziehungsweise dem Innendetektor gegen die Zeit der Photonen aufgetragen. Die Diagonale (rot) enthält die zeitlich koinzidenten Ereignisse.

6.4.2. Reaktionszeit

Aufgrund dieser oben beschriebenen Variationen in den Zeiten ist es sinnvoll, nicht die absolute Zeit eines Teilchens zu betrachten, sondern die Differenz zur Zeit des Strahlphotons zu verwenden. Wird die Zeit des Strahlphotons gegen die Zeit eines detektierten Teilchens aufgetragen, so lässt sich auf der Diagonalen eine Anhäufung von Ereignissen erkennen, wie in Abbildung 6.6 (rechts) zu erkennen ist. Diese Ereignisse sind Protonen, welche zu einem Strahlphoton zeitlich korreliert sind und somit für die weitere Analyse verwendet werden.

Bevor die Zeitdifferenzen betrachtet werden, wird auf die einzelnen Detektoren ein Zeitschnitt von $-30 \text{ ns} \leq t \leq 60 \text{ ns}$ angewendet. Ereignisse außerhalb dieses Bereichs werden verworfen, um sicherzustellen, dass die verwendeten Ereignisse nahe am Triggerzeitpunkt liegen.

Da geladene Teilchen, wie im letzten Abschnitt beschrieben, zusätzlich in einem weiteren Detektor ein Signal erzeugen, können sie über mehrere verschiedene Zeitinformationen verfügen. So besitzt zum Beispiel ein Proton, welches in Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurde eine Zeitinformation aus den Kristalle und eine weitere aus den Szintillationsdetektoren, welche zur Ladungsidentifikation verwendet werden. Hierbei besitzen Zeitsignale aus den Kristallen weniger zufällige Treffer als Zeitsignale aus den Detektoren zur Ladungsidentifikation. Deshalb wird dem Teilchen bei mehreren Zeitinformationen die Zeiten aus den Kristallen zugeordnet.

Besitzen beide Photonen aus dem Zerfall des Mesons eine Zeitinformation, so erhält das Meson die gemittelte Zeit der beiden Photonen.

Bei einem Ereignis können mehrere Teilchen über Zeitinformationen verfügen, so kann zum Beispiel sowohl das Meson, als auch das Proton eine Zeitinformation besitzen. Zur Differenzbildung mit der Zeit der Strahlphotons wird in diesem Fall die Zeit des Mesons verwendet, da diese aufgrund des unterschiedlichen Ansprechverhaltens des Protons genauer ist. Es wird jedoch nach dem Schnitt auf die Zeitdifferenz sichergestellt, dass auch die Zeit des Protons zu den Zeiten des Ereignisses passt. Die so entstandene Zeitdifferenz wird im Folgenden als Reaktionszeit bezeichnet.

Bei Ereignissen, welche nur über zwei PEDs verfügen, kann es vorkommen, dass keines der

Teilchen mit Zeitinformation	3 PED	2.5 PED	2 PED
Meson	Photon - Meson	Photon - Meson	Photon - Meson
Meson & Proton	Photon - Meson	Photon - Meson	—
Proton	Photon - Proton	Photon - Proton	—

Tabelle 6.2.: Die zur Berechnung der Reaktionszeit verwendeten Differenzen zwischen den Reaktionsprodukten und dem Strahlphoton für die verschiedenen Ereignisklassen.

beiden PEDs über eine Zeitinformation verfügt, falls beide im Crystal Barrel detektiert wurden. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung muss das Proton in diesem Fall in Richtung des Vorwärtskonus oder Mini-TAPS-Detektors geflogen sein. Bei einer solchen Kinematik sollte das Proton genügend Energie besitzen, um in den Detektoren ein Signal auslösen zu können. Da kein Signal registriert wurde, handelt es sich entweder nicht um die gewünschte Reaktion oder das Proton hat seine Energie im insensitiven Material zwischen den Detektoren verloren. Deshalb wird hierbei analog zu den 2.5-PED-Ereignissen überprüft, ob ein korrespondierendes Signal in einem ladungssensitiven Detektor vorhanden ist, und dieses für die Zeitschnitte verwendet.

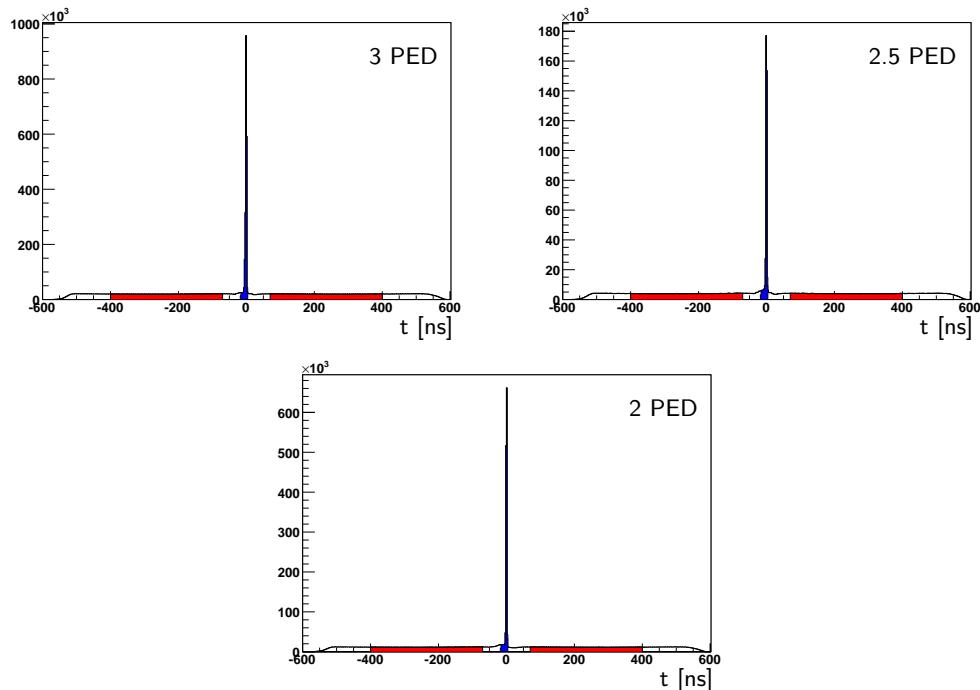


Abbildung 6.7.: Die Reaktionszeit für die verschiedenen Ereignisklassen nach allen anderen Schnitten. In blau der Schnitt auf die zeitlich koinzidenten Ereignisse, der Zeituntergrund in rot.

Die Bestimmung der Reaktionszeit aus den Zeitdifferenzen der Teilchen ist in Tabelle 6.2 für verschiedene Ereignisklassen zusammengefasst.

Durch die Differenzbildung entsteht ein deutlich schärferer Peak, welcher auch die Struk-

turen neben dem Prompt-Peak enthält. Auf diesen Peak wird ein Schnitt von $-17 \text{ ns} \leq t_{\text{Signal}} \leq 3 \text{ ns}$ durchgeführt, wie in Abbildung 6.7 (blau) zu sehen ist. Zusätzlich ist durch die Differenzbildung der Untergrund neben dem Peak flach, so dass er durch Seitenbandsubtraktion entfernt werden kann. Hierzu werden zwei Schnitte von $-400 \text{ ns} \leq t_{\text{Untergrund}} \leq -70 \text{ ns}$ und $70 \text{ ns} \leq t_{\text{Untergrund}} \leq 400 \text{ ns}$ verwendet, welche in Abbildung 6.7 (rot) sichtbar sind, und die Ereignisse in diesem Bereich entsprechend dem Verhältnis der Schnittbreiten skaliert. Diese Untergrundereignisse werden von den Ereignissen im Signal abgezogen, um so den zufälligen Zeituntergrund, welcher sich unter dem Peak befindet, aus den Daten zu entfernen.

6.5. Untergrundreduktion

Unter der Annahme, dass es sich um die gewünschte Reaktion handelt und die beiden Photonen aus dem Zerfall des Mesons nachgewiesen werden konnten, so dass deren Impuls- und Energieinformationen bekannt sind, kann auf die Energie des Photons, welches die Reaktion initiiert hat, zurückgerechnet werden:

$$E_{\gamma}^{\text{calc}} = \frac{E_{\pi} \cdot m_p - 0.5 \cdot m_{\pi}^2}{m_p - E_{\pi} + |p_{\pi}|_z}. \quad (6.3)$$

Eine Herleitung der Formel findet sich im Anhang A.3.

Die berechnete Photonenergie ist in Abbildung 6.8 gegen die gemessene Photonenergie aufgetragen. Dabei liegen die richtig identifizierten Ereignisse auf der Winkelhalbierenden, wie in den Histogrammen mit simulierten Monte-Carlo-Daten erkennbar ist. Bei den Daten ist zusätzlich ein Band bei einer berechneten Photonenergie von $E_{\gamma} \leq 400 \text{ MeV}$ zu erkennen, das unabhängig von der tatsächlichen Photonenergie ist. Dieses Band entsteht durch den Prozess $\gamma p \rightarrow \Delta \rightarrow p\pi^0$, dessen Schwelle bei $E_{\gamma} = 144 \text{ MeV}$ liegt und bei einer Energie von $E_{\gamma} = 320 \text{ MeV}$ einen maximalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 280 \mu\text{b}$ [B⁺05b] besitzt. Die Schwelle der Photonemarkierungsanlage, ab der ein Elektron nachgewiesen werden kann, liegt bei 87,1% der Elektronenergie. Bei einer Strahlenergie von 3,2 GeV werden nur Photonen mit Energien über 408 MeV energiemarkiert. Dies ist in Abbildung 6.9 veranschaulicht, in welcher die Draufsicht der Photonemarkierungsanlage gezeigt ist. Dort wird deutlich, dass Ereignisse, welche in den Bereich zwischen dem Primärstrahlrohr und den ersten Szintillatordetektoren abgelenkt werden, nicht detektiert werden können. Photonen unter der Schwelle können zwar im Target eine Reaktion auslösen, jedoch kann die genaue Photonenergie nicht gemessen werden und damit können diese Reaktionen nicht in der Analyse verwendet werden. Dieser Untergrund lässt sich nicht durch den Zeituntergrundabzug aus den Daten entfernen, da er aufgrund der Ereignissignatur ein Triggersignal auslöst, falls ein zufälliges koinzidentes Ereignis in der Photonemarkierungsanlage vorhanden war. Die Ereignisse liegen damit angehäuft unter dem Prompt-Peak und werden deshalb nicht durch den Abzug des zufälligen Zeituntergrunds entfernt.

Um diese unerwünschten Reaktionen zu verwerfen, wird auf eine fehlende Photonenergie von $E_{\gamma} = 530 \text{ MeV}$ geschnitten, so dass nur Ereignisse verwendet werden, deren Photonenergie über der Schwelle der Photonemarkierungsanlage liegt. Das Ergebnis dieses Schnitts ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Dort ist die berechnete Masse des Protons aufgetragen, ohne (rot) und mit dem Schnitt (schwarz) auf die berechnete Photonenergie. Es ist deutlich zu sehen, dass durch den Schnitt keine Ereignisse aus dem

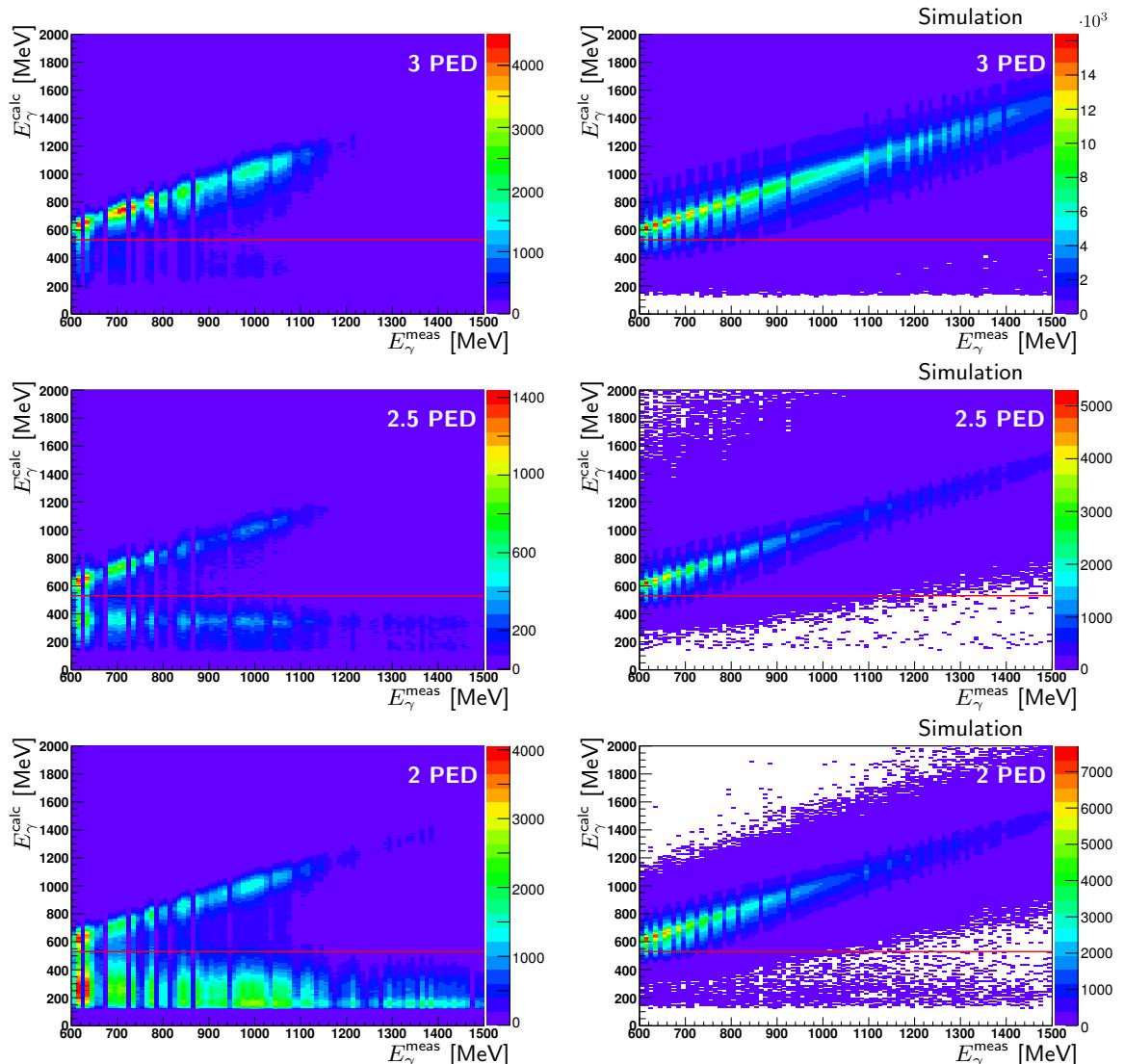


Abbildung 6.8.: Die berechnete Photonenenergie aufgetragen gegen die gemessene Energie: Ereignisse mit berechneten Energien unterhalb von 500 MeV wurden durch Photonen unterhalb der Schwelle der Photonenmarkierungsanlage erzeugt. Alle Schnitte bis auf den der berechneten Masse des Protons wurden durchgeführt.

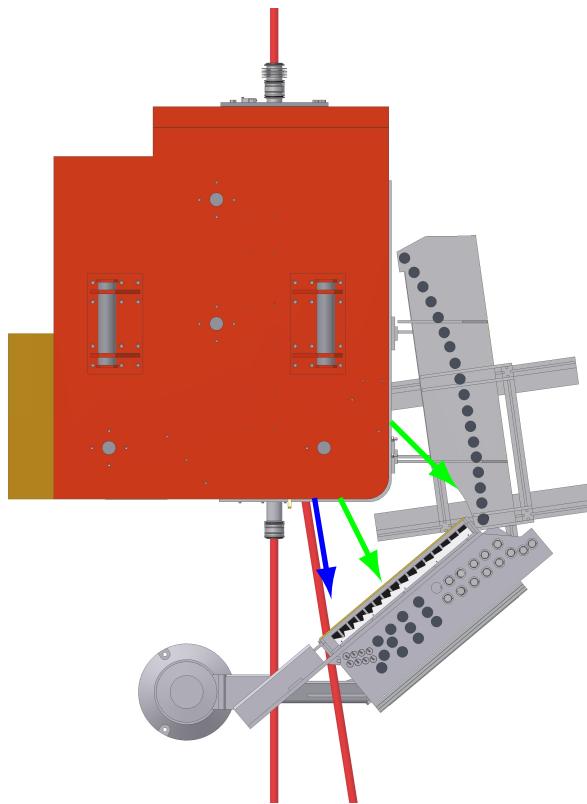


Abbildung 6.9.: Die Photonenmarkierungsanlage von oben betrachtet: der Magnet (rot), daneben die Szintillationsdetektoren. Elektronen, die stark abgelenkt werden (grün), treffen auf die Detektoren, während Elektronen, die wenig Energie an ein Bremsstrahlungssphoton abgegeben haben, schwach abgelenkt werden und in den Szintillationsdetektoren kein Signal hinterlassen (blau).

Peak an der Protonenmasse entfernt werden. Der Untergrund, der sich rechts neben dem Peak befindet, kann jedoch deutlich reduziert werden. Noch deutlicher zeigt sich ein Effekt bei den 2-PED-Ereignissen. Die Ereignisse, welche von Photonen unterhalb der Schwelle der Photonenmarkierungsanlage erzeugt wurden, dominieren die Spektren deutlich. Erst durch den Schnitt auf die Energie der Photonen lässt sich der Untergrund in den Spektren soweit reduzieren, dass sie in der weiteren Analyse verwendet werden können.

6.6. Kinematische Schnitte

Bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ trifft ein Photon mit einem zuvor gemessenen Impuls \vec{p}_γ auf ein Proton, welches sich in Ruhe befindet. Der Schwerpunkt der Reaktionsprodukte bewegt sich nach der Reaktion mit dem Impuls \vec{p}_γ weiter, wobei die Reaktionsprodukte einen zusätzlichen transversalen Impulsanteil bekommen können. Um eine solche Reaktion betrachten zu können, ist es sinnvoll, das Schwerpunktssystem des hadronischen Ereignisses, das sogenannte Center-of-Mass-System (CMS), zu betrachten. Die Verwendung dieses Systems ist von Vorteil, da dort die Reaktion in Ruhe stattfindet und die Reaktionsprodukte somit in entgegengesetzte Richtungen auseinanderfliegen müssen. Im

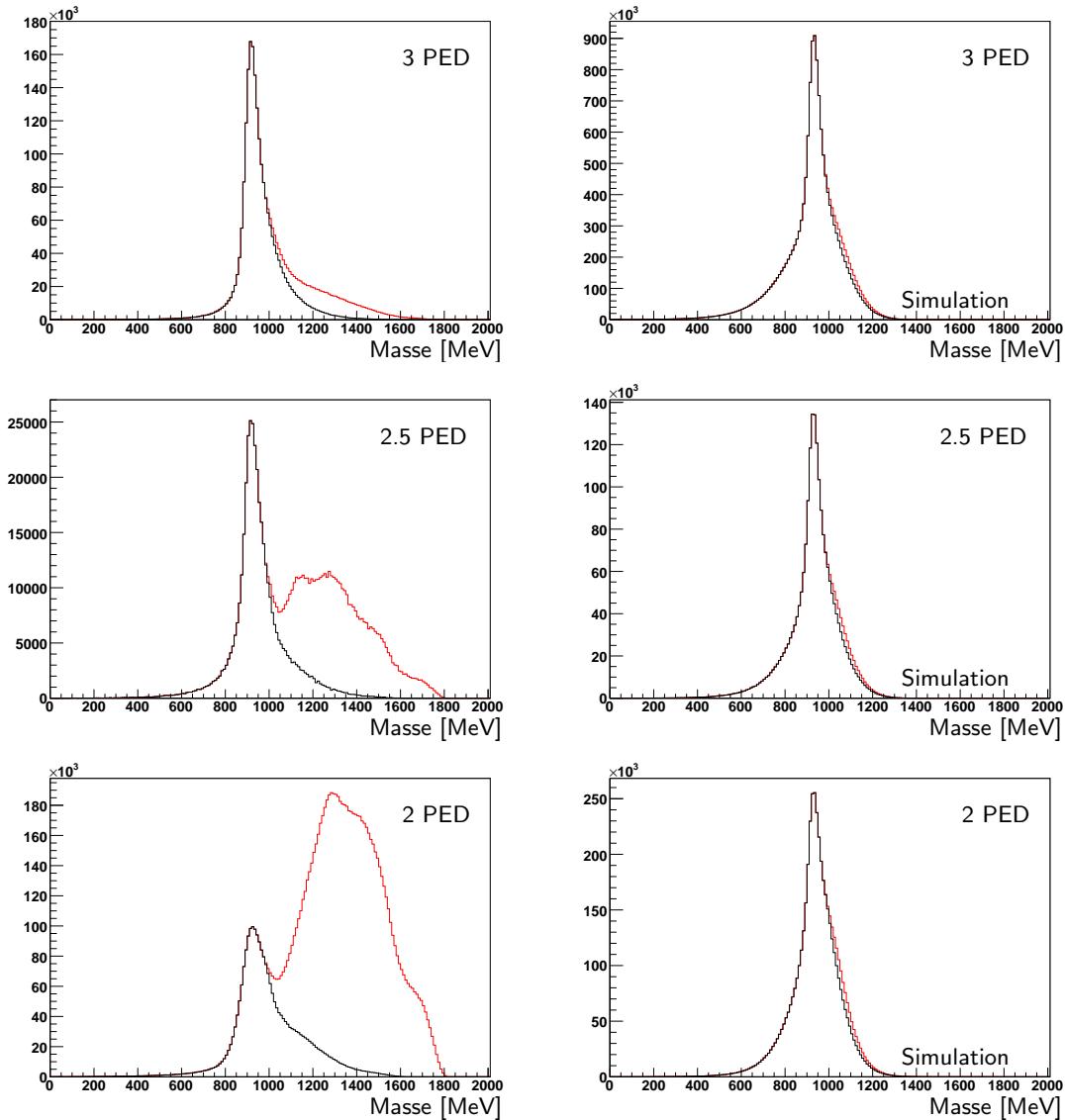


Abbildung 6.10.: Die fehlende Masse des Systems, vor dem Schnitt auf die berechnete Photonenergie (rot) und nach dem Schnitt (schwarz). Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt. Deutlich zu erkennen ist ein Peak bei der Protonenmasse. Da Ereignisse unterhalb der Schwelle der Photonemarkierungsanlage in der Simulation nicht erzeugt werden, ist dort kein großer Effekt des Schnittes zu erkennen.

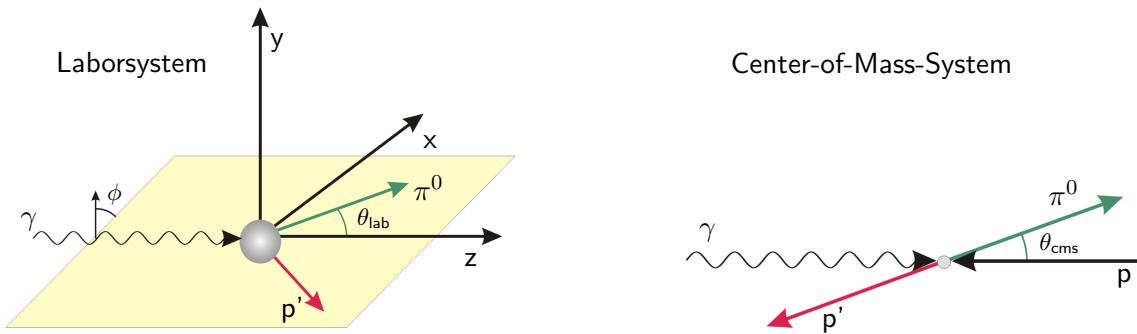


Abbildung 6.11.: Die Reaktion im Laborsystem (links) in dem sich das Proton in Ruhe befindet. Durch eine Transformation des Koordinatensystems geht das Laborsystem über in das Center-Of-Mass-System (rechts) in dem die Reaktion in Ruhe stattfindet und die Reaktionsprodukte entgegengesetzten Impuls besitzen.

Gegensatz dazu befindet sich im Laborsystem das Proton in Ruhe, während das Strahlphoton einen endlichen Impuls besitzt. Eine Veranschaulichung des Übergangs vom Labor zum Center-of-Mass-System ist in Abbildung 6.11 zu finden.

Das Meson besitzt im Center-of-Mass-System aufgrund der Energie- und Impulserhaltung den entgegengesetzten Impuls wie das Proton

$$\vec{p}_\pi|_{\text{cms}} = (\theta_\pi, \phi_\pi, z_\pi)_{\text{cms}} = -\vec{p}_p|_{\text{cms}} = -(\theta_p, \phi_p, z_p)_{\text{cms}}.$$

Der Vierervektor des Mesons kann dazu aus den beiden Vierervektoren der Zerfalls-Photonen berechnet werden

$$\mathbf{p}_\pi = \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix} = \mathbf{p}_{\gamma 1} + \mathbf{p}_{\gamma 2} = \begin{pmatrix} E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \\ \vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2} \end{pmatrix}.$$

Wenn die Reaktionsprodukte in einer Ebene zerfallen, wobei sich das Meson in die entgegengesetzte Richtung des Protons bewegt, gilt

$$\phi_{\text{diff}} = |\phi_p - \phi_\pi| = 180^\circ.$$

Diese Bedingung lässt sich für weitere Schnitte ausnutzen, um die gewünschte Reaktion herausfiltern zu können. Da hierfür jedoch der Nachweis des Protons notwendig ist, können die kinematischen Schnitte nur für 3- und 2.5-PED-Ereignisse durchgeführt werden. Die ϕ -Differenz der Impulse ist in Abbildung 6.12 für die beiden Ereignisklassen verglichen mit der Simulation dargestellt. Wie zu erkennen ist, kann sowohl in den Daten, als auch in der Simulation ein deutlicher Peak bei $\phi_{\text{diff}} = 180^\circ$ beobachtet werden. Durch einen Schnitt auf diese Differenz von 3σ Breite, also $\phi_{\text{diff}} = 165^\circ - 195^\circ$, kann der Untergrund unter der gewünschten Reaktionen weiter reduziert werden.

Zusätzlich kann auch die θ -Differenz im Center-of-Mass-System betrachtet werden. Hierzu wird aus den Informationen des Mesons und des Strahlphotons berechnet, welchen Impuls das Proton besessen haben muss, und der berechnete θ -Winkel des Protons wird mit dem gemessenen verglichen:

$$\theta_{\text{diff}} = \left| (\theta_{\text{Proton}}^{\text{gemessen}})_{\text{cms}} - (\theta_{\text{Proton}}^{\text{berechnet}})_{\text{cms}} \right| = 0^\circ.$$

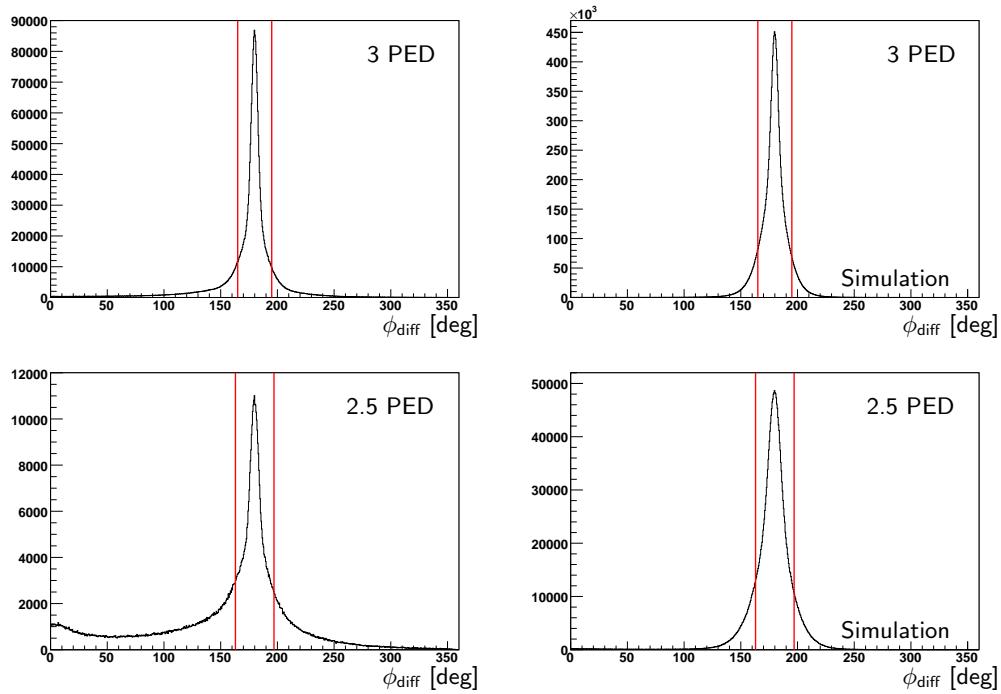


Abbildung 6.12.: Die ϕ -Differenz zwischen dem Meson und dem Proton nach allen anderen Schnitten. Der Peak bei 180° tritt bei entgegengesetzten Impulsen der Reaktionsprodukte auf, in rot sind die verwendeten Schnittgrenzen eingezeichnet.

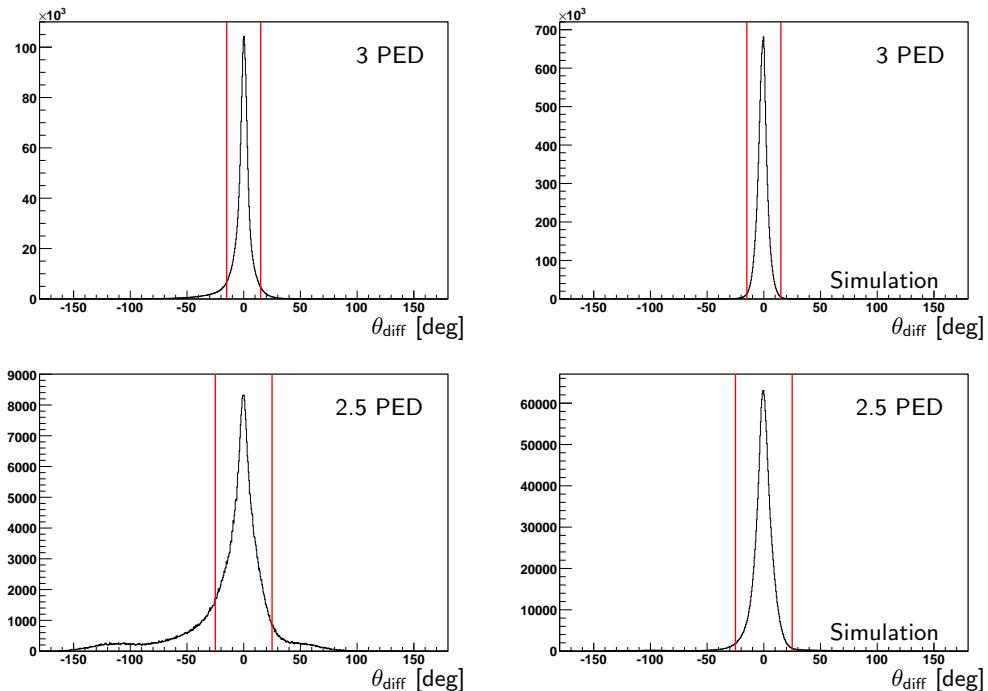


Abbildung 6.13.: Die θ -Differenz zwischen dem berechneten und dem gemessenen Proton nach allen anderen Schnitten. Beim Peak um 0° zeigen beide Impulse in dieselbe Richtung. Die Schnittgrenzen sind in rot markiert.

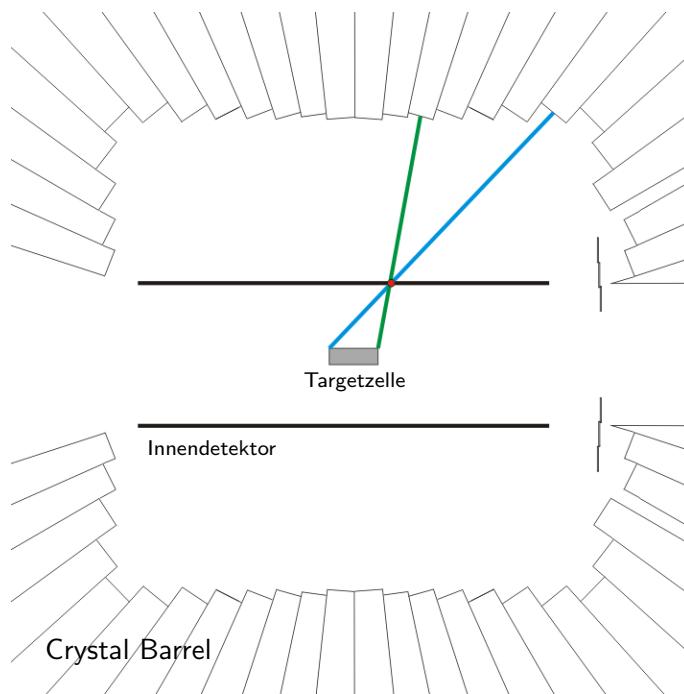


Abbildung 6.14.: Zwei Protonen (blau und grün) werden in derselben Stelle im Innendetektor registriert (rot). Aufgrund von verschiedenen Reaktionspunkten im Target besitzen sie jedoch einen unterschiedlichen θ -Winkel und würden in unterschiedlichen Kristallen detektiert werden. Um dies auszugleichen, muss der Schnitt auf die θ -Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Proton $\theta_{\text{diff}} \approx 23^\circ$ betragen.

Wie in Abbildung 6.13 dargestellt ist, kann bei Ereignissen mit 3 PEDs ein 3σ breiter Schnitt von $\theta_{\text{diff}} = 0^\circ \pm 15^\circ$ angewendet werden, um die gewünschten Ereignisse zu selektieren. Bei den 2.5-PED-Ereignissen fällt jedoch auf, dass der Peak um $\theta_{\text{diff}} = 0^\circ$ deutlich breiter ist als bei den 3-PED-Ereignissen. Dies ist ebenfalls in der Simulation zu beobachten, so dass die Ursache im Detektorenaufbau zu suchen ist. Der Unterschied zwischen den 2.5- und 3-PED-Ereignissen liegt darin, dass bei den 3-PED-Ereignissen das Proton im Kalorimeter nachgewiesen werden konnte, dabei sind im Fall des Crystal-Barrel-Detektors die Detektoren 28,3 cm vom Target entfernt. Wurde das Proton jedoch nur im Innendetektor nachgewiesen, wie bei den 2.5-PED-Ereignissen, so wurde es wesentlich näher am Target registriert, da der Innendetektor einen Radius von lediglich 12,3 cm besitzt. Die Zelle des Butanol-Targets besitzt eine Länge von 1,88 cm [TBN05], so dass Reaktionen mit gleichem Protonenimpuls, welche im vorderen beziehungsweise im hinteren Teil des Targets stattgefunden haben, aus geometrischen Gründen eine θ -Differenz von $\approx 8^\circ$ aufweisen. Da diese Differenz stark von der Länge des Targets abhängt und die Targetlänge beim Wasserstoff-Target 5,1 cm beträgt, lässt sich dort die größte θ -Differenz von $\approx 23^\circ$ beobachten. Das Entstehen dieser θ -Winkeldifferenz ist in Abbildung 6.14 schematisch dargestellt. Damit ist es aus geometrischen Gründen nicht sinnvoll, eine Schnittbreite zu verwenden, die kleiner als diese Differenz ist.

Aufgrund von kinematischen Überlegungen kann das gestreute Proton im Laborsystem einen Winkel von $\theta_p^{\text{lab}} > 90^\circ$ nicht überschreiten [LL86a], deshalb können alle Ereignisse, bei denen das gemessene Proton einen größeren Winkel hat, aus den Daten entfernt

werden. Dieser Schnitt zeigt lediglich bei den 2-PED-Ereignissen einen Effekt, da nur die niederergetischen Protonen unter steilen θ -Winkeln gestreut werden.

6.7. Schnitt auf die Mesonenmasse

Um Abschätzungen zu können, wie hoch der Anteil der falsch zugeordneten Reaktionen im Verhältnis zu den gewünschten Reaktionen ist, hilft die Betrachtung der $\gamma\gamma$ -invarianten Masse. Hierbei handelt es sich um die Masse, die ein Meson gehabt hätte, wenn es in die beiden identifizierten Photonen zerfallen wäre. Dies lässt sich mit der folgenden Formel aus den bekannten Energien und Impulsen der beiden Zerfallsphotonen berechnen:

$$m_\pi = \sqrt{E_\pi^2 - \vec{p}_\pi^2} \quad (6.4)$$

$$= \sqrt{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2})^2}. \quad (6.5)$$

Das Massenspektrum ist in Abbildung 6.15 dargestellt. In der invarianten Masse lassen sich das π^0 -Meson mit einer Masse von $m_\pi = 134.98$ MeV und das η -Meson mit $m_\eta = 547.85$ MeV [N+10] in Form von Peaks identifizieren. Durch die verschiedenen Schnitte wurde der Untergrund bereits deutlich reduziert. Da mit der Simulation nur Reaktionen mit neutralen Pionen im Endzustand erzeugt wurden, ist dort kein η -Meson sichtbar.

Zur Selektion der Pionen wurde ein 3σ breiter Schnitt von $108 \text{ MeV} \leq m_\pi \leq 161 \text{ MeV}$ durchgeführt.

6.8. Berechnete Masse des Protons

Bei der berechneten Masse des Protons, der sogenannten „Missing-Mass“¹, wird aus dem Vierervektor des Mesons $\mathbf{p}_\pi = (E_\pi, \vec{p}_\pi)$, des ruhenden Protons vor der Reaktion $\mathbf{p}_p = (m_p, 0)$ und dem Vierervektor des Strahl-Photons $\mathbf{p}_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma)$ die fehlende Masse des Systems nach der Reaktion berechnet, so dass Energie- und Impulserhaltung erfüllt sind:

$$m_{mm} = \sqrt{(E_\gamma + m_p - E_\pi)^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\pi)^2}.$$

Wurde dabei die Reaktion korrekt identifiziert, so sollte die Missing-Mass der Masse des Protons entsprechen. In Abbildung 6.16 (links) ist die fehlende Masse nach allen anderen Schnitten dargestellt, im Vergleich zu der Missing-Mass aus den simulierten Ereignissen (rechts). Hierbei kann deutlich ein scharfer Peak an der Ruhemasse des Protons erkannt werden. Um nur die Ereignisse auszuwählen, für die die fehlende Masse der Protonenmasse entspricht, wurde ein 3σ breiter Schnitt von $763 \text{ MeV} \leq m_{mm} \leq 1114 \text{ MeV}$ um den Peak angewendet und alle weiteren Ereignisse verworfen.

6.9. Übersicht der verschiedenen Schnitte

Am Beispiel der invarianten Masse, wie sie in Abbildung 6.17 zu sehen ist, lässt sich erkennen, wie die verschiedenen Schnitte den Untergrund reduzieren und der Peak an der Masse

¹Missing Mass: engl. fehlende Masse

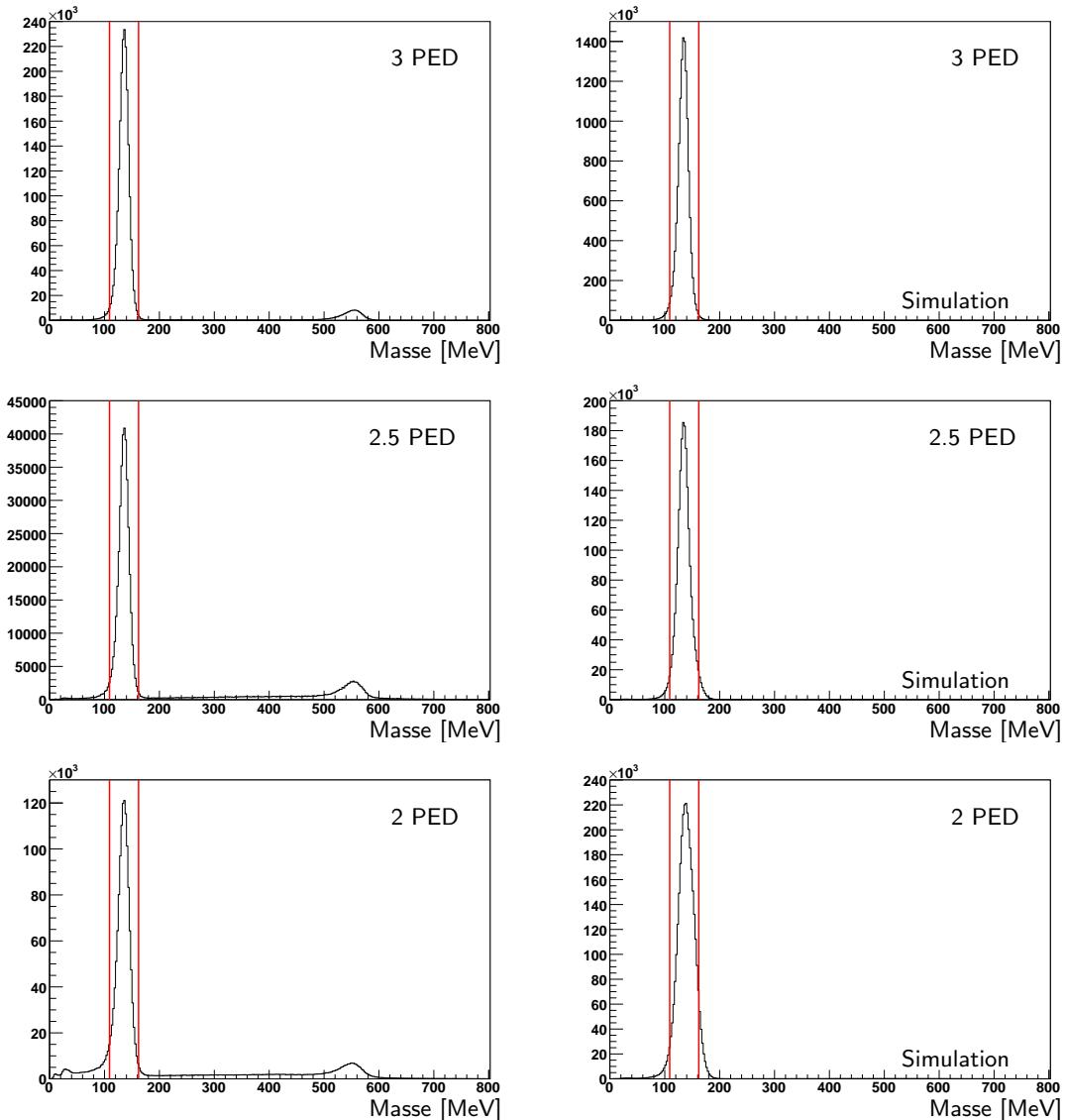


Abbildung 6.15.: Die $\gamma\gamma$ -invariante Masse nach allen anderen Schnitten. Deutlich zu erkennen ist ein Peak bei der Masse des Pions, die verwendeten Schnittgrenzen sind in rot eingezeichnet. Zusätzlich kann in den Daten ein weiterer Peak bei der Masse des η -Mesons beobachtet werden.

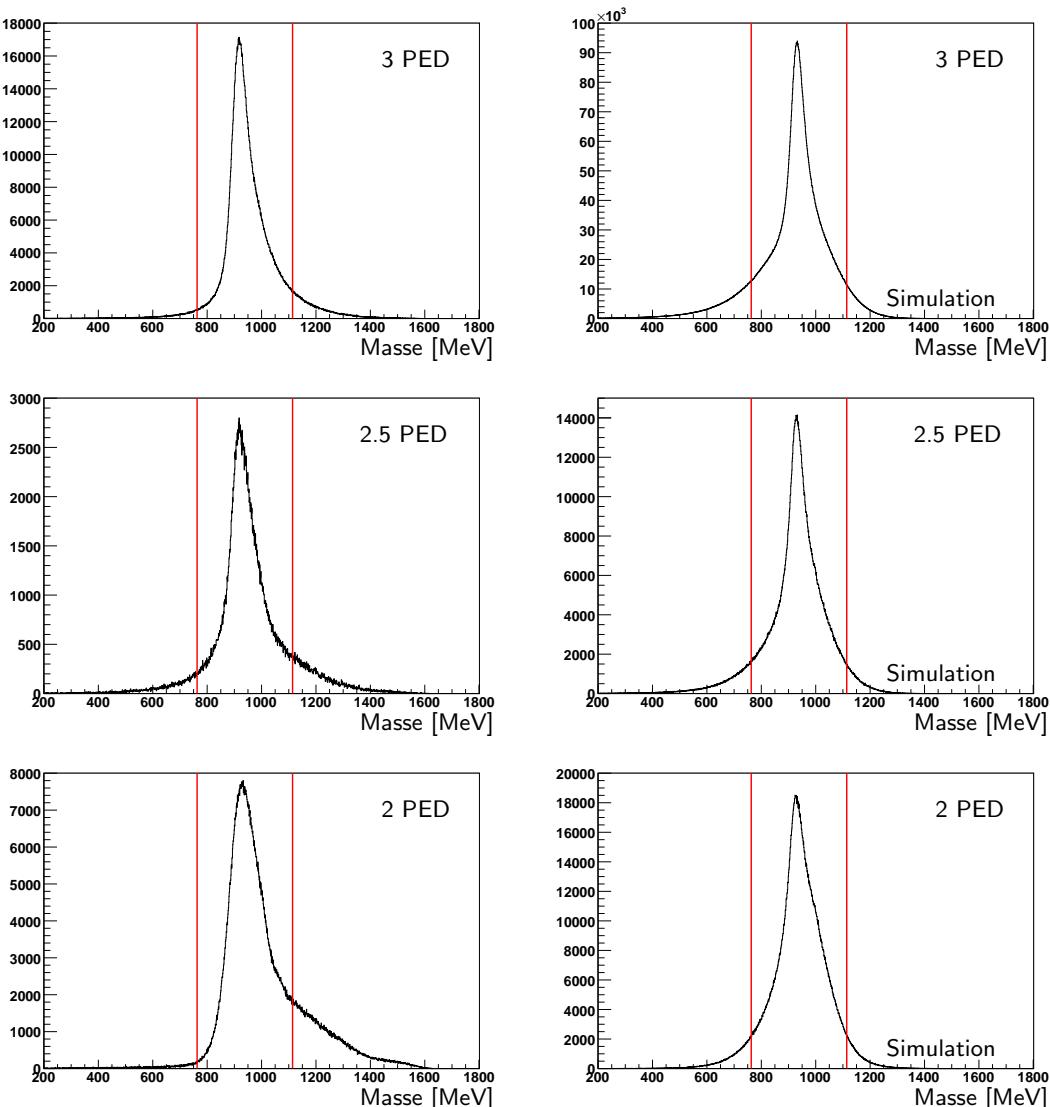


Abbildung 6.16.: Die fehlende Masse des Systems nach allen anderen Schnitten. Deutlich kann ein Peak bei der Masse des Protons beobachtet werden. Die Schnittgrenzen sind in rot markiert.

des Pions und des η -Mesons deutlicher hervortritt. Durch die Schnitte wird ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von $4.14 \cdot 10^6$ zu 9108 erreicht, deshalb enthalten die Ereignisse nur 0.2% Untergrundreaktionen.

Die verschiedenen Schnittbreiten sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst aufgelistet. Zusätzlich wurden in einer separaten Analyse auch Schnittbreiten von 1σ verwendet, was in Kapitel 7.4.1 erläutert wird. Eine Zusammenfassung dieser Schnitte mit den entsprechenden Histogrammen findet sich im Anhang B.1.

Um das Flüssig-Wasserstoff- und das Kohlenstoff-Target mit dem Butanol-Target verglichen zu können, müssen für alle drei Targets dieselben Schnitte verwendet werden. Da die Reaktionszentren beim Kohlenstoff-Target im Atomkern gebunden sind, während sie beim Flüssig-Wasserstoff-Target quasifrei sind, unterscheiden sich die Auswirkungen der Schnitte, wie in den folgenden Abschnitten dargestellt wird.

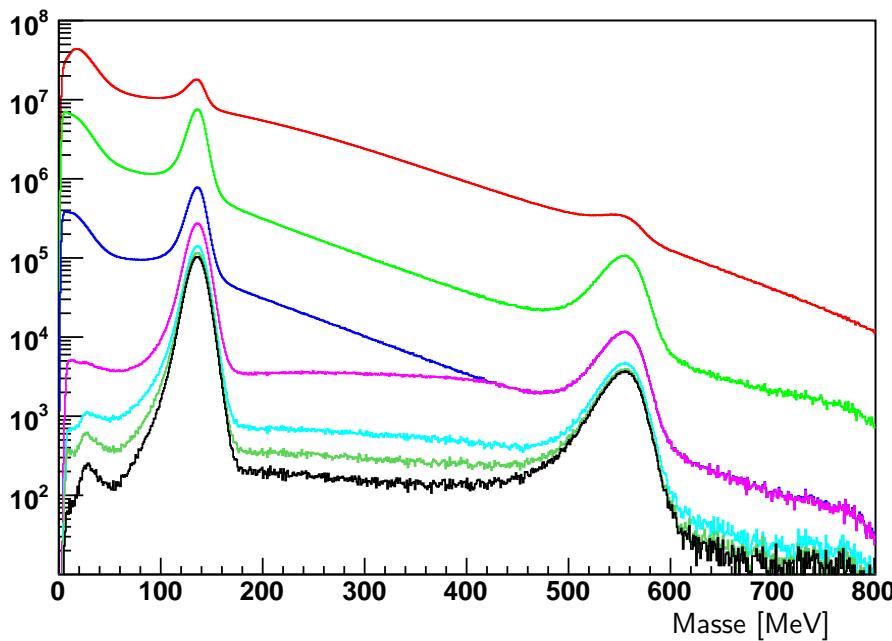


Abbildung 6.17.: Die Auswirkungen der verschiedenen Schnitte am Beispiel der invarianten Masse der Zerfallsphotonen für 3-PED-Ereignisse: ohne Schnitte (rot), mit Ladungsidentifikation (grün), mit Zeitschnitten (blau), nach Entfernen der Untergrundereignisse (pink), mit kinematischen Schnitten (türkis und dunkelgrün) und nach dem Schnitt auf die berechnete Protonenmasse (schwarz).

6.10. Analyseschritte beim Flüssig-Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target

Im Flüssig-Wasserstoff-Target finden die Reaktionen an näherungsweise ungebundenen Protonen statt, wie bereits in Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde.

Wie beim Butanol-Target werden die Ereignisse in die drei Klassen 3 PED, 2.5 PED und 2 PED unterteilt. Die Energieabhängigkeiten zwischen den Ereignisklassen sind jedoch anders als beim Butanol-Target, da das Flüssig-Wasserstoff-Target andere Ummantelungen und Haltestrukturen hat. Deshalb können Protonen bereits mit Energien ab 50 MeV den Innendetektor erreichen, wie in Abbildung 6.18 zu sehen ist. Da im Flüssig-Wasserstoff-Target keine Neutronen vorhanden sind, ist keine Überhöhung an 2-PED-Ereignissen zu beobachten.

Die verschiedenen Ereignisklassen am Kohlenstoff-Target sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Hier sind die Verteilungen für die verschiedenen Klassen deutlich verbreitert und stark überlappend. Ein Proton kann auch bei hoher Energie nicht immer in den Kalorimetern detektiert werden, falls es aufgrund des dichten Targetmaterials im Target stecken bleibt oder so viel Energie verliert, dass es lediglich den Innendetektor erreicht. Da im Kohlenstoff-Target dieselbe Anzahl an Neutronen und Protonen vorliegt, kann bei den 2-PED-Ereignissen eine starke Überhöhung im Vergleich zu den 2.5- oder 3-PED-Ereignissen beobachtet werden.

	3 PED	2.5 PED	2 PED
Zeitschnitt	20 ns	20 ns	20 ns
Zeituntergrundschnitt	-400 ns -	-70 ns, 70 ns - 400 ns	
Coplanarität (ϕ -Differenz)	15°	15°	-
Coplanarität (θ -Differenz)	15°	24°	-
π^0 -Masse		108 – 161 MeV	
Fehlende Masse		763 – 1114 MeV	
Berechnete Photonenenergie	530 MeV	530 MeV	530 MeV

Tabelle 6.3.: Übersicht über die verschiedenen Schnitte bei den unterschiedlichen Ereignisklassen.

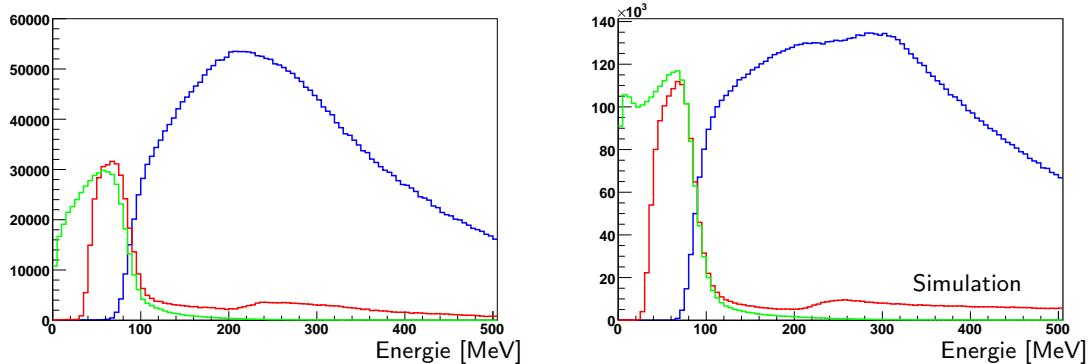


Abbildung 6.18.: Die berechnete Energie der Protonen nach allen anderen Schnitten für die verschiedenen Ereignisklassen: 3 PED (blau), 2.5 PED (rot) und 2 PED (grün) beim Wasserstoff-Target.

Die Kombinatorik wird für die Daten am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target analog zum Butanol-Target, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, durchgeführt.
Referenzspektren aus den Monte-Carlo-Simulationen für die verschiedenen Schnitte, Ereignisklassen und Targetmaterialien befinden sich im Anhang B.2.

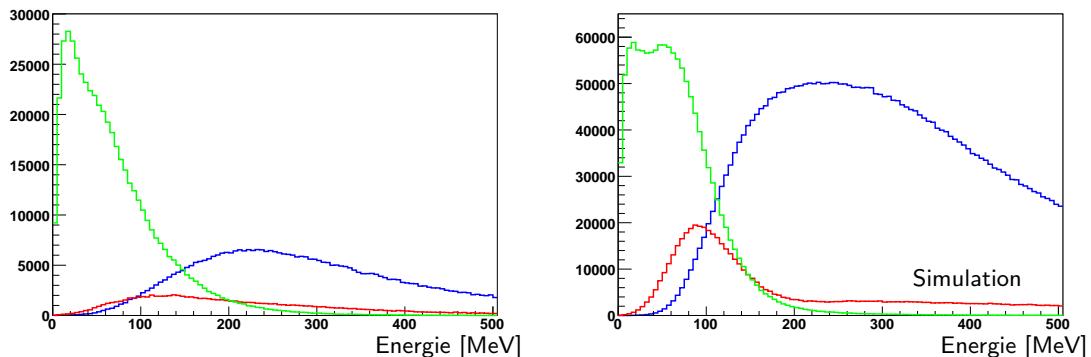


Abbildung 6.19.: Die berechnete Energie der Protonen nach allen anderen Schnitten für die verschiedenen Ereignisklassen: 3 PED (blau), 2.5 PED (rot) und 2 PED (grün) beim Kohlenstoff-Target.

6.10.1. Ladungsidentifikation

Beim Flüssig-Wasserstoff- und beim Kohlenstoff-Target wird ebenso wie beim Butanol-Target gefordert, dass zwei PEDs ungeladen sein müssen. Bei den 3-PED-Ereignissen muss zusätzlich das dritte PED über einen Ansprecher in einem der ladungssensitiven Detektoren verfügen. Die Resultate dieses Schnittes sind für die beiden Targets in Abbildung 6.20 zu sehen.

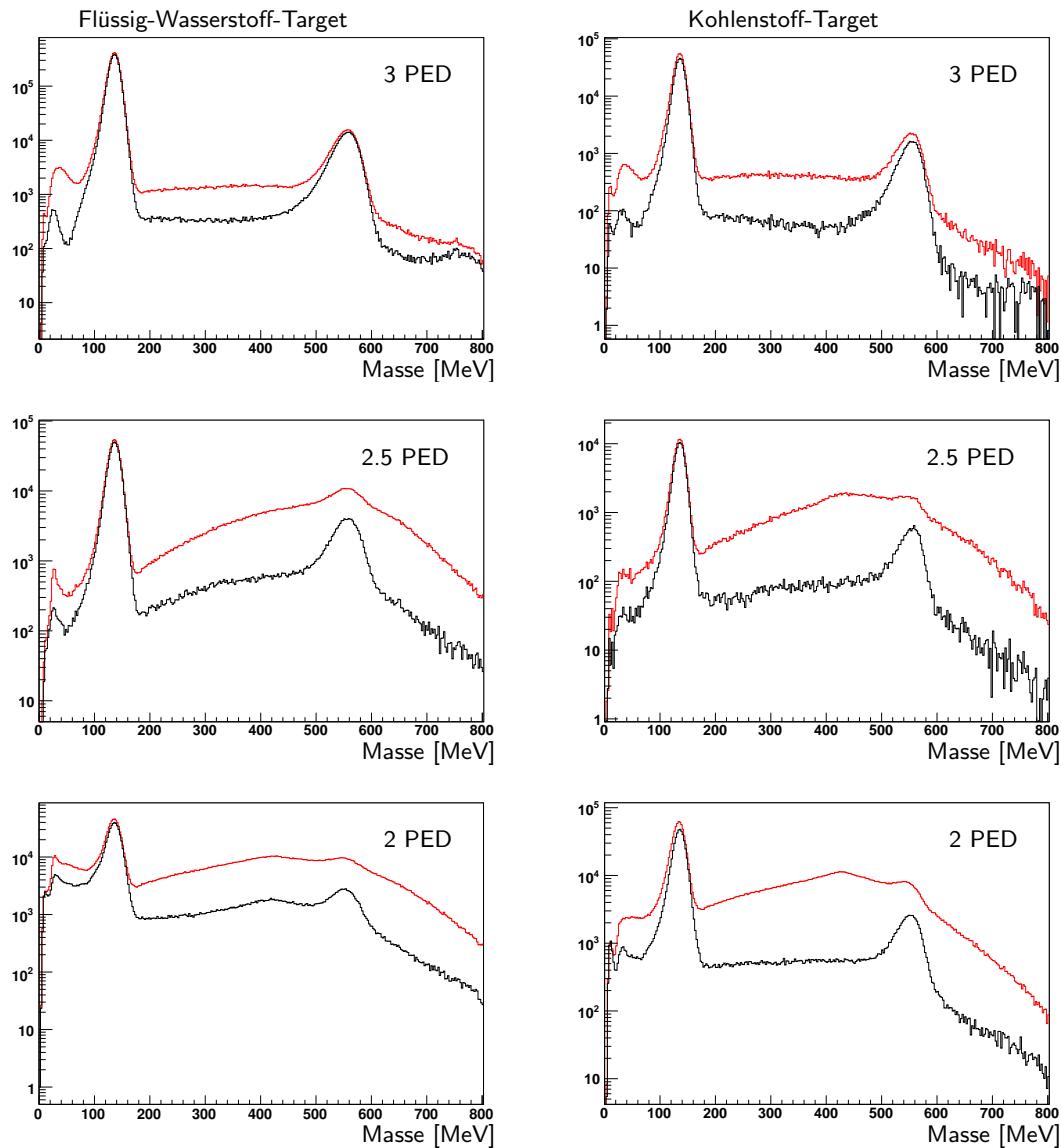


Abbildung 6.20.: Auswirkungen der Ladungsidentifikation am Beispiel der invarianten Masse für das Flüssig-Wasserstoff- (links) und Kohlenstoff-Target (rechts): ohne (rot) und mit Ladungsidentifikation (schwarz). Alle Schnitte bis auf den der Masse des Mesons wurden durchgeführt.

6.10.2. Zeitschnitte

Die Zeitschnitte werden mit derselben Methode analog zum Butanol-Target durchgeführt, wie es in Abschnitt 6.4 erläutert wurde. Auf die Zeitdifferenzen, welche in Abbildung 6.21 dargestellt sind, wird sowohl auf das Signal als auch auf den Untergrund mit den gleichen Breiten geschnitten. Auch beim Flüssig-Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target ist der Zeituntergrund flach und kann somit durch Schnitt auf die Seitenbänder und Subtraktion aus den Daten entfernt werden.

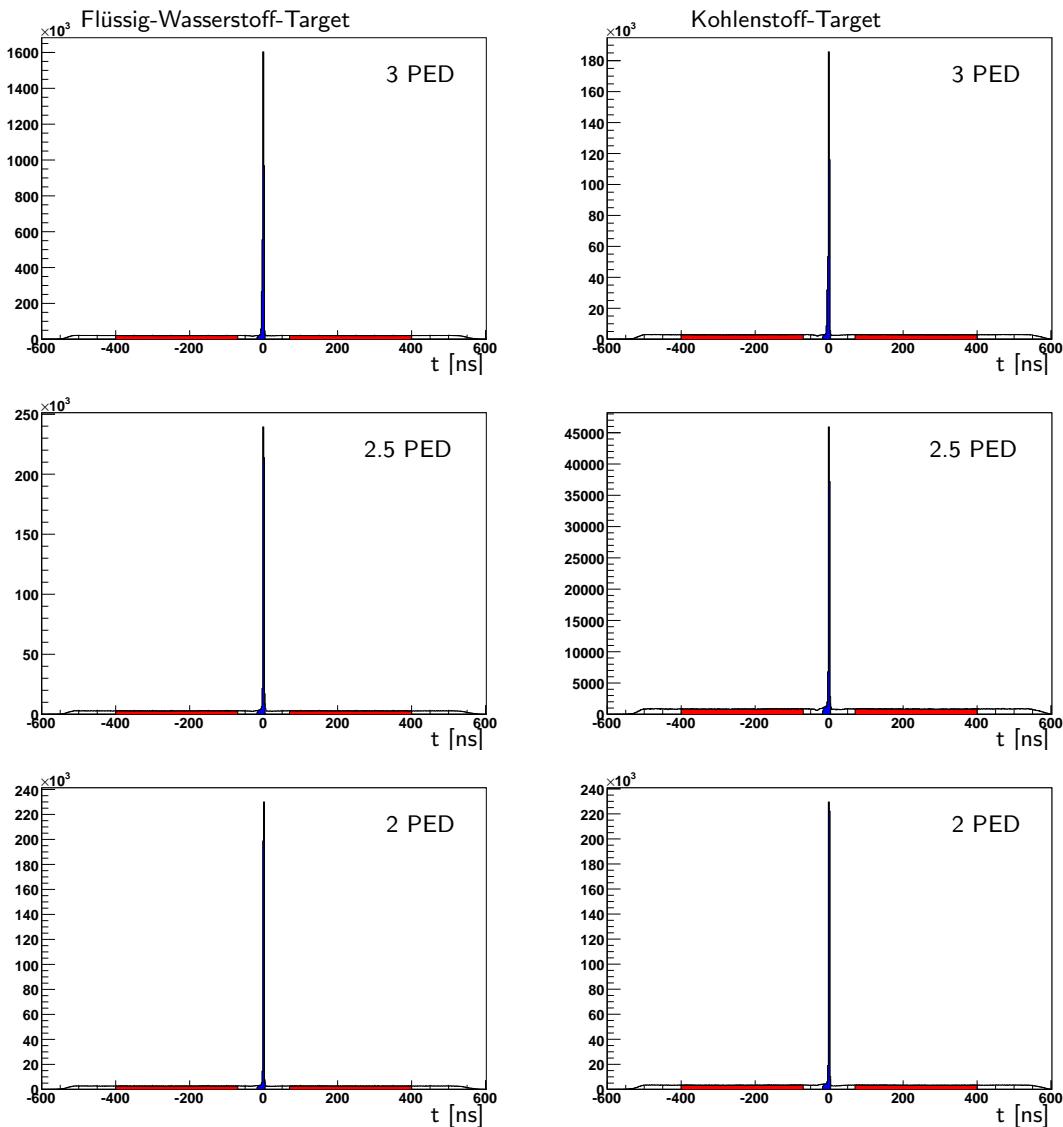


Abbildung 6.21.: Die Reaktionszeit nach allen anderen Schnitten für das Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target und die verschiedenen Ereignisklassen mit dem verwendeten Schnitt auf die koinzidenten Ereignisse (blau) und den Bereich des zufälligen Zeituntergrunds (rot).

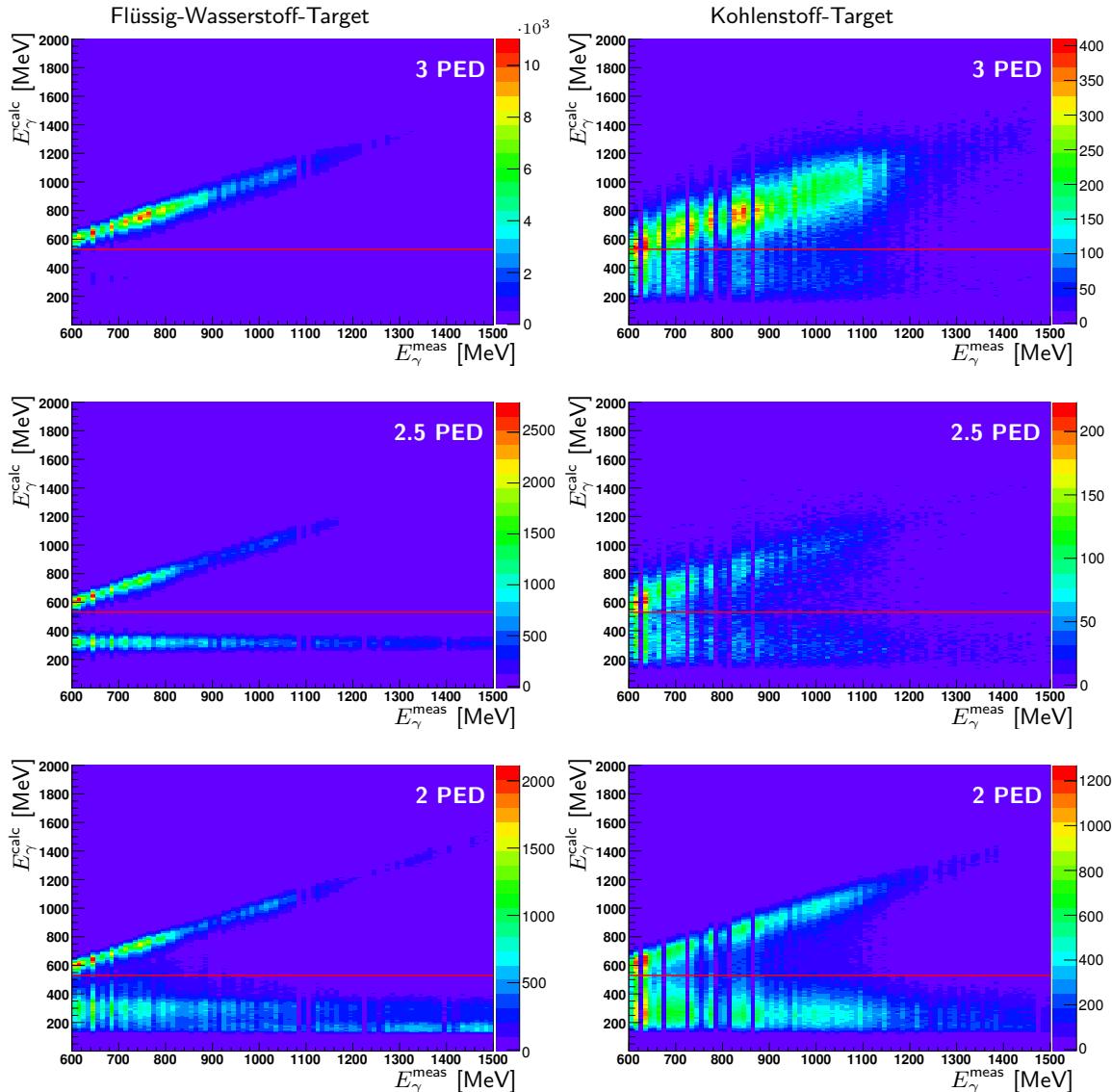


Abbildung 6.22.: Die Abhängigkeit der berechneten Photonenenergie von der gemessenen Photonenenergie für das Wasserstoff- (links) und das Kohlenstoff-Target (rechts). Auf der Winkelhalbierenden befinden sich die gewünschten Reaktionen. Analog zum Butanol-Target wird ein Schnitt auf eine berechnete Photonenenergie von $E_{\gamma} = 530$ MeV durchgeführt (rote Linie). Alle Schnitte bis auf die berechnete Protonenmasse wurden vorher durchgeführt.

6.10.3. Untergrundreduktion

Wie auch beim Butanol-Target tritt bei den Messungen mit dem Kohlenstoff- oder dem Flüssig-Wasserstoff-Target Untergrund durch Anregung der Δ -Resonanz von Photonen mit Energien unterhalb des Akzeptanzbereichs der Photonenmarkierungsanlage auf. Die berechnete Photonenenergie ist in Abbildung 6.22 gegen die gemessene Photonenenergie aufgetragen. Bei beiden Targets und den verschiedenen Ereignisklassen lässt sich über den gesamten Energiebereich eine Anhäufung bei berechneten Photonenenergien von unter $E_{\gamma}^{\text{calc}} \leq 500$ MeV beobachten. Beim Flüssig-Wasserstoff-Target liegt die Anhäufung bei niedrigeren Strahlenergien, da die Daten bei einer Strahlenergie von $E_e = 2.4$ GeV aufgenommen wurden und die Schwelle der Photonenmarkierungsanlage von der Strahlenergie abhängig ist. Zur Reduktion des Untergrunds wird auch hier ein Schnitt auf die berechnete Photonenenergie von $E_{\gamma}^{\text{calc}} = 530$ MeV durchgeführt.

In Abbildung 6.23 ist die berechnete Masse des Protons für die drei verschiedenen Ereignisklassen und die beiden unterschiedlichen Targetmaterialien vor und nach dem Schnitt auf die berechnete Photonenenergie aufgetragen. Der Untergrundbeitrag ist hier teilweise deutlich stärker als das Signal des Protons. So wird zum Beispiel bei den 2-PED-Ereignissen im Kohlenstoff-Target die Masse des Nukleons lediglich durch einen Peak auf dem Untergrund deutlich. Nach dem Schnitt auf die berechnete Photonenenergie tritt ein Peak an der Masse des Protons heraus.

6.10.4. Kinematische Schnitte

Für die 2.5-PED- und 3-PED-Ereignisse können auch beim Kohlenstoff- oder Flüssig-Wasserstoff-Target die in Abschnitt 6.6 beschriebenen Schnitte durchgeführt werden. Bei den Spektren zur ϕ -Differenz in Abbildung 6.24 und zur θ -Differenz in Abbildung 6.25 lassen sich deutliche Unterschiede zwischen den beiden Targetmaterialien beobachten. Beim Wasserstoff-Target befindet sich in der ϕ -Differenz zwischen Proton und Meson ein scharfer Peak mit $\sigma \approx 3^\circ$ bei 180° . Im Gegensatz dazu zeigt sich beim Kohlenstoff-Target ein sehr breite Verteilung mit einer Breite von $\sigma \approx 17^\circ$. Da die Schnittbreiten auf das Butanol-Target optimiert sind, sind sie zu schmal für die Verteilungen am Kohlenstoff-Target, so dass Ereignisse an Kohlenstoff-Atomen reduziert werden. Derselbe Effekt kann bei der θ -Differenz beobachtet werden. Auch hier sind die Verteilungen bei Reaktionen am Kohlenstoff-Kern breiter als am Wasserstoff-Kern oder Butanol-Molekül, so dass durch die Schnitte Ereignisse entfernt werden, welche im Randbereich des Peaks liegen.

Dies ist jedoch ein Vorteil für die Analyse von Polarisationsobservablen. Da im Butanol-Target nur Protonen aus dem Wasserstoff polarisierbar sind, werden Ereignisse gesucht, welche an Wasserstoff-Kernen stattgefunden haben. Durch die Schnitte werden somit ein Teil der Ereignisse, bei denen Reaktionen an unpolarisierten Kohlenstoff-Kernen stattgefunden haben, aus dem Datensatz entfernt und der unerwünschte Untergrund so reduziert.

6.10.5. Schnitt auf die Mesonenmasse

Um sicherzustellen, dass es sich bei dem Meson um ein Pion gehandelt hat, wird im nächsten Schritt die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen betrachtet. Der Peak an der

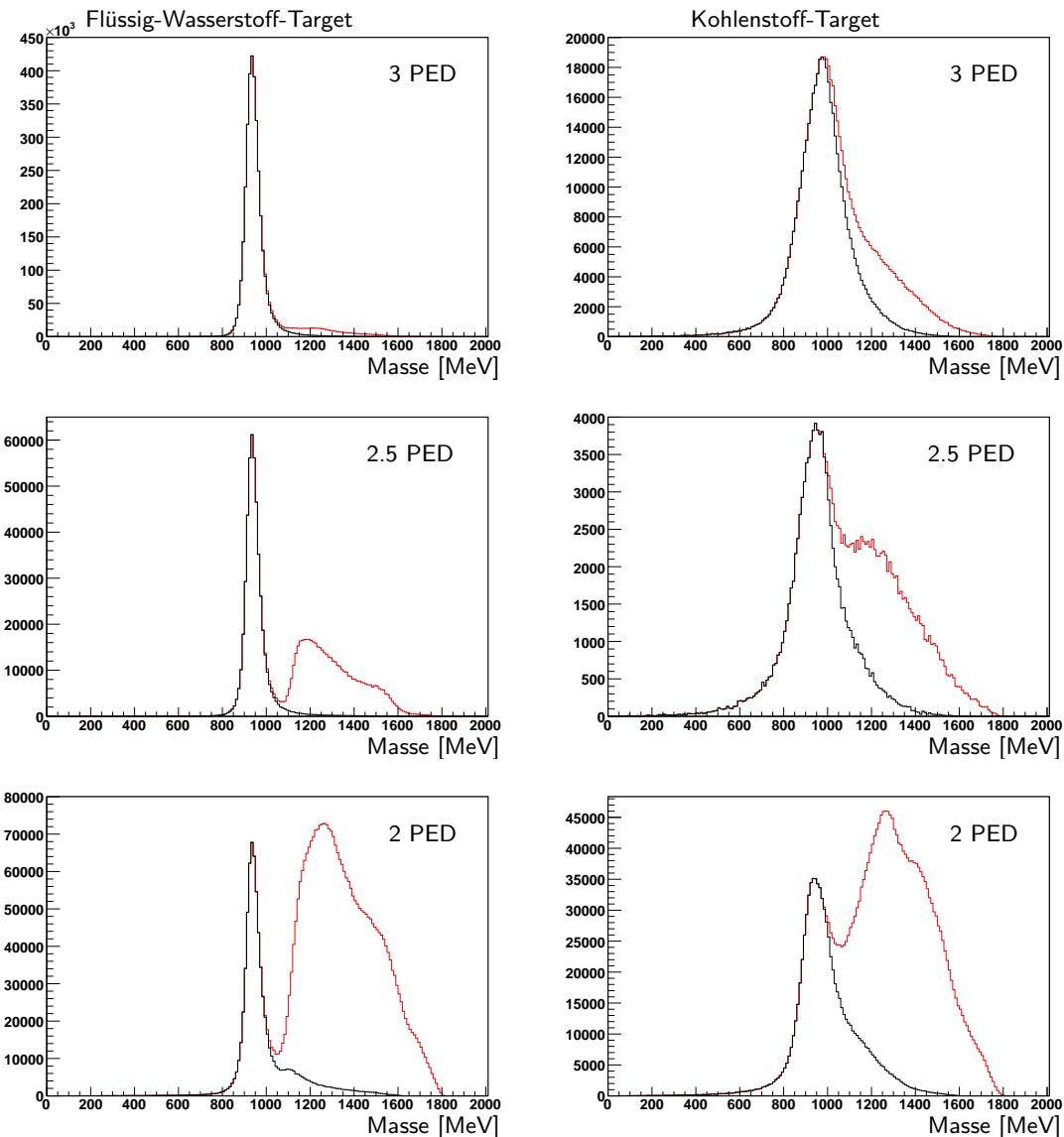


Abbildung 6.23.: Die Auswirkungen des Untergrundschnitts am Beispiel der berechneten Protonenmasse: ohne Schnitt (rot) und mit Schnitt (schwarz). Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

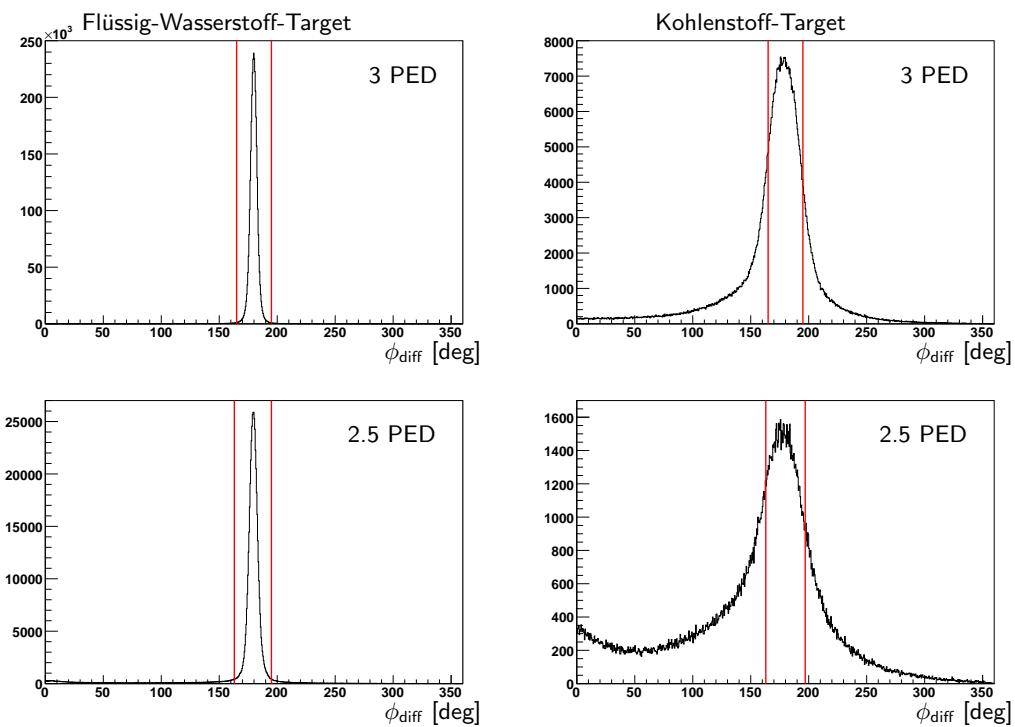


Abbildung 6.24.: Die ϕ -Differenz zwischen Proton und Meson nach allen anderen Schnitten, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert.

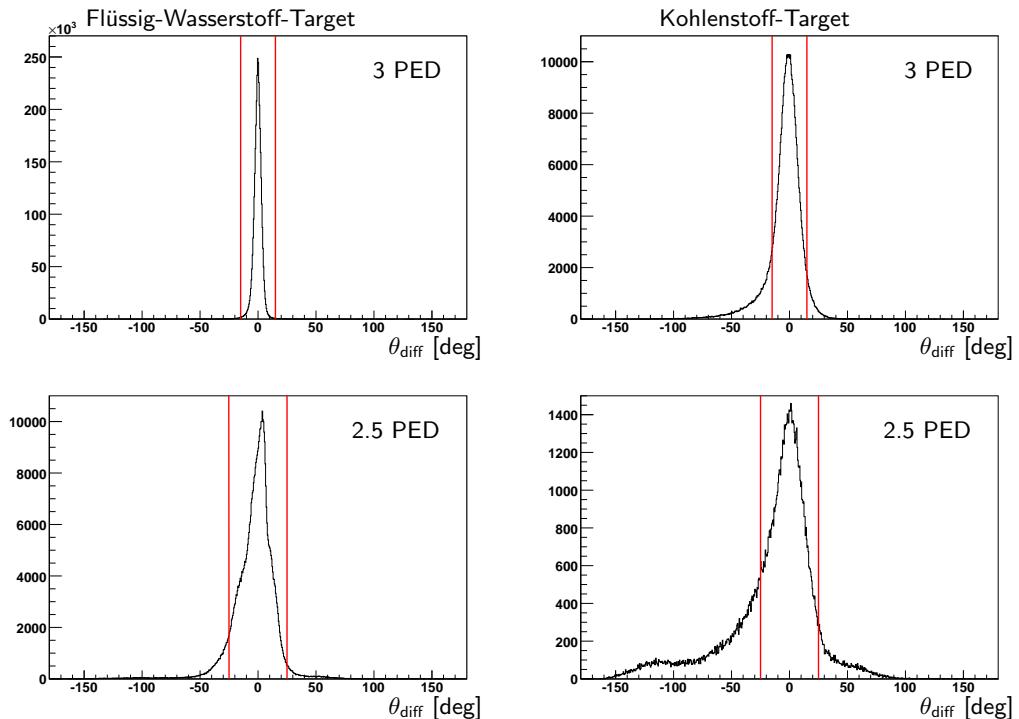


Abbildung 6.25.: Die θ -Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Proton nach allen anderen Schnitten, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert.

Pionenmasse ist in Abbildung 6.26 für alle Ereignisklassen und die beiden unterschiedlichen Targetmaterialien deutlich zu erkennen. Zusätzlich zeigt sich ein kleinerer Peak bei der Masse des η -Mesons. Da hier lediglich die Energien und Winkel der Zerfallsphotonen des Mesons betrachtet werden, hat das Targetmaterial keinen Einfluss auf die Breite des π^0 -Signals.

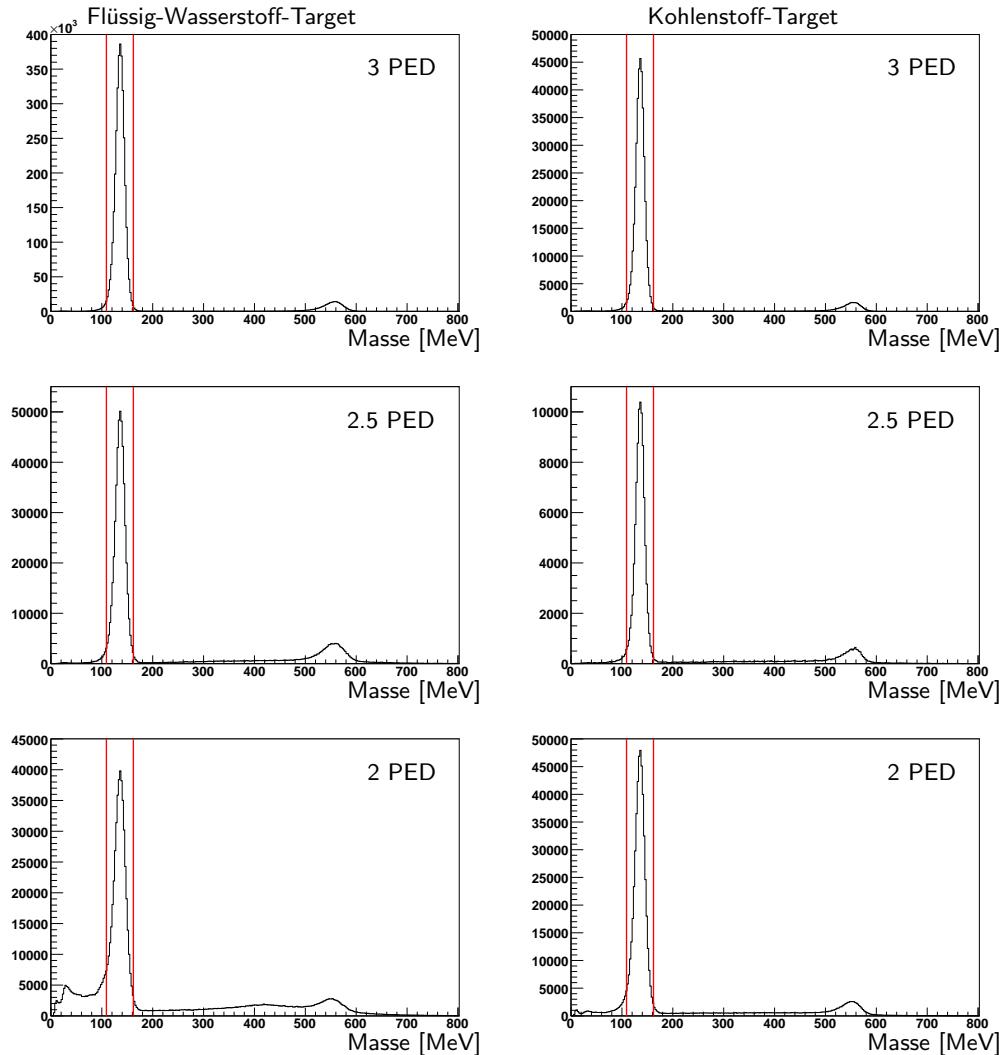


Abbildung 6.26.: Die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen für die verschiedenen Ereignisklassen für das Wasserstoff- (links) und das Kohlenstoff-Target (rechts). Die Schnittgrenzen auf die Masse des Pions sind rot markiert. Alle weiteren Schnitte wurden vorher durchgeführt.

6.10.6. Schnitt auf die berechnete Masse des Protons

Im letzten Schritt wird die berechnete Masse des Protons betrachtet, welche in Abbildung 6.27 dargestellt ist. Hier ist bei Reaktionen an Wasserstoff-Kernen ein scharfer Peak mit einer Breite von $\sigma \approx 31$ MeV bei der Protonenmasse zu erkennen. Einzig bei den 2-PED-Ereignissen lässt sich Untergrund unter und neben dem Peak ausmachen. Die Verteilung

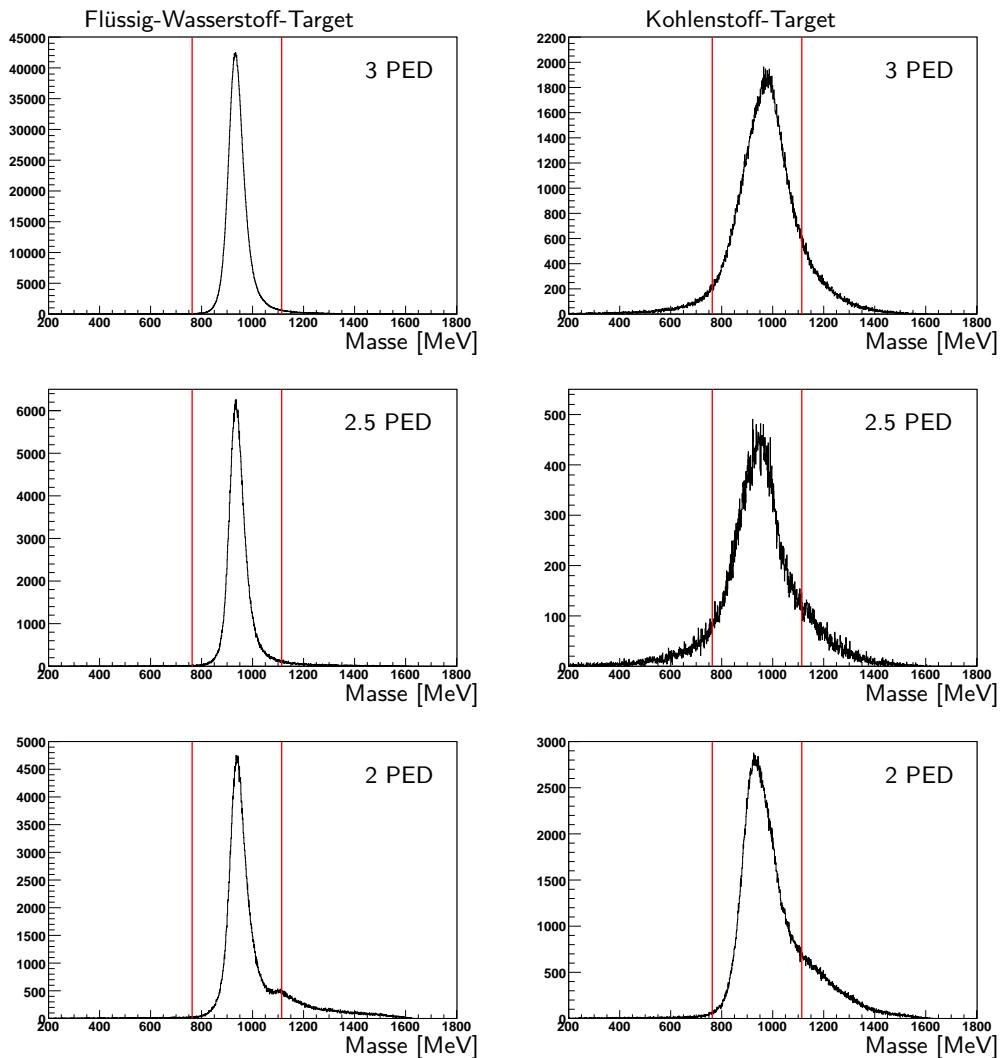


Abbildung 6.27.: Berechnete Masse des Protons nach allen anderen Schnitten für das Wasserstoff- (links) und das Kohlenstoff-Target (rechts) für die verschiedenen Ereignisklassen. Die verwendeten Schnittgrenzen sind in rot markiert.

der berechneten Protonenmasse der Reaktionen am Kohlenstoff-Target zeigen im Vergleich zu den anderen Targetmaterialien einen sehr breiten Peak. Zusätzlich ist das Maximum der Verteilungen zu höheren Energie hin verschoben.

Diese Unterschiede in der Form der berechneten Masse des Protons können ausgenutzt werden, um den Anteil der Reaktionen an unpolarisierten Protonen aus Kohlenstoff-Kernen zu bestimmen, wie in Kapitel 7.4.2 beschrieben wird.

7. Extraktion der Polarisationsobservablen

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion pseudoskalarer Mesonen wurde bereits in Kapitel 2.2.5 motiviert. Da in den hier analysierten Datensätzen ein longitudinalpolarisiertes Target und linearpolarisierte Photonen verwendet wurden, vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.17 zu folgendem Ausdruck

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 (\theta) \cdot (1 - p_\gamma \Sigma \cos(2\phi) + p_\gamma p_T G \sin(2\phi)), \quad (7.1)$$

wobei p_γ und p_T die Polarisationsgrade für die linearpolarisierten Photonen beziehungsweise longitudinalpolarisierten Protonen darstellen.

Bei dem polarisierten Target wird, wie bereits in Kapitel 3.3.1 beschrieben, als Targetmaterial Butanol (C_4H_9OH) verwendet. Wie sich an der Gruppenformel erkennen lässt, befindet sich im Target nicht nur polarisierbarer Wasserstoff, sondern auch Kohlenstoff und Sauerstoff. Der Wirkungsquerschnitt für Wasserstoff lautet analog zu Gleichung 7.1

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_H (\theta, \phi) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{H0} (\theta) \cdot (1 - p_\gamma \Sigma_H \cos(2\phi) + p_\gamma p_T G_H \sin(2\phi)). \quad (7.2)$$

Bei Atomkernen nähert sich der Wirkungsquerschnitt pro Nukleon mit steigender Massenzahl einer universellen Kurve für alle Atomkerne an [MHA⁺97], wie Abbildung 7.1 zeigt. Deshalb kann die Näherung gemacht werden, dass der Wirkungsquerschnitt pro Nukleon am Sauerstoff-Kern derselbe ist wie der am Kohlenstoff-Kern. Für die weitere Analyse wird damit der folgende Wirkungsquerschnitt an Kohlenstoff-Kernen verwendet, der damit auch die Reaktionen an Sauerstoff-Kernen beschreibt

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_C (\theta, \phi) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C0} (\theta) \cdot (1 - p_\gamma \Sigma_C \cos(2\phi)). \quad (7.3)$$

Da die Spins der Nukleonen im Kohlenstoff und Sauerstoff nicht polarisierbar sind [B⁺99], enthält der Wirkungsquerschnitt an den Atomkernen lediglich eine $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit mit der Strahlasymmetrie Σ_C am gebundenen Proton.

Zusammengesetzt ergibt sich daraus der Wirkungsquerschnitt am Butanol-Target

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_B (\theta, \phi) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_H (\theta, \phi) + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_C (\theta, \phi) \quad (7.4)$$

$$= \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{H0} (\theta) \cdot (1 - p_\gamma \Sigma_H \cos(2\phi) + p_\gamma p_T G_H \sin(2\phi)) \quad (7.5)$$

$$+ \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C0} (\theta) \cdot (1 - p_\gamma \Sigma_C \cos(2\phi))$$

$$= \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{H0} + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C0} - \left(\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{H0} \Sigma_H + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C0} \Sigma_C \right) \cdot p_\gamma \cos(2\phi) \quad (7.6)$$

$$+ \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{H0} \cdot p_\gamma p_T G_H \sin(2\phi).$$

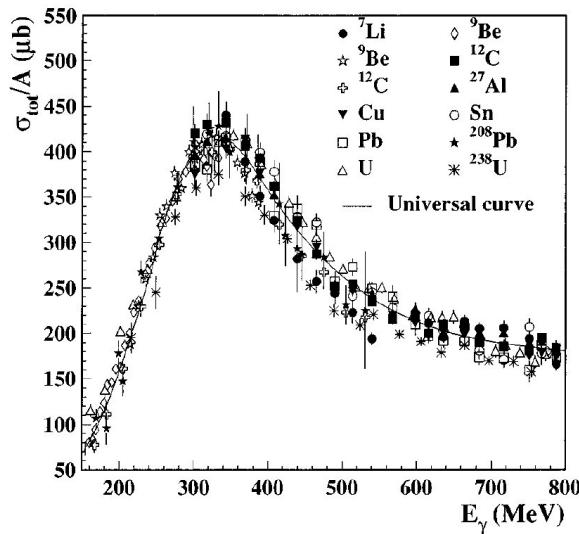


Abbildung 7.1.: Die Wirkungsquerschnitte verschiedener Atomkerne [MHA⁺97]. Bei steigender Massenzahl nähern sich die Verläufe einer universellen Kurve an (durchgezogene Linie).

Die damit theoretisch messbaren Observablen am Butanol-Target sind neben den unpolarisierten Wirkungsquerschnitten am Wasserstoff- und Kohlenstoff-Kern, die Strahlasymmetrien (Σ_H , Σ_C) und die Doppelpolarisationsobservable G_H , deren Bestimmung die Hauptaufgabe dieser Arbeit ist. Für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt [B⁺05b] und die Strahlasymmetrie Σ_H [B⁺05a] existieren bereits Datenpunkte, welche jedoch an einem unpolarisierten Wasserstoff-Target gemessen wurden. Inwieweit sich diese Datenpunkte zum Vergleich mit den hier gemessenen Werten am Butanol-Target eignen, wird in Kapitel 7.4.1 näher erläutert.

Im nächsten Kapitel werden die unterschiedlichen Quellen künstlicher Asymmetrien untersucht, welche die Bestimmung der Observablen beeinflussen können. Anschließend wird in Kapitel 7.2 die Bedeutung der in Kapitel 6.1 motivierten Ereignisklassen für die verschiedenen Observablen erläutert. Im Kapitel 7.3 wird der Untergrundanteil durch Reaktionen an unpolarisierten Protonen untersucht und für die weitere Analyse bestimmt. In den letzten Kapiteln werden drei verschiedene Methoden zur Bestimmung der Polarisationsobservablen vorgestellt und abschließend miteinander verglichen.

7.1. Untersuchung künstlicher Asymmetrien

Wie bereits im letzten Kapitel beschrieben wurde, konnte aus den gemessenen Daten die gewünschte Reaktion $\bar{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ extrahiert werden. Die Winkelverteilungen der Mesonen werden verwendet, um die verschiedenen Observablen zu bestimmen. Die Strahlasymmetrie Σ und die Doppelpolarisationsobservable G sind im totalen Wirkungsquerschnitt über eine $\cos 2\phi$ -beziehungsweise $\sin 2\phi$ -Verteilung zu beobachten, wohingegen der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt lediglich von θ abhängt. Deshalb ist es äußerst wichtig, dass es zu keinen künstlichen ϕ -Asymmetrien kommt, welche die Bestimmung der Observablen beeinflussen könnten.

Für die Messung der Observablen wurden Daten mit verschiedenen Targetpolarisationen, \oplus und \ominus , und Diamanteinstellungen, $+45^\circ$ und -45° , aufgezeichnet, was bereits in Kapitel 4.1 beschrieben wurde. Diese Datensätze können verwendet werden, um das Detektorsystem auf künstliche Asymmetrien zu untersuchen, indem sämtliche Datensätze aufsummiert werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) \Big|_{\text{gesamt}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{+45}^{\ominus} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{-45}^{\ominus} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{+45}^{\oplus} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{-45}^{\oplus}. \quad (7.7)$$

Für die Summe von verschiedenen Diamanteinstellungen, $+45^\circ$ und -45° , bei gleicher Targetpolarisation gilt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_+ + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_- = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (1 - p_\gamma^+ \Sigma \cos(2(\phi + 45^\circ)) + p_\gamma^+ p_T G \sin(2(\phi + 45^\circ))) \quad (7.8)$$

$$+ \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (1 - p_\gamma^- \Sigma \cos(2(\phi - 45^\circ)) + p_\gamma^- p_T G \sin(2(\phi - 45^\circ)))$$

$$= 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (1 + p_\gamma^+ p_T G \sin(2(\phi + 45^\circ)) + p_\gamma^- p_T G \sin(2(\phi - 45^\circ))), \quad (7.9)$$

da $\cos(2(\phi + 45^\circ)) + \cos(2(\phi - 45^\circ)) = 0$. Unter Beachtung der Vorzeichen der Targetpolarisationen gilt $p_T^\oplus = +|p_T^\oplus|$ und $p_T^\ominus = -|p_T^\ominus|$. Damit folgt aus Gleichung 7.7

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) \Big|_{\text{gesamt}} = 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (1 + p_\gamma^+ |p_T^\oplus| G \sin(2(\phi + 45^\circ)) + p_\gamma^- |p_T^\oplus| G \sin(2(\phi - 45^\circ))) \quad (7.10)$$

$$+ 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (1 - p_\gamma^+ |p_T^\ominus| G \sin(2(\phi + 45^\circ)) - p_\gamma^- |p_T^\ominus| G \sin(2(\phi - 45^\circ)))$$

$$= 4 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta). \quad (7.11)$$

Deshalb besitzt der Wirkungsquerschnitt unter der Voraussetzung, dass $p_\gamma^+ = p_\gamma^-$ und $|p_T^\ominus| = |p_T^\oplus|$ ist, keine ϕ -Abhängigkeit mehr und sollte somit flach sein. Abweichungen davon sind Hinweise auf detektorinduzierte Asymmetrien, welche die Bestimmung der Polarisationsobservablen beeinflussen könnten. Falls die Polarisationsgrade unterschiedlich sind, werden Korrekturfaktoren notwendig, welche im Anhang A.4 hergeleitet werden.

7.1.1. Defekte Kristalle im Crystal-Barrel-Detektor

Zwei Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors lieferten keine Signale und konnten deshalb nicht in der Analyse verwendet werden. Diese fehlenden Kristallsignale sind in der θ - ϕ -Verteilung der Photonen, aus dem Zerfall des Mesons, welche in Abbildung 7.2 (links) dargestellt ist, deutlich sichtbar.

Da sich die Photonen nach dem Zerfall des Pions über den Raumwinkel isotrop ausbreiten, ist dieser Effekt in der θ - ϕ -Verteilung der Mesonen stark reduziert, wie in Abbildung 7.2 (rechts) deutlich wird. Es lässt sich an der entsprechenden Stelle nur eine leichte Reduzierung der Statistik erkennen.

Bei der Detektion der Baryonen wirken sich die beiden fehlenden Kristalle nicht aus.

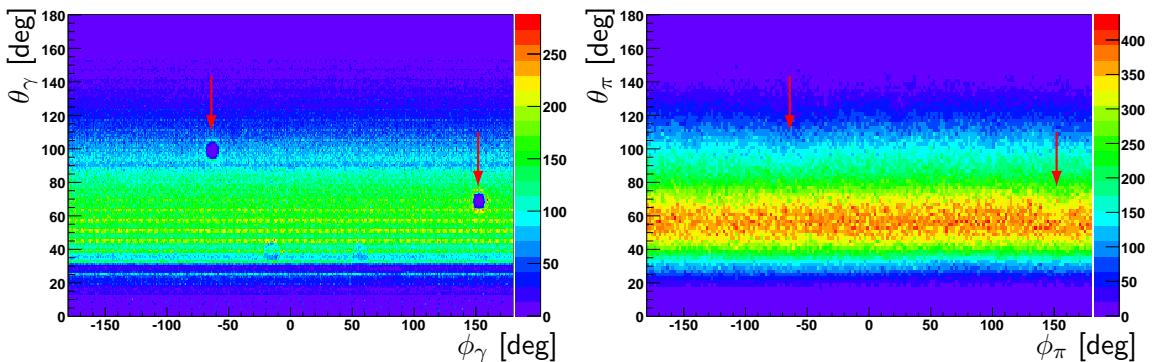


Abbildung 7.2.: Die Raumwinkelverteilung der Photonen aus dem Zerfall des Mesons (links). Zwei Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors liefern keine Signale (rote Pfeile). In der θ - ϕ -Verteilung der Mesonen (rechts) sind an den Positionen der fehlenden Kristalle sind nur leichte Einbrüche zu erkennen.

Zum einen werden Protonen aufgrund der Kinematik nur in einem θ -Winkel von bis zu $\theta < 90^\circ$ vom Reaktionspunkt produziert. Zum anderen tragen Protonen bei einem Winkel von $\theta \approx 70^\circ$ aufgrund ihrer geringen Energie lediglich zu den 2-PED- oder 2.5-PED-Ereignissen bei, in denen kein Kristallansprecher benötigt wird.

Die Auswirkungen dieser Ineffizienzen auf die Bestimmung der Polarisationsobservablen wird in Kapitel 7.7 näher untersucht.

7.1.2. Triggersignale des Mini-TAPS-Detektors

Die aufsummierten $\cos \theta$ - ϕ -Verteilungen für das Meson sind für die Strahlzeit im April 2008 in Abbildung 7.3 dargestellt. Es lassen sich Unregelmäßigkeiten in ϕ bei $\cos \theta \approx -0,85$ erkennen. Diese Asymmetrien entstehen bei Protonen, welche den Mini-TAPS-Detektor treffen. Eine genauere Betrachtung der Ereignisse in Mini-TAPS ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Während die Photonen gleichmäßig über den Detektorbereich verteilt nachgewiesen werden konnten, zeigen sich beim Nachweis der Protonen Kristalle, in denen weniger Protonen detektiert wurden als in den benachbarten Kristallen. Diese Effekte entstehen, wenn von Kristallen keine Triggersignale erzeugt werden. Tritt ein Photon oder Elektron in einen Kristall ein, so wird ein elektromagnetischer Schauer erzeugt, welcher sich in die benachbarten Kristalle ausweitet (siehe Kapitel 5.3.3). Falls ein Kristall keine Triggersignale sendet, so ist bei Treffern von Photonen die Wahrscheinlichkeit hoch, dass in einem der Nachbarkristalle genug Energie deponiert wurde, damit dieser ein Triggersignal erzeugen kann. Aufgrund der höheren Masse dominieren bei der Wechselwirkung von Protonen mit Materie Stoßprozesse [Leo87], so dass die Energie des Protons in der Regel in einem einzelnen Kristall deponiert wird. Besitzt dieser Kristall keine Triggerfähigkeit, so werden weniger Reaktionen mit Protonen in dem Kristall registriert, als in anderen Kristallen. Diese Ineffizienzen im Trigger wirken sich direkt auf die ϕ -Verteilungen der Mesonen aus, wie in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Da die Ineffizienzen bereits auf Trigger-Ebene aufgetreten sind, wurden in den betroffenen Kristallen weniger Protonen aufgezeichnet. Diese Bereiche können deshalb nicht durch die Verwendung von 2- oder 2.5-PED-Ereignissen

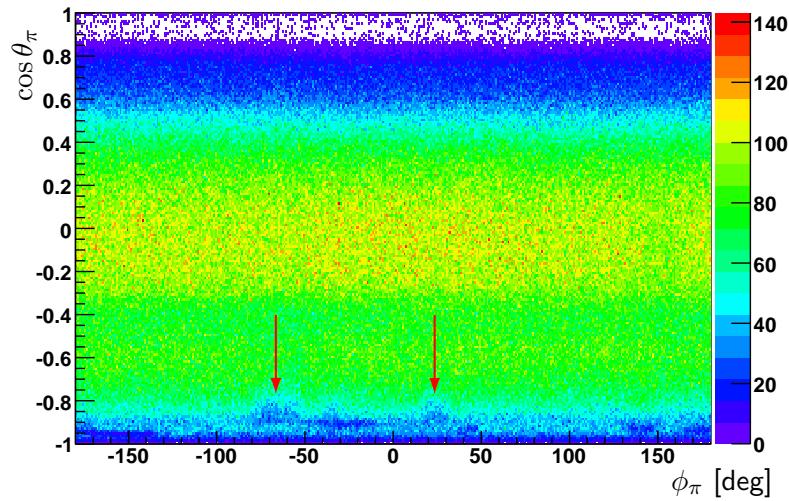


Abbildung 7.3.: Die Winkelverteilung der Mesonen im Center-Of-Mass-System, aufsummiert für die verschiedenen Target- und Diamanteinstellungen. Deutlich zu erkennen sind Unregelmäßigkeiten in der Verteilung bei $\cos \theta \approx -0,85$ (rote Pfeile).

aufgefüllt werden. Wie stark sich diese Ineffizienzen auf die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable G auswirken, wird in Kapitel 7.7 näher erläutert. Die genauen Positionen der Kristalle, welche für die Strahlzeiten keine Triggersignale gesendet haben, sind in Abbildung 7.5 (rot) aufgezeigt.

7.1.3. Ladungsidentifikation

Da das Butanol-Target sowohl Protonen als auch Neutronen enthält, wurde zur Identifikation der Reaktion das Vorhandensein eines PEDs mit Ladungsinformation benötigt (siehe Kapitel 6.3). Da die ladungssensitiven Detektoren aufgrund ihrer Position vor den Detektorkristallen möglichst dünn sein müssen, um Energie- oder Raumwinkelabweichungen durch Sekundärreaktionen zu vermeiden, besteht bei diesen Detektoren ein erhöhtes Risiko für Ineffizienzen. Zur Untersuchung eventueller Ineffizienzen wird eine zusätzliche Analyse der Daten ohne Verwendung von ladungssensitiven Detektoren durchgeführt. Dabei wird die Reaktion lediglich über die Kinematik und die Massen der Reaktionsprodukte identifiziert. Die Winkelverteilung der Photonen aus dem Zerfall des Mesons und der Protonen werden für die Analysen mit und ohne Verwendung der ladungssensitiven Detektoren verglichen, um so die Detektoren auf ineffiziente Bereiche untersuchen zu können. Da bei den Ereignissen am Butanol-Target Reaktionen am Neutron die Untersuchung erschweren können, werden hierfür die Daten am Wasserstoff-Target verwendet. Zwischen den Strahlzeiten wurden keine Änderungen an den Detektoren vorgenommen, deshalb sind diese Untersuchungsergebnisse auf die anderen Strahlzeiten übertragbar.

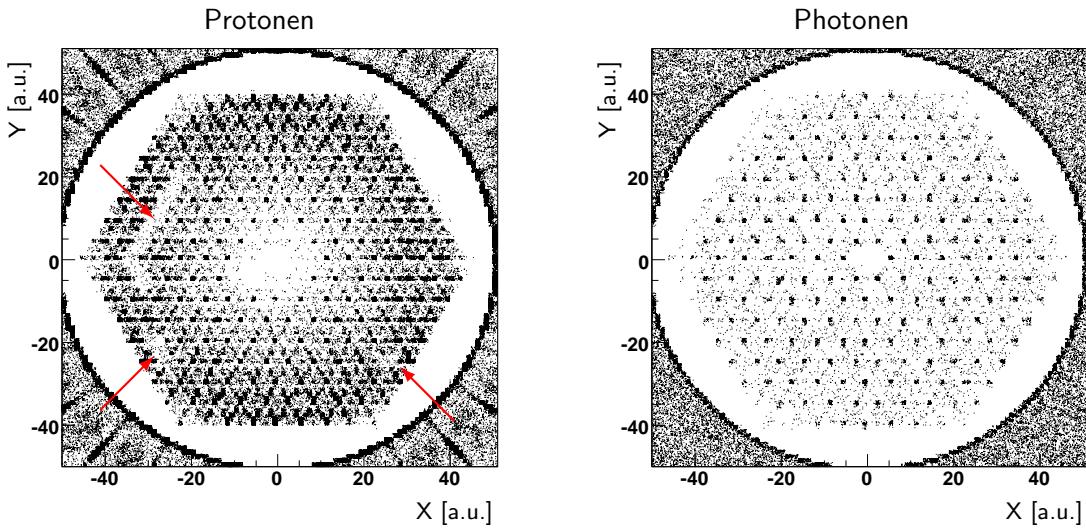


Abbildung 7.4.: Die Verteilung von Protonen (links) und Photonen (rechts) im Mini-TAPS-Detektor. Bei Treffern von Protonen lassen sich Ineffizienzen in einigen Kristallen erkennen (rote Pfeile), die bei Photonen nicht sichtbar sind.

Identifikation des Protons

Zur Untersuchung der Winkelverteilungen der Protonen, wurde die $\theta\text{-}\phi$ -Verteilung der Protonen mit einem Signal in einem der ladungssensitiven Detektoren durch die Verteilung der Protonen ohne Verwendung der Ladungsidentifikation geteilt:

$$\epsilon_{\text{Proton}} = \frac{N|_{\text{geladen}}(\theta, \phi)}{N|_{\text{gesamt}}(\theta, \phi)}. \quad (7.12)$$

Die dividierte Verteilung entspricht der Effizienz für die Identifikation der Ladung der Protonen und ist in Abbildung 7.6 (links), dargestellt. Im Bereich zwischen $\theta = 10^\circ - 25^\circ$ sind deutliche Strukturen zu erkennen, in denen die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung eines Protons auf bis zu 50% sinkt. Dieser Bereich wird durch die Plastiksintillatoren im Bereich des Vorwärtskonus abgedeckt. Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, handelt es sich hierbei um zwei Lagen Plastiksintillatoren, in denen, falls in beiden Lagen ein räumlich und zeitlich koinzidentes Signal auftritt, ein PED in den dahinterliegenden Kristallen als geladen markiert wird. Diese Plättchen besitzen im Mittel eine Effizienz von über 93% [Wen08]. Falls zwei räumlich überlappende Plättchen jedoch über eine geringe Detektionswahrscheinlichkeit verfügen, so ist die Gesamteffizienz deutlich niedriger, da sie eine Multiplikation der Einzeleffizienzen darstellt. Damit können bei ausschließlicher Verwendung von koinzidenten Signalen niedrige Ladungsidentifikationswahrscheinlichkeiten auftreten. Der Bereich niedrigster Effizienz liegt dabei in dem Winkelbereich, in dem sich ein Szintillationsplättchen mit einem gebrochenen Lichtleiter zur Signalauslese befindet. Diese Ergebnisse konnten bei der Bestimmung der Effizienz der Plastiksintillatoren in [Wil11] bestätigt werden. Um im Bereich des Vorwärtskonus eine höhere Ladungsnachweiseffizienz zu erreichen, werden auch Signale von einzelnen Szintillationsplättchen mitberücksichtigt. Um diese von regulären Zwei-Lagen-Treffern unterscheiden zu können, wird die Ladungsqualität, die in Abschnitt 5.3.2 beschrieben wurde, bei einem Einzeltreffer auf

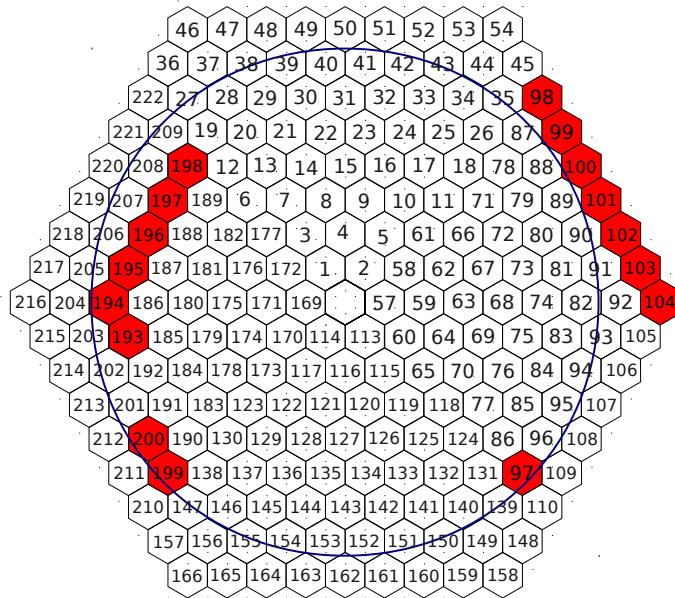


Abbildung 7.5.: Die Kristalle des Mini-TAPS-Detektors entgegen der Photonenstrahlrichtung betrachtet. Die rot markierten Kristalle haben während der hier verwendeten Strahlzeiten keine Triggersignale geliefert.

0,45 gesetzt. Unter Verwendung dieser Korrekturen zeigt sich eine deutlich gleichmäßigere Detektionswahrscheinlichkeit von über 85%, was in Abbildung 7.6 rechts, dargestellt ist. Nur im Bereich des Übergangs zwischen Vorwärtskonus und Mini-TAPS-Detektor können noch Ineffizienzen auftreten, welche durch Protonen entstehen, die aufgrund ihrer Winkel lediglich die Kristalle treffen.

Identifikation der Photonen

Neben der winkelunabhängigen Identifikation von geladenen Teilchen muss zusätzlich sichergestellt werden, dass nicht durch Fehlidentifikation einem der beiden neutralen Photonen aus dem Zerfall des Mesons Ladung zugeordnet wird. Analog zu den Protonen kann auch hier eine Analyse durchgeführt werden, in der auch Teilchen, welche über eine Ladung verfügen, mit einem Photon identifiziert werden können. Abbildung 7.7 (links) zeigt hierbei den Quotienten aus den Photonen, bei denen kein ladungssensitiver Detektor ein Signal detektiert hat, und allen Photonen, sowohl mit als auch ohne Ladungsinformation:

$$\epsilon_{\text{Photon}} = \frac{N|_{\text{un geladen}}(\theta, \phi)}{N|_{\text{gesamt}}(\theta, \phi)}. \quad (7.13)$$

Dieser Quotient ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einem Photon richtigerweise keine Ladung zuzuordnen. Über den gesamten Winkelbereich verteilt beträgt diese Wahrscheinlichkeit über 90%, wird jedoch im Bereich des Vorwärtskonus schlechter. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass sobald einem der beiden Photonen aus dem Zerfall des Mesons eine Ladung zugeordnet wird, das gesamte Ereignis verworfen wird. Da in Abbildung

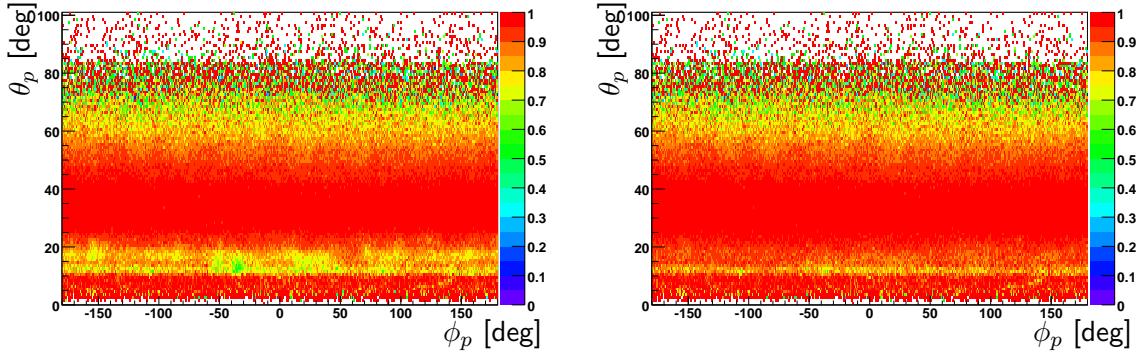


Abbildung 7.6.: Die Ladungidentifikationswahrscheinlichkeit von Protonen unter Verwendung von koinzidenten Treffern im Vorwärtskonus (links) und mit zusätzlicher Verwendung von Einfach-Treffern (rechts). Weitere Details siehe Text.

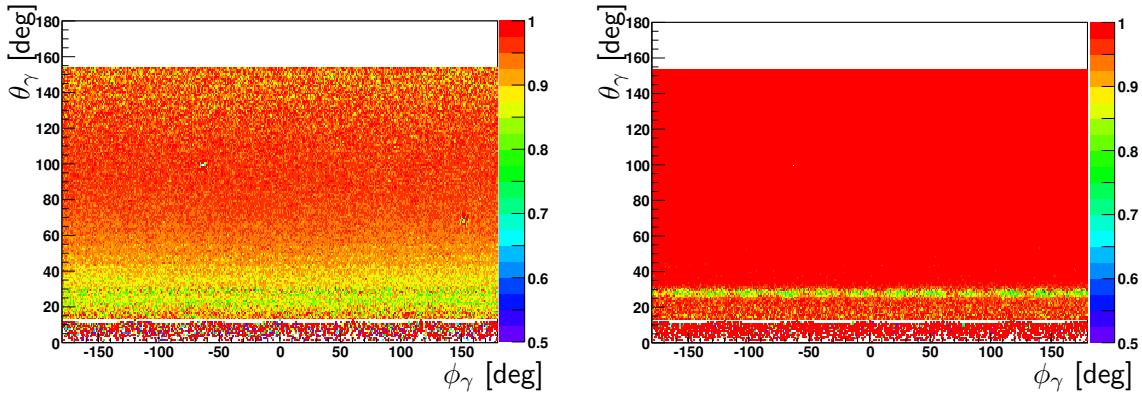


Abbildung 7.7.: Die Ladungidentifikationswahrscheinlichkeit von Photonen, aufgetragen gegen den ϕ - und θ -Winkel des Zerfallsphotons. Verwendung von Photonen ohne Ladung (links) und zusätzliche Verwendung von Photonen mit einer geringen Ladungsqualität (rechts). Weitere Details siehe Text.

7.7 beide Photonen eingetragen werden, ist der Quotient dort zu niedrig.

Um die Wahrscheinlichkeit zu senken, dass einem Photon im Bereich des Vorwärtskonus fälschlicherweise eine Ladung zugeordnet wird und es damit in der Analyse ausgefiltert wird, können auch Photonen zugelassen werden, die eine Ladungsqualität kleiner als 0,5 besitzen. Damit werden auch Photonen verwendet, bei denen koinzident zu einem Kristalltreffer ein einzelnes Plättchen des Vorwärtskonus ein Signal angezeigt hat. Dieser Schnitt hat ebenfalls Einfluss auf Photonen im Mini-TAPS-Detektor. Falls n benachbarte Plastiksintillatoren ein Signal detektieren, wird dem Teilchen eine Ladungsqualität von $1/n$ zugeordnet. Damit können Teilchen, bei denen mehr als drei Plättchen Ereignisse registriert haben, auch als Photon in die Analyse eingehen. Die Verwendung dieses Schnittes ist in Abbildung 7.7 rechts, dargestellt. Über den gesamten Winkelbereich verteilt beträgt die Wahrscheinlichkeit, ein Photon in der Analyse zu verwenden, über 95%. Abweichungen können lediglich im Überlappbereich zwischen Innendetektor und Vorwärtskonus gesehen werden. Dort kann es zu Konversionen, also dem Erzeugen eines e^+e^- -Paars, in den Fa-

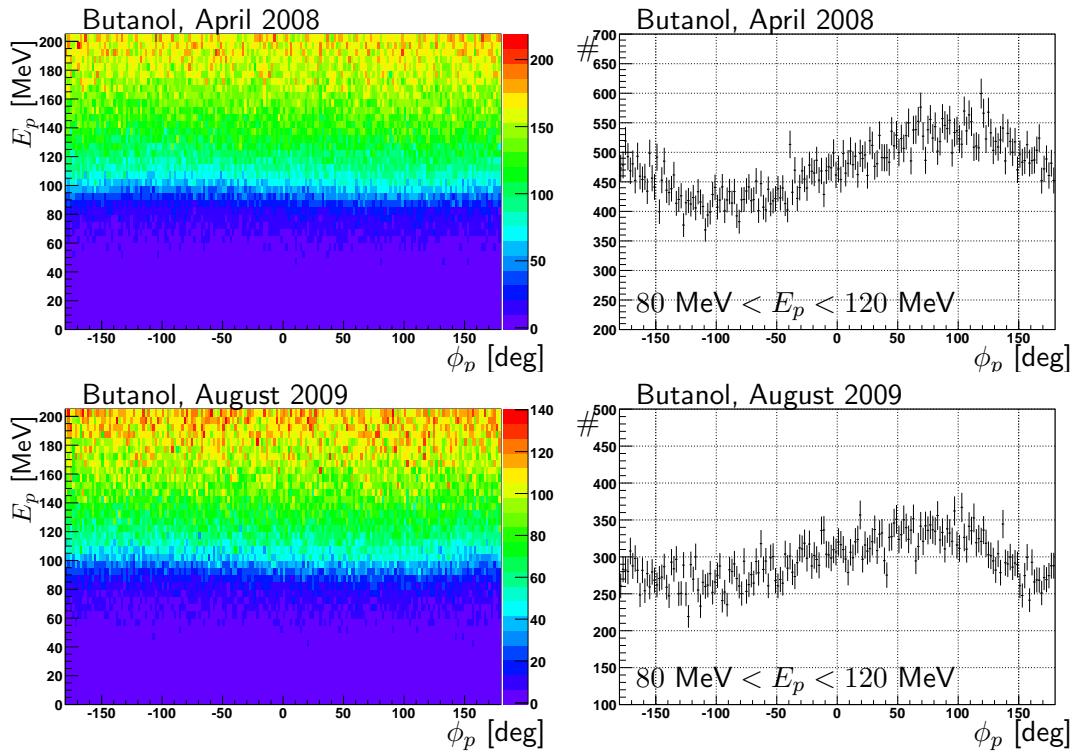


Abbildung 7.8.: Links: die berechnete kinetische Energie der Protonen für die Butanol-Stahlzeiten April 2008 (oben) und August 2009 (unten), aufgetragen gegen die ϕ -Verteilung der Protonen. Rechts: Die ϕ -Verteilung der Protonen für die kinetische Energie des Protons von $80 \text{ MeV} < E_p < 120 \text{ MeV}$.

sern des Innendetektors kommen, welche dann in den hinterliegenden Plastiksintillatoren ein Signal auslösen.

7.1.4. Asymmetrien der unterschiedlichen Targets

Bei den 3-PED-Ereignissen lässt sich im Bereich niedriger Protonenenergien eine mit $\sin \phi$ modulierte Asymmetrie erkennen, die in Abbildung 7.8 für die Strahlzeiten April 2008 und August 2009 dargestellt ist. Diese Asymmetrie ist in den Strahlzeiten mit Butanol-Target deutlich sichtbar, wohingegen in den Daten mit Wasserstoff-Target vom November 2008 und Kohlenstoff-Target vom Februar 2009 bei Wasserstoff nur eine leichte und bei Kohlenstoff keine Asymmetrie auftritt (siehe Abbildung 7.9).

Über die kinetische Energie des Protons lässt sich der Übergangsbereich zwischen den 3-PED-Ereignissen und den 2.5- oder 2-PED-Ereignissen näher untersuchen. Eine Asymmetrie in der kinetischen Energie bedeutet, dass sich abhängig vom ϕ -Winkel die notwendige Energie unterscheidet, mit der ein Proton noch im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Dieser Effekt ist beim Butanol-Target am stärksten zu beobachten, während beim Kohlenstoff-Target, dessen Datensatz zwischen den beiden Strahlzeiten mit Butanol-Target aufgenommen wurde, keine Asymmetrie sichtbar ist. Deshalb liegt die Annahme nahe, dass es sich um einen Effekt des Targetaufbaus und nicht des Detektorsystems handeln muss. Unter Hinzunahme von 2.5-PED-Ereignissen verschwindet die Asymmetrie

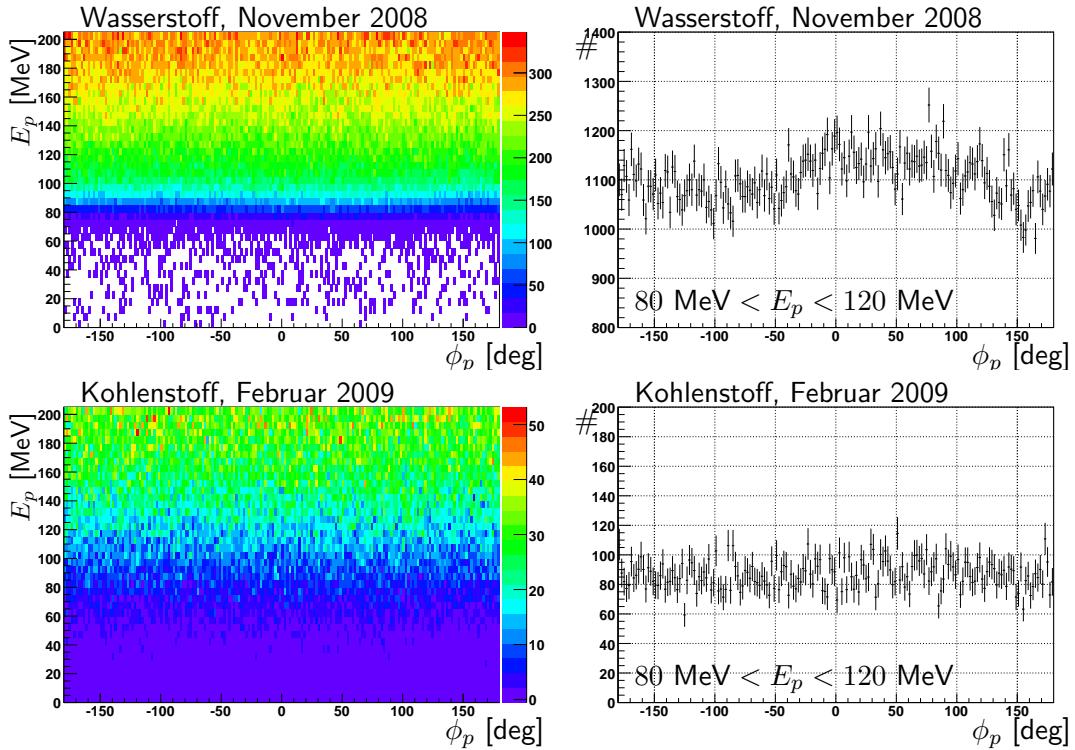


Abbildung 7.9.: Links: die berechnete kinetische Energie der Protonen für die Strahlzeit im November 2008 (Wasserstoff-Target, oben) und im Februar 2009 (Kohlenstoff-Target, unten), aufgetragen gegen die ϕ -Verteilung der Protonen. Rechts: Die ϕ -Verteilung der Protonen für die kinetische Energie des Protons von $80 \text{ MeV} < E_p < 120 \text{ MeV}$.

im oben genannten Bereich, da die Reaktionen mit niederenergetischen Protonen durch die 2.5-PED-Ereignisse aufgefüllt werden (siehe Abbildung 7.10). Allerdings ist dann eine Asymmetrie bei niedrigeren kinetischen Energien von $E_p \approx 60 \text{ MeV}$ beobachtbar, welche bei Verwendung von 2-PED-Ereignissen verschwindet.

Beim Butanol-Target befindet sich das kugelförmige Butanol in einem mit Löchern versehenen PTFE¹-Zylinder [B+99], der vom ^3He - ^4He -Gemisch umgeben ist. Der effektive Füllfaktor der Käppchen im Zylinder beträgt ungefähr 60% [TBN05]. Da die beobachteten Asymmetrien eine Oben-Unten-Differenz darstellen, ist der Grund dafür in der Verteilung der Käppchen im Zylinder durch die Gravitation zu suchen. Da die Kugeln sich unten im Zylinder ablagern, ist das Material, das die Reaktionsprotonen durchqueren müssen, deutlich größer, falls sich die Protonen nach unten bewegen, als wenn sie den Targetzylinder oben verlassen. Deshalb müssen Protonen zum Durchdringen des Targetmaterials im unteren Bereich eine größere Energie besitzen als im oberen Bereich. Dieser Effekt wirkt sich nur im Bereich zwischen den Übergängen der Ereignisklassen aus, da Protonen mit hohen kinetischen Energien in beiden Fällen ausreichend Energie besitzen, um ein Signal in den Kalorimetern zu hinterlassen.

Derselbe Effekt kann zudem durch den Auftreffpunkt des Photonenstrahls im Target hervorgerufen werden. Falls die Photonen nicht zentrisch auf das Targetmaterial treffen, unterscheidet sich die Materialbelegung in den verschiedenen Richtungen. Deshalb entsteht

¹PTFE: Polytetrafluorethylen

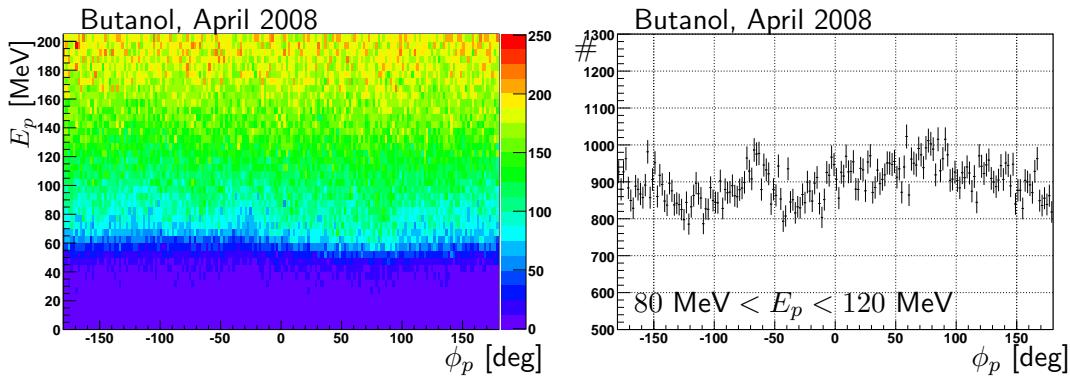


Abbildung 7.10.: Die berechnete kinetische Energie der Protonen für die Summe aus 3-PED- und 2.5-PED-Ereignissen für die Strahlzeit im April 2008. Die Asymmetrie bei $E_\gamma = 100$ MeV wurde durch 2.5-PED-Ereignisse aufgefüllt, dafür zeigt sich eine neue Asymmetrie bei $E_\gamma = 60$ MeV.

ebenfalls eine Asymmetrie, die allerdings von der Photonenstrahlposition abhängig ist und sich dadurch nicht als Oben-Unten-Differenz zeigen muss.

Im Abschnitt 7.4.2 werden diese Übergänge näher untersucht und es wird auf deren Auswirkung auf die Bestimmung der Polarisationsobservablen eingegangen.

7.2. Verwendung der verschiedenen Ereignisklassen zur Bestimmung der Asymmetrien

Ein Ziel bei der Bestimmung von Observablen ist eine möglichst große Winkelabdeckung bei kleinem statistischen Fehler zu erreichen. Die Ereignisklassen, welche in Kapitel 6.1 beschrieben wurden, unterscheiden sich durch ihre unterschiedlichen Akzeptanzbereiche, also die Bereiche, in denen Ereignisse nachgewiesen werden können.

Zur Bestimmung der Akzeptanzen wurden mit der Simulation $p\pi^0$ -Ereignisse erzeugt, welche sich isotrop über den Raumwinkelbereich verteilen. In der Simulation werden die Teilchen ebenfalls mit verschiedenen Detektoren nachgewiesen, so dass auch hier an die Ereignisklassen dieselben Bedingungen gestellt werden können, wie an die Ereignisklassen der Daten. Die Akzeptanz ϵ gibt dabei abhängig von der Photonenenergie und dem Raumwinkel des Mesons die Wahrscheinlichkeit an, ein Ereignis nachzuweisen. Dabei ist sie aufgrund der Symmetrie der Detektoren von ϕ unabhängig und variiert nur entlang des Polarwinkels θ . Die Akzeptanz ϵ wird aus den simulierten Daten bestimmt, indem das Verhältnis der rekonstruierten zu den generierten Ereignissen betrachtet wird

$$\epsilon = \frac{N_{\text{rekonstruiert}}(E, \theta)}{N_{\text{generiert}}(E, \theta)}. \quad (7.14)$$

Damit sollte die Akzeptanz im Idealfall $\epsilon = 1$ betragen, falls alle generierten Ereignisse auch rekonstruiert werden könnten. Abweichungen davon entstehen unter anderem durch Verluste von Reaktionsprodukten in insensitivem Material, Konversionen oder Mehrfachstreuungen. Da diese Effekte ebenfalls in der Monte-Carlo-Simulation erzeugt werden, kann durch die Verwendung von simulierten Daten eine von der Experimentdurchführung

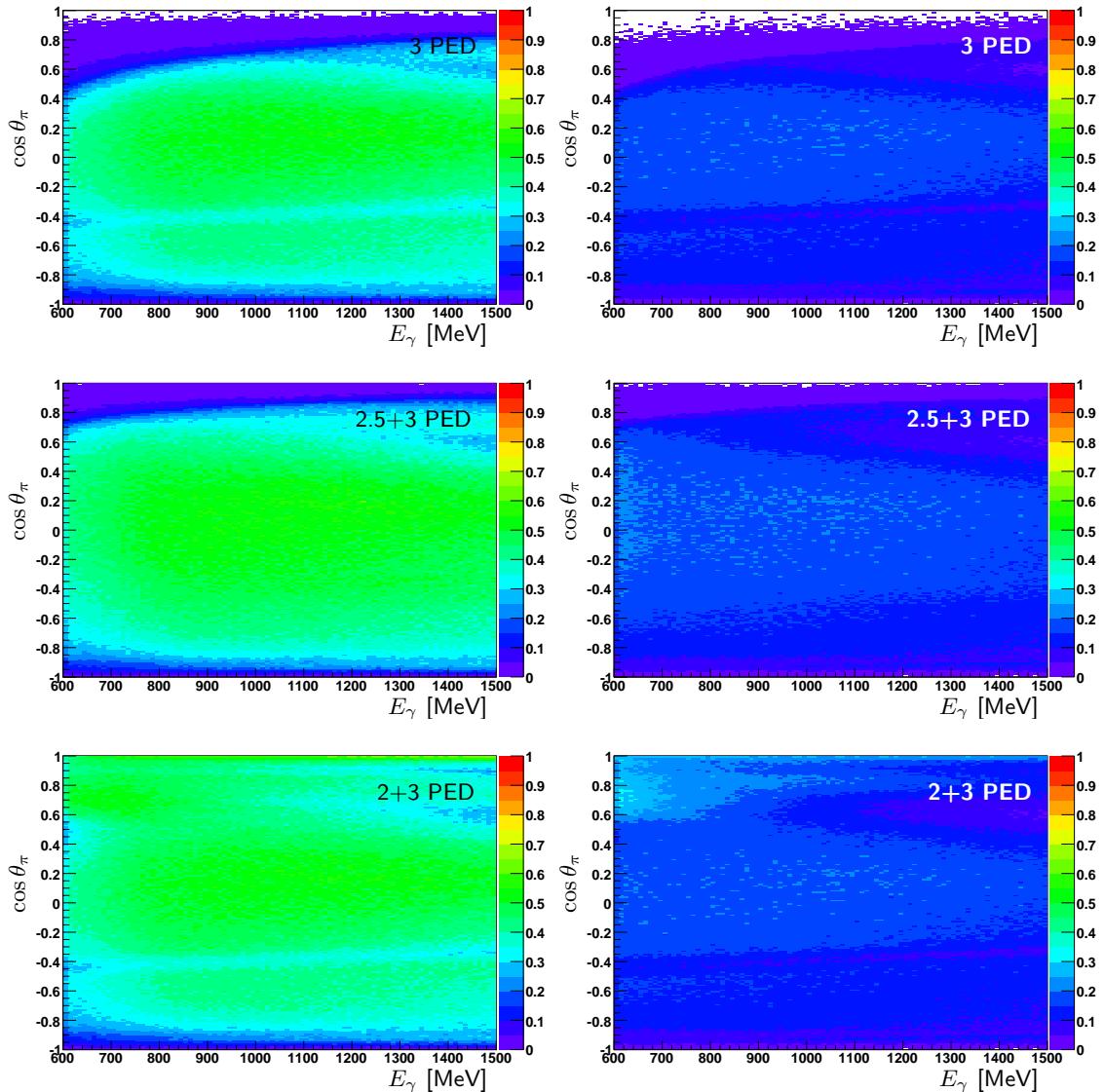


Abbildung 7.11.: Die $\cos \theta$ -abhängigen Akzeptanzen am Butanol-Target für die verschiedenen Ereignisklassen mit 3σ breiten (links) und 1σ breiten Schnitten (rechts) aufgetragen gegen die Photonenenergie.

unabhängige Akzeptanz zur Korrektur der Effekte bestimmt werden. Die durch Monte-Carlo-Simulationen erzeugten Akzeptanzen sind für das Butanol-Target in Abbildung 7.11 für die verschiedenen Ereignisklassen zu sehen. Die Akzeptanzen für das Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target sind im Anhang B.3 zu finden.

Da die 2.5-PED-Ereignisse eine Untergruppe der 2-PED-Ereignisse darstellen, können die beiden Ereignisklassen nicht zusammen verwendet werden, ohne dass es zur mehrfachen Verwendung desselben Ereignisses kommt. Beide Klassen stellen lediglich eine Raumwinkelweiterung der 3-PED-Ereignisse dar und können somit nur in Kombination mit diesen Ereignissen verwendet werden.

Für die 3-PED-Ereignisse deckt die Akzeptanz für die verschiedenen Photonenenergien einen Großteil des Raumwinkels ab. Der Übergangsbereich zwischen Vorwärtskonus und Crystal-Barrel-Detektor ist jedoch bei $\cos \theta_\pi \approx -0,4$ als Einbruch zu erkennen. Dieser Bereich kann durch zusätzliche Verwendung der 2- oder 2.5-PED-Ereignisse aufgefüllt werden.

Im Bereich von $\cos \theta_\pi > 0,6$ ist die Akzeptanz bei den 3-PED-Ereignissen sehr gering. Dort besitzen die Protonen sehr wenig Energie, so dass die Wahrscheinlichkeit steigt, dass sie das Kalorimeter nicht mehr erreichen oder in den Kristallen zuwenig Energie depo-nieren, um über die Triggerschwelle zu gelangen. Deshalb können die 2.5-PED-Ereignisse verwendet werden, um diesen Bereich aufzufüllen, da dort Ereignisse enthalten sind, bei denen das Proton lediglich einen der ladungssensitiven Detektoren erreicht hat. Bei sehr geringen Photonenenergien kann dort ebenfalls kein Signal mehr registriert werden und somit ist die Akzeptanz für $\cos \theta_\pi > 0,8$, selbst bei Verwendung von 2.5-PED-Ereignissen, gering. Um auch in diesem Bereich Ereignisse detektieren zu können, müssen die 2-PED-Ereignisse verwendet werden, da diese unabhängig von der Photonenenergie sind.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den 2- und 2.5-PED-Klassen ist jedoch, dass bei den 2.5-PED-Ereignissen zusätzlich gefordert wird, dass das dritte, nicht im Kalorimeter nachgewiesene Teilchen geladen gewesen sein muss. Diese Information wird für die Bestimmung der Strahlasymmetrie Σ benötigt, da lediglich die Strahlasymmetrie am Proton bestimmt werden soll. Befinden sich auch Reaktionen am Neutron im Datensatz, so kommt es zu einer Vermischung der Strahlasymmetrien am Proton und am Neutron und ein Vergleich mit den publizierten Daten ist nicht mehr möglich. Deshalb können die 2-PED-Ereignisse zur Bestimmung der Strahlasymmetrie nicht verwendet werden, zur Erweiterung des Raumwinkelbereichs werden lediglich die 2.5-PED-Ereignisse benutzt. Auf die Bestimmung der Strahlasymmetrie und den Vergleich mit den bisherigen Messungen wird in Abschnitt 7.4.1 eingegangen.

Zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G werden linearpolarierte Photonen verwendet, welche mit longitudinalpolarisierten Protonen wechselwirken. Im Targetmaterial befinden sich auch Neutronen, doch lediglich die Protonen aus den Wasserstoff-Atomen sind polarisierbar. Deshalb tragen zum Sinus-Term aus Gleichung 7.6 ausschließlich Reaktionen am Proton bei, wohingegen Reaktionen an den Neutronen lediglich zum Cosinus-Term beitragen können. Damit können zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G auch 2-PED-Ereignisse verwendet werden.

7.3. Bestimmung des Anteils von Reaktionen an Kohlenstoff-Atomen

Wie bereits im letzten Abschnitt motiviert, befinden sich in den Datensätzen ebenfalls Reaktionen an Neutronen und an unpolarisierten Protonen der Kohlenstoff-Atome. Zur Bestimmung der Polarisationsobservablen ist es wichtig, den genauen Anteil der unerwünschten Reaktionen zu kennen um ihn herauszurechnen zu können, wie es in den nächsten Kapiteln näher beschrieben wird.

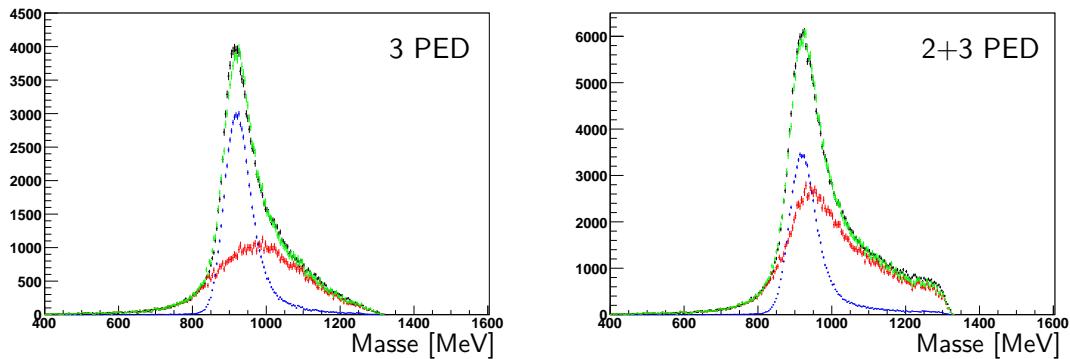


Abbildung 7.12.: Die fehlende Masse des Systems für die verschiedenen Targetmaterialien für die Schnittbreite von 3σ und die verschiedenen Ereignisklassen. In schwarz sind die Messwerte am Butanol-Target abgebildet, in rot am Kohlenstoff- und in blau am Wasserstoff-Target. Die grünen Punkte stellen die Summe der Messungen am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target dar.

Zur Bestimmung der Verhältnisse der verschiedenen Targetmaterialien an den Reaktionen wird die fehlende Masse des Systems untersucht. Wie bereits im Kapitel 6 beschrieben wurde, unterscheiden sich die Spektren der fehlenden Masse je nach Targetmaterial: der Peak bei der Protonenmasse ist bei Reaktionen am Wasserstoff-Target deutlich schmäler als am Kohlenstoff-Target, bei dem ein sehr breiter Peak bei einer größeren Masse zu sehen ist. Diese unterschiedlichen Spektren können verwendet werden, um den Anteil an Reaktionen an unpolarisierten Protonen zu bestimmen. Dabei werden die unterschiedlichen Verläufe der berechneten Protonenmasse benötigt, um den breiten Peak im Spektrum der fehlenden Masse des Systems am Butanol-Target beschreiben zu können. Ein Vergleich der Anpassung zwischen gemessenen Daten für 3-PED-Ereignisse und die Summe aus 2-PED- und 3-PED-Ereignissen ist in Abbildung 7.12 für $E_\gamma = 1000$ MeV zu sehen. Die Anpassungen der berechneten Protonenmasse für die weiteren Photonenenergien befinden sich im Anhang B.5. Ein deutlicher Unterschied zeigt sich bei zusätzlicher Verwendung von 2-PED-Ereignissen, wie in Abbildung 7.12 rechts dargestellt ist. Der Anteil an Reaktionen an Kohlenstoff-Kernen nimmt deutlich zu, aber die berechnete Protonenmasse am Butanol-Target kann weiterhin durch die Summe der Reaktionen am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target beschrieben werden. Eine nähere Betrachtung der berechneten Protonenmasse der verschiedene Targetmaterialien bei unterschiedlichen Energien zeigt, dass eine Abweichung in der Energie zwischen den Messungen am Butanol- und am Wasserstoff-Target beobachtet werden kann. Die Bedeutung dieser Abweichung wird im Anhang A.8 näher erläutert.

Um die Qualität der Anpassung der Daten zu untersuchen, ist es sinnvoll, die $\cos \theta$ -Verteilung der Mesonen der verschiedenen Targetmaterialien zu betrachten. Nach einem Schnitt auf die berechnete Protonenmasse werden dazu die θ -Verteilungen mit der Skalierung, welche aus den Spektren der fehlenden Masse bestimmt wurde, in einem Histogramm aufgetragen (siehe Abbildung 7.13). Die Abbildungen der $\cos \theta$ -Verteilungen sind für sämtliche Energieintervalle im Anhang B.6 zu finden. Hier lässt sich deutlich erkennen, dass die $\cos \theta$ -Verteilungen vor allem bei hohen Energien für die verschiedenen Targetmaterialien einen unterschiedlichen Verlauf haben. Wie schon bei der fehlenden Masse wird auch hier die Summe der Reaktionen am Wasserstoff- und am Kohlenstoff-Target benötigt, um den Verlauf der $\cos \theta$ -Verteilung der Mesonen am Butanol-Target zu beschreiben. Lediglich im Bereich bei $\cos \theta \approx 0,7$ zeigen sich Differenzen in den Verteilungen. Auf die Ursache dieser Abweichung wird in Kapitel 7.4.2 näher eingegangen. Bei dem Winkel von $\cos \theta \approx -0,4$ lässt sich im Verlauf der Verteilungen ein Einbruch erkennen, welcher durch den Übergang zwischen Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtskonus hervorgerufen wird. Dieser Bereich mit geringerer Statistik kann durch zusätzliche Verwendung von 2-PED-Ereignissen aufgefüllt werden, wie in Abbildung 7.13 erkennbar ist. In diesem Histogramm lässt sich auch der Grund für den hohen Kohlenstoffanteil erkennen: im Bereich der 2-PED-Ereignisse, also für große $\cos \theta$ -Werte, tragen auch Reaktionen von Neutronen bei, so dass der Kohlenstoff dort dominiert. Dieser Effekt tritt ebenso bei Reaktionen am Butanol-Target auf, deshalb kann mit der Summe aus Reaktionen an Wasserstoff und Kohlenstoff dieser Verlauf beschrieben werden.

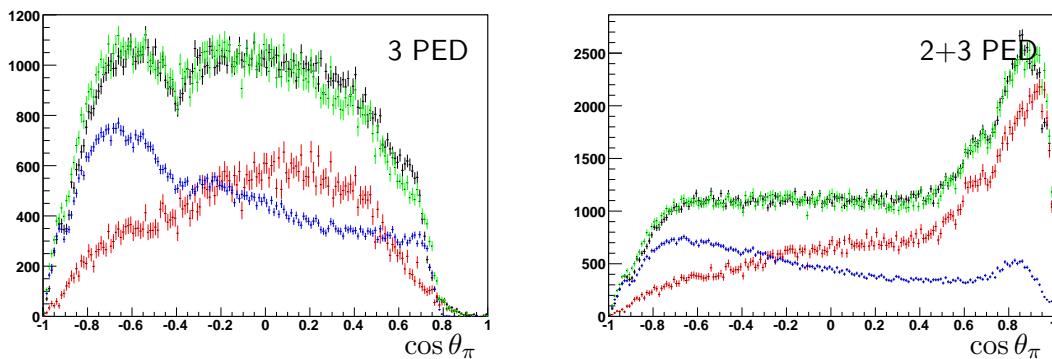


Abbildung 7.13.: Die $\cos \theta$ -Verteilungen der Mesonen für die verschiedenen Targetmaterialien, für die Schnittbreite von 3σ und die verschiedenen Ereignisklassen bei $E_\gamma = 1000$ MeV. Für die Winkelverteilung wurden die unterschiedlichen Datensätze unter Verwendung der Skalierungsfaktoren aus der Anpassung der fehlenden Masse normiert. Farbgebung wie in Abbildung 7.12

Aus der Betrachtung der fehlenden Masse des Systems, welche in Abbildung 7.12 dargestellt ist, wird deutlich, dass der Anteil der beitragenden Reaktionen an Kohlenstoff-Atomen stark von der verwendeten Schnittbreite abhängt. Durch eine Verkleinerung des Schnittes auf die berechnete Protonenmasse würden prozentual mehr Reaktionen an Kohlenstoff-Atomen entfernt werden, da diese die Randbereiche des Peaks dominieren. Deshalb ist es sinnvoll, schmalere Schnittbreiten zu wählen, mit denen die Beiträge von unpolarisierten Protonen in den Daten minimiert werden können. Dies kann durch das Optimieren der kinematischen Schnitte und des Schnitts auf die fehlende Masse des Systems erreicht werden,

da diese sensitiv auf die unterschiedlichen Targetmaterialien sind. Diese Schnitte wurden zusätzlich zu den bisher verwendeten Schnitten mit einer Breite von 1σ durchgeführt, um so die Beiträge von unpolarisierten Protonen zu reduzieren. Eine Zusammenfassung der Schnitte und deren Abbildungen befindet sich in Anhang B.1. Die fehlende Masse des Protons ist zusammen mit den $\cos \theta$ -Verteilungen der Pionen für die schmaleren Schnitte, welche im Folgenden als 1σ breite Schnitte bezeichnet werden, in Abbildung 7.14 aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass der Gesamtanteil von Reaktionen an Kohlenstoff-Kernen sinkt, lediglich im Bereich der 2-PED-Ereignisse ist dieser immer noch dominant.

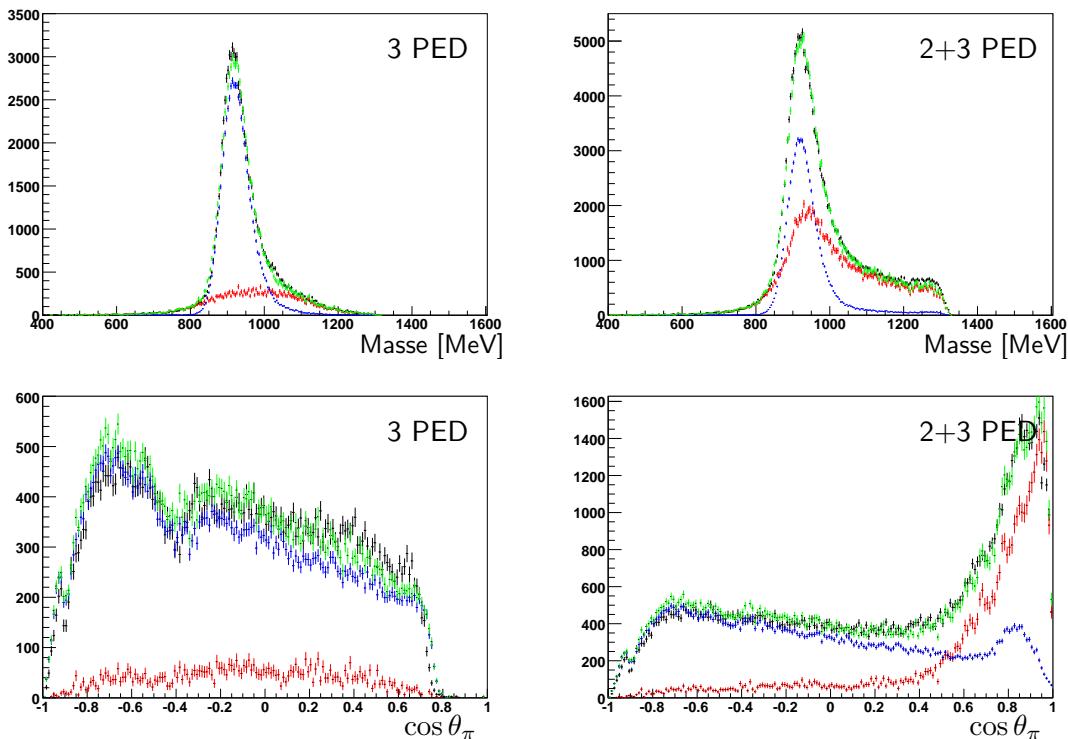


Abbildung 7.14.: Die fehlende Masse des Systems (oben) und die $\cos \theta$ -Verteilungen der Mesonen (unten) für die verschiedenen Targetmaterialien mit 1σ breiten Schnitten für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV. Die unterschiedlichen Datensätze wurden für die Winkelverteilung unter Verwendung der Skalierungsfaktoren aus der Anpassung der fehlenden Masse normiert. Farbgebung wie in Abbildung 7.12.

7.4. Absolute Bestimmung von Polarisationsobservablen

Die verschiedenen Datensätze bei unterschiedlichen Diamanteinstellungen und Targetpolarisationsrichtungen verfügen über inhärente Symmetrieeigenschaften, die in Abbildung 7.15 dargestellt sind. So sind bei unterschiedlichen Diamanteinstellungen die Verteilungen der Strahlasymmetrie Σ jeweils symmetrisch um die Ebene der linearpolarisierten Photonen, also die $+45^\circ$ - beziehungsweise -45° -Achse. Der Anteil der Doppelpolarisationsobservable G kann an der Abweichung der Verteilung von der Symmetrie um diese

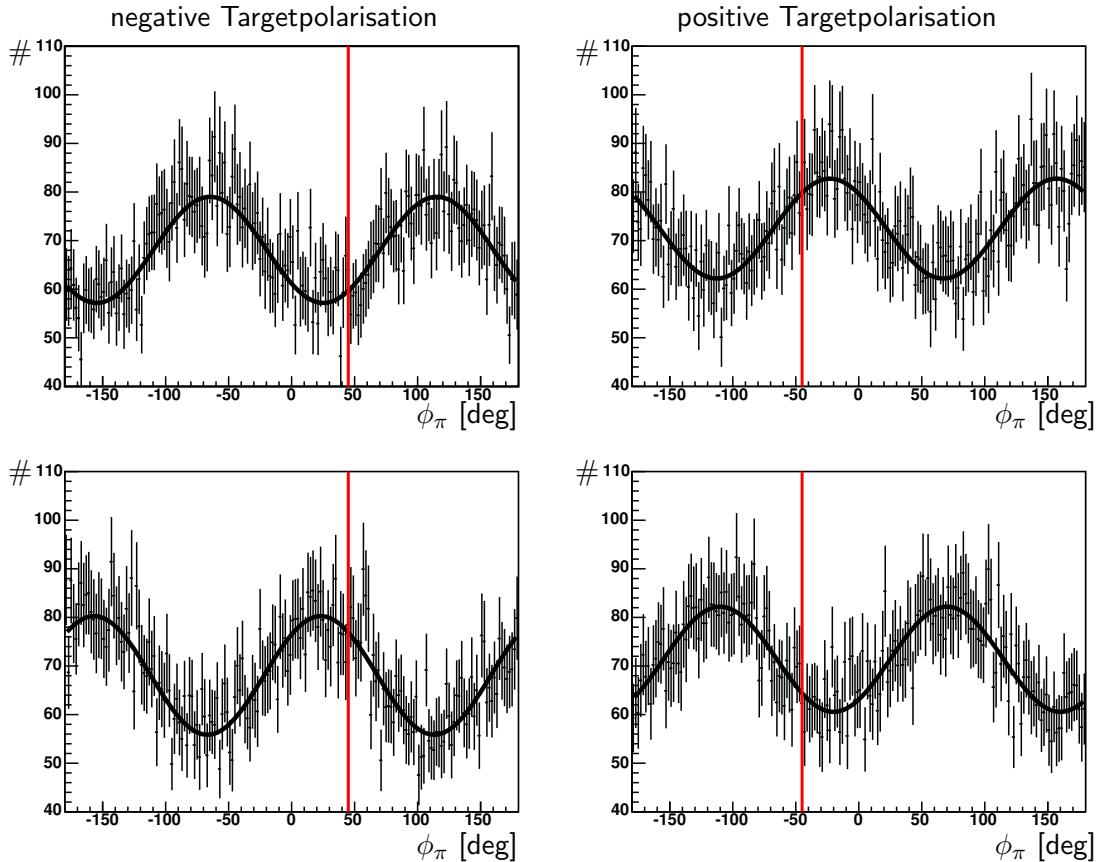


Abbildung 7.15.: Die ϕ -Asymmetrien für verschiedene Diamant- und Targeteinstellungen. Die Ebene der linearpolarisierten Photonen ist in rot markiert.

Ebene gesehen werden. Die Richtung der Abweichung hängt dabei von der Richtung der Targetpolarisation ab. Um die vier unterschiedlichen Datensätze zusammen verwenden zu können, muss zunächst die durch die Diamanteinstellung vorgegebene Symmetriechse, dargestellt durch die rote Linie in Abbildung 7.15, für alle Datensätze auf 0° geschoben werden. Zur Kompensation der unterschiedlichen Targetpolarisationsrichtungen, müssen die Einstellungen mit negativer Targetpolarisation an der 0° -Achse gespiegelt werden. Damit zeigen alle vier Einstellungen dieselben Asymmetrien und können aufsummiert werden. Anhand der so erhaltenen Asymmetrien können die verschiedenen Polarisationsobservablen bestimmt werden. Dafür werden jeweils die ϕ -Verteilungen für verschiedene θ -Bins aufgetragen und angefittet.

Der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 7.6 kann umgeschrieben werden zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B (\theta, \phi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0} \right) \cdot \left(1 - \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} \Sigma_H + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0} \Sigma_C}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0}} \cdot p_\gamma \cos(2\phi) \right. \\ & \left. + \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0}} \cdot p_\gamma p_T G_H \sin(2\phi) \right). \end{aligned} \quad (7.15)$$

Entsprechend dem obigen Wirkungsquerschnitt wird die folgende Fitfunktion verwendet:

$$F(\theta, \phi) = A \cdot (1 + B \cdot \cos(2\phi) + C \cdot \sin(2\phi)). \quad (7.16)$$

Dabei ist A der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt

$$A = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0}. \quad (7.17)$$

Der Fitparameter B ermöglicht die Bestimmung der Strahlasymmetrie Σ (siehe Kapitel 7.4.1):

$$B = -\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} \Sigma_H + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0} \Sigma_C}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0}} \cdot p_\gamma. \quad (7.18)$$

Anhand des Parameters C wird die Doppelpolarisationsobservable G (siehe Kapitel 7.4.3) bestimmt:

$$C = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0}} \cdot p_\gamma p_T G_H \quad (7.19)$$

$$= D \cdot p_\gamma p_T G_H. \quad (7.20)$$

Hierbei ist D der Dilution-Faktor, auf dessen Bestimmung in Kapitel 7.4.2 näher eingegangen wird.

Für die Photonenenergien von $E_\gamma = 1000$ MeV sind die ϕ -Verteilungen der $\cos \theta$ -Bins mit den Fitfunktionen in Abbildung 7.16 dargestellt. Wie deutlich zu sehen ist, kann die Fitfunktion den Verlauf der Daten in allen θ -Bins sehr gut beschreiben. Im Bereich $-0,85 < \cos \theta \leq -0,78$ zeigt sich eine Abweichung der Datenpunkte von der Fitfunktion und deshalb ein hohes χ^2/NDF . In diesem Bereich tragen die Mini-TAPS-Kristalle bei, welche keine Triggersignale lieferten, wie in Kapitel 7.1 erläutert wurde. Die Abbildungen sämtlicher ϕ -Verteilungen aller Energieintervalle sind im Anhang B.4 für die Schnittbreiten von 1σ zu finden.

7.4.1. Bestimmung der Strahlasymmetrie

Zur Bestimmung der Strahlasymmetrie wird der Fitparameter B aus der Gleichung 7.18 verwendet. Dabei wird allerdings deutlich, dass auch die Strahlasymmetrie an Protonen aus Kohlenstoff-Kernen Σ_C , also an gebundenen Protonen, beträgt. Wie in Abschnitt 7.4.2 gezeigt wird, kann angenommen werden, dass die Detektorakzeptanzen der verschiedenen Targetmaterialien ähnlich sind, so dass die Gleichung 7.18 durch die Zählraten am Wasserstoff- (N_H) und am Kohlenstoff-Target (N_C) ausgedrückt werden kann:

$$B = -\frac{N_H \Sigma_H + N_C \Sigma_C}{N_H + N_C} \cdot p_\gamma \quad (7.21)$$

$$= -\left(\frac{N_H}{N_H + N_C} \Sigma_H + \frac{N_C}{N_H + N_C} \Sigma_C \right) \cdot p_\gamma \quad (7.22)$$

$$\Rightarrow \Sigma_B \equiv \frac{N_H}{N_H + N_C} \Sigma_H + \frac{N_C}{N_H + N_C} \Sigma_C = -\frac{1}{p_\gamma} \cdot B. \quad (7.23)$$

Dieser Term wird im Folgenden als Strahlasymmetrie am Butanol-Target Σ_B bezeichnet. Aus Gleichung 7.23 wird deutlich, dass die Strahlasymmetrie Σ_B aus der Strahlasymmetrie am ungebundenen Proton Σ_H und dem Anteil der ungebundenen Protonen im Targetmaterial $\frac{N_H}{N_H + N_C}$ sowie der Strahlasymmetrie am gebundenen Proton Σ_C und dem Anteil der gebundenen Protonen $\frac{N_C}{N_H + N_C}$ zusammengesetzt ist. Wird in den Daten somit der Anteil

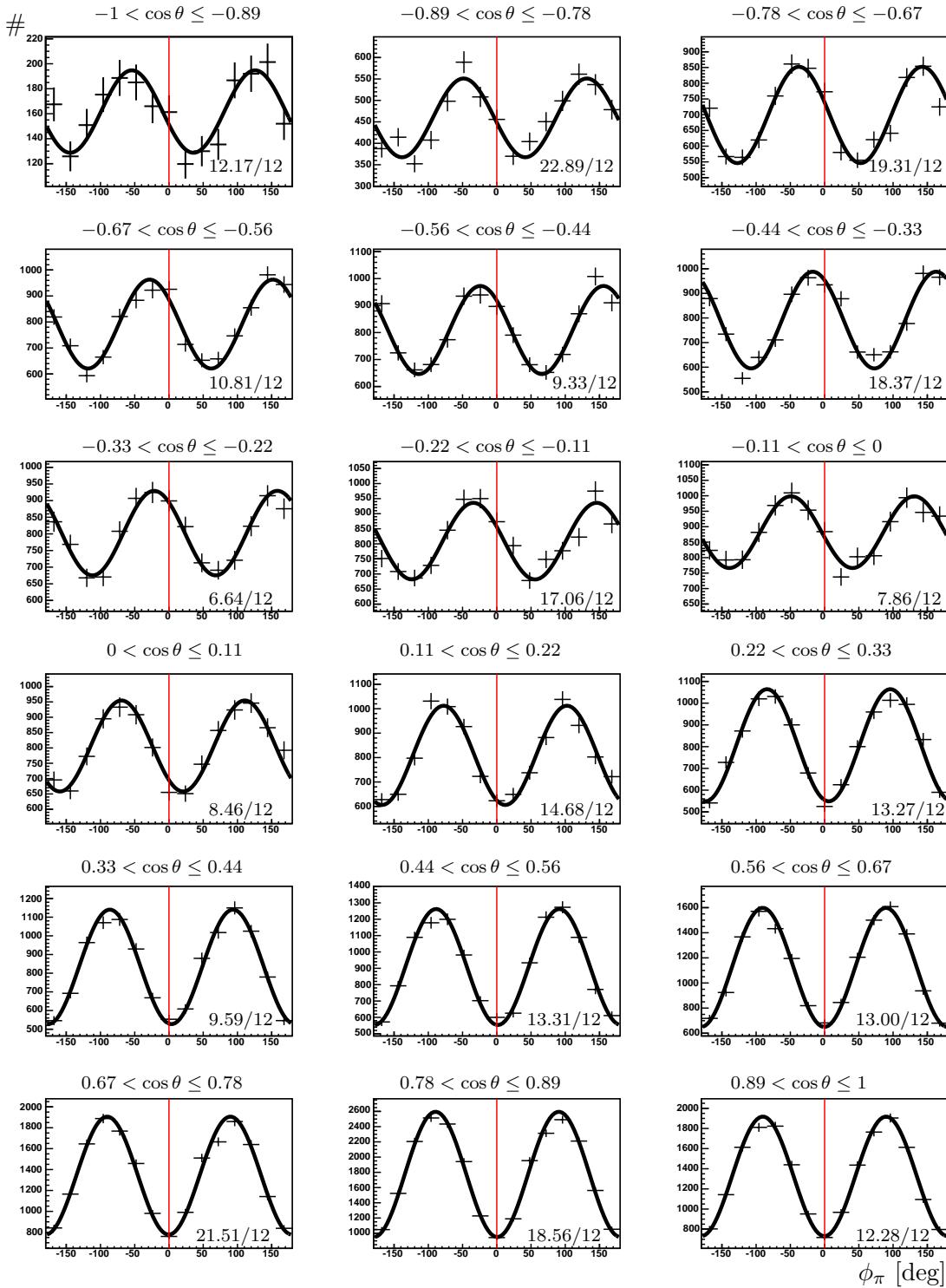


Abbildung 7.16.: Die ϕ -Verteilungen für die $\cos \theta$ -Bins aus der absoluten Bestimmung der Observablen bei einer Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV für die Summe aus 2- und 3-PED-Ereignissen unter Verwendung von 3σ breiten Schnitten. Die rote Linie markiert die Ebene der linearpolarisierten Photonen, zudem ist das χ^2/NDF angegeben.

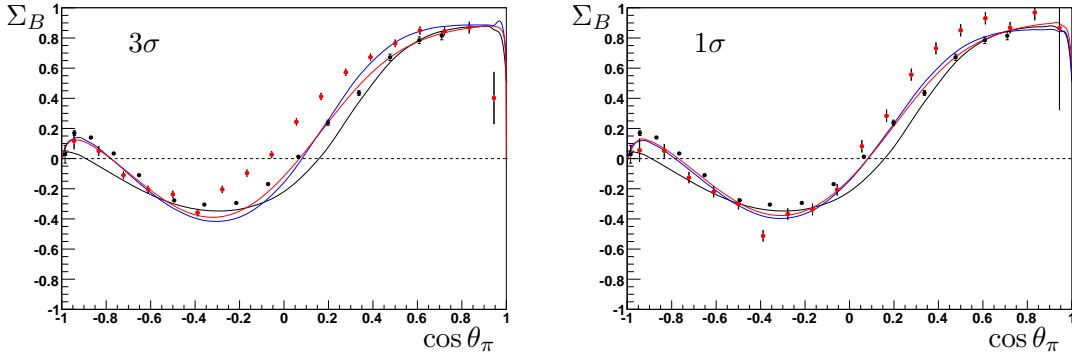


Abbildung 7.17.: Die Strahlasymmetrie Σ_B bei einer Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV für Schnitte mit 3σ -Breite (links) und 1σ -Breite (rechts) für die Summe aus 2.5- und 3-PED-Ereignissen, in schwarz ist die bisherige Messung der GRAAL-Kollaboration [B⁺05a] am freien Proton eingezeichnet. Die Linien stellen die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen dar: BnGa [BnG10] (rot), MAID [DKT07] (schwarz), SAID [D⁺09] (blau).

an Reaktionen am gebundenen Proton reduziert, nähert sich die Strahlasymmetrie Σ_B der Strahlasymmetrie am ungebundenen Proton Σ_H an. Deshalb ist es sinnvoll, die Stahlasymmetrie mit den 1σ breiten Schnitten zu betrachten, welche in Kapitel 7.3 motiviert wurden.

Die Strahlasymmetrie Σ_B wurde für die beiden verschiedenen Schnittbreiten bestimmt und ist für eine Strahlenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV jeweils im Vergleich zur bisherigen Messung der GRAAL-Kollaboration [B⁺05a] am freien Proton in Abbildung 7.17 dargestellt. Dabei wird der Einfluss der gebundenen Protonen deutlich sichtbar: bei einem hohen Anteil an Reaktionen am gebundenen Protonen können deutliche Unterschiede zur Messung der GRAAL-Kollaboration festgestellt werden. Wird der Anteil durch Verwendung von kleineren Schnittbreiten reduziert, so nähern sich die Daten der bisherigen Messung an, wobei durch die reduzierte Statistik der statistische Fehler ansteigt. Die Abbildungen der so bestimmten Strahlasymmetrien der weiteren Energieintervalle befinden sich in Kapitel 8.1.

7.4.2. Der Dilution-Faktor

Für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G ist die Kenntnis der Targetzusammensetzung und damit die Bestimmung des Dilution-Faktors notwendig. Wie bereits beschrieben, kann die Doppelpolarisationsobservable über den Fitparameter C der Gleichung 7.16 bestimmt werden:

$$C = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{H0}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{H0} + \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{C0}} \cdot p_\gamma p_T G_H \quad (7.24)$$

$$= D \cdot p_\gamma p_T G_H. \quad (7.25)$$

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, sind die Akzeptanzen für die Messungen mit unterschiedlichen Targetmaterialien vergleichbar, so dass sich der Dilution-Faktor D als

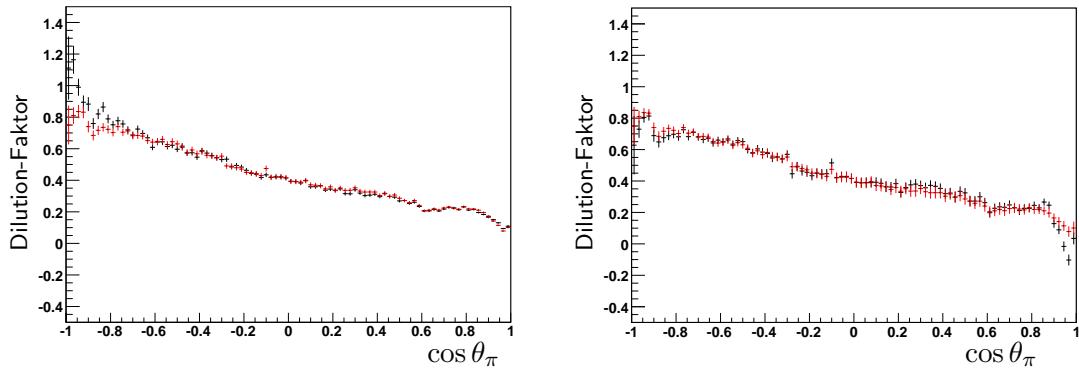


Abbildung 7.18.: Der Dilution-Faktor bei der Bestimmung unter Verwendung von Daten am Wasserstoff-Target nach Gleichung 7.27 (links) und am Kohlenstoff-Target nach Gleichung 7.28 (rechts). Es wurde sowohl die Summe $N_H + N_C$ (rot) als auch die Ereignisse am Butanol-Target N_B (schwarz) zur Normierung verwendet, jeweils mit 3σ breiten Schnitten und der Summe aus 2- und 3-PED-Ereignissen.

Verhältnis der Zählraten am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target schreiben lässt:

$$D = \frac{N_H}{N_H + N_C}. \quad (7.26)$$

Da das Butanol-Target aus Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff zusammengesetzt ist, sollte die Summe der drei Materialien der Messung am Butanol-Target entsprechen. Wie bereits beschrieben sind Reaktionen von Protonen aus Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kernen nicht unterscheidbar, deshalb werden Reaktionen am Sauerstoff-Atom der Zählrate der Reaktionen am Kohlenstoff zugeordnet. Damit sollte $N_H + N_C = N_B$ gelten und es folgt somit aus Gleichung 7.26

$$D = \frac{N_H}{N_H + N_C} = \frac{N_H}{N_B}. \quad (7.27)$$

Alternativ kann der Dilution-Faktor anstatt der Zählrate am Wasserstoff auch über das Verhältnis mit Reaktionen am Kohlenstoff-Target bestimmt werden. Dabei gilt

$$D = 1 - \frac{N_C}{N_H + N_C} = 1 - \frac{N_C}{N_B}. \quad (7.28)$$

Die Bestimmung der Anteile der Reaktionen an Kohlenstoff-Atomen und die Betrachtung der $\cos \theta$ -Verteilungen von den unterschiedlichen Targetmaterialien wurden bereits in Kapitel 7.3 näher beschrieben. Mit diesen $\cos \theta$ -Verteilungen der Mesonen am Wasserstoff- beziehungsweise Kohlenstoff- und Butanol-Target ist es nach den Gleichungen 7.27 und 7.28 möglich den $\cos \theta$ -abhängigen Dilution-Faktor für jeden Energiebereich zu bestimmen. Die Dilution-Faktoren aus den Gleichungen 7.27 und 7.28 sind in Abbildung 7.18 dargestellt, jeweils im Vergleich zur Normierung mit der Zählrate am Butanol-Target (schwarz) oder der Summe aus Ereignissen am Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target (rot). Aus den statistischen Fehlern wird deutlich, dass mehr Daten am Flüssig-Wasserstoff-Target als am Kohlenstoff-Target aufgenommen wurden. Der Vergleich der Dilution-Faktoren über Ereignisse am Wasserstoff-Target zeigt im Bereich $\cos \theta_\pi < -0.8$ Unterschiede und überschreitet

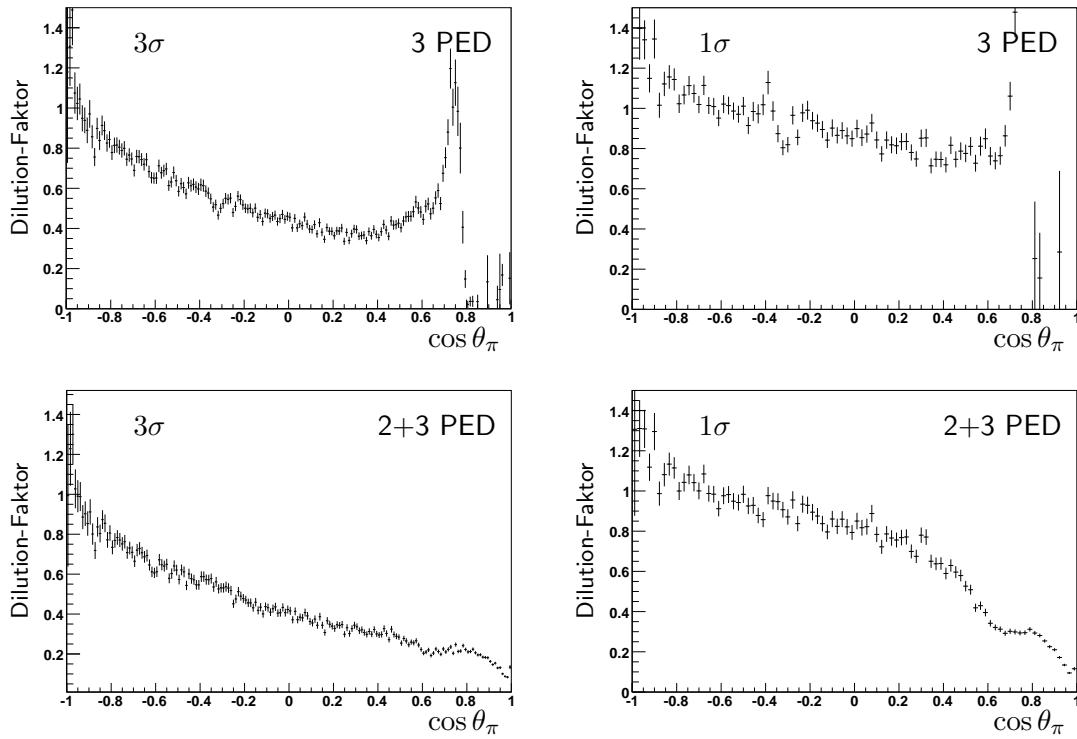


Abbildung 7.19.: Die $\cos \theta$ -Verteilungen des Dilution-Faktors für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV und die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten. Oben für 3-PED-Ereignisse, unten zusätzlich mit 2-PED-Ereignissen.

sogar Eins, was darauf hindeutet, dass die Annahme $N_H + N_C = N_B$ in diesem Bereich nicht berechtigt ist. Der gleiche Effekt kann unter Verwendung von Daten am Kohlenstoff-Target beobachtet werden: dort zeigen sich Differenzen im Bereich $\cos \theta_\pi > 0.8$, so dass der Dilution-Faktor Null unterschreitet. Dies ist dadurch begründet, dass in den Messungen mit den verschiedenen Targetmaterialien jeweils unterschiedliche Targetaufbauten verwendet wurden. Um diese Problematik zu vermeiden wurden im November 2011 weitere Daten am Kohlenstoff-Target aufgenommen. Bei dieser Datennahme befand sich ein Zylinder aus aufgeschäumtem Kohlenstoff umgeben von Helium in der Haltestruktur des Butanol-Targets, so dass die gleichen Bedingungen gegeben waren. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit standen die Daten noch nicht zur Verfügung.

Da beide Methoden Abweichungen in den Randbereichen aufweisen (siehe Abbildung 7.18) wurde die Verwendung von Daten am Wasserstoff-Target zur Bestimmung des Dilution-Faktors ausgewählt, da der Fehler bei dieser Methode am kleinsten ist. Zudem wurde als Normierung die Reaktionen am Butanol-Target verwendet, da dies die Realität am besten wiederspiegelt und alle verschiedenen Methoden konsistente Ergebnisse liefern.

Die resultierenden Dilution-Faktoren sind für einen Photonenenergiebereich und die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten in Abbildung 7.19 dargestellt, die Abbildungen der anderen Energieintervalle befinden sich im Anhang B.7. Der Dilution-Faktor ist bei schmalen Schnitten deutlich größer als bei Verwendung von Schnittbreiten von 3σ , da dies die Anteile von Reaktionen an unpolarisierten Kohlenstoff-Atomen reduziert. In Abbildung 7.19 (unten) sind die Verteilungen des Dilution-Faktors für die Summe aus 2-PED- und 3-PED-Ereignissen aufgetragen. Der dominierende Einfluss von Ereignissen an unpolari-

risierten Protonen aus Kohlenstoff-Kernen ist deutlich im Bereich von $\cos \theta \geq 0,4$ zu erkennen. Dort wird der Dilution-Faktor unabhängig von der verwendeten Schnittbreite sehr klein, so dass die Werte der Doppelpolarisationsobservablen stark korrigiert werden müssen. Ein Vergleich zwischen den Dilution-Faktoren aus den verschiedenen Ereignisklassen ist in Abbildung 7.20 aufgetragen. Deutlich zu sehen ist, dass die Verläufe identisch im Bereich der 3-PED-Ereignisse sind und sich Differenzen in dem Bereich zeigen, den die 2-PED-Ereignisse auffüllen.

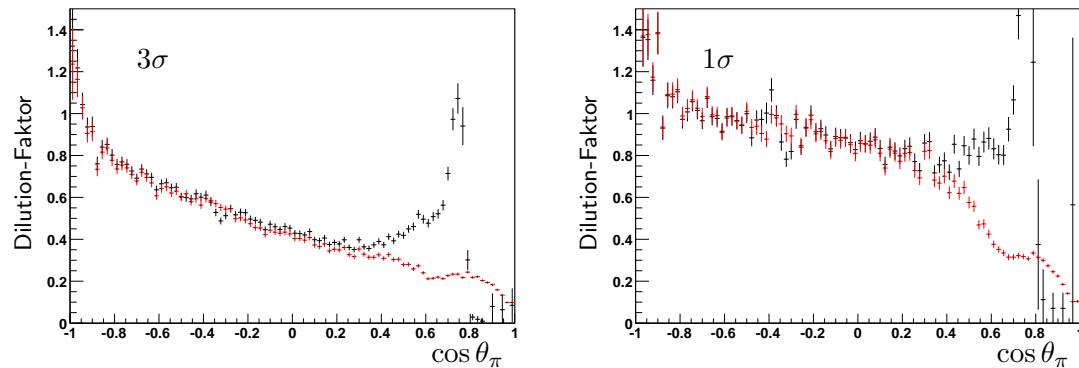


Abbildung 7.20.: Ein Vergleich der $\cos \theta$ -Verteilungen des Dilution-Faktors für die Photonenergie $E_\gamma = 1000$ MeV mit (schwarz) und ohne (rot) Verwendung von 2-PED-Ereignissen.

Einfluss der Akzeptanzen auf den Dilution-Faktor

Damit der soeben bestimmte Dilution-Faktor zur Normierung der Doppelpolarisationsobservable G verwendet werden kann, muss sichergestellt werden, dass die Akzeptanzen der verschiedenen Targets keinen Einfluss auf den Verlauf des Dilution-Faktors haben. Die Bedeutung und Bestimmung der Akzeptanzen für die verschiedenen Targetmaterialien wurde bereits im Kapitel 7.2 motiviert. In Abbildung 7.21 (links) sind die verschiedenen Akzeptanzen für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV dargestellt. Dabei werden die Unterschiede zwischen den Akzeptanzen besonders deutlich: während beim Wasserstoff-Target eine Akzeptanz von bis zu 75% erreicht wird, beträgt diese beim Butanol- und beim Kohlenstoff-Target lediglich 50%. Auch im Verlauf können deutliche Differenzen beobachtet werden. So tritt beim Wasserstoff-Target ein deutlicher Einbruch in der Akzeptanz im Übergangsbereich zwischen Vorwärtskonus und Crystal-Barrel-Detektor bei $\cos \theta_\pi \approx -0,4$ und zwischen Vorwärtskonus und Mini-TAPS-Detektor bei $\cos \theta_\pi \approx -0,9$ auf. Dieser Einbruch ist beim Butanol-Target durch die Beiträge von Nukleonen mit Fermibewegung deutlich reduziert und verschwindet beim Kohlenstoff-Target ganz.

Aufgrund der unterschiedlichen Beträge der Akzeptanzen muss der Skalierungsfaktor zwischen den Targetmaterialien neu bestimmt werden. Dazu wird, wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, die berechnete Masse des Protons ebenfalls mit den Akzeptanzen korrigiert und anschließend aufeinander angepasst. Die so bestimmten Skalierungsfaktoren werden benutzt, um die Winkelverteilungen der Mesonen zu normieren. Die mit der Akzeptanz korrigierten $\cos \theta$ -Verteilungen des Pions sind in Abbildung 7.21 (rechts) für die Photonenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV aufgetragen. Die Messungen der Winkelverteilungen

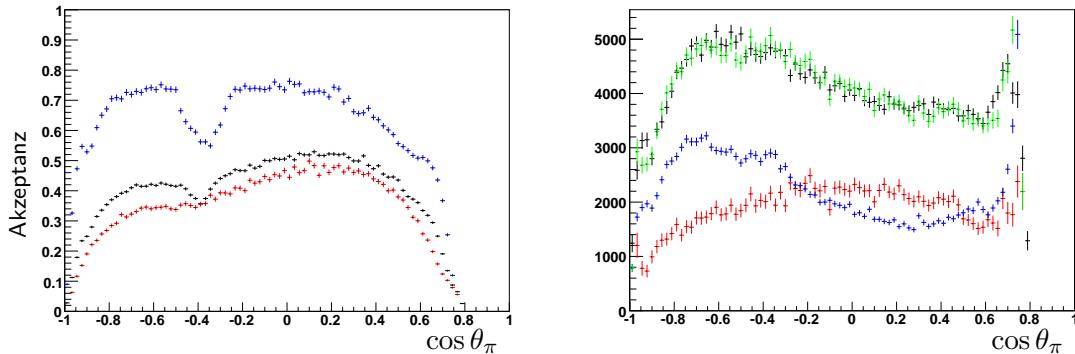


Abbildung 7.21.: Links: die Akzeptanzen am Butanol- (schwarz), Wasserstoff- (blau) und am Kohlenstoff-Target (rot), jeweils für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV bei Verwendung von 3-PED-Ereignissen. Rechts: die $\cos \theta$ -Verteilungen der Pionen nach einer Akzeptanz-Korrektur. Farbgebung wie in Abbildung 7.12

der Pionen am Butanol-Target lassen sich auch unter Verwendung der Akzeptanzen und neu bestimmter Skalierungsfaktoren durch die Summe der Verteilungen am Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target beschreiben. Anhand dieser $\cos \theta$ -Verteilung wird der Dilution-Faktor bestimmt, der in Abbildung 7.22 im Vergleich zum Dilution-Faktor ohne Akzeptanzkorrektur dargestellt ist. In diesem Vergleich stimmen beide Dilution-Faktoren über

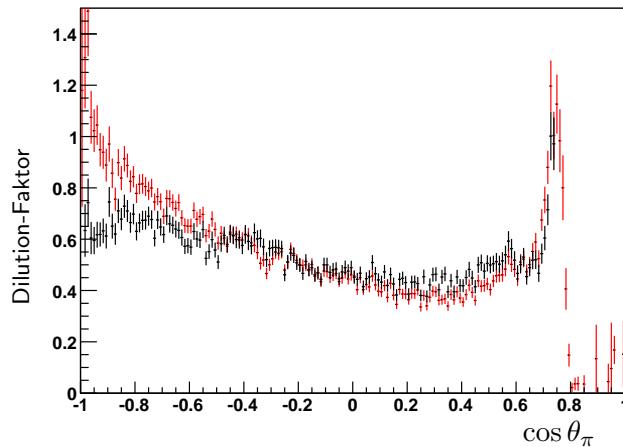


Abbildung 7.22.: Der Dilution-Faktor für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV bei Verwendung von 3-PED-Ereignissen: ohne (rot) und mit Akzeptanzkorrektur (schwarz).

einen weiten Bereich innerhalb der Fehler überein. Lediglich bei Winkeln von $\cos \theta < -0,8$ lassen sich systematische Unterschiede erkennen. Analoge Unterschiede wurden auch schon beim Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Dilution-Faktor im letzten Abschnitt beobachtet. Diese Unterschiede sollen ebenfalls mit der aktuell durchgeführten Messung am Kohlenstoff-Target untersucht und behoben werden. Für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G wurde in den folgenden Kapiteln der Dilution-Faktor ohne Akzeptanzkorrektur verwendet.

Untersuchung des Einflusses der Targetmaterialien und -halterungen auf den Dilution-Faktor

Die Targets mit den verschiedenen Targetmaterialien besitzen unterschiedliche Ummantelungen und Haltestrukturen, die bereits im Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurden. Diese unterschiedlichen Materialbelegungen können sich auf die Detektion der Protonen und der Zuordnung des Ereignisses zu den drei Ereignisklassen auswirken. Die Auswirkungen davon lassen sich in Abbildung 7.13 erkennen: im Bereich von $\cos \theta \approx 0,8$ kommt es zu einer Diskrepanz zwischen den Daten am Butanol-Target und der Summe der Ereignisse am Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target. Im Fall der 1σ breiten Schnitte, die in Abbildung 7.14 gezeigt sind, wird dies noch deutlicher, da in diesem Bereich noch 3-PED-Ereignisse am Wasserstoff-Target registriert werden konnten, während beim Butanol-Target bereits keine Reaktionen mehr beitragen. Ereignisse mit großen θ -Winkeln des Mesons verfügen aufgrund der Kinematik über niedrigerenergetische Protonen, welche sich unter steilen θ -Winkeln von bis zu 90° bewegen. Der Zusammenhang zwischen den Ereignisklassen und der kinetischen Energie des Protons wurde bereits im Kapitel 6.1 aufgezeigt. Da sich die Materialien um die verschiedenen Targetzellen unterscheiden, sind auch die Grenzen unterschiedlich, bei denen ein Ereignis in eine bestimmte Klasse fällt. Ein Proton mit einer bestimmten Energie kann zum Beispiel beim Wasserstoff-Target das Targetmaterial verlassen und in den Detektoren ein Signal hinterlassen. Ein Proton derselben Energie verfügt hingegen beim Kohlenstoff-Target durch den Energieverlust beim Verlassen des Targets aufgrund des zusätzlichen Materials, nicht über genügend Energie, um im Kalorimeter detektiert zu werden. Um den Dilution-Faktor bestimmen zu können, muss sichergestellt werden, dass die energetischen Grenzen zwischen den Ereignisklassen bei den verschiedenen Targets dieselben sind. Die genaue Untersuchung der Übergangsgrenzen ist im Anhang A.5 näher erläutert. Um diese Problematik zu umgehen, kann zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G die Summe der 3-PED- und 2-PED-Ereignisse verwendet werden. Durch die Bestimmung der Polarisationsobservablen aus der Summe dieser beiden Klassen treten eventuelle Asymmetrien durch den Füllstatus des Butanol-Targets, wie sie in Abschnitt 7.1.4 beschrieben wurden, in den Daten nicht auf. Deshalb wird in den folgenden Abschnitten zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G die Summe der 2-PED- und 3-PED-Ereignisse verwendet.

7.4.3. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G

Mit dem im vorherigen Abschnitt bestimmten Dilution-Faktor und dem Fitparameter C aus Gleichung 7.20 lässt sich die Doppelpolarisationsobservable G bestimmen. Die Werte der Observablen G sind in Abbildung 7.23 mit und ohne Dilution-Faktor zu sehen. Dabei wird der Einfluss des Dilution-Faktors deutlich, welcher die Datenpunkte nichtlinear skaliert. Bei der Verwendung von 3σ breiten Schnitten ist der Verlauf der Polarisationsobservablen G ohne den Dilution-Faktor nahezu linear steigend ohne signifikante Strukturen. Erst durch die Verwendung des Dilution-Faktors ändert sich der Verlauf deutlich. Durch die Skalierung werden jedoch auch die Fehler der Observablen skaliert, so dass sie im Vergleich zur Observablen G ohne Verwendung des Dilution-Faktors deutlich ansteigen. Bei den Schnitten mit 1σ -Breite lassen sich auch ohne Dilution-Faktor bereits erste Strukturen erkennen. Da die Statistik deutlich geringer ist als bei der Verwendung der breiteren Schnitte, ist bei den Punkten auch der statistische Fehler größer. Hier macht der Dilution-Faktor nur einen geringen Effekt, da er nahezu konstant bei Eins ist. Im Vergleich der

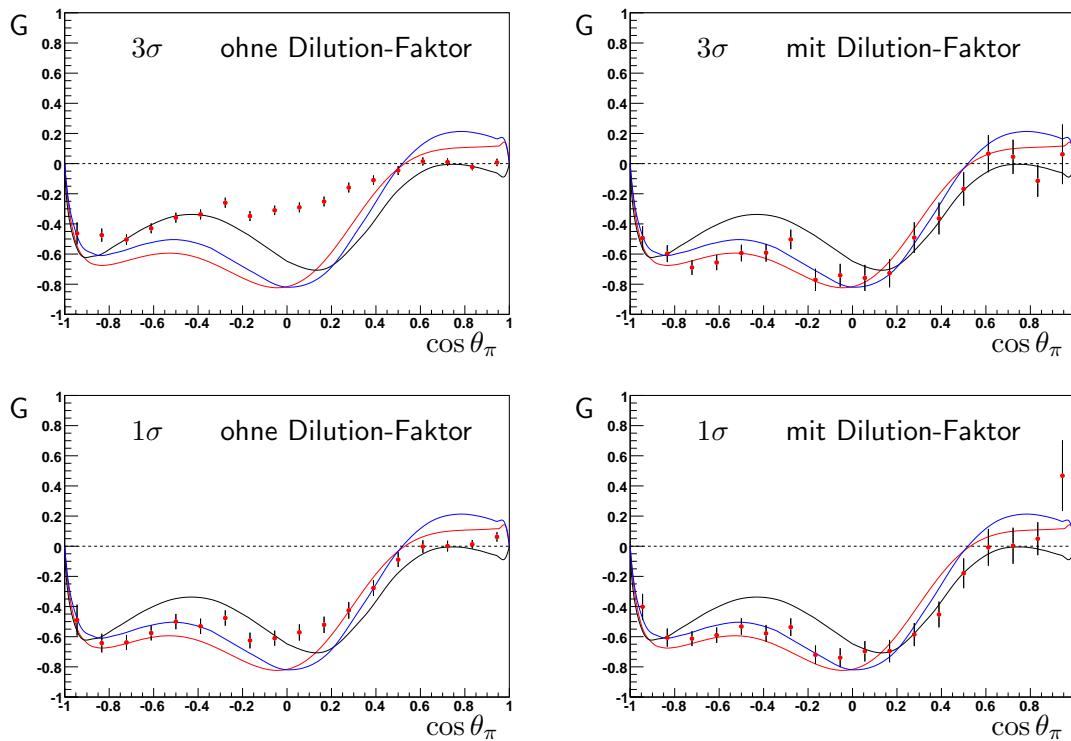


Abbildung 7.23.: Die Doppelpolarisationsobservable G aus der absoluten Bestimmung für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV mit den 2-PED- und 3-PED-Ereignissen, ohne Verwendung des Dilution-Faktors (links) und mit Skalierung durch den Dilution-Faktor (rechts). Die Farbgebung der Vorhersagen ist wie in Abbildung 7.17.

beiden Schnittbreiten zeigt die Doppelpolarisationsobservable G nach Skalierung mit dem Dilution-Faktor innerhalb der Fehlerbalken ein übereinstimmendes Ergebnis.

Die Observable G mit normierten Asymmetrien

Bei der oben bestimmten Doppelpolarisationsobservablen G aus den vier einzelnen separaten Datensätzen mit unterschiedlicher Target- und Strahlpolarisation, wurden die künstlichen Asymmetrien, welche in Kapitel 7.1 erläutert wurden, nicht beachtet. Diese Asymmetrien können zu Fehlern beim Anpassen der Fitfunktion und somit zu falschen Werten der Observablen G führen. Um dies zu verhindern, kann die Summe aller Mess-einstellungen, welche bereits in Kapitel 7.1 verwendet wurde um künstliche Asymmetrien zu untersuchen, benutzt werden. Dazu werden die θ - ϕ -Verteilungen der Mesonen durch diese Summe geteilt und die weitere Analyse wie oben beschrieben durchgeführt. Die sich ergebenden ϕ -Verteilungen sind in Abbildung 7.24 dargestellt, die Verteilungen der Doppelpolarisationsobservablen G in Abbildung 7.25. Aus den Abbildungen wird deutlich, dass sich die Fehlerbalken durch die Division mit der Summe erhöhen. Zwar beschreiben die Fitfunktionen die Datenpunkte der ϕ -Verteilungen besser, jedoch werden dadurch die Fehler der Polarisationsobservablen vor allem bei 3σ breiten Schnitten deutlich vergrößert. Deshalb wird diese Methode für die weitere Betrachtung nicht verwendet.

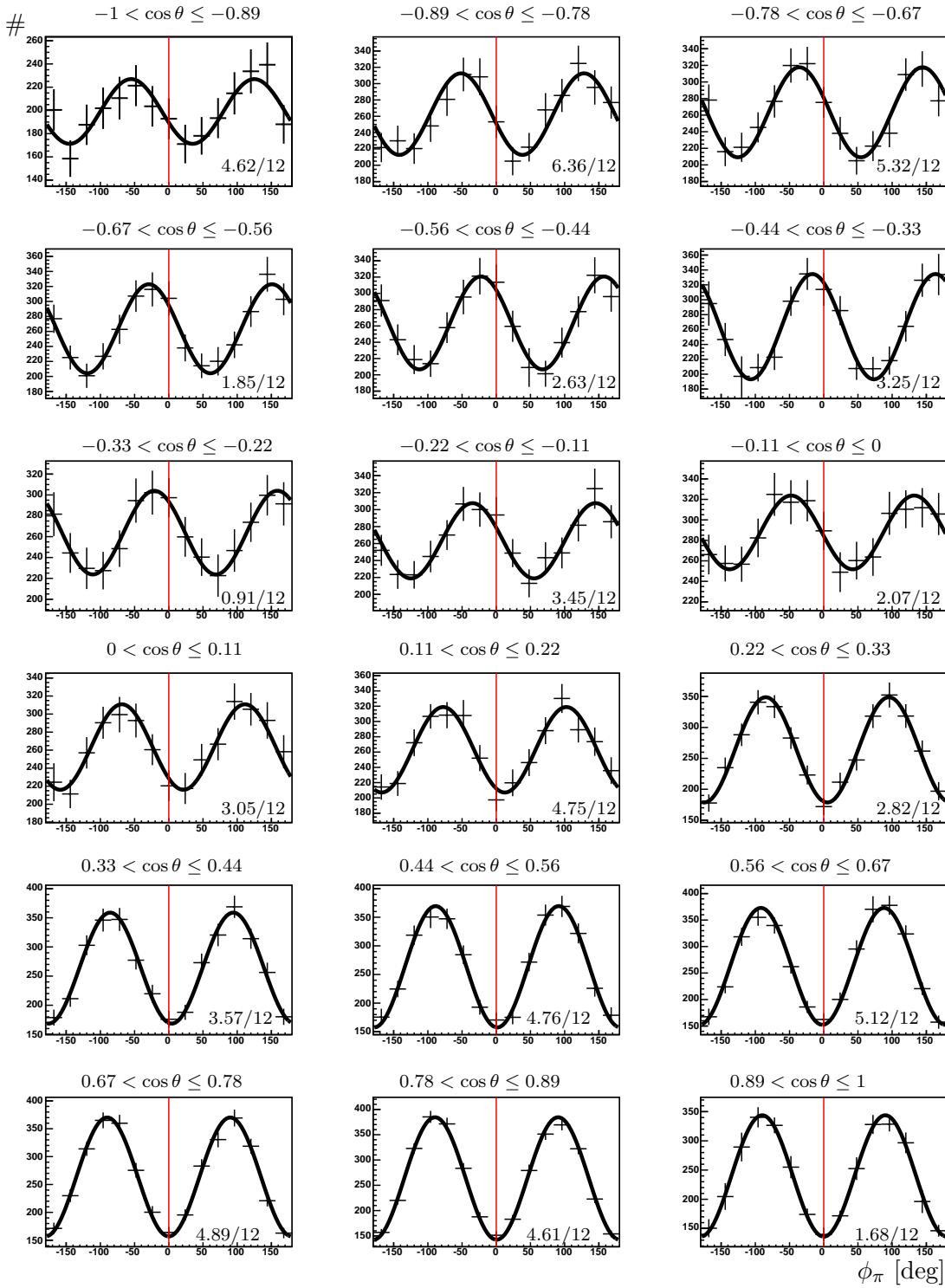


Abbildung 7.24.: Die ϕ -Verteilungen für die θ -Bins aus der absoluten Bestimmung der Observablen bei einer Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV mit Normierung unter Verwendung von 3σ breiten Schnitten. Die rote Linie markiert die Ebene der linearpolarisierten Photonen.

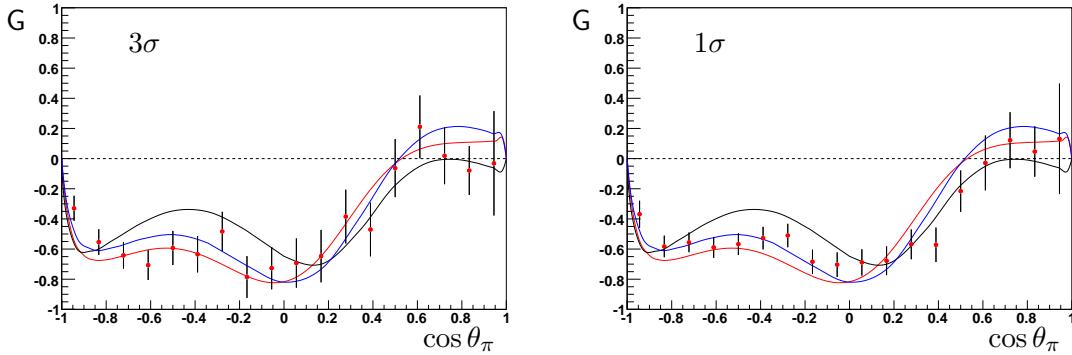


Abbildung 7.25.: Die Doppelpolarisationsobservable G aus der absoluten Bestimmung für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV mit Normierung. Die Farbgebung der Vorhersagen wie in Abbildung 7.17.

7.5. Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen über Differenzen

Um die Doppelpolarisationsobservable G ausgehend von Gleichung 7.6 zu bestimmen, gibt es neben dem absoluten Anfitten der Asymmetrien auch die Bestimmungsmethode über Differenzen. Dazu wird für eine Diamanteinstellung die Differenz der verschiedenen Targetpolarisationsrichtungen \oplus und \ominus betrachtet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{diff}}^{\oplus} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B^{\oplus}(\theta, \phi) - \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B^{\ominus}(\theta, \phi) = 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0}(\theta, \phi) \cdot p_\gamma p_T \cdot G \sin(2\phi). \quad (7.29)$$

Diese Differenz wird für beide Diamanteinstellungen gebildet und anschließend kombiniert. Da die Ebene der linearpolarisierten Photonen bei den Einstellungen um 90° gedreht ist, ergibt sich

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{diff}}^{+45} - \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{diff}}^{-45} = 4 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0}(\theta, \phi) \cdot p_\gamma p_T \cdot G \cos(2\phi). \quad (7.30)$$

Durch Bildung der Differenz kann eine $\cos 2\phi$ -Verteilung an die Daten angefittet werden, deren Amplitude lediglich von der Doppelpolarisationsobservable G und dem unpolarierten Wirkungsquerschnitt am freien Proton abhängig ist.

Analog kann auch die Differenz der Diamanteinstellungen, $+45^\circ$ und -45° , bei fester Targetpolarisationsrichtung betrachtet werden, welche die folgende Gleichung liefert:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B^{+45}(\theta, \phi) - \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B^{-45}(\theta, \phi) &= -2 \cdot p_\gamma \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0} \Sigma_H + \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{C0} \Sigma_C \right) \cdot \sin(2\phi) \\ &\quad + 2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{H0}(\theta, \phi) \cdot p_\gamma p_T \cdot G \cos(2\phi). \end{aligned} \quad (7.31)$$

Damit lässt sich die Doppelpolarisationsobservable G und die Strahlasymmetrie Σ_B durch anfitten einer mit $\sin 2\phi$ - und $\cos 2\phi$ -modulierten Funktion bestimmen. Da diese Methode jedoch keine Verbesserungen zur in Kapitel 7.4 vorgestellten Methode bietet, wird hier lediglich auf die Bestimmung der Observablen mithilfe von Gleichung 7.30 eingegangen.

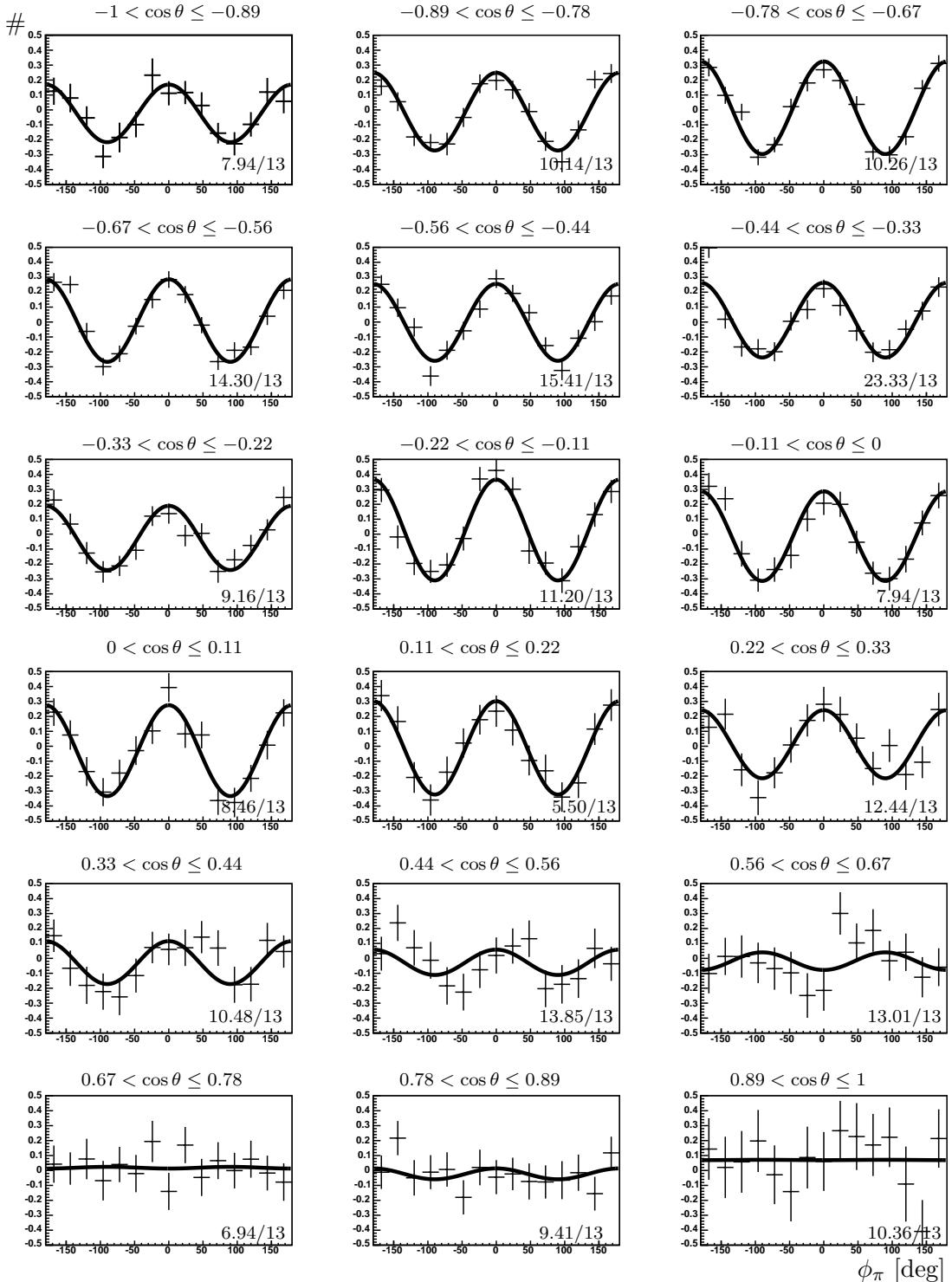


Abbildung 7.26.: Die ϕ -Verteilungen für die θ -Bins aus der Bestimmung der Observablen über Differenzen bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV unter Verwendung von 3σ breiten Schnitten.

Die Differenz aus Gleichung 7.30 ist in Abbildung 7.26 für verschiedene θ -Bins bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV dargestellt. Zur Anpassung an die Datenpunkte wurde die Fitfunktion

$$F(\theta, \phi) = A \cdot \cos(2\phi) \quad (7.32)$$

verwendet. Es ist deutlich zu sehen, dass die Daten lediglich eine $\cos 2\phi$ -Abhängigkeit besitzen und deren Amplitude für große $\cos \theta$ -Wert verschwindet. Die ϕ -Verteilungen der anderen Energiebereiche befinden sich im Anhang B.8.

Um aus dem Fitparameter A die Doppelpolarisationsobservable G zu bestimmen, müssen die Werte mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt am freien Proton normiert werden. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist die genaue Kenntnis des Photonenflusses wichtig. Da jedoch in den Strahlzeiten mit linearpolarisierten Photonen und longitudinalpolarisiertem Target einige Probleme an der Photonenmarkierungsanlage aufgetreten sind, stellt sich die Bestimmung des Photonenflusses in diesen Strahlzeiten als problematisch dar. Eine nähere Erläuterung dieser Problematik findet sich im Anhang A.6. Um dies zu umgehen wurde eine vom Photonenfluss unabhängige Normierungsmethode verwendet. Da sich die Akzeptanzen für die verschiedenen Targetmaterialien, wie bereits gezeigt, herauskürzen, kann Gleichung 7.30 mit Zählraten ausgedrückt werden:

$$\frac{N_B^\oplus - N_B^\ominus}{S \cdot N_H} = p_\gamma p_T \cdot G \cos(2\phi). \quad (7.33)$$

Dabei sind N_B^\oplus und N_B^\ominus die Zählraten für die verschiedenen Targetpolarisationsrichtungen am Butanol-Target und N_H ist die Zählrate am unpolarisierten Wasserstoff-Target. Um die Zählraten aufeinander zu normieren, wird der Skalierungsfaktor S verwendet. Dieser Faktor wird, wie in Abschnitt 7.3 beschrieben, über die Betrachtung der Verteilungen der berechneten Protonenmasse der verschiedenen Targetmaterialien bestimmt.

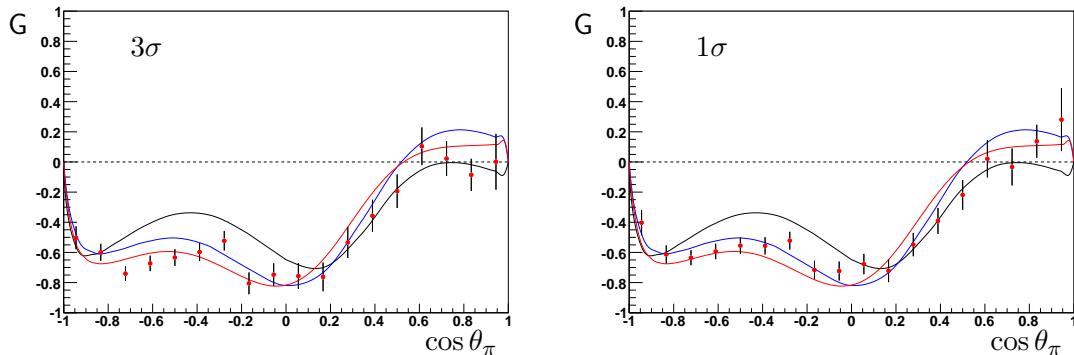


Abbildung 7.27.: Die Doppelpolarisationsobservable G aus der Bestimmung über Differenzen für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV. Farbgebung der Vorhersagen analog zu in Abbildung 7.17.

Die damit bestimmte Doppelpolarisationsobservable G ist in Abbildung 7.27 für die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten aufgetragen. Dabei zeigen sich nur sehr geringe Unterschiede in den Ergebnissen, wobei die Fehler bei der Verwendung von 1σ breiten Schnitten etwas kleiner sind. Die Doppelpolarisationsobservable für die weiteren Energien finden sich im Anhang B.9. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der anderen Bestimmungsmethoden wird in Kapitel 7.8 vorgenommen.

7.6. Rechnerische Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen

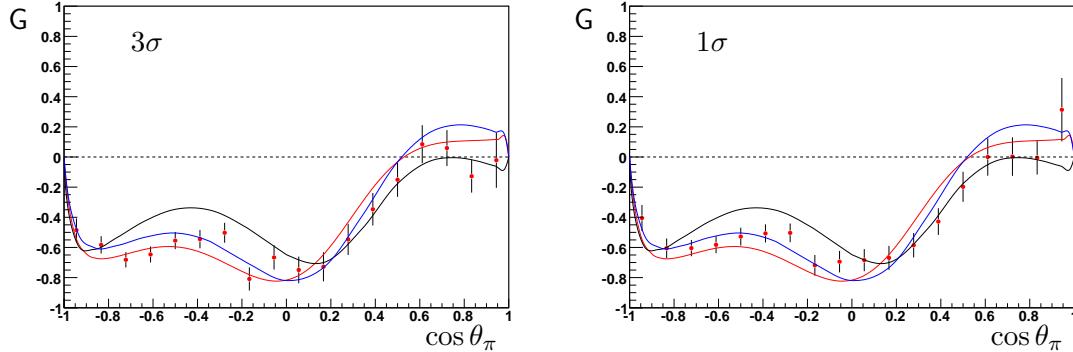


Abbildung 7.28.: Die Doppelpolarisationsobservable G bestimmt anhand der rechnerischen Methode für die Photonenergie $E_\gamma = 1000$ MeV und die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten. Die Farbgebung der Vorhersagen wie in Abbildung 7.17.

Neben der Bestimmung der Polarisationsobservablen mithilfe von Fitfunktionen, ist es auch möglich, diese Observablen ausschließlich rechnerisch zu bestimmen. Dazu wird Gleichung 7.6 mit der folgenden Funktion dargestellt:

$$F(\phi) = A + B \cdot \cos(2\phi) + C \cdot \sin(2\phi). \quad (7.34)$$

Für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G wird die Kenntnis des Faktors C benötigt. Dazu wird die obige Gleichung mit dem Term $\sin(2\phi)$ multipliziert:

$$F'(\phi) = F(\phi) \cdot \sin(2\phi) \quad (7.35)$$

$$= A \cdot \sin(2\phi) + B \cdot \cos(2\phi) \cdot \sin(2\phi) + C \cdot \sin(2\phi) \cdot \sin(2\phi) \quad (7.36)$$

Wird diese Gleichung über den ϕ -Bereich aufsummiert, so fallen bis auf den zu bestimmenden alle Terme weg:

$$a = \sum_{\phi} F'(\phi) = C \cdot \sum_{\phi} \sin^2(2\phi). \quad (7.37)$$

Mit $b = \sum_{\phi} \sin^2(2\phi)$ folgt daraus:

$$C = \frac{a}{b} = p_\gamma p_T \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_H \cdot G \quad (7.38)$$

$$\Rightarrow G = \frac{a}{b} \cdot \frac{1}{p_\gamma p_T} \left(\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_H \right)^{-1}. \quad (7.39)$$

Auch hier kann die Skalierung des Wirkungsquerschnitts am Wasserstoff-Target durch eine Normierung über die Bestimmung der Anteile im Butanol-Target durchgeführt werden. Die daraus resultierenden Werte für die Doppelpolarisationsobservable G sind für die Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV in Abbildung 7.28 aufgeführt. Die weiteren Energieintervalle befinden sich im Anhang B.10.

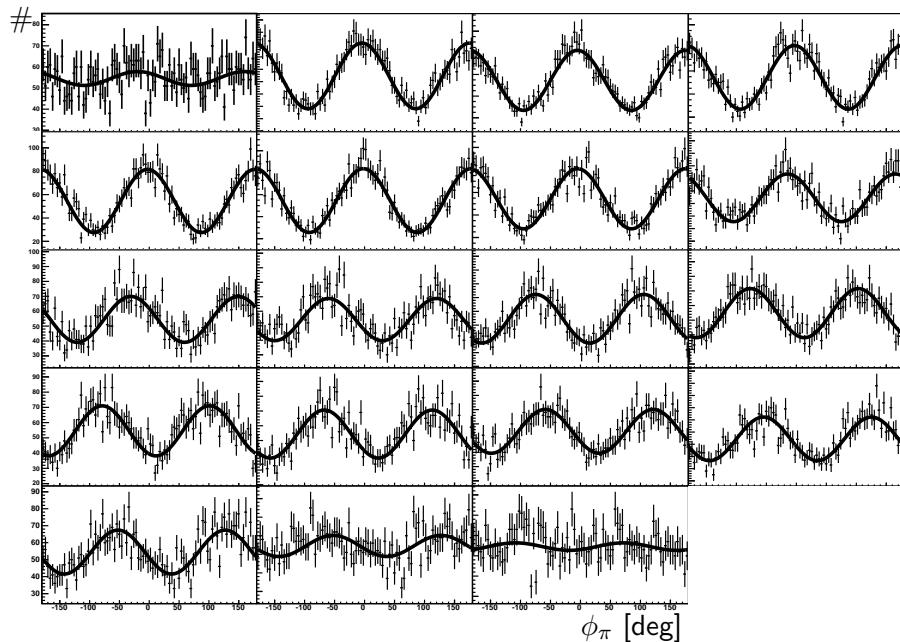


Abbildung 7.29.: Die ϕ -Verteilungen der generierten Daten für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1050$ MeV zusammen mit einer Fitfunktion. Alle Schwankungen sind rein statistischer Natur.

7.7. Qualitativer Vergleich der Methoden mithilfe von generierten Daten

Zur qualitativen Bewertung der verschiedenen Methoden wurden unter Verwendung von Vorhersagen der MAID-Partialwellenanalysen [DKT07] Zufallsdaten generiert. Diese Daten enthalten für einen bestimmten Energiebereich die Vorhersagen für die Strahlasymmetrie Σ und die Doppelpolarisationsobservable G , in Kombination mit realistischen Werten für den Polarisationsgrad der Protonen und Photonen. Anhand der so generierten Verteilungen werden Zufallsdaten generiert, deren Anzahl der Statistik im Experiment entspricht. Die erzeugten Zufallsdaten können zusammen mit einer Fitfunktion an die Datenpunkte Abbildung 7.29 entnommen werden.

Mithilfe dieser Daten kann die Qualität der unterschiedlichen Analysemethoden untersucht werden. Zusätzlich können künstliche Ineffizienzen in verschiedenen Winkelbereichen und mit variablen Stärken in die Daten eingebracht werden, um deren Auswirkungen auf die verschiedenen Methoden zu untersuchen.

In Abbildung 7.30 (links) ist die Analyse der generierten Daten durch die verschiedenen Methoden dargestellt. Die Werte der so bestimmten Polarisationsobservable stimmen miteinander überein, es können lediglich Abweichungen von der Vorhersage aufgrund von statistischen Schwankungen beobachtet werden. Die absoluten Abweichungen der unterschiedlichen Bestimmungen sind dabei kleiner als 2%.

Durch die Verwendung von generierten Daten besteht die Möglichkeit gezielt Detektorbereiche auszuschalten oder die Effizienz herabzusetzen um die Auswirkungen auf die unterschiedlichen Methoden zu untersuchen. Dazu wurde der Winkelbereich von $75^\circ \leq \theta \leq 85^\circ$ und $10^\circ \leq \phi \leq 30^\circ$ deaktiviert, wie in Abbildung 7.31 (links) erkennbar ist. Ein solche Systematik würde durch den vollständigen Ausfall mehrerer Kristalle entstehen. Die Be-

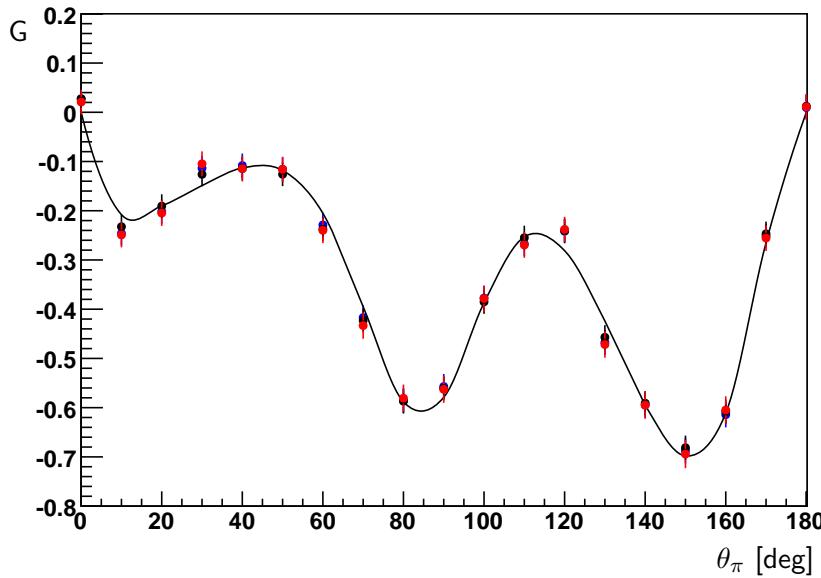


Abbildung 7.30.: Die Polarisationsobservable G aus generierten Daten: absolute Bestimmungsmethode (schwarz), Bestimmung über Differenzbildung (rot) und rechnerische Bestimmung (blau). Die Abweichungen der Methoden voneinander und zur MAID-Vorhersage [DKT07] (schwarze Linie) sind durch statistische Schwankungen gegeben.

stimmungen der Polarisationsobservable für die Winkelverteilung mit Ineffizienzen sind in Abbildung 7.31 (rechts) dargestellt. Bei allen drei Bestimmungsmethoden entspricht der Wert der Vorhersage, durch die künstliche Ineffizienz wird lediglich der Fehler des Wertes vergrößert. Zusätzlich steigt das χ^2 des Fits bei der absoluten Bestimmungsmethode deutlich an, wie in Abbildung 7.32 zu sehen ist, und gibt somit einen Hinweis auf eventuelle Probleme. Durch die Verwendung der drei Methoden zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G werden jeweils eventuelle Ineffizienzen, wie sie in Kapitel 7.1 erläutert wurden, ausgeglichen und tauchen deshalb in der Observablen nicht auf.

7.8. Vergleich der verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G

Zur Bewertung der verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Observablen, werden die Ergebnisse zusammen aufgetragen, wie in Abbildung 7.33 für eine Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV gezeigt ist. Auch unter Verwendung von realen Daten stimmen die Ergebnisse der Methoden miteinander überein und zeigen keine systematischen Effekte. Allerdings treten höhere Abweichungen zwischen den Methoden auf, als unter Verwendung von generierten Daten sichtbar wurde, was durch die Beiträge von Reaktionen an unpolarisierten Nukleonen zu erklären ist.

Die Abbildungen der Doppelpolarisationsobservablen mit den unterschiedlichen Bestimmungsmethoden für die verschiedenen Energieintervalle befinden sich in Anhang B.11.

Da die Bestimmungsmethoden keine direkten Qualitätsmerkmale bieten, sind für den Ver-

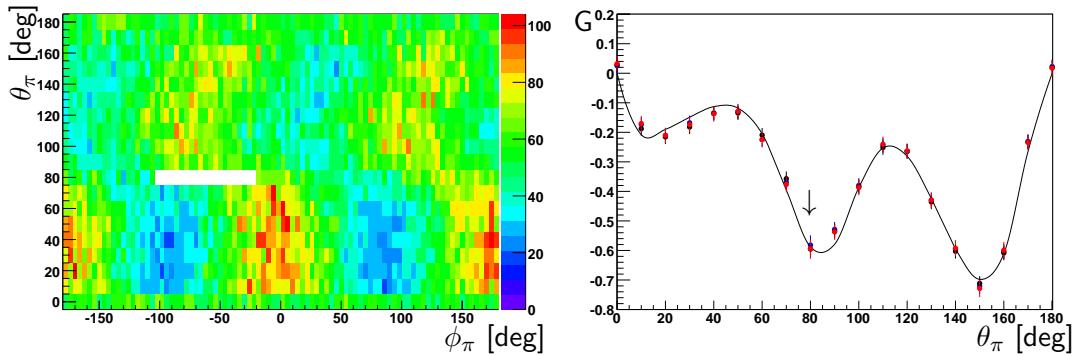


Abbildung 7.31.: Die generierte Verteilung der Mesonen mit einer Ineffizienz bei $\theta = 80^\circ$ (links). Die Polarisationsobservable G aus generierten Daten (rechts) mit Ineffizienz (Pfeil). Die Observable weist bei den verschiedenen Bestimmungsmethoden keine Abweichung von der Vorhersage auf, es nehmen lediglich die Fehler zu. Farbgebung wie in Abbildung 7.30.

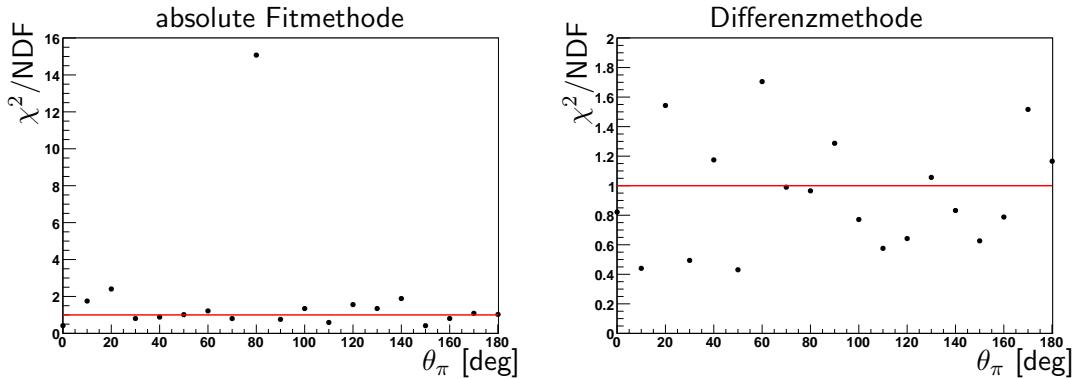


Abbildung 7.32.: Der Wert χ^2 pro Freiheitsgrad für die Fitfunktionen der absoluten und Differenzmethode zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G . Als Datensatz wurden generierte Ereignisse verwendet, bei denen eine künstliche Ineffizienz bei $\theta_\pi = 80^\circ$ simuliert wurde.

gleich der drei Methoden die gemittelten Fehler aus Abbildung 7.33 in Tabelle 7.1 aufgelistet. Dabei wurde der Wert von $\cos \theta = 0,94$ vernachlässigt, da er eine große statistische Unsicherheit besitzt.

Bei einem Vergleich der beiden verwendeten Schnittbreiten wird deutlich, dass bei allen drei Bestimmungsmethoden, trotz Reduktion der gesamten Statistik, der Fehler bei schmalen Schnitten geringer ist, da weniger Reaktionen an unpolarisierten Protonen und Neutronen beitragen. Somit ist die Verwendung von 3σ breiten Schnitten zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G nicht sinnvoll.

Ein direkter Vergleich der unterschiedlichen Bestimmungsmethoden zeigt, dass die rechnerische Bestimmung der Observablen den größten Fehler liefert. Bei Verwendung von Fitfunktionen liefern beide Bestimmungsmethoden ähnlich kleine Fehler, wobei die Fehler der absoluten Methode geringer sind.

Für die Interpretation der Polarisationsobservablen wird deshalb im nächsten Kapitel die absolute Bestimmungsmethode der Doppelpolarisationsobservablen in Kombination mit 1σ breiten Schnitten verwendet, um so einen möglichst geringen Fehler zu erhalten.

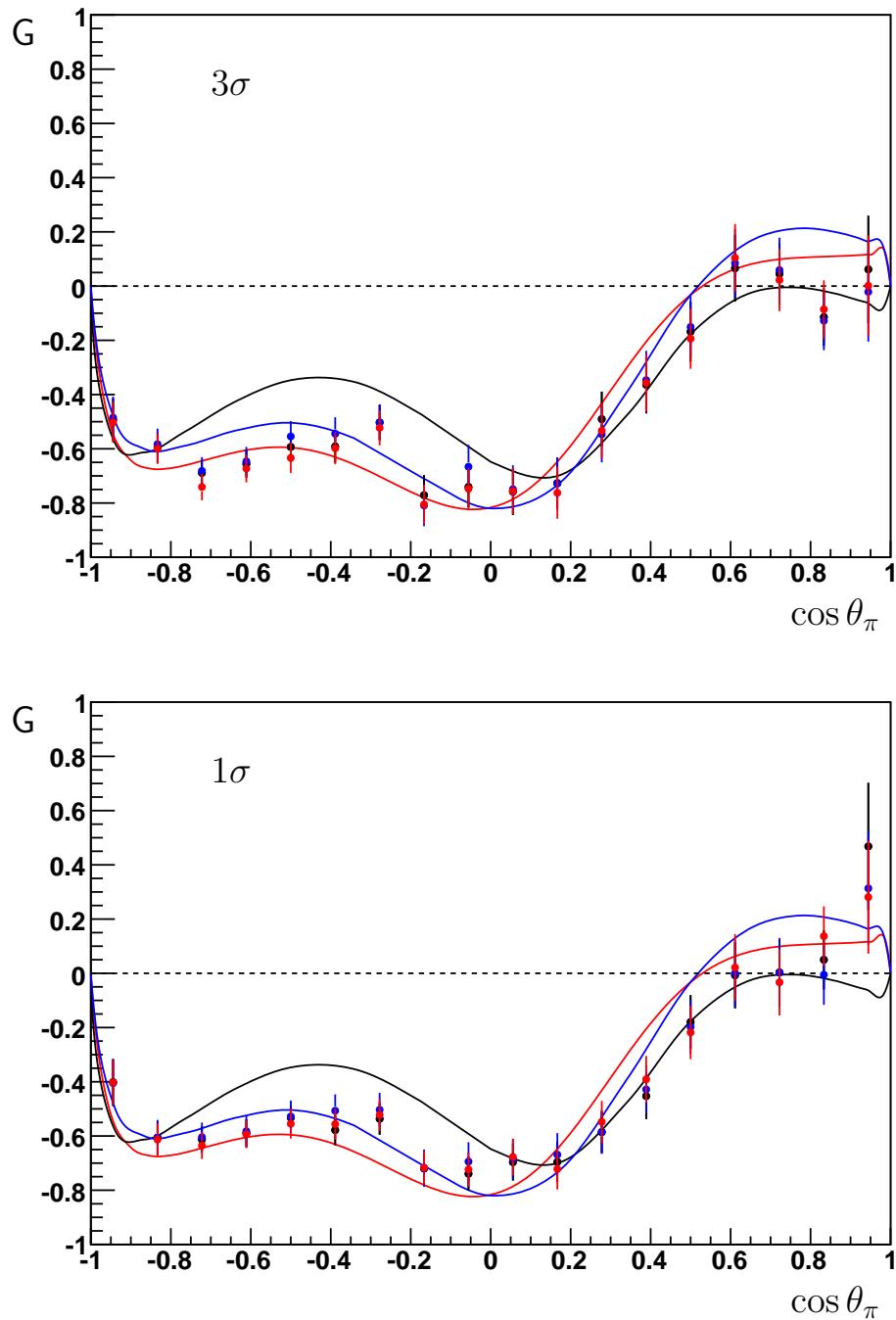


Abbildung 7.33.: Die Doppelpolarisationsobservable G für eine Photonenenergie von $E_\gamma = 1000$ MeV und die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten. Aufgetragen sind die Ergebnisse der absoluten Bestimmungsmethode in schwarz, der Bestimmung über Differenzen in rot und der rechnerischen Bestimmung in blau. Farbgebung der Vorhersagen analog zu in Abbildung 7.17.

Bestimmungsmethode	Schnittbreite	
	3σ	1σ
absolut	0,0825952	0,0760602
Differenzen	0,0826960	0,0764150
rechnerisch	0,0850089	0,0804515

Tabelle 7.1.: Die gemittelten Fehler der Observablen G für eine Energie von $E_\gamma = 1000$ MeV aus Abbildung 7.33. Die Werte von $\cos \theta = 0,94$ wurden aufgrund der großen statistischen Ungenauigkeit nicht mit einbezogen.

7.9. Bestimmung des systematischen Fehlers

Der systematische Fehler setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen, welche getrennt bestimmt und quadratisch aufsummiert werden. Die Unsicherheit der Methodik wird über den Vergleich der drei unterschiedlichen Bestimmungsmethoden extrahiert, welche im letzten Abschnitt dargestellt wurden. Die halbe maximale Abweichung der Methoden wird dabei verwendet und stellt den größten Beitrag zum systematischen Fehler. In allen drei Methoden werden die aus der Anpassung der berechneten Protonenmasse bestimmten Skalierungsfaktoren verwendet. Um den systematischen Fehler durch die verwendeten Bestimmungsmethode zu untersuchen, wurden die Skalierungsfaktoren aus der Anpassung der berechneten Protonenmasse innerhalb ihrer Fehler variiert und die Auswirkungen auf die Doppelpolarisationsobservable G betrachtet. Die halbe maximale Abweichung durch Variation innerhalb der Fehler liefert dabei den Beitrag zum systematischen Fehler.

Bei der Bestimmung des Polarisationsgrads der linearpolarisierten Photonen wird das Programm ANB verwendet, welches bereits in Abschnitt 5.3.1 beschrieben wurde. Dieses Programm liefert neben dem Polarisationsgrad auch einen Fehler für jede Photonenergie. Der mittlere Fehler wurde für jedes Energie-Intervall bestimmt und variiert, je nach Photonenergie, im Bereich $\Delta p_{lin} = 1,5 - 3\%$. Der Fehler für den Polarisationsgrad der Protonen ist konstant über den gesamten Energiebereich und beträgt $\frac{\Delta p_T}{p} = 2\%$ [Dut11]. Der gesamte systematische Fehler wurde für alle Datenpunkte bestimmt und ist in den Histogrammen im nächsten Kapitel für die verschiedenen Energien gezeigt.

8. Diskussion der Ergebnisse

Nachdem im letzten Kapitel gezeigt wurde, wie aus den gemessenen Daten die Polarisationsobservablen Σ und G bestimmt wurden, können diese mit den Vorhersagen der Partialwellenanalysen verglichen werden. Wie bereits in Abschnitt 7.4.1 dargelegt wurde kann die Einfachpolarisationsobservable Σ zusätzlich mit bisherigen Messungen am freien Proton verglichen werden.

Zum energieabhängigen Vergleich wurden die Datensätze in $E_\gamma = 33, 33$ MeV breite Energieintervalle unterteilt, wobei in den Abbildungen jeweils die gemittelte Energie angegeben ist. Für die Energien bis $E_\gamma \leq 917$ MeV werden die Datensätze mit kohärenter Kante bei $E_\gamma = 950$ MeV verwendet, für alle höheren Energien der Datensatz mit kohärenter Kante bei $E_\gamma = 1150$ MeV.

8.1. Ergebnisse für die Einfachpolarisationsobservable Σ

Die Ergebnisse für die Einfachpolarisationsobservable Σ sind zusammen mit den Vorhersagen der Partialwellenanalysen MAID [DKT07], BnGa [BnG10] und SAID [D⁺09] für die verschiedenen Energiebereiche, in den Abbildungen 8.1 und 8.2 dargestellt. Zum Vergleich sind dort ebenfalls die Ergebnisse der Messung am freien Proton von der GRAAL-Kollaboration [B⁺05a] aufgetragen. Über den gesamten Energiebereich stimmen die in dieser Arbeit bestimmten Werte mit den Messwerten der GRAAL-Kollaboration innerhalb der Fehler überein. Lediglich im Bereich der hohen Energien lassen sich leichte Abweichungen erkennen, die darauf zurückgeführt werden können, dass trotz schmaler Schnittbreiten Reaktionen an gebundenen Nukleonen vom Butanol-Target im Datensatz vorhanden sind. Die gute Übereinstimmung zwischen der hier bestimmten Observablen und den bisherigen Messungen am freien Proton gibt einen Hinweis darauf, dass die Reaktionen am Butanol-Target gut verstanden sind und Ereignisse am freien Proton aus diesen Datensätzen extrahiert werden können. Zudem werden zur Zeit weitere Untersuchungen der Strahlasymmetrie Σ am gebundenen Proton durchgeführt [Jür12], die helfen können, die beobachteten Abweichungen zu verstehen.

Die Werte der Strahlasymmetrie Σ werden von den Partialwellenanalysen in vielen Fällen gut beschrieben. In allen Partialwellenanalysen sind die Messwerte der GRAAL-Kollaboration bereits integriert und für die Beschreibung der Amplituden verwendet worden, deshalb sind gute Übereinstimmungen mit den Messwerten zu erwarten.

Neben der winkelabhängigen Betrachtung der Observablen Σ kann auch die in Abbildung 8.3 gezeigte Energieabhängigkeit untersucht werden. Dort ist die komplette Vorhersage des MAID-Modells zusammen mit Vorhersagen nach Entfernung einzelner Resonanzen gezeigt, jedoch ohne eine erneute Anpassung des Modells vorzunehmen. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass die verschiedenen Resonanzen unterschiedlichen Einfluss auf die Observable haben. So hat die Resonanz $S_{31}(1620)$ bei einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ kaum einen Einfluss auf den Verlauf der Vorhersage, während sie bei einem Winkel von $\theta = 110^\circ$ für größere Energien einen deutlichen Beitrag liefert. Zusätzlich kann vor allem bei $\theta = 90^\circ$ eine große

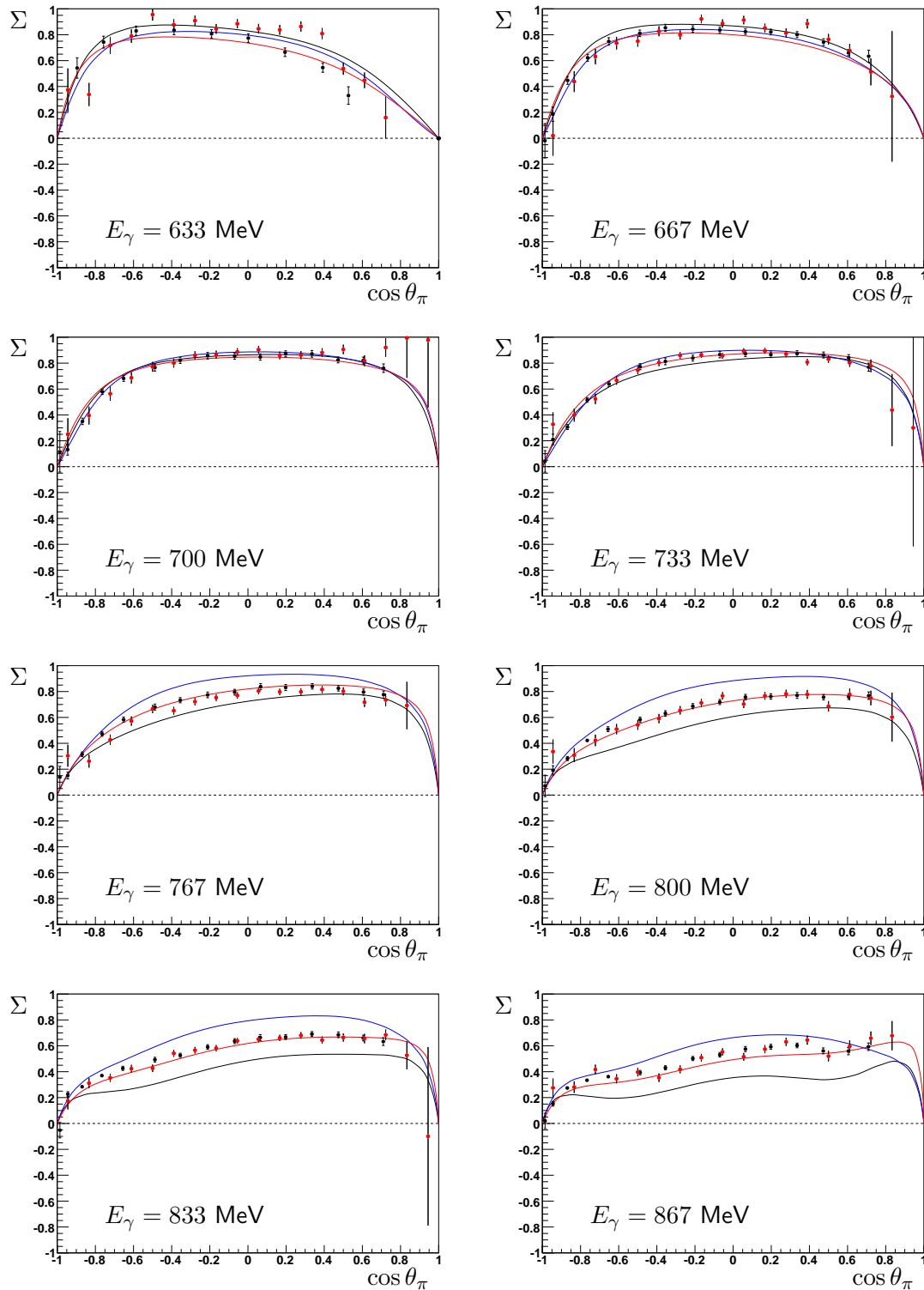


Abbildung 8.1.: Die Polarisationsobservable Σ für die verschiedenen Energieintervalle: die Ergebnisse dieser Arbeit (rote Punkte) im Vergleich zur Messung der GRAAL-Kollaboration [B⁺05a] (schwarze Punkte). Die Linien stellen die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen dar: BnGa [BnG10] (rot), MAID [DKT07] (schwarz), SAID [D⁺09] (blau).

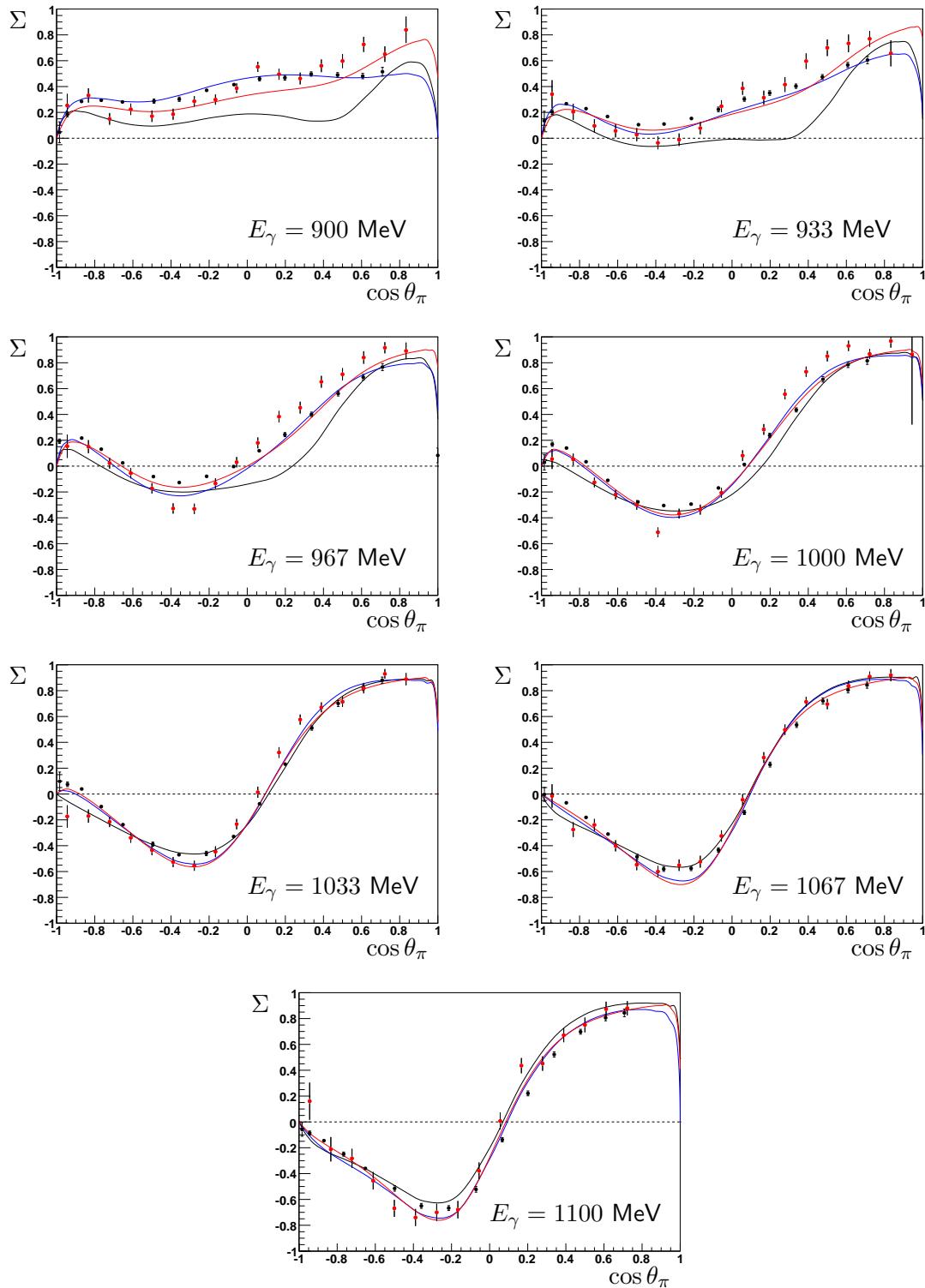


Abbildung 8.2.: Die Polarisationsobservable Σ für die verschiedenen Energieintervalle.
Farbgebung wie in Abbildung 8.1.

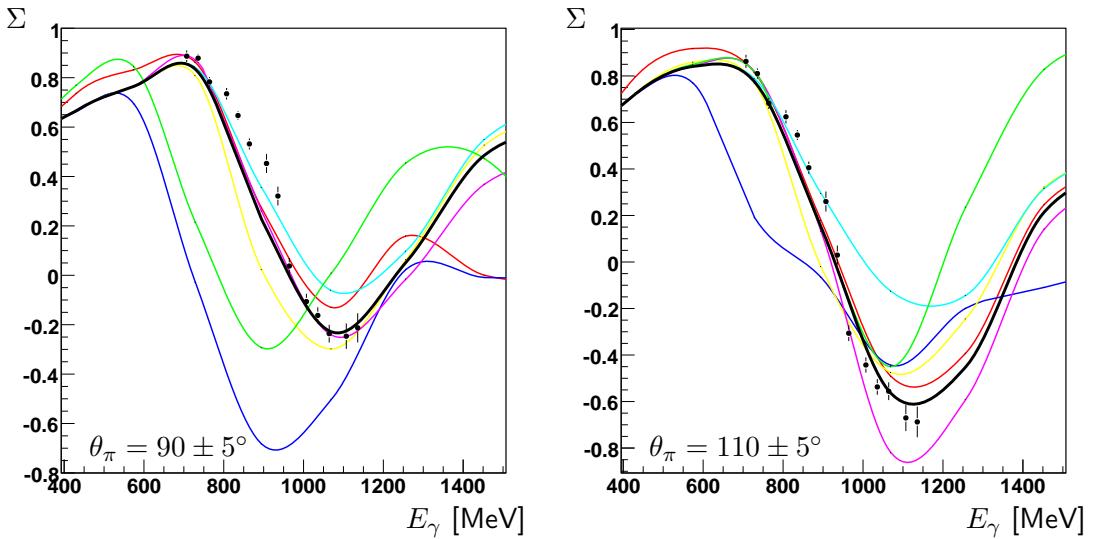


Abbildung 8.3.: Die Energieabhängigkeit der Polarisationsobservablen Σ für zwei verschiedene Winkel. Zusätzlich sind die Vorhersagen des MAID-Modells [DKT07] eingetragen, bei denen verschiedene Resonanzbeiträge deaktiviert wurden: alle Resonanzen (schwarz), ohne $P_{11}(1440)$ (rot), ohne $D_{13}(1520)$ (blau), ohne $S_{11}(1535)$ (gelb), ohne $S_{31}(1620)$ (pink), ohne $S_{11}(1650)$ (türkis), ohne $F_{15}(1680)$ (grün).

Sensitivität auf die $D_{13}(1520)$ beobachtet werden. Dies verdeutlicht die Notwendigkeit Observablen in einem breiten Winkelbereich bei einer möglichst großen Energieabdeckung zu bestimmen.

8.2. Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen G mit den Vorhersagen der Partialwellenanalysen

Mit der im Kapitel 7.4.3 erläuterten absoluten Bestimmungsmethode für die Doppelpolarisationsobservable G , kann diese für die verschiedenen Energieintervalle dargestellt werden, wie in Abbildungen 8.4 und 8.5 zu sehen ist. Dort sind ebenfalls die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen eingezeichnet, die in Abschnitt 2.2.6 erläutert wurden. Die Datenpunkte der Doppelpolarisationsobservablen sind zudem im Anhang C in tabellarischer Form aufgelistet.

Vor allem bei niedrigen Photonenergien lassen sich deutliche Unterschiede zwischen den Vorhersagen der Partialwellenanalysen erkennen. So sagt zum Beispiel für eine Photonenergie von $E_\gamma = 700$ MeV das SAID-Programm [D⁺09] einen Nulldurchgang bei $\cos \theta \approx 0,1$ voraus, während die Vorhersagen des MAID-Modells [DKT07] fast über den gesamten Bereich negativ sind. Hier kann anhand der Messwerte der Observablen G eine Aussage über die Partialwellenanalysen getroffen werden: während die Vorhersagen der MAID- und BnGa-Analysen die Daten innerhalb der Fehler beschreiben können, weicht die Kurve des SAID-Programms deutlich ab.

Im Gegensatz dazu wird bei höheren Photonenergien ein anderes Verhalten beobachtet. So zeigen die Vorhersagen zum Beispiel für eine Photonenergie von $E_\gamma = 1067$ MeV

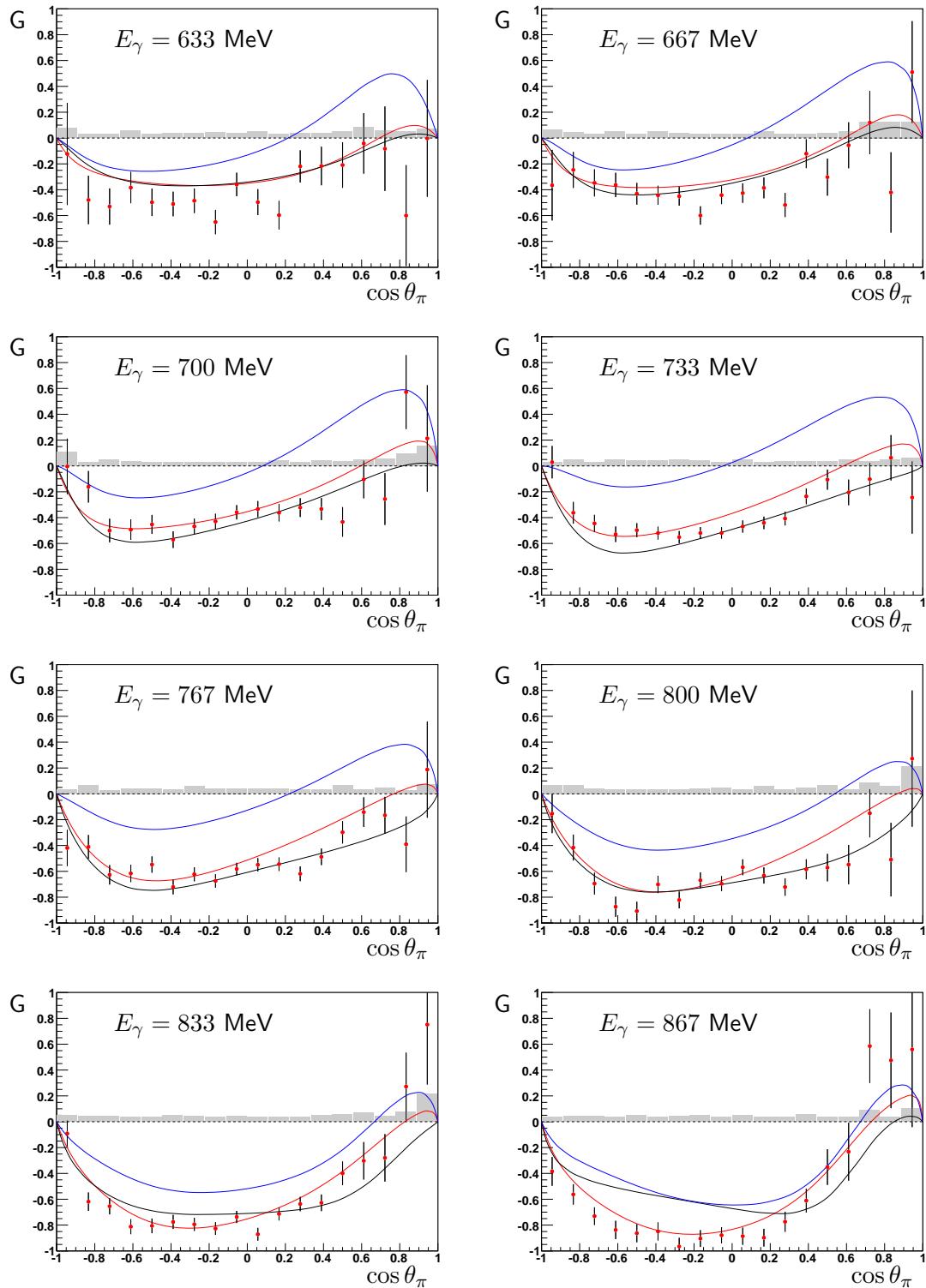


Abbildung 8.4.: Die Doppelpolarisationsobservable G für die verschiedenen Energieintervalle (rote Punkte) mit dem systematischen Fehler (graue Balken). Die Linien stellen die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen dar: BnGa [BnG10] (rot), MAID [DKT07] (schwarz), SAID [D^+ 09] (blau).

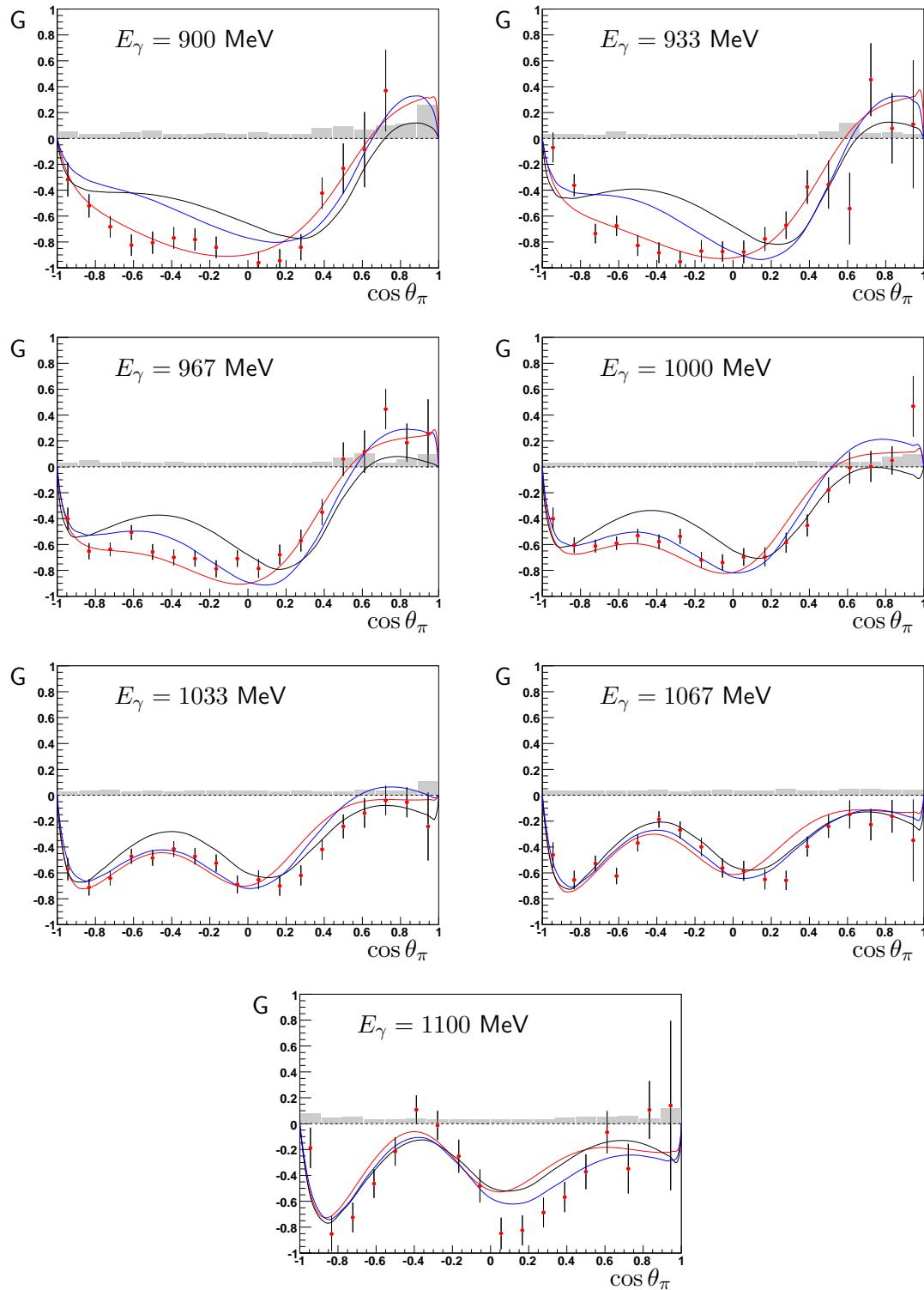


Abbildung 8.5.: Die Doppelpolarisationsobservable G für die verschiedenen Energieintervalle. Farbgebung wie in Abbildung 8.4.

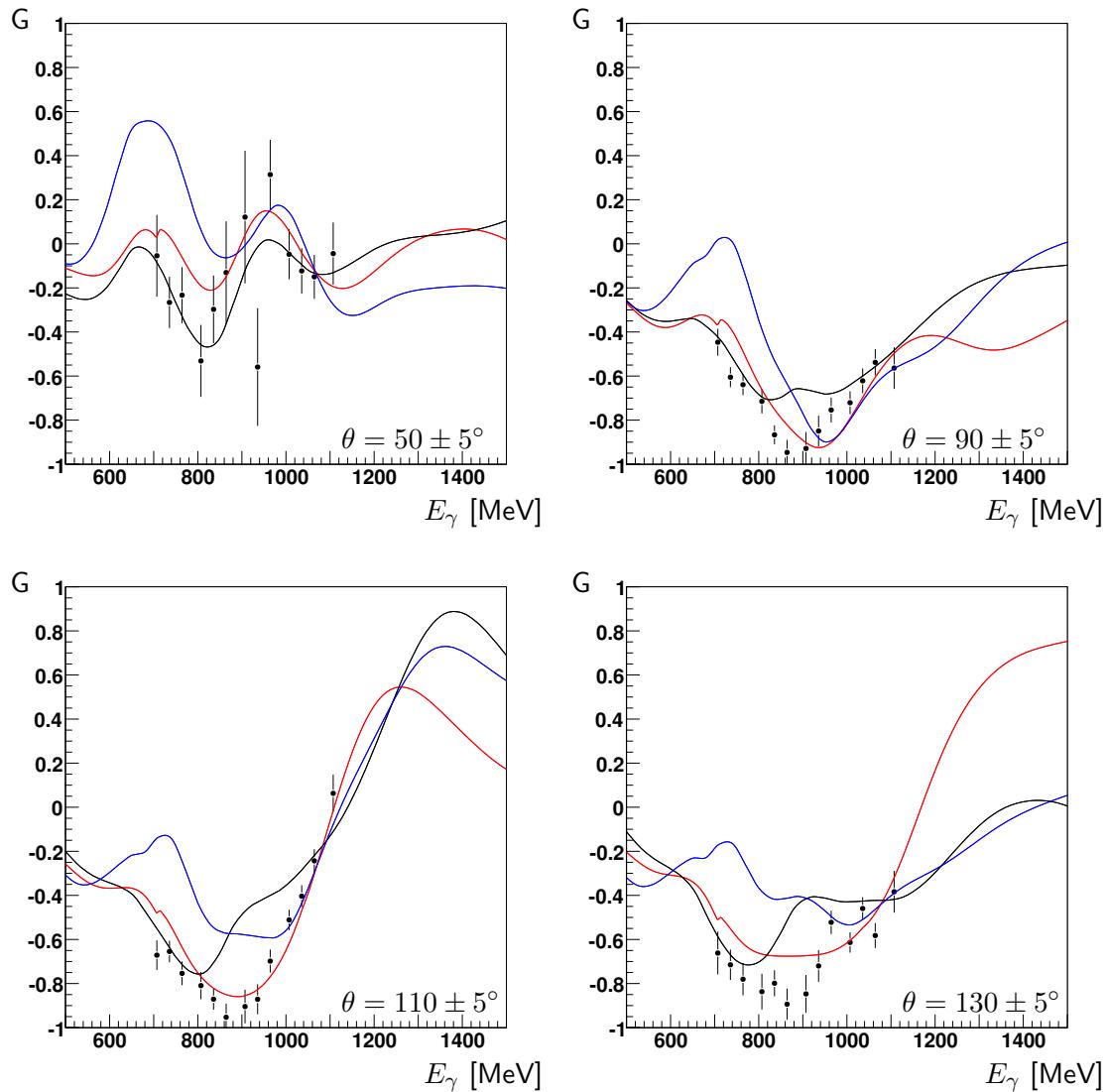


Abbildung 8.6.: Die Energieabhängigkeit der Doppelpolarisationsobservablen G für verschiedene Winkel. Farbgebung wie in Abbildung 8.4.

einen sehr ähnlichen Verlauf, dessen Unterschiede im Bereich der statistischen Fehler der Observablen liegen. Es können somit keine Aussagen über die Qualität der verschiedenen Vorhersagen in diesem Energierbereich getroffen werden.

Auch bei der Doppelpolarisationsobservable G kann die Energieabhängigkeit für bestimmte Winkelbereiche untersucht werden. Die Observable ist in Abbildung 8.6 für vier unterschiedliche Winkel mit den Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen aufgetragen. Deutlich sichtbar ist eine starke Struktur bei $E_\gamma \approx 700$ MeV, welche von der SAID-Partialwellenanalyse für den gesamten Winkelbereich vorausgesagt wird. Diese Struktur findet sich nicht in den anderen Analysen und kann von den Datenpunkten auch nicht bestätigt werden. Zusätzlich zeigt die Doppelpolarisationsobservable G bei Energien von $E_\gamma \approx 950$ MeV, welches dem Übergangsbereich zwischen zweiter und dritter Resonanzregion entspricht, und einem Winkel von $\theta \geq 90^\circ$ eine große negative Amplitude, die in der MAID-Partialwellenanalyse nicht zu finden ist. Um diese Strukturen näher zu

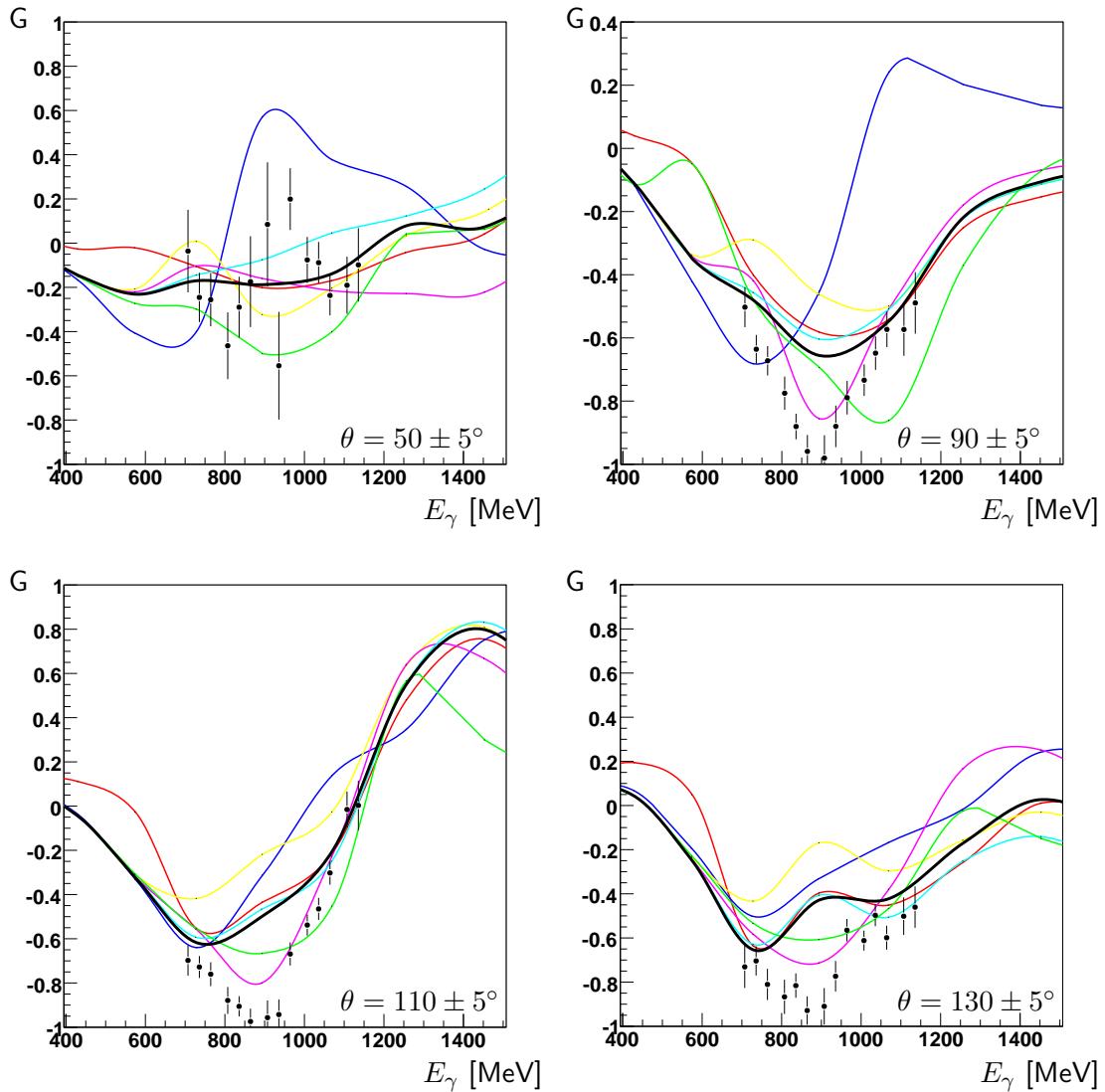


Abbildung 8.7.: Die Energieabhängigkeit der Polarisationsobservablen G für verschiedene Winkel. Farbgebung der Vorhersagen wie in Abbildung 8.3.

untersuchen, können ebenfalls die Einflüsse der verschiedenen Resonanzen auf die Vorhersagen der MAID-Partialwellenanalyse betrachtet werden. Dazu ist in Abbildung 8.7 die Observable energieabhängig für vier verschiedene Winkel aufgetragen. Dabei wird deutlich, dass eine Änderung der Stärke der $S_{31}(1620)$ -Resonanz im Energiebereich mit der größten Diskrepanz zu den Daten einen deutlichen Einfluss auf die Vorhersage der MAID-Partialwellenanalyse nehmen würde. Dies gibt einen Hinweis darauf, dass in dieser Region die kleinen Resonanzbeiträge nicht ausreichend verstanden sind.

8.3. Untersuchung der verschiedenen Beiträge zur Doppelpolarisationsobservablen G

8.3.1. Einfluss unterschiedlicher Drehimpulse

In Kapitel 2.2.5 wurde motiviert, dass sich Polarisationsobservable durch Multipole ausdrücken lassen, abhängig von der verwendeten Ordnung der Bahndrehimpulse des Pions. Dabei ergibt sich nach Gleichung 2.25 für $l \leq 1$

$$\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta} = \frac{G \cdot \mathcal{I}}{\sin^2 \theta} = A = \text{konstant.} \quad (8.1)$$

Unter Verwendung höherer Drehimpulse bis $l \leq 2$ erweitert sich die oben genannte Gleichung zum Ausdruck

$$\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta} = \frac{G \cdot \mathcal{I}}{\sin^2 \theta} = A + B \cdot \cos \theta + C \cdot \cos^2 \theta. \quad (8.2)$$

Je größere Drehimpulse mit einbezogen werden, desto höhere Ordnungen von $\cos \theta$ treten in der Observablen G auf [Wun12]. Dabei setzen sich die Konstante A und die Vorfaktoren der $\cos \theta$ -Terme, hier B und C , jeweils aus den Imaginärteilen verschiedener Interferenzterme zwischen Multipolen zusammen. Die vollständige Darstellung der Observablen G aus den verschiedenen Multipolen zeigt Gleichung 8.8, bei der Drehimpulse bis zu $l \leq 3$ miteinbezogen wurden. Dabei fällt auf, dass je höher die Ordnung des $\cos \theta$ -Terms ist, desto weniger Interferenzterme von Multipolen tragen bei. Zusätzlich werden bei niedrigen Drehimpulsen nur niedrige Ordnungen von $\cos \theta$ -Termen populiert. Dies wird besonders deutlich beim $\cos^4 \theta$ -Term, welcher sich ausschließlich aus Interferenztermen zwischen Multipolen mit $l = 3$ zusammengesetzt ist. Des Weiteren zeigt sich, dass bei $\cos \theta$ -Termen höherer Ordnung auch die Vorfaktoren vor den Interferenztermen größer sind. Dies hat zur Folge, dass Multipole höherer Ordnung schnell an Dominanz gegenüber Multipolen niedriger Ordnung gewinnen.

Aufgrund der Abhängigkeit der beitragenden $\cos \theta$ -Terme vom Drehimpuls, ermöglicht die Betrachtung der Größe $\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta}$ die Bestimmung des Grades der beitragenden Drehimpulse und gibt somit einen ersten Hinweis auf die relevanten Multipole. Die Größe ist für verschiedene Energieintervalle in Abbildung 8.9 dargestellt. Für niedrige Energien lässt sich der Verlauf der Datenpunkte mit einer Parabel, also einem Polynom zweiten Grades in $\cos \theta$, anpassen. Für Energien ab $E_\gamma \gtrsim 1000$ MeV kann die Fitfunktion die Daten nicht mehr beschreiben, so dass ein Polynom höheren Grades benötigt wird. In Abbildung 8.9 wurde für die beiden hohen Energien zusätzlich ein Polynom vierten Grades zur Anpassung verwendet, mit der sich die Datenpunkte deutlich besser beschreiben lassen. Dies weist darauf hin, dass Drehimpulse mit $l = 3$ in diesen Energiebereichen signifikant beitragen und die vereinfachte Annahme von Gleichung 8.2 zur Beschreibung der Polarisationsobservablen G nicht mehr zutrifft.

Um die Schwelle der Beiträge mit $l \leq 3$ näher bestimmen zu können, kann der Wert χ^2/NDF einer Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die Daten untersucht werden. Dieser energieabhängige Verlauf ist in Abbildung 8.10 dargestellt. Dort wird deutlich, dass der Wert χ^2/NDF sich ab Photonenenergien von $E_\gamma \approx 950$ MeV deutlich verschlechtert, während es bei niedrigeren Energien um Eins verteilt ist. Dies zeigt, dass die Einflüsse höherer Drehimpulse zunehmen und die Observable dominieren.

$$\frac{\hat{G}}{\sin^2(\theta)} = \text{Im} \left[+ \frac{3}{4} \left(10E_{2+}^* E_{2-} - 8M_{2-}^* E_{2-} + 8M_{2+}^* E_{2-} + 4E_{2-}^* E_{0+} + 4E_{2+}^* E_{0+} + 4M_{2-}^* E_{0+} - 4M_{2+}^* E_{0+} - 18M_{2-}^* E_{2+} + 18M_{2+}^* E_{2+} - 4E_{3-}^* M_{1-} - 4E_{1+}^* M_{1-} + 10E_{3+}^* M_{1-} - 4M_{3-}^* M_{1-} + 4M_{1+}^* M_{1-} - 10M_{3+}^* M_{1-} + 18E_{3-}^* M_{3-} + 18E_{1+}^* M_{3-} - 45E_{3+}^* M_{3-} - 10M_{1+}^* M_{3-} + 21M_{3+}^* M_{3-} - 8E_{3-}^* M_{1+} - 8E_{1+}^* M_{1+} + 20E_{3+}^* M_{1+} + 4M_{3+}^* M_{1+} + 24E_{3-}^* M_{3+} + 24E_{1+}^* M_{3+} - 60E_{3+}^* M_{3+} \right) \right] \quad (8.3)$$

$$+ \frac{3}{4} \left(8E_{3-}^* E_{2-} + 50E_{3+}^* E_{2-} - 28M_{3-}^* E_{2-} + 70M_{3+}^* E_{2-} - 24M_{2-}^* E_{3-} + 84M_{2+}^* E_{3-} + 20E_{3-}^* E_{0+} + 20E_{3+}^* E_{0+} + 20M_{3-}^* E_{0+} - 20M_{3+}^* E_{0+} + 36M_{2-}^* E_{1+} + 24M_{2+}^* E_{1+} - 42E_{3-}^* E_{2+} - 168M_{3-}^* E_{2+} - 150M_{2-}^* E_{3+} + 20M_{2+}^* M_{1-} - 12M_{3-}^* M_{2-} + 12M_{1+}^* M_{2-} - 30M_{3+}^* M_{2-} - 42M_{2+}^* M_{3-} - 8M_{2+}^* M_{1+} + 6E_{2-}^* (2E_{1+} + 2M_{1+}) + 2E_{2+}^* (6E_{1+} - 10M_{1-} - 14M_{1+}) \right) \cdot \cos(\theta) \quad (8.4)$$

$$+ \frac{3}{4} \left(210E_{3+}^* E_{3-} - 90M_{3-}^* E_{3-} + 510M_{3+}^* E_{3-} + 60E_{3-}^* E_{1+} + 60E_{3+}^* E_{1+} + 150M_{3-}^* E_{1+} + 60M_{3+}^* E_{1+} + 150M_{2-}^* E_{2+} + 90M_{2+}^* E_{2+} - 930M_{3-}^* E_{3+} - 120M_{3+}^* E_{3+} - 70E_{3+}^* M_{1-} + 70M_{3+}^* M_{1-} + 60M_{2+}^* M_{2-} + 30M_{1+}^* M_{3-} - 210M_{3+}^* M_{3-} + 60E_{3-}^* M_{1+} - 80E_{3+}^* M_{1+} - 40M_{3+}^* M_{1+} + 30E_{2-}^* (E_{2+} + 2M_{2+}) \right) \cdot \cos^2(\theta) \quad (8.5)$$

$$+ \frac{3}{4} \left(150E_{3-}^* E_{2+} + 80E_{3+}^* E_{2+} + 600M_{3-}^* E_{2+} + 240M_{3+}^* E_{2+} + 490M_{2-}^* E_{3+} + 260M_{2+}^* E_{3+} + 210M_{3+}^* M_{2-} + 150M_{2+}^* M_{3-} + 300E_{3-}^* M_{2+} - 60M_{3+}^* M_{2+} + 70E_{2-}^* (E_{3+} + 3M_{3+}) \right) \cdot \cos^3(\theta) \quad (8.6)$$

$$+ \frac{3}{4} \left(350E_{3-}^* E_{3+} + 1950M_{3-}^* E_{3+} + 700M_{3+}^* E_{3+} + 525M_{3+}^* M_{3-} + 1050E_{3-}^* M_{3+} \right) \cdot \cos^4(\theta) \quad (8.7)$$

Gleichung 8.8.: Die Doppelpolarisationsobservable G aus Multipolen mit $l \leq 1$ (rot), $l = 2$ (blau) und $l = 3$ (schwarz).

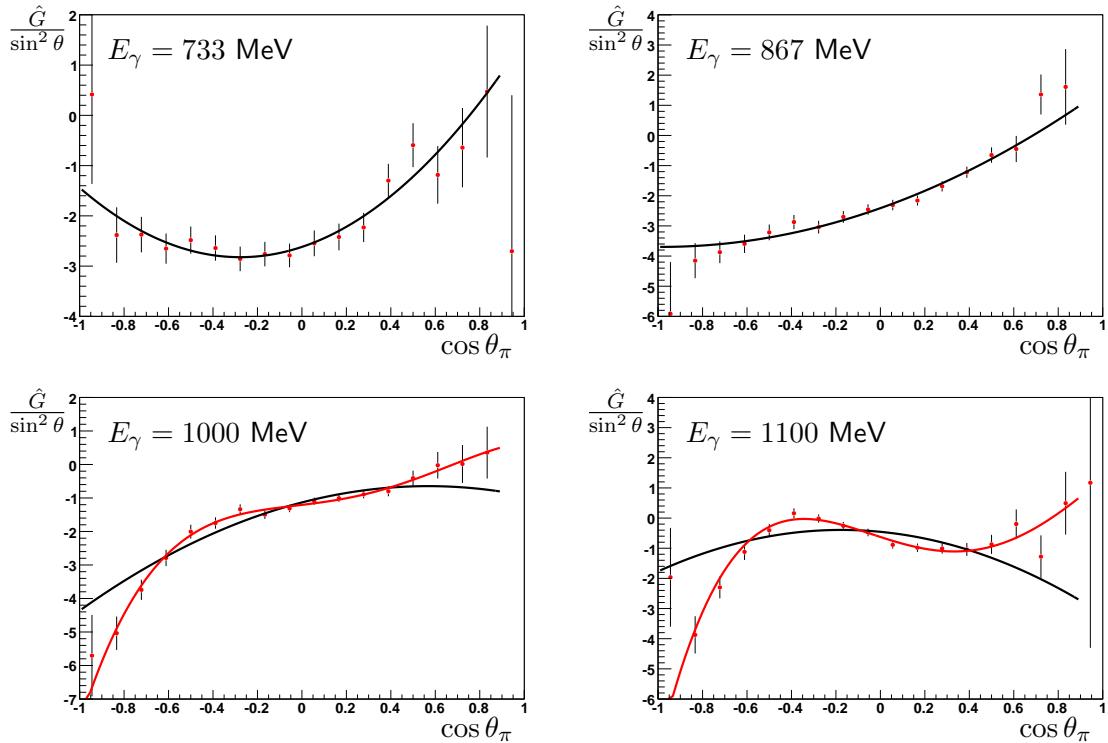


Abbildung 8.9.: Die winkelabhängige Verteilung von $\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta}$ für verschiedene Energieintervalle. Es wurde jeweils ein Polynom zweiten Grades (schwarz) und bei hohen Energien ein Polynom vierten Grades (rot) angepasst.

8.3.2. Einfluss der Multipole und Resonanzen

Um den genauen Einfluss der Multipole untersuchen zu können, kann die Observable wie in Gleichung 8.8 dargestellt aus Interferenztermen von Multipolen zusammengesetzt werden. Dazu wurden die Multipole bis $l \leq 3$ aus der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10] extrahiert und analog zu Gleichung 8.8 eingesetzt. Die Terme für die verschiedenen Ordnungen von $\cos \theta$ und der konstante Term sind in Abbildung 8.11 gegen die Photonenenergie aufgetragen. Anhand der Verläufe wird deutlich, dass die Terme mit $l = 3$, $\cos^3 \theta$ und $\cos^4 \theta$, ausschließlich ab einer Photonenenergie von $E_\gamma \approx 800$ MeV beitragen. Erst ab höheren Energien von $E_\gamma \gtrsim 900$ MeV werden diese Beiträge signifikant, so dass sie einen deutlichen Einfluss auf die Doppelpolarisationsobservable G nehmen. Dieses Verhalten ist in Übereinstimmung mit dem bereits durch die Betrachtung des Wertes von χ^2/NDF in Abbildung 8.10 beobachteten Verlauf.

Nachdem die Zusammensetzung der Doppelpolarisationsobservablen G aus den $\cos \theta$ -Terminen und deren beitragenden Multipolen bekannt ist, lassen sich daraus Rückschlüsse auf die dominanten Interferenzterme der Observablen ableiten. Dazu sind in Abbildung 8.12 die stärksten Interferenzterme von Multipolen für den konstanten Beitrag und die Terme bis $\cos^3 \theta$ aufgetragen. Der Zusammenhang zwischen Resonanzen und Multipolen wurde in Abschnitt 2.2 näher erläutert.

Im konstanten Anteil ist der Einfluss der Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$ im M_{1+} -Multipol bei niedrigen Energien deutlich sichtbar und ist maximal für Energien von $E_\gamma \approx 320$ MeV. Bei höheren Energien nimmt die Gesamtstärke ab, wobei Resonanzen mit $l = 2$ den größten

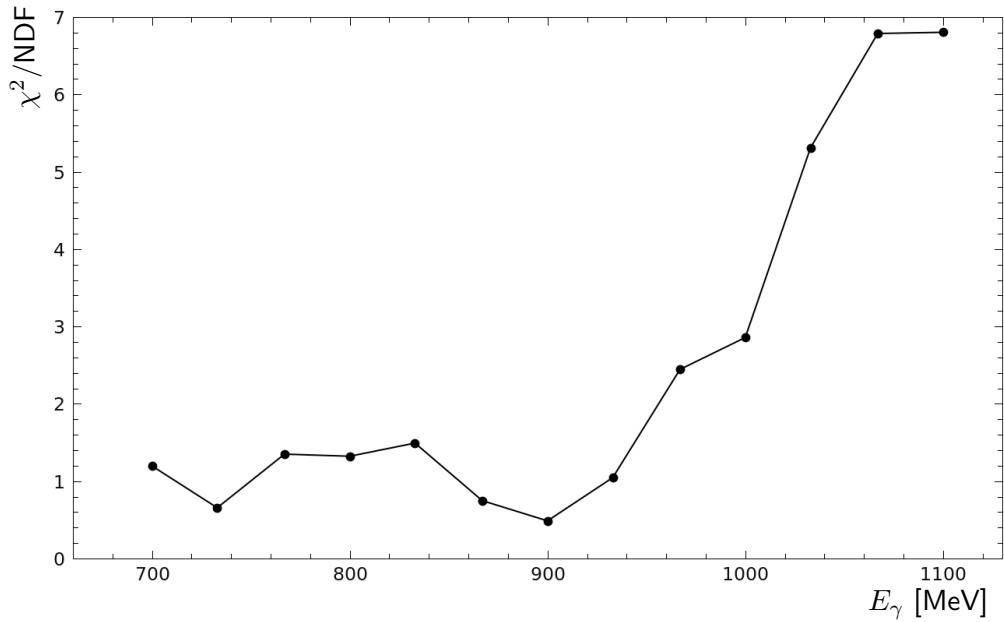


Abbildung 8.10.: Der Wert χ^2/NDF für das Anfitten von Polynomen zweiten Grades der Größe $\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta}$ für verschiedene Energien. Deutlich zu erkennen ist eine Schwelle bei $E_\gamma = 950$ MeV, ab der auch Resonanzen mit Spin $J = 3 \pm \frac{1}{2}$ beitragen.

Beitrag liefern.

Der $\cos \theta$ -Term gewinnt erst ab $E_\gamma \approx 250$ MeV an Stärke, welche durch Interferenzterme zwischen der Δ -Resonanz im M_{1+} -Multipol und der $D_{13}(1520)$ im E_{2-} - und M_{2-} -Multipol hervorgerufen wird. Ab Energien von $E_\gamma \gtrsim 700$ MeV dominieren Einflüsse der Multipole mit höherem Drehimpuls, welche durch Interferenzen zwischen der $F_{15}(1680)$ -Resonanz im E_{3-} - und M_{3-} -Multipol und der $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ und der $S_{31}(1620)$ im E_{0+} -Multipol und der $D_{15}(1620)$ im M_{2+} -Multipol entstehen.

Bei niedrigen Energien wird der $\cos^2 \theta$ -Term bestimmt durch die Δ -Resonanz, welche mit dem schwachen Signal im Anstieg der $F_{15}(1680)$ interferiert. Durch das starke Signal der $P_{33}(1232)$ zeigt der Interferenzterm eine deutliche Amplitude, obwohl Resonanzen mit $l = 3$ erst ab höheren Energien beitragen sollten. Inwieweit dieser Term in der Realität Stärke besitzt, kann durch die Untersuchung der Doppelpolarisationsobservablen G bei Energien von $E_\gamma \leq 700$ MeV bestimmt werden.

Für die höheren Energien wird der $\cos^2 \theta$ -Term dominiert von Multipolen mit $l = 3$, dies entsteht unter anderem dadurch, dass wie bereits oben beschrieben Terme mit größerem l auch höhere Vorfaktoren besitzen.

Der $\cos^3 \theta$ -Term besitzt erst ab Energien von $E_\gamma \approx 800$ MeV eine messbare Stärke, obwohl schon bei niedrigeren Energien Interferenzterme beitragen. Diese Terme besitzen jedoch gleiche Stärke mit unterschiedlichem Vorzeichen, so dass sie sich im kombinierten \cos^3 -Term nicht auswirken. Der \cos^3 -Term besitzt ein Maximum bei $E_\gamma \approx 1000$ MeV, welches durch eine Interferenz zwischen dem E_{3-} - und M_{2+} -Multipol hervorgerufen wird, wobei die Stärke durch die $F_{15}(1680)$ -Resonanz im E_{3-} -Multipol gegeben ist. Dies ist ein deutliches Beispiel für die Sensitivität der Doppelpolarisationsobservablen G : der M_{2+} -Multipol besitzt nur eine geringe Stärke und wird bei den verschiedenen Partialwellenanalysen mit großem Fehler angegeben. Durch die Interferenz mit einem starken, gut bekannten Multipol wie E_{3-} lassen sich somit auch schwache Multipole vermessen und bestimmen.

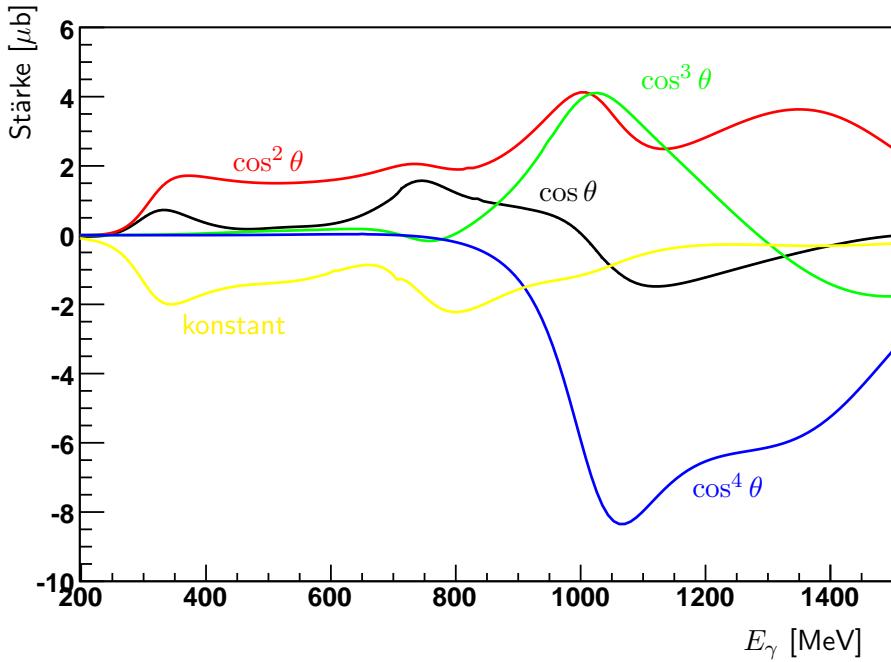


Abbildung 8.11.: Der energieabhängige Verlauf der Beiträge von verschiedenen Ordnungen von $\cos \theta$ zur Doppelpolarisationsobservable G , generiert aus den Multipolbeiträgen der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10].

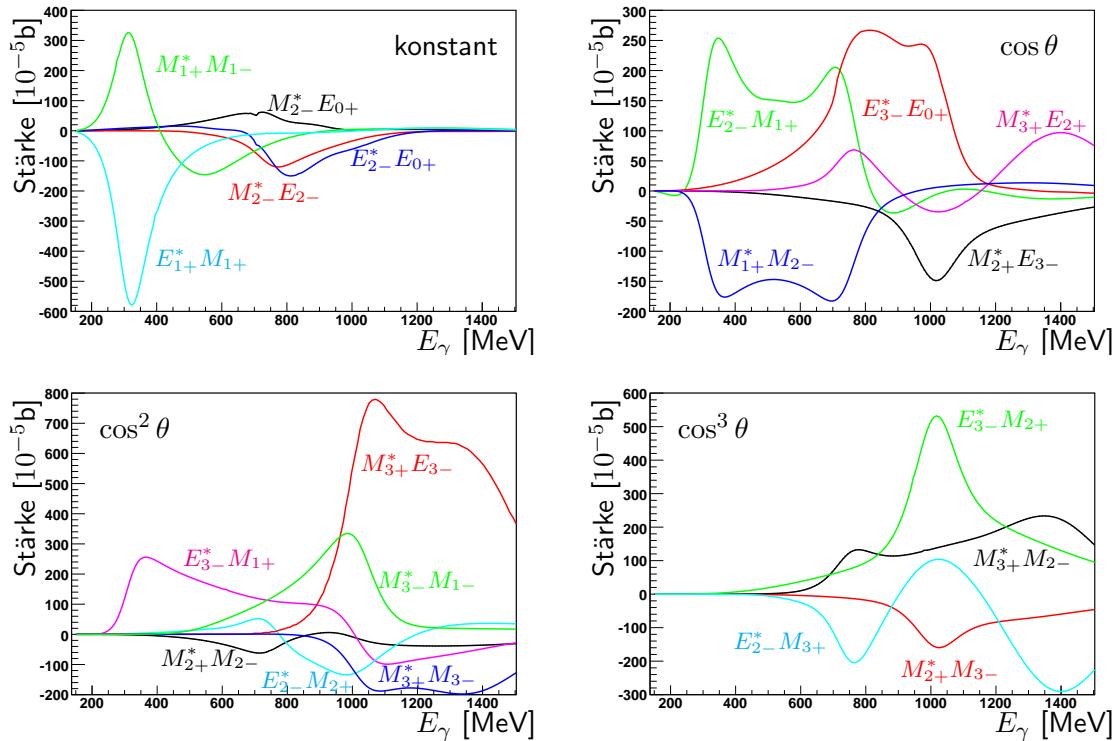


Abbildung 8.12.: Die dominanten Interferenzterme der Multipole für den konstanten Anteil und verschiedene Ordnungen von $\cos \theta$, welche in die Doppelpolarisationsobservable G eingehen.

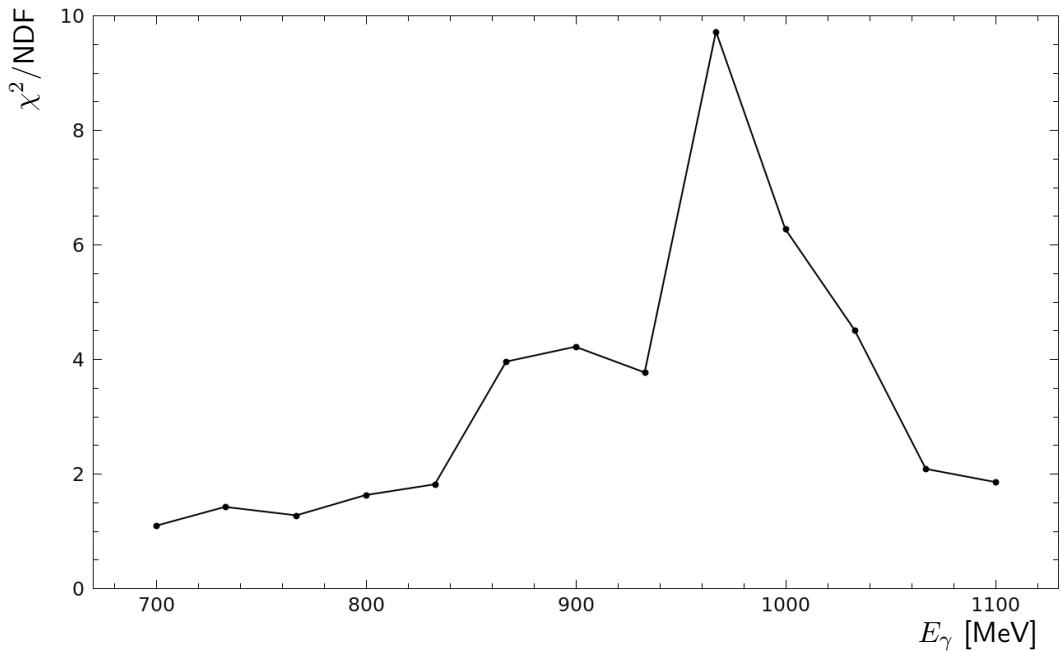


Abbildung 8.13.: Der Wert χ^2/NDF für das Anfitten von Polynomen zweiten Grades für die verschiedenen Energien der Größe $\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2 \theta}$. Ein Anstieg ist ab einer Energie von $E_\gamma = 830$ MeV zu erkennen, ab der auch Resonanzen mit Drehimpulsen $l \leq 3$ beitragen.

8.4. Beiträge zur Strahlasymmetrie Σ

8.4.1. Drehimpulsabhängigkeit der Strahlasymmetrie

Eine analoge Analyse kann auch für die Einfachpolarisationsobservable Σ durchgeführt werden. Die Abhängigkeit von cos-Termen ist dieselbe wie in Gleichung 8.2, die Vorfaktoren bestehen dabei jedoch aus den Realteilen der Interferenzterme. Zusätzlich tragen im konstanten, im \cos^2 - und im \cos^4 -Term auch quadratische Multipole bei. Die vollständige Formel zur Beschreibung der Strahlasymmetrie für Drehimpulse $l \leq 3$ kann Anhang A.7 entnommen werden. Zur Untersuchung der genauen Schwelle, ab der Drehimpulse mit $l = 3$ beitragen wurde analog zur Observablen G der Ausdruck $\frac{\Sigma \cdot \mathcal{I}}{\sin^2 \theta} = \frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2 \theta}$ betrachtet. An die Verteilungen wurde ein Polynom zweiten Grades in $\cos \theta$ angepasst und der Verlauf des χ^2/NDF untersucht, welcher in Abbildung 8.13 gezeigt ist. Dort lässt sich, im Gegensatz zur Observablen G , keine eindeutige Schwelle erkennen: der Verlauf des χ^2/NDF zeigt einen Anstieg ab $E_\gamma \approx 830$ MeV, welcher bei $E_\gamma \approx 970$ MeV ein Maximum hat und sich anschließend wieder dem Wert Eins nähert. Dieses Verhalten kann durch die Betrachtung der aus den Multipolen generierten Stärken der cos-Terme verstanden werden, welche in Abbildung 8.14 zu sehen sind. Dort können ab Energien von $E_\gamma \approx 700$ MeV erste Beiträge von $l = 3$ im \cos^3 - und \cos^4 -Term beobachtet werden. Während die anderen Beiträge klein sind, dominiert der \cos^4 -Term ab $E_\gamma \approx 850$ MeV, so dass sich in Abbildung 8.13 ein Anstieg des χ^2/NDF für das Anpassen eines Polynoms zweiten Grades beobachten lässt. Der \cos^4 -Term verliert anschließend an Stärke, so dass ab einer Energie von $E_\gamma \approx 1050$ MeV der cos- und der \cos^2 -Term wieder dominant werden. Deshalb lässt sich ab dieser Energie der Ausdruck $\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2 \theta}$ wieder durch ein Polynom zweiten Grades beschreiben und das

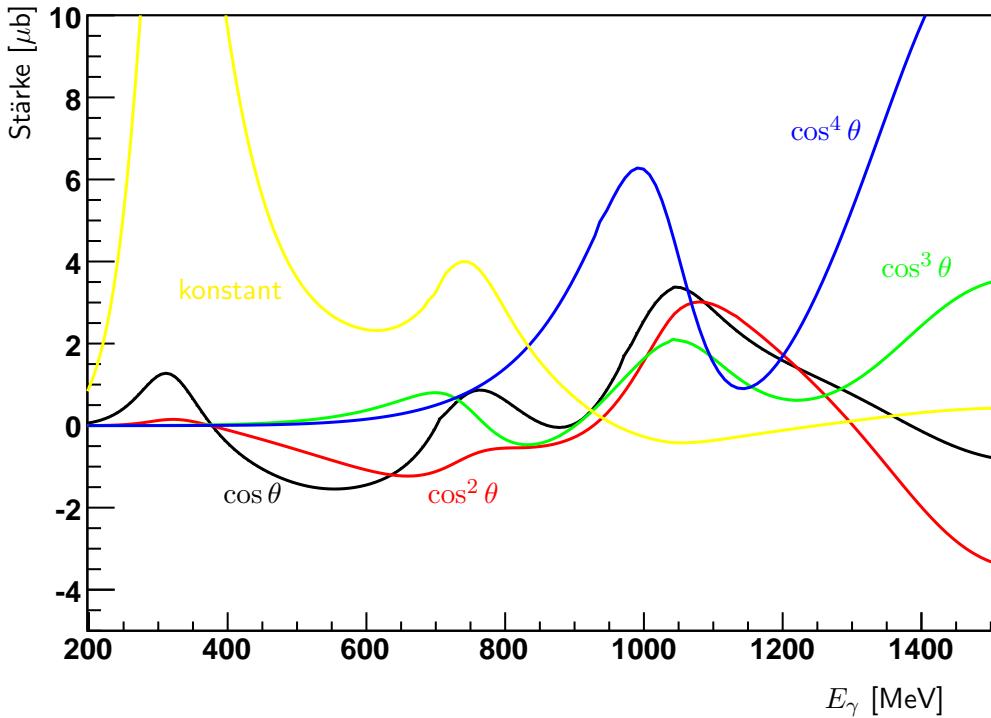


Abbildung 8.14.: Der energieabhängige Verlauf der Beiträge von verschiedenen Ordnungen von $\cos \theta$ zur Polarisationsobservable Σ .

χ^2/NDF der Fitfunktion nähert sich dem Wert Eins.

8.4.2. Dominante Multipolbeiträge

Die dominanten Multipole, welche zum konstanten und zu den \cos -Terminen der Strahlasymmetrie Σ beitragen, sind in Abbildung 8.15 dargestellt.

Beim konstanten Term werden die niedrigen Energien von der Δ -Resonanz bestimmt. Dort wirkt sich vor allem der Absolutbetrag $|M_{1+}|^2$ aus, welcher im diesem Bereich die Observable dominiert. Ab Energien von $E_\gamma \approx 650$ MeV gewinnen die S_{11} - und D_{13} -Partialwelle an Stärke, während sich Multipole mit $l = 3$ erst ab $E_\gamma \geq 1000$ MeV auswirken.

Der $\cos \theta$ -Term wird bei niedrigen Energien von einer Interferenz zwischen der Δ -Resonanz und der $D_{13}(1520)$ dominiert. Bei Energien ab $E_\gamma \gtrsim 800$ MeV gewinnen Multipole mit $l = 3$ an Dominanz und bestimmen den Verlauf der Observablen.

Beim $\cos^2 \theta$ -Term dominieren auch bei niedrigen Energien nur Multipole mit $l = 3$. Hierbei spielen vor allem Interferenzen zwischen der P_{33} - und der F_{15} -Partialwelle eine Rolle, wobei bei höheren Energien ein zusätzlicher Einfluss der F_{37} -Partialwelle durch den M_{3+} -Multipol auftritt.

Der $\cos^3 \theta$ -Term wird ebenfalls von Multipolen mit $l = 3$ bestimmt. Hierbei zeigt sich eine Sensitivität auf den schwachen M_{2+} -Multipol, der dort jedoch mit dem stärkeren M_{3-} -Multipol interferiert.

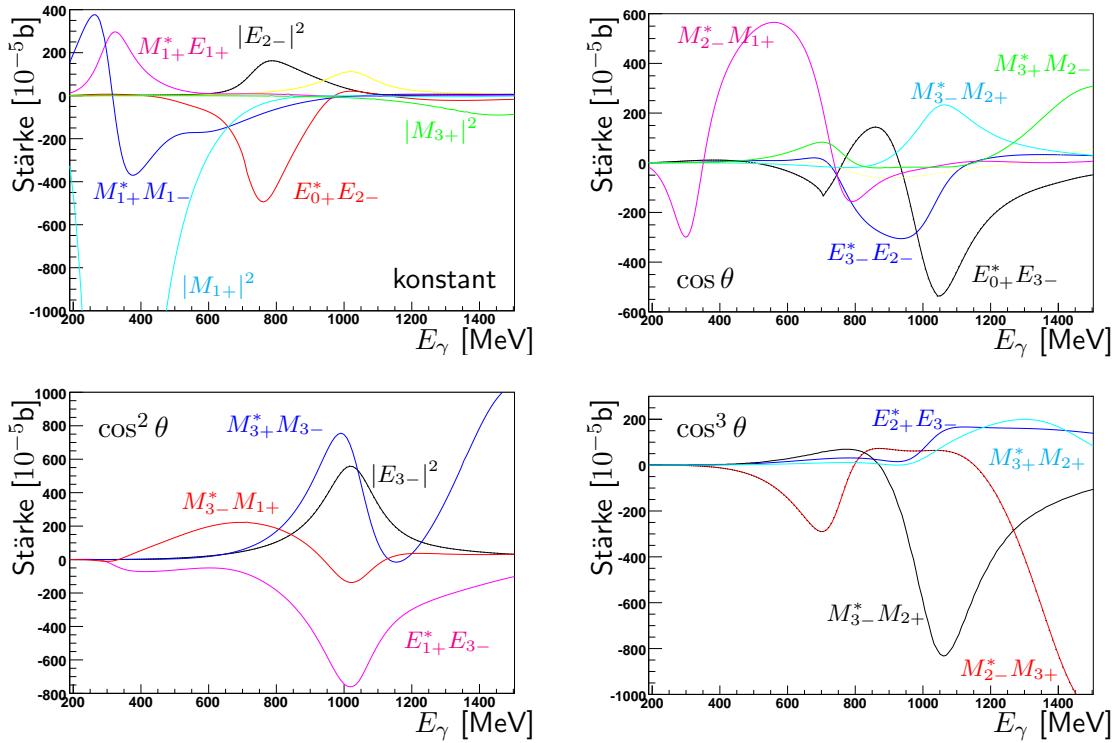


Abbildung 8.15.: Die dominanten Interferenzterme der Multipole für den konstanten Anteil und verschiedene Ordnungen von $\cos \theta$, welche in die Polarisationsobservable Σ eingehen.

8.5. Vergleich der Vorhersagen aus den Multipolen mit den Messwerten

Um die in den letzten Abschnitten analysierten Terme mit den Messwerten vergleichen zu können, wurde der konstante Term ausgewählt, da sich dieser unabhängig von der Ordnung der beitragenden Drehimpulse extrahieren lässt. Da alle Ordnungen der $\cos \theta$ -Terme bei $\theta = 90^\circ$ den Wert Null besitzen, entspricht der Wert der Observablen $\hat{\Sigma}$ und \hat{G} bei $\cos \theta = 0$ jeweils dem konstanten Term. Ein ähnlicher Verlauf, lediglich moduliert mit dem Wirkungsquerschnitt, wurde bereits in den Abbildungen 8.3 und 8.7 gezeigt, in denen die Polarisationsobservablen bei einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ aufgetragen sind.

Zur Extraktion der konstanten Terme, wurden die Observablen $\hat{\Sigma}$ und \hat{G} jeweils mit Polynomen zweiten oder, je nach Energie, vierten Grades angepasst. Die so bestimmten Werte sind in Abbildung 8.16 für beide Observablen im Vergleich zu den aus den Multipolen erstellten Vorhersagen aufgetragen.

Bei der Strahlasymmetrie beschreibt die aus den Multipolen generierte Vorhersage für den konstanten Term die Datenpunkte innerhalb der Fehler, es wird lediglich eine leichte Abweichung bei höheren Energien sichtbar. Dieses Verhalten ist zu erwarten, da die gemessenen Datenpunkte der GRAAL-Kollaboration in der BnGa-Partialwellenanalyse enthalten sind und die Vorhersagen die hier extrahierten Messwerte innerhalb der Fehler beschreiben. Im Gegensatz dazu lassen sich die Punkte des konstanten Terms der Observablen \hat{G} nicht durch die Multipole beschreiben. Die größte Abweichung lässt sich dabei

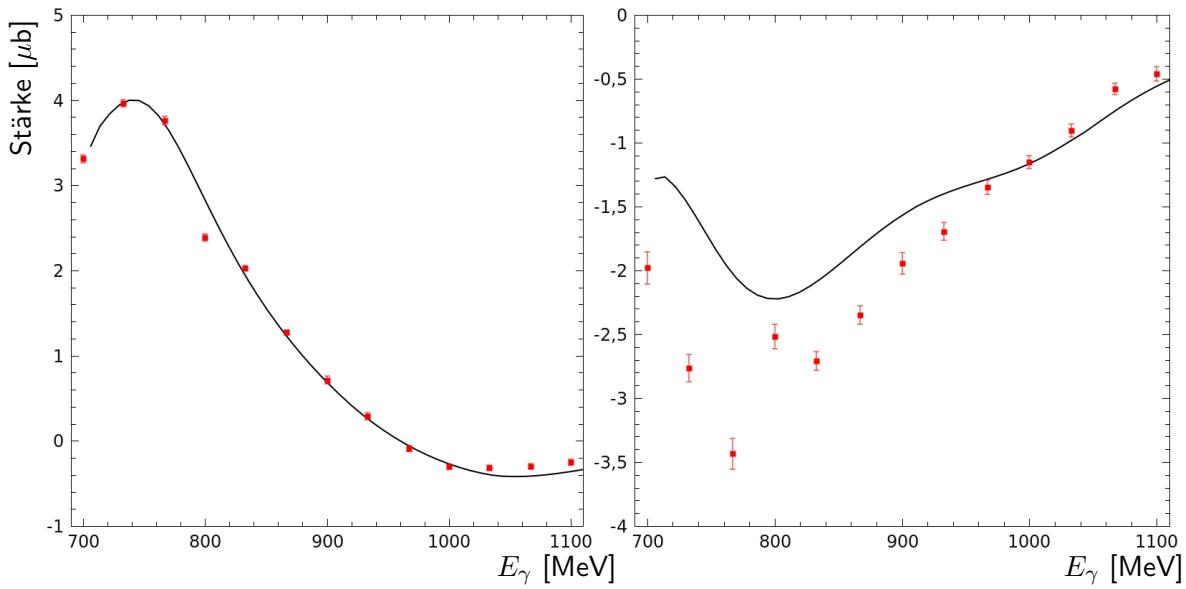


Abbildung 8.16.: Die konstanten Terme der Observablen $\hat{\Sigma}$ (links) und \hat{G} (rechts) im Vergleich zu den Vorhersagen aus den Multipolen (durchgezogene Linie) der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10].

bei niedrigen Energien beobachten, während sich die Vorhersage aus den Multipolen für höhere Energien den Messwerten annähert. Dies gibt den Hinweis darauf, dass in diesem Bereich der Verlauf der Multipole noch nicht ausreichend verstanden ist.

Um den genauen Grund dieser Abweichung bestimmen zu können, bedarf es der Untersuchung weiterer Observablen, mit denen die Interferenzterme der Multipole aufgelöst werden können. Dazu müssen in einer Analyse die verschiedenen Observablen simultan angepasst werden, um die genaue Bestimmung des energieabhängigen Verlaufs der Multipole zu ermöglichen. Aus den so bestimmten Multipolen lassen sich damit Rückschlüsse auf die zur Reaktion beitragenden Resonanzen ziehen.

9. Zusammenfassung

Um den inneren Aufbau des Nukleons, die relevanten Freiheitsgrade und ihre Wechselwirkung zu verstehen, ist es notwendig, die Anregungsspektren von Protonen und Neutronen präzise zu vermessen. Dies stellt jedoch eine große Herausforderung dar, da die Nukleonresonanzen breit sind (~ 150 MeV) und sich stark überlappen. Frühere Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts waren lediglich dominiert durch das Betragsquadrat einzelner Partialwellen, zum Beispiel $|P_{33}|^2$, so dass es schwierig war kleine Resonanzbeiträge wie den der P_{11} -Partialwelle zu bestimmen. Die Messungen von Polarisationsobservablen erlauben die Bestimmung dieser kleinen Resonanzbeiträge, indem sie sensitiv auf Interferenzterme wie zum Beispiel $P_{33} \cdot P_{11}$ sind. Das Ziel ist hierbei eine möglichst vollständige Datenbasis, ein sogenanntes „vollständiges Experiment“, zu haben, mit denen alle Partialwellen modellunabhängig bestimmt werden können. Dafür werden bei der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons mindestens acht wohlgewählte Observable benötigt. Neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und drei Einfachpolarisationsobservablen, gehören dazu auch verschiedene Doppelpolarisationsobservablen.

In dieser Arbeit wurde, neben der Einfachpolarisationsobservablen Σ , die Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ bestimmt, für die linearpolarierte Photonen und longitudinalpolarisierte Protonen notwendig waren. Dazu wurde das Crystal-Barrel-Experiment an der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA mitaufgebaut, bei dem durch Bremsstrahlung von Elektronen an einem Diamant-Kristall linearpolarierte Photonen erzeugt wurden. Als Reaktionszentrum wurde ein Butanol-Target verwendet, mit dem longitudinalpolarisierte Protonen zu Verfügung gestellt wurden. Um den systematischen Fehler durch künstliche Asymmetrien zu minimieren, wurden Daten mit zwei verschiedenen Targetpolarisationsrichtungen und zwei um 90° -gedrehten Ebenen der linearpolarierten Photonen aufgenommen. Zur Normierung der Observablen wurden zusätzlich auch Daten mit unpolarisierten Protonen in einem Flüssig-Wasserstoff-Target und mit einem Festkörper-Target aus Kohlenstoff aufgezeichnet.

Aus diesen Datensätzen wurden über verschiedene Zeit- und kinematische Schnitte Ereignisse der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ extrahiert. Dabei zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Targetmaterialien, so dass die Schnittbreiten optimiert werden konnten, um die Anzahl an Untergrundreaktionen von unpolarisierten Protonen im Butanol-Target zu reduzieren. Bei Reaktionen mit niedrigerenergetischen Protonen war dies jedoch nicht möglich, so dass in diesem Bereich sowohl Ereignisse an gebundenen unpolarisierten Protonen als auch an Neutronen beitrugen. Um den genauen Anteil an Reaktionen an gebundenen Nukleonen bestimmen zu können, wurde ein Verfahren entwickelt, das die berechnete Masse des Nukleons mit Referenzmessungen am Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target vergleicht.

Vor der Bestimmung der Observablen wurden die Daten auf künstliche Asymmetrien untersucht, die das spätere Anpassen von Fit-Funktionen beeinflussen könnten. Aus den selektierten Daten wurde die Einfachpolarisationsobservable Σ ermittelt und mit vorherigen Messungen an freien Protonen verglichen. Dort wurde der Einfluss durch Reaktionen an gebundenen Protonen deutlich, da sich Abweichungen von den bisherigen Messungen

zeigten. Unter Verwendung von schmaleren Schnittbreiten konnten die Beiträge durch Reaktionen an gebundenen Protonen reduziert werden, so dass die Messungen der Observablen Σ am Butanol-Target mit denen am freien Proton vergleichbar waren.

Um die Doppelpolarisationsobservable G zu bestimmen, wurden drei verschiedene Verfahren aufgezeigt. Bei der absoluten Bestimmung der Observablen wurden die unterschiedlichen Polarisationsebenen der Photonen und Polarisationsrichtungen der Protonen miteinander kombiniert und an die erhaltenen Verteilungen eine $\sin(2\phi)$ - und $\cos(2\phi)$ -abhängige Funktion angepasst. Die erhaltenen Werte der Doppelpolarisationsobservablen G mussten mit dem Dilution-Faktor korrigiert werden, welcher aus den $\cos \theta_\pi$ -Verteilungen der verschiedenen Targetmaterialien bestimmt wurde. Bei der zweiten Bestimmungsmethode der Doppelpolarisationsobservablen wurden Differenzen zwischen den Targetpolarisationsrichtungen gebildet, welche mit den Messungen am Flüssig-Wasserstoff-Target normiert werden mussten. Aus den resultierenden $\sin(2\phi)$ -Verteilungen konnte mithilfe einer Fit-Funktion die Polarisationsobservable G bestimmt werden. Die dritte Methode zur Bestimmung der Observablen wurde rein rechnerisch ohne Verwendung von Fit-Funktionen durchgeführt. Dort wurden ebenfalls die Messungen am freien Proton zur Normierung verwendet. Für diese drei Methoden wurden die bestimmten Observablen miteinander verglichen und bewertet. Zudem konnte gezeigt werden, dass künstliche Asymmetrien wie Ineffizienzen in allen drei Fällen keinen Einfluss auf die Observable hatten.

Die so extrahierten Werte der Doppelpolarisationsobservablen G wurden mit den Vorhersagen von drei verschiedenen Partialwellenanalysen verglichen. Dabei konnten schon bei niedrigen Energien (~ 700 MeV) große Unterschiede zwischen den Vorhersagen und den neuen Daten für G festgestellt werden. Dies war sehr überraschend, da in diesem Energiebereich die Resonanzstrukturen ($P_{11}(1440)$, $S_{11}(1535)$ und $D_{13}(1520)$) genau bekannt sein sollten.

Die erstmalige Messung der Doppelpolarisationsobservablen G im Energiebereich von $E_\gamma = 600 - 1100$ MeV liefert neue Informationen für die Partialwellenanalysen und stellt einen großen Schritt hin zum „vollständigen Experiment“ dar.

9.1. Ausblick

Zusätzlich zu den bisherigen Messungen wurden im November 2011 weitere Daten mit einem Kohlenstoff-Target mit gleicher Massenbelegung wie beim Butanol-Target aufgenommen, welches sich im Kryostaten des Butanol-Targets befand. Damit ist es möglich den Dilution-Faktor unabhängig von der Targetkammer und der Materialbelegung um die Targetzelle herum zu bestimmen und somit eine größere Genauigkeit zu erreichen. Zudem werden zur Zeit noch Untersuchungen über die Variationen in der Photonen-Energiebestimmung (~ 15 MeV bei 3,2 GeV Elektronen-Strahlenergie) zwischen den verschiedenen Strahlzeiten aufgrund von Ungenauigkeiten in der Elektronen-Strahlposition auf dem Bremsstrahlradiatator durchgeführt, um damit eine bessere Anpassung der verschiedenen Strahlzeiten aufeinander zu ermöglichen.

Für die neuen experimentellen Ergebnisse der Doppelpolarisationsobservablen G befindet sich eine Veröffentlichung in Vorbereitung [T⁺¹²], welche eine weiterführende Interpretation für die Abweichungen der verschiedenen Partialwellenanalysen liefert. Dort zeigen sich erste Hinweise auf eine unzureichende Beschreibung der E_{0+} - und E_{2-} -Multipole und damit der Resonanzen in den S_{11} - und D_{13} -Partialwellen.

In der von mir mitbetreuten Diplomarbeit von Y. Wunderlich [Wun12] konnte zusätzlich

gezeigt werden, dass bei Photonenergien von $E_\gamma < 2 \text{ GeV}$ nur Partialwellen mit $l_\pi \leq 4$ beitragen. Damit sind weniger Observablen notwendig als bisher angenommen, um ein „vollständiges Experiment“ zu erreichen. Mit den bereits am Crystal-Barrel-Experiment gemessenen Observablen wäre es somit möglich alle Partialwellen bis $l_\pi \leq 4$ zu bestimmen und daraus die Identifikation der beitragenden Resonanzen zu ermöglichen. Dies ist ein weiterer großer Schritt hin zum Verständnis des Anregungsspektrums der Protonen, welches Informationen über die Wechselwirkungen der Quarks im Inneren des Nukleons liefert.

Anhang A. Formeln und Erläuterungen

A.1. Formeln zur Beschreibung der Multipole in Helizitätsamplituden

Die Multipole können nach Arndt et al. [AWLR90] in Form von Helizitätsamplituden zusammengefasst werden:

$$H_1(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \theta \sum_{l=1}^{\infty} (E_{l+} - M_{l+} - E_{(l+1)-} - M_{(l+1)-}) (P_l'' - P_{l+1}'') \quad (\text{A.1})$$

$$H_2(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2}} \cos \frac{\theta}{2} \sum_{l=0}^{\infty} ((l+2)E_{l+} + lM_{l+} + lE_{(l+1)-} - (l+2)M_{(l+1)-}) (P_l' - P_{l+1}') \quad (\text{A.2})$$

$$H_3(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2}} \sin \frac{\theta}{2} \sin \theta \sum_{l=1}^{\infty} (E_{l+} - M_{l+} + E_{(l+1)-} + M_{(l+1)-}) (P_l'' + P_{l+1}'') \quad (\text{A.3})$$

$$H_4(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2}} \sin \frac{\theta}{2} \sum_{l=0}^{\infty} ((l+2)E_{l+} + lM_{l+} - E_{(l+1)-} + (l+2)M_{(l+1)-}) (P_l' + P_{l+1}') \quad (\text{A.4})$$

A.2. Darstellung der Polarisationsobservablen

A.2.1. Die Observablen in CGLN-Amplituden [SHKL10]

Mit $\sigma(\theta) = \mathcal{I}\rho_0$ und der Zustandsdichtematrix $\rho_0 = k/q$ gilt für die Observable O :

$$\hat{O} = O\mathcal{I}$$

Wirkungsquerschnitt und Einfachpolarisationsobservable

$$d\sigma_0 = \operatorname{Re} \left[|F_1|^2 + |F_2|^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + F_2^*F_3 + F_1^*F_4 + \cos \theta F_3^*F_4 \right) - 2 \cos \theta F_1^*F_2 \right] \rho_0 \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{\Sigma} = -\sin^2 \theta \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + F_2^*F_3 + F_1^*F_4 + \cos \theta F_3^*F_4 \right] \rho_0 \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{T} = +\sin \theta \operatorname{Im} [F_1^*F_3 - F_2^*F_4 + \cos \theta \cdot (F_1^*F_4 - F_2^*F_3) - \sin^2 \theta F_3^*F_4] \rho_0 \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{P} = -\sin \theta \operatorname{Im} [2F_1^*F_2 + F_1^*F_3 - F_2^*F_4 - \cos \theta (F_2^*F_3 - F_1^*F_4) - \sin^2 \theta F_3^*F_4] \rho_0 \quad (\text{A.8})$$

Strahl- und Targetpolarisation

$$\hat{E} = +Re [|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2\cos\theta F_1^*F_2 + \sin^2\theta(F_2^*F_3 + F_1^*F_4)] \rho_0 \quad (\text{A.9})$$

$$\hat{G} = +\sin^2\theta Im [F_2^*F_3 + F_1^*F_4] \rho_0 \quad (\text{A.10})$$

$$\hat{F} = +\sin\theta Re [F_1^*F_3 - F_2^*F_4 - \cos\theta(F_2^*F_3 - F_1^*F_4)] \rho_0 \quad (\text{A.11})$$

$$\hat{H} = -\sin\theta Im [2F_1^*F_2 + F_1^*F_3 - F_2^*F_4 + \cos\theta(F_1^*F_4 - F_2^*F_3)] \rho_0 \quad (\text{A.12})$$

Strahl- und Rückstoßpolarisation

$$\hat{C}_{x'} = -\sin\theta Re [|F_1|^2 - |F_2|^2 - F_2^*F_3 + F_1^*F_4 - \cos\theta(F_2^*F_4 - F_1^*F_3)] \rho_0 \quad (\text{A.13})$$

$$\hat{C}_{z'} = -Re [2F_1^*F_2 - \cos\theta(|F_1|^2 + |F_2|^2) + \sin^2\theta(F_1^*F_3 + F_2^*F_4)] \rho_0 \quad (\text{A.14})$$

$$\hat{O}_{x'} = -\sin\theta Im [F_2^*F_3 - F_1^*F_4 + \cos\theta(F_2^*F_4 - F_1^*F_3)] \rho_0 \quad (\text{A.15})$$

$$\hat{O}_{z'} = +\sin^2\theta Im [F_1^*F_3 + F_2^*F_4] \rho_0 \quad (\text{A.16})$$

Target- und Rückstoßpolarisation

$$\begin{aligned} \hat{L}_{x'} = & +\sin\theta Re \left[|F_1|^2 - |F_2|^2 - F_2^*F_3 + F_1^*F_4 + \frac{1}{2}\sin^2\theta(|F_4|^2 - |F_3|^2) \right. \\ & \left. + \cos\theta(F_1^*F_3 - F_2^*F_4) \right] \rho_0 \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_{z'} = & +Re \left[2F_1^*F_2 - \cos\theta(|F_1|^2 + |F_2|^2) + \sin^2\theta(F_1^*F_3 + F_2^*F_4 + F_3^*F_4) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2}\cos\theta\sin^2\theta(|F_3|^2 + |F_4|^2) \right] \rho_0 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

$$\hat{T}_{x'} = -\sin^2\theta Re \left[F_1^*F_3 + F_2^*F_4 + F_3^*F_4 + \frac{1}{2}\cos\theta(|F_3|^2 + |F_4|^2) \right] \rho_0 \quad (\text{A.19})$$

$$\hat{T}_{z'} = +\sin\theta Re \left[F_1^*F_4 - F_2^*F_3 + \cos\theta(F_1^*F_3 - F_2^*F_4) + \frac{1}{2}\sin^2\theta(|F_4|^2 - |F_3|^2) \right] \rho_0 \quad (\text{A.20})$$

A.2.2. Die Observablen in Helizitätsamplituden [FTS92]

Wirkungsquerschnitt und Einfachpolarisationsobservable

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{2}(|H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 + |H_4|^2) \quad (\text{A.21})$$

$$\hat{P} = -Im(H_2H_4^* + H_1H_3^*) \quad (\text{A.22})$$

$$\hat{\Sigma} = -Re(H_1H_4^* - H_2H_3^*) \quad (\text{A.23})$$

$$\hat{T} = -Im(H_1H_2^* + H_3H_4^*) \quad (\text{A.24})$$

Strahl- und Targetpolarisation

$$\hat{E} = \frac{1}{2}(|H_1|^2 - |H_2|^2 + |H_3|^2 - |H_4|^2) \quad (\text{A.25})$$

$$\hat{G} = -Im(-H_1H_4^* + H_3H_2^*) \quad (\text{A.26})$$

$$\hat{H} = -Im(H_2H_4^* - H_1H_3^*) \quad (\text{A.27})$$

$$\hat{F} = -Re(H_2H_1^* + H_4H_3^*) \quad (\text{A.28})$$

Strahl- und Rückstoßpolarisation

$$\hat{C}_{x'} = -Re(H_2H_4^* + H_1H_3^*) \quad (\text{A.29})$$

$$\hat{C}_{z'} = -\frac{1}{2}(|H_1|^2 + |H_2|^2 - |H_3|^2 - |H_4|^2) \quad (\text{A.30})$$

$$\hat{O}_{x'} = -Im(H_2H_1^* - H_4H_3^*) \quad (\text{A.31})$$

$$\hat{O}_{z'} = -Im(H_1H_4^* - H_2H_3^*) \quad (\text{A.32})$$

Target- und Rückstoßpolarisation

$$\hat{T}_{x'} = Re(H_1H_4^* + H_2H_3^*) \quad (\text{A.33})$$

$$\hat{T}_{z'} = -Re(-H_1H_2^* + H_4H_3^*) \quad (\text{A.34})$$

$$\hat{L}_{x'} = Re(H_2H_4^* - H_1H_3^*) \quad (\text{A.35})$$

$$\hat{L}_{z'} = \frac{1}{2}(|H_1|^2 - |H_2|^2 - |H_3|^2 + |H_4|^2) \quad (\text{A.36})$$

A.3. Herleitung der Formel 6.3 zur Berechnung der Photonenenergien

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ kann als Vierervektoren geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{p}_\pi \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Daraus folgt für die Masse des Protons

$$\begin{aligned} m_p^2 &= E_p^2 - p_p^2 \\ &= (E_\gamma + m_p - E_\pi)^2 - (p_\gamma - p_\pi)^2 \\ &= E_\gamma^2 + m_p^2 + E_\pi^2 + 2m_p E_\gamma - 2E_\gamma E_\pi - 2E_\pi m_p - p_\gamma^2 + 2p_\gamma p_\pi - p_\pi^2. \end{aligned}$$

Mit $p_\gamma^2 = E_\gamma^2$, $p_\pi^2 + E_\pi^2 = m_\pi^2$ und $p_\gamma \cdot p_\pi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_\gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \theta_\pi \\ \phi_\pi \\ z_\pi \end{pmatrix} = E_\gamma \cdot |p_\pi|_z$ folgt

$$\Rightarrow E_\gamma \cdot (2m_p - 2E_\pi + 2|p_\pi|_z) = -m_\pi^2 + 2E_\pi m_p$$

$$\Rightarrow E_\gamma = \frac{-m_\pi^2 + 2E_\pi m_p}{2m_p - 2E_\pi + 2|p_\pi|_z}.$$

A.4. Normierung bei unterschiedlichen Polarisationen

Zur Untersuchung von künstlichen Asymmetrien müssen die verschiedenen Photonenpolarisationsebenen und Richtungen der Targetpolarisation aufsummiert werden. Stimmen die Polarisationsgrade der linearpolarisierten Photonen bei den unterschiedlichen Ebenen von $\pm 45^\circ$ nicht überein, werden Korrekturfaktoren, die im nächsten Abschnitt hergeleitet werden, benötigt. Stimmen zusätzlich die Polarisationsgrade der verschiedenen Targetpolarisationen nicht überein, so müssen die Faktoren aus A.4.2 verwendet werden.

A.4.1. Linearpolarisierter Strahl auf unpolarisierte Protonen

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B &= \frac{1}{2} \cdot \left(a \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_+ (\theta, \phi) + b \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_- (\theta, \phi) \right) \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot (a + b + a \cdot p_\gamma^+ \Sigma \cos(2(\phi + 45)) + b \cdot p_\gamma^- \Sigma \cos(2(\phi - 45))) \right) \\
 &\stackrel{!}{=} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta)
 \end{aligned}$$

$\rightarrow a + b = 1$
 $\rightarrow a \cdot p_\gamma^+ = b \cdot p_\gamma^-$
 $\Leftrightarrow a \cdot p_\gamma^+ = (1 - a) \cdot p_\gamma^-$
 $\Leftrightarrow a \cdot (p_\gamma^+ + p_\gamma^-) = p_\gamma^-$
 $\Leftrightarrow a = \frac{p_\gamma^-}{p_\gamma^+ + p_\gamma^-}$
 $\Rightarrow b = 1 - a = 1 - \frac{p_\gamma^-}{p_\gamma^+ + p_\gamma^-} = \frac{p_\gamma^+}{p_\gamma^+ + p_\gamma^-}$

Um die Summe von zwei unterschiedlichen Photonenpolarisationsebenen mit verschiedenen Polarisationsgraden p_γ^+ und p_γ^- betrachten zu können, müssen die Korrekturfaktoren a und b verwendet werden.

A.4.2. Linearpolarisierter Strahl auf longitudinalpolarisierte Protonen

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_B &= \frac{1}{4} \cdot \left(a \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_+^\uparrow (\theta, \phi) + b \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_-^\uparrow (\theta, \phi) + c \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_+^\downarrow (\theta, \phi) + d \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_-^\downarrow (\theta, \phi) \right) \\
 &= \frac{1}{4} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta) \cdot \left(a + a \cdot p_\gamma^+ \Sigma \cos(2(\phi + 45)) + a \cdot p_\gamma^+ p_T^\uparrow G \sin(2(\phi + 45)) \right. \\
 &\quad \left. + b + b \cdot p_\gamma^- \Sigma \cos(2(\phi - 45)) + b \cdot p_\gamma^- p_T^\uparrow G \sin(2(\phi - 45)) \right. \\
 &\quad \left. + c + c \cdot p_\gamma^+ \Sigma \cos(2(\phi + 45)) + c \cdot p_\gamma^+ p_T^\downarrow G \sin(2(\phi + 45)) \right. \\
 &\quad \left. + d + d \cdot p_\gamma^- \Sigma \cos(2(\phi - 45)) + d \cdot p_\gamma^- p_T^\downarrow G \sin(2(\phi - 45)) \right) \\
 &\stackrel{!}{=} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_0 (\theta)
 \end{aligned}$$

$\rightarrow a + b = 2$
 $c + d = 2$
 $\rightarrow a \cdot p_\gamma^+ = b \cdot p_\gamma^-$
 $c \cdot p_\gamma^+ = d \cdot p_\gamma^-$
 $\Rightarrow a = c = \frac{2p_\gamma^-}{p_\gamma^+ + p_\gamma^-}$
 $b = d = \frac{2p_\gamma^+}{p_\gamma^+ + p_\gamma^-}$

Für die Summe aus verschiedenen Photonenpolarisationsebenen und Targetpolarisationsrichtungen werden die Korrekturfaktoren a , b , c und d benötigt. Dabei spielt die Größe der Targetpolarisationen keine Rolle, es müssen lediglich die unterschiedlichen Photonenpolarisationsgrade korrigiert werden.

A.5. Untersuchung des Einflusses der Targetmaterialien und -halterungen auf den Dilution-Faktor

Um aus den verschiedenen Targetmaterialien den Dilution-Faktor bestimmen zu können, muss sichergestellt werden, dass bei allen drei Targets Ereignisse mit den gleichen Protonenenergien in den verschiedenen Ereignisklassen enthalten sind. Dafür müssen zunächst die genauen Schwellenenergien der Ereigniskategorien bei den verschiedenen Targettypen bestimmt werden, also ab welcher Protonenenergie ein Ereignis zu den 3-PED-, 2.5-PED- oder 2-PED-Ereignissen beiträgt.

Zur Bestimmung der Energie, ab welcher Protonen kein Signal mehr in den Kalorimetern hinterlassen können und somit nicht mehr zu den 3-PED-Ereignissen beitragen, wird das Verhältnis

$$\epsilon_3 = \frac{3\text{PED}}{2.5\text{PED} + 3\text{PED}} \quad (\text{A.37})$$

für verschiedene Photonenenergien betrachtet. Dabei nähert sich der Verlauf $\epsilon_3 = 1$ für den Protonenenergierbereich, in dem nur 3-PED-Ereignisse vorhanden sind. Als Schwelle wird die Protonenenergie festgelegt, ab der 80% der Ereignisse 3-PED-Ereignisse sind. Diese Schwellenenergie wurde abhängig von der Strahlphotonenenergie für alle gemessenen und simulierten Ereignisse der drei Targettypen bestimmt (siehe Abbildung A.1). Es ist deut-

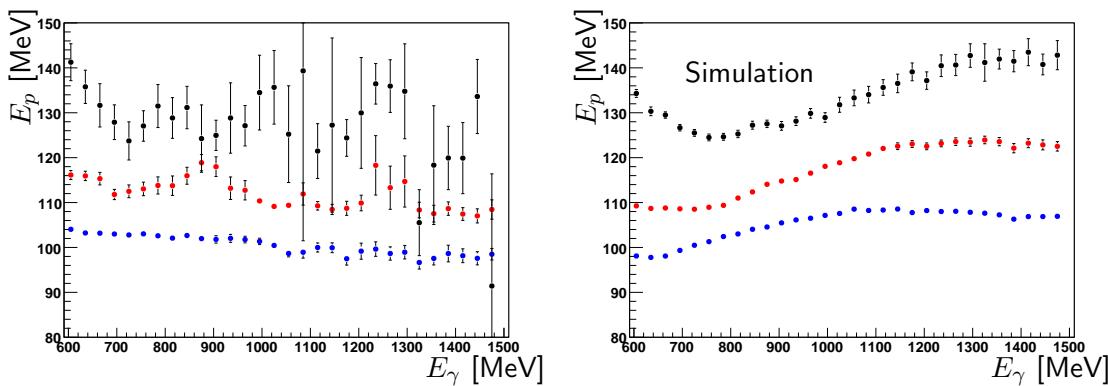


Abbildung A.1.: Die Grenzenergie der Protonen, ab der 80% der Ereignisse aus 3-PED-Ereignissen stammen, aufgetragen gegen die Energie des Strahlphotonen für simulierte und gemessene Daten am Kohlenstoff- (schwarz), Wasserstoff- (blau) und Butanol-Target (rot).

lich zu sehen, dass bei der Messung am Kohlenstoff-Target die Statistik nicht ausreicht, um eine Analyse der Grenzenergie der Protonen durchzuführen, deshalb werden die Ereignisse aus der Simulation verwendet. Bei den Messungen am Wasserstoff- und Butanol-Target sind die Schwellenenergien der Protonen bei ähnlichen Energien wie in der Simulation. Es

zeigen sich lediglich Unterschiede im energieabhängigen Verlauf der Grenzenergie. Für die Bestimmung der Energie, ab der Protonen kein Signal mehr in den ladungssensitiven Detektoren hinterlassen können, wird das Verhältnis

$$\epsilon_{2.5} = \frac{2.5\text{PED} + 3\text{PED}}{2\text{PED} + 3\text{PED}} \quad (\text{A.38})$$

verwendet. Die 2.5-PED-Ereignisse sind zwar eine Untermenge der 2-PED-Ereignisse, es kann jedoch im Fall von mehreren passenden Routen in einem Ereignis vorkommen, dass die Multiplizität größer ist als bei den 2 PEDs. Deshalb kann das Verhältnis $\epsilon_{2.5}$ größer als 1 werden. Die Schwellenenergie des Protons für den Übergang der 2.5 PEDs zu den 2 PEDs wurde energieabhängig bestimmt und ist in Abbildung A.2 für Daten und simulierte Ereignisse abgebildet. Dort wird sichtbar, dass die aus den gemessenen Daten

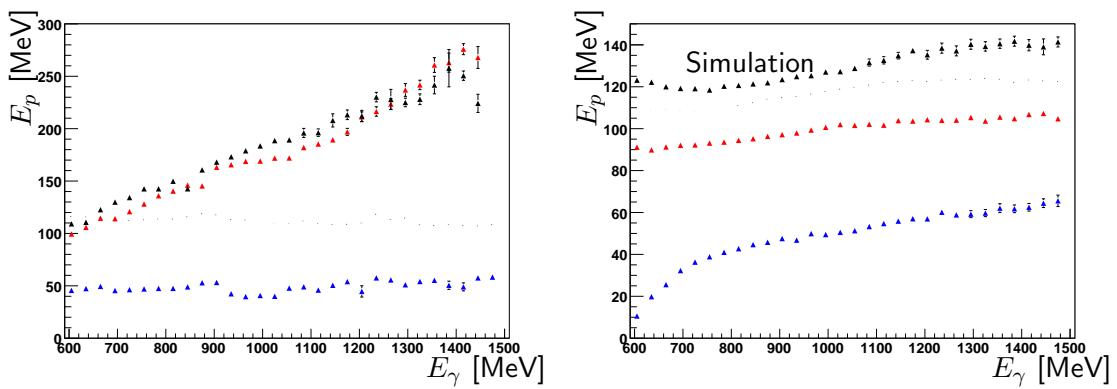


Abbildung A.2.: Die Grenzenergie der Protonen, bei der 80% der Ereignisse aus 3-PED- oder 2.5-PED-Ereignissen stammen, aufgetragen gegen die Energie des Strahlphotons für simulierte und gemessene Daten am Kohlenstoff- (schwarz), Wasserstoff- (blau) und Butanol-Target (rot).

bestimmte Schwellenenergie für das Butanol- und Kohlenstoff-Target linear ansteigt und sehr große Werte erreicht. Dieses Verhalten ist im Gegensatz zur Schwelle am Wasserstoff-Target nicht in Übereinstimmung mit den simulierten Ereignissen und wird durch die zusätzlichen Neutronen im Target hervorgerufen. Reaktionen an den Neutronen tragen als 2-PED-Ereignisse bei und erhöhen damit die Statistik künstlich, so dass das Verhältnis $\epsilon_{2.5}$ bei diesen Targetmaterialien nicht zur Bestimmung der Schwellenenergie verwendet werden kann. Deshalb muss der Wert für die 2.5-PED-Ereignisse aus den Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden.

Als Energieschittengrenze wird die höchste Schwellenenergie verwendet, die bei einer Ereignisklasse auftritt. Bei Vergleich der Schwellenenergien der Ereignisklassen wird deutlich, dass sich beim Kohlenstoff-Target die Schwellen aus Abbildung A.2 und A.1 nur geringfügig unterscheiden. Bei einer Bestimmung des Dilution-Faktors unter Verwendung von 2.5-PED-Ereignissen müsste somit aufgrund der großen Schwellenenergie ein Großteil der Ereignisse am Butanol-Target entfernt werden, um sicherzustellen, dass alle drei Targetmaterialien über dieselben Schwellen verfügen. Deshalb stellt die Verwendung von 2.5-PED-Ereignisse keine große Raumwinkelweiterung dar. Die Verwendung von 2 PEDs ist sinnvoller, da dort keine Schnitte notwendig sind.

A.6. Untersuchung der möglichen Verwendung des Photonenfluxes zur Bestimmung des Dilution-Faktors

Um einen Wirkungsquerschnitt absolut bestimmen zu können, ist die genaue Kenntnis des Photonenfluxes, also der Anzahl an Photonen, welche das Target treffen, notwendig. Dabei ist neben der Anzahl der in der Photonemarkierungsanlage nachgewiesenen Photonen auch die Photonendefinitionswahrscheinlichkeit wichtig, welche sowohl eventuelle Ineffizienzen in den Detektoren, als auch Verluste von Photonen durch Kollimation berücksichtigt. Die genaue Bestimmung des Photonenfluxes mit den verschiedenen Beiträgen wird in [Har08] motiviert. Wie in Kapitel 7 beschrieben kann zur Normierung der Doppelpolarisationsobservablen G neben dem Dilution-Faktor auch der Photonenflux verwendet werden.

Für die Bestimmung der Photonendefinitionswahrscheinlichkeit werden dieselben Bedingungen an die Photonemarkierungsanlage gestellt, wie sie auch im Datentrigger *trig42c* verwendet werden. Dabei wurden sämtliche szintillierenden Latten der Photonemarkierungsanlage wie in Abschnitt 5.3.1 paarweise als Koinzidenz geschaltet, um zufällige Ereignisse durch Rauschen der Detektoren zu reduzieren. Während der Strahlzeit im April 2008, in der Daten mit kohärenter Kante bei $E_\gamma = 1150$ MeV und $E_\gamma = 950$ MeV aufgenommen wurden, war eine vollständige Überlagerung benachbarter Detektoren nicht gegeben. So gab es Energiebereiche, welche lediglich von einem Szintillationsdetektor abgedeckt wurden (siehe Abbildung A.3). Da jedoch in der Triggerbedingung koinzidente Ereignisse gefordert wurden, enthalten einige Energiebereiche weniger Statistik. Für die weitere Datennahme nach April 2008 wurde dieser Effekt reduziert, da dann auch Treffer einzelner szintillierender Latten durch den Trigger zugelassen wurden.

Durch diese Ineffizienzen werden einzelne Energiebereiche bei der Analyse der Daten der Strahlzeit April 2008 nur unzureichend abgedeckt. Die Statistik kann in diesen Bereichen jedoch verbessert werden, wenn in der Analyse auch Einzeltreffer der Latten der Photonemarkierungsanlage in der Rekonstruktion zugelassen werden, wie Abbildung A.4 zeigt. Dadurch erhöht sich die Anzahl der Ereignisse in einigen Energiebereichen deutlich und es wird insgesamt eine um ungefähr 25% höhere Statistik erreicht. Diese Treffer einzelner Latten sind Ereignisse, bei denen ein anderes, zeitlich zufälliges Elektron in der Photonemarkierungsanlage einen Trigger auslösen konnte.

Zur Bestimmung des Photonenfluxes werden Photonen verwendet, welche die Triggerbedingung an die Photonemarkierungsanlage erfüllen. Deshalb gibt der Photonenfluss lediglich die Anzahl der Photonen mit koinzidenten Treffern in den Szintillationsdetektoren an und kann nicht in Kombination mit den Daten der April-2008-Strahlzeit verwendet werden, ohne einen Teil der Statistik entfernen zu müssen.

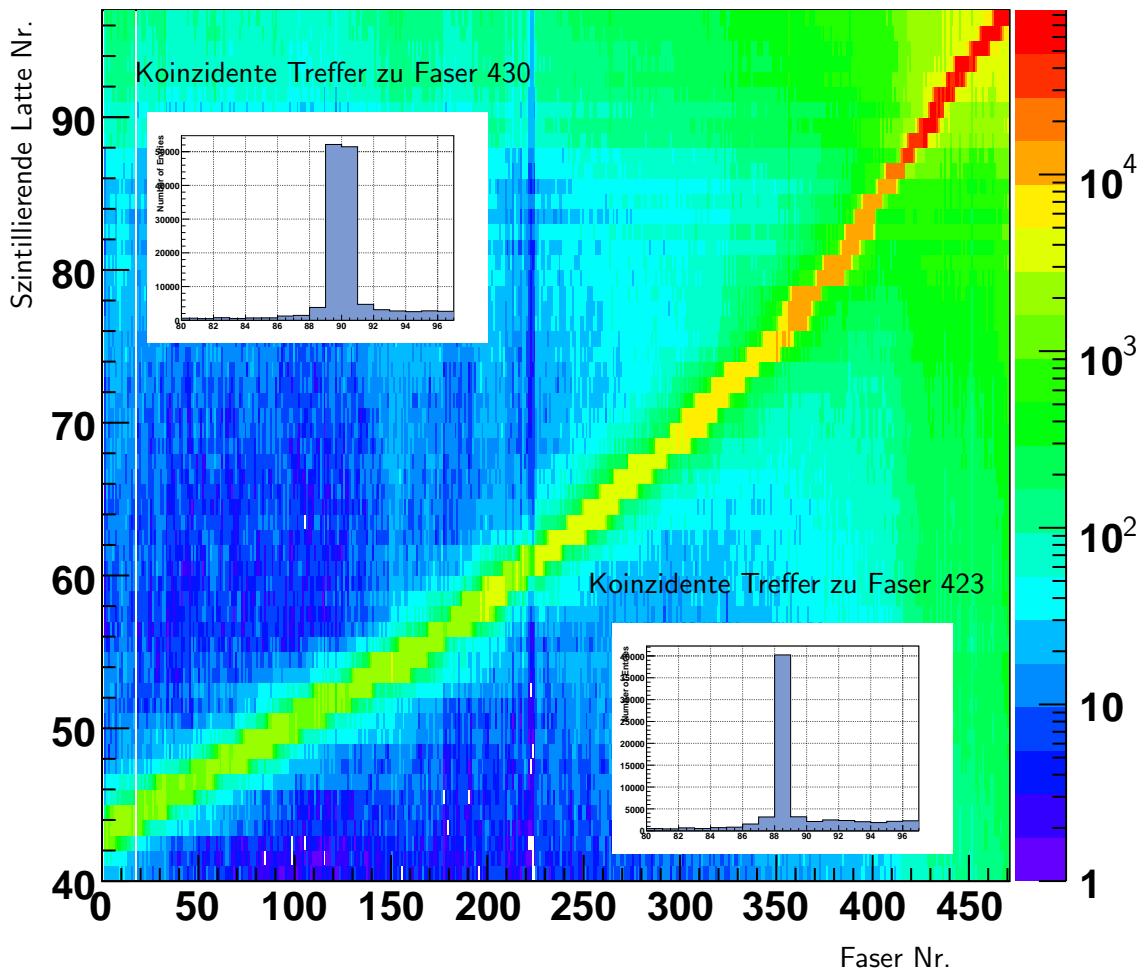


Abbildung A.3.: Die zeitlich koinzidenten Treffer der szintillierenden Latten und der szintillierenden Fasern. Die überlappenden Bereiche können anhand der erhöhten Statistik auf der Diagonalen gesehen werden. Bei Betrachtung der Faser Nr. 430 (links oben) wird sichtbar, dass die Latten Nr. 89 und 90 koinzident getroffen werden. Bei anderen Fasern wie Faser Nr. 423 (rechts unten) wird nur ein Detektor getroffen, da in diesem Bereich kein räumlicher Überlapp zweier Detektoren vorliegt.

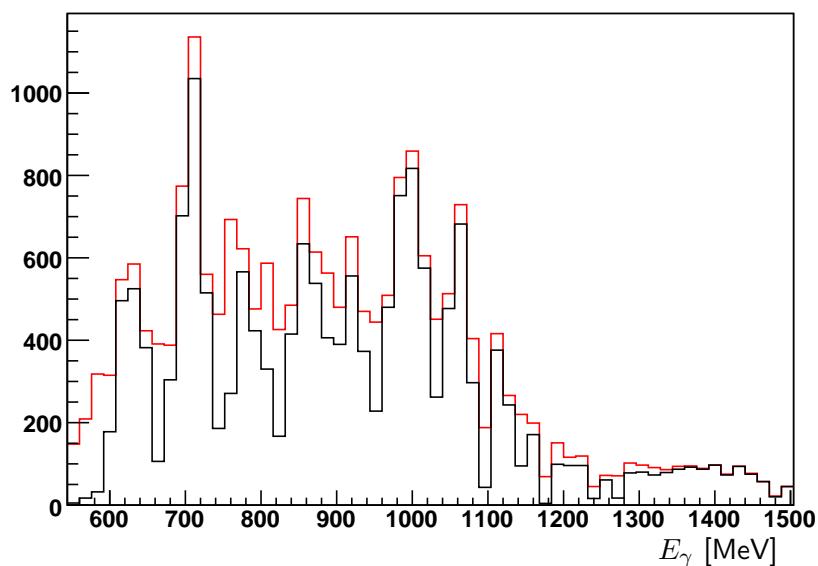


Abbildung A.4.: Die energieabhängige Verteilung der Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, mit ausschließlicher Verwendung von koinzidenten Treffern (schwarz). Mit zusätzlichen Treffern einzelner szintillierender Latten (rot) lässt sich die Anzahl der Ereignisse um 25% erhöhen.

A.7. Strahlasymmetrie Σ für $l \leq 3$

Die Polarisationsobservable Σ aus Multipolen mit $l \leq 1$ (rot), $l = 2$ (blau) und $l = 3$ (schwarz):

$$\begin{aligned}
\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2(\theta)} &= Re(-\frac{3}{8}(4|E_{2-}|^2 - 8E_{0+}^*E_{2-} + 28E_{2+}^*E_{2-} - 8M_{2-}^*E_{2-} + 8M_{2+}^*E_{2-} \\
&\quad + 12|E_{3-}|^2 + 24E_{1+}^*E_{3-} - 60E_{3+}^*E_{3-} + 8M_{1-}^*E_{3-} - 12M_{3-}^*E_{3-} \\
&\quad - 8M_{1+}^*E_{3-} + 12M_{3+}^*E_{3-} + 12|E_{1+}|^2 - 60E_{3+}^*E_{1+} + 8M_{1-}^*E_{1+} \\
&\quad - 12M_{3-}^*E_{1+} - 8M_{1+}^*E_{1+} + 12M_{3+}^*E_{1+} - 8E_{0+}^*E_{2+} + 24|E_{2+}|^2 \\
&\quad + 12M_{2-}^*E_{2+} - 12M_{2+}^*E_{2+} + 75|E_{3+}|^2 - 20M_{1-}^*E_{3+} \\
&\quad + 30M_{3-}^*E_{3+} + 20M_{1+}^*E_{3+} - 30M_{3+}^*E_{3+} - 8E_{0+}^*M_{2-} \\
&\quad - 12|M_{2-}|^2 + 24M_{2+}^*M_{2-} + 8M_{1-}^*M_{3-} - 24|M_{3-}|^2 + 28M_{1+}^*M_{3-} \\
&\quad - 78M_{3+}^*M_{3-} - 8M_{1-}^*M_{1+} - 4|M_{1+}|^2 + 28M_{3+}^*M_{1+} + 8E_{0+}^*M_{2+} \\
&\quad - 12|M_{2+}|^2 + 20M_{1-}^*M_{3+} - 45|M_{3+}|^2) \\
&\quad - \frac{3}{8}(+32E_{3-}^*E_{2-} - 48E_{1+}^*E_{2-} + 200E_{3+}^*E_{2-} - 40M_{3-}^*E_{2-} \\
&\quad + 40M_{3+}^*E_{2-} + 252E_{2+}^*E_{3-} + 72E_{2+}^*E_{1+} + 40M_{1-}^*E_{2+} \\
&\quad - 40M_{1+}^*E_{2+} - 72M_{3-}^*M_{2-} + 240M_{3+}^*M_{2-} + 252M_{2+}^*M_{3-} \\
&\quad - 48M_{2-}^*M_{1+} - 32M_{2+}^*M_{1+} - 40M_{1-}^*M_{2+} \\
&\quad - 40E_{0+}^*(E_{3-} + E_{3+} + M_{3-} - M_{3+})) \cdot \cos(\theta) \\
&\quad - \frac{3}{8}(-180E_{2+}^*E_{2-} + 60|E_{3-}|^2 - 240E_{1+}^*E_{3-} + 1380E_{3+}^*E_{3-} \\
&\quad - 60M_{3-}^*E_{3-} + 60M_{3+}^*E_{3-} + 180E_{3+}^*E_{1+} - 60M_{3-}^*E_{1+} \\
&\quad + 60M_{3+}^*E_{1+} + 120|E_{2+}|^2 + 60M_{2-}^*E_{2+} - 60M_{2+}^*E_{2+} - 150|E_{3+}|^2 \\
&\quad + 140M_{1-}^*E_{3+} - 60M_{3-}^*E_{3+} - 140M_{1+}^*E_{3+} + 60M_{3+}^*E_{3+} \\
&\quad - 120|M_{3-}|^2 + 1500M_{3+}^*M_{3-} - 180M_{3-}^*M_{1+} - 100M_{3+}^*M_{1+} \\
&\quad - 240M_{2-}^*M_{2+} - 60|M_{2+}|^2 - 140M_{1-}^*M_{3+} + 90|M_{3+}|^2) \cdot \cos^2(\theta) \\
&\quad - \frac{3}{8}(-560 \cdot E_{3+}^*E_{2-} - 900E_{2+}^*E_{3-} + 640E_{3+}^*E_{2+} + 280M_{2-}^*E_{3+} \\
&\quad - 280M_{2+}^*E_{3+} - 900M_{3-}^*M_{2+} - 360M_{3+}^*M_{2+} \\
&\quad - 840M_{2-}^*M_{3+}) \cdot \cos^3(\theta) \\
&\quad - \frac{3}{8}(-2800E_{3+}^*E_{3-} + 875|E_{3+}|^2 + 350M_{3-}^*E_{3+} - 350M_{3+}^*E_{3+} \\
&\quad - 3150M_{3-}^*M_{3+} - 525|M_{3+}|^2) \cos^4(\theta)).
\end{aligned}$$

A.8. Abweichungen der berechneten Protonenmasse in den unterschiedlichen Strahlzeiten

Bei genauer Betrachtung der angepassten Verteilungen der berechneten Protonenmasse lässt sich eine energieabhängige Verschiebung zwischen den Daten am Butanol- und am Flüssig-Wasserstoff-Target beobachten (siehe Abbildung A.5). Diese Verschiebung ist für niedrige Energien besonders deutlich und nimmt für höhere Energien ab.

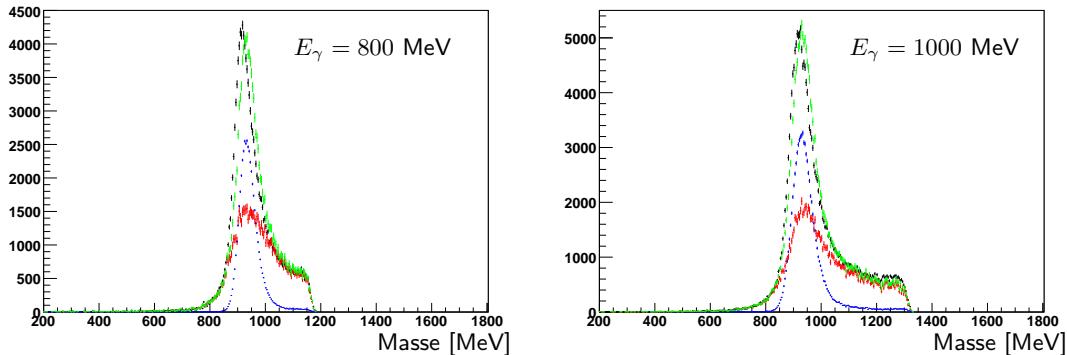


Abbildung A.5.: Die berechnete Protonenmasse für die verschiedenen Targetmaterialien bei zwei unterschiedlichen Photonenergien. Deutlich sichtbar ist ein Verschiebung zwischen der Messung am Butanol- und am Wasserstoff-Target, welche für niedrige Photonenergien stärker ist.

Die Skalierung der verschiedenen Targetmaterialien, welche aus der Anpassung an die berechnete Protonenmasse bestimmt wird, wird für die spätere Bestimmung der Doppel-polarisationsobservablen G verwendet wird. Deshalb ist es von essentieller Bedeutung, dass die Anpassung der berechneten Protonenmassen genau durchgeführt wird. Die unterschiedlichen Positionen des Peaks in der berechneten Protonenmasse stellen keine neue physikalische Fragestellung dar, da die Masse des Protons sehr genau bekannt ist. Zudem wurde durch die verwendeten Schnitte die Reaktion $\gamma N \rightarrow N\pi^0$ fast untergrundfrei selektiert, so dass lediglich Protonen und Neutronen als Reaktionspartner in Frage kommen. Um eine problemlose Anpassung der verschiedenen Targetmaterialien garantieren zu können, wurde die Position der berechneten Protonenmasse im Flüssig-Wasserstoff-Target bei der Anpassung variiert. Dies ermöglicht zum einen die genaue Bestimmung der Verschiebung der Peaks gegeneinander und erlaubt zum anderen die Skalierungsfaktoren der unterschiedlichen Targetmaterialien genau zu bestimmen. Die berechneten Protonenmassen mit zusätzlicher Anpassung der Peak-Position im Flüssig-Wasserstoff-Target sind in Abbildung A.6 zu finden.

Der Grund für die Verschiebung der berechneten Protonenmasse liegt in der Bestimmung der Energie der Photonen. Da die Magneten der Photonenmarkierungsanlage die Elektronen in horizontaler Ebene ablenken, ist der Ablenkungsgrad abhängig von der horizontalen Eintrittsposition des Elektronenstrahls in den Magneten der Photonenmarkierungsanlage. Variiert diese Position, so hat dies einen direkten Einfluss auf den Auftreffpunkt eines Elektrons mit einer bestimmten Energie in den Szintillationsdetektoren. Da diese Elektronen an der falschen Position detektiert werden, wird dem Photon in der Rekonstruktion eine falsche Energie zugewiesen. Die Photonenergie wird zur Berechnung der Protonenmasse

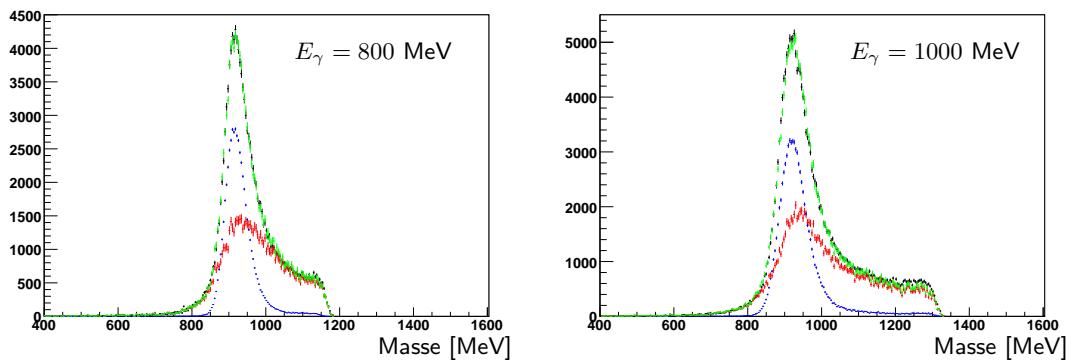


Abbildung A.6.: Die berechnete Protonenmasse für die verschiedenen Targetmaterialien bei zwei unterschiedlichen Photonenenergien mit künstlicher Verschiebung der berechneten Protonenmasse am Wasserstoff-Target. Bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 800 \text{ MeV}$ beträgt die Verschiebung $m_{\text{diff}} = 15,9 \text{ MeV}$, bei $E_\gamma = 1000 \text{ MeV} m_{\text{diff}} = 13,3 \text{ MeV}$.

verwendet, so dass sich der Peak der Protonenmasse an der falschen Stelle befinden kann. Der genaue Zusammenhang zwischen Elektronen-Strahlposition und Photonenenergie wird zur Zeit durch Simulationen untersucht, mit denen eine Korrektur der Photonenenergien bestimmt werden soll. Mit einer genau bestimmten Photonenenergie sollten damit die Peaks der berechneten Protonenmassen bei der Masse des Protons liegen.

Anhang B. Abbildungen

B.1. Schnitte mit 1σ -Breite

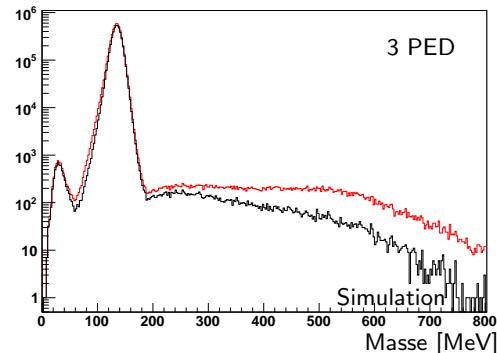
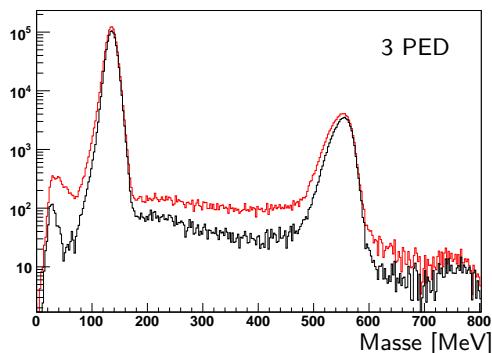
Verwendete Schnittbreiten:

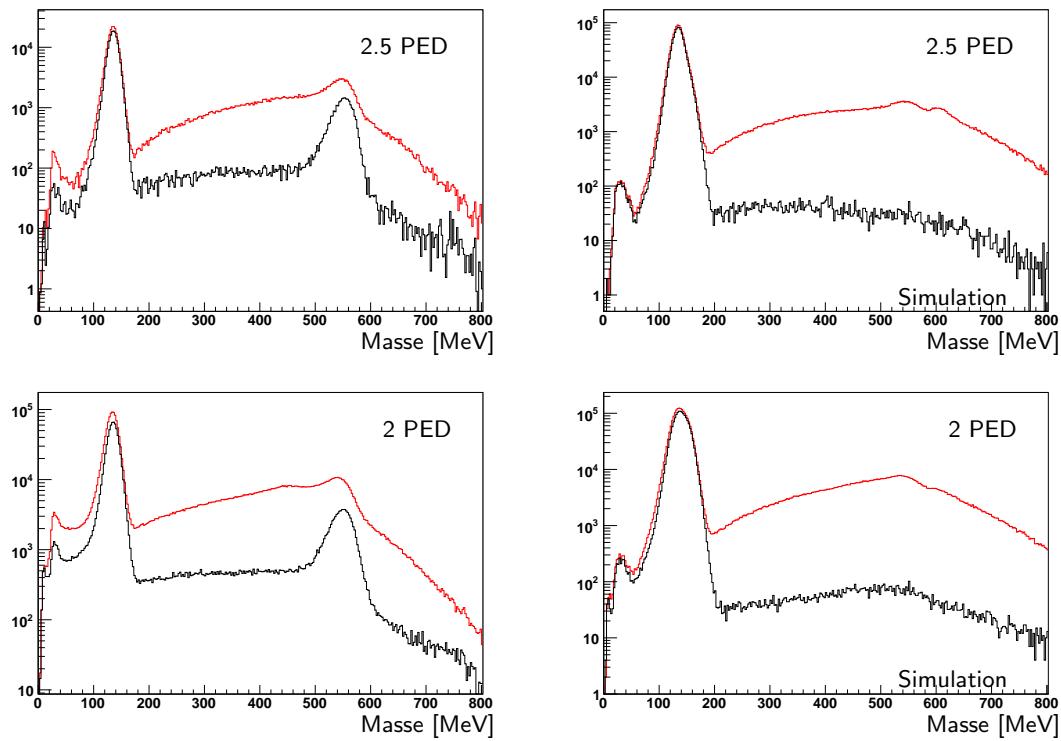
	3 PED	2.5 PED	2 PED
Zeitschnitt	20 ns	20 ns	20 ns
Zeituntergrundschnitt	-400 ns -	-70 ns, 70 ns - 400 ns	
Coplanarität (ϕ -Differenz)	6°	10°	-
Coplanarität (θ -Differenz)	7°	15°	-
π^0 -Masse		108 - 161 MeV	
Fehlende Masse		891 - 983 MeV	
Berechnete Photonenenergie	530 MeV	530 MeV	530 MeV

B.1.1. Butanol-Target

Ladungsidentifikation

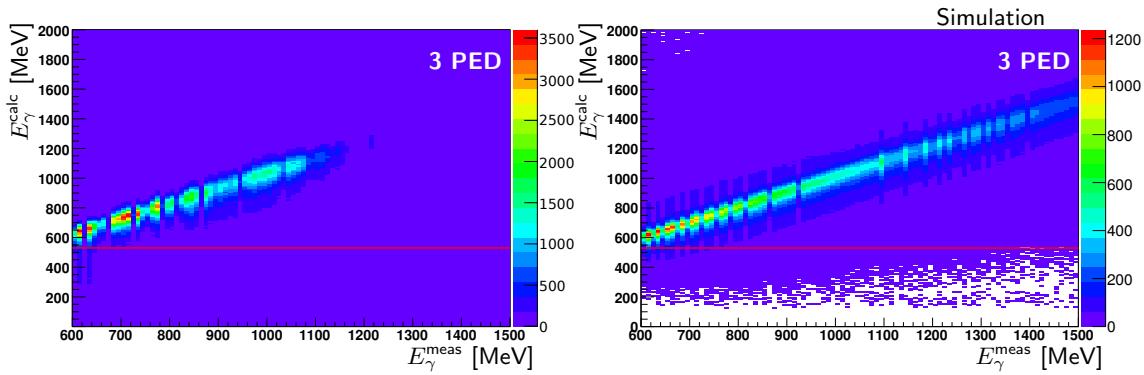
Aufgetragen ist die $\gamma\gamma$ -invariante Masse ohne Verwendung von Ladungsinformationen (rot), mit Verwendung der Ladungsinformationen (schwarz). Die Daten (links) wurden mit der Simulation (rechts) verglichen, alle anderen Schnitte bis auf die Selektion der Mesonenmasse wurden durchgeführt.

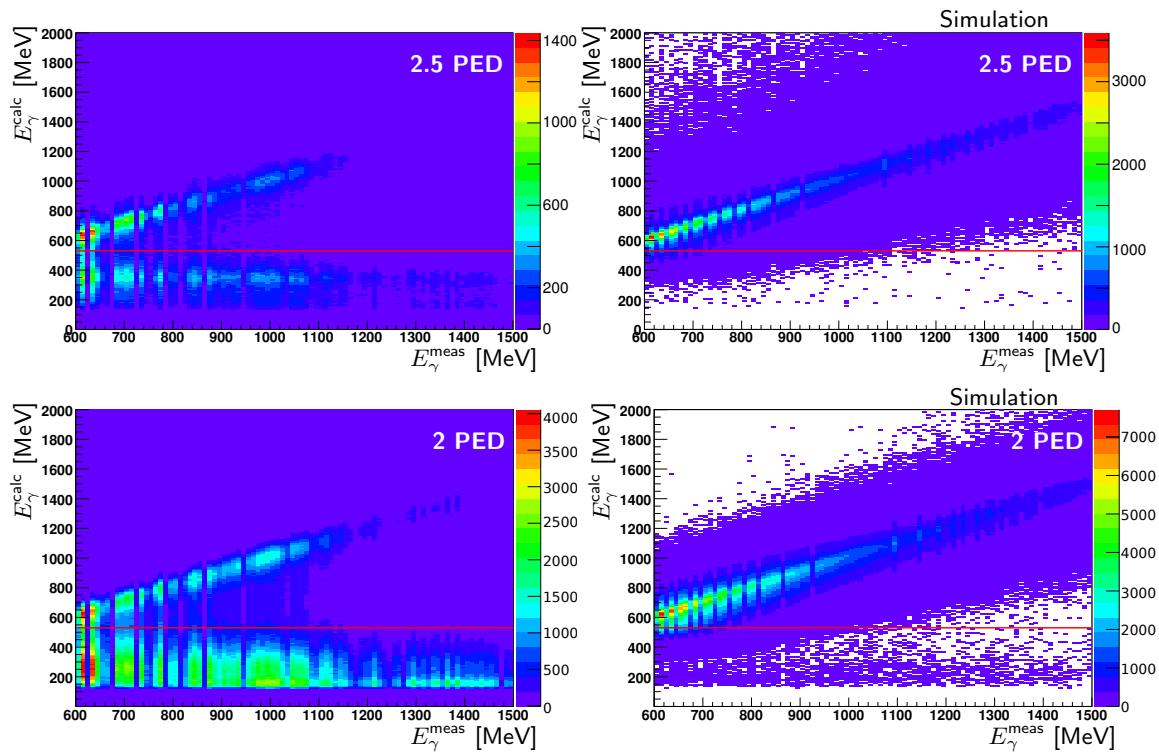




Untergrundreduktion

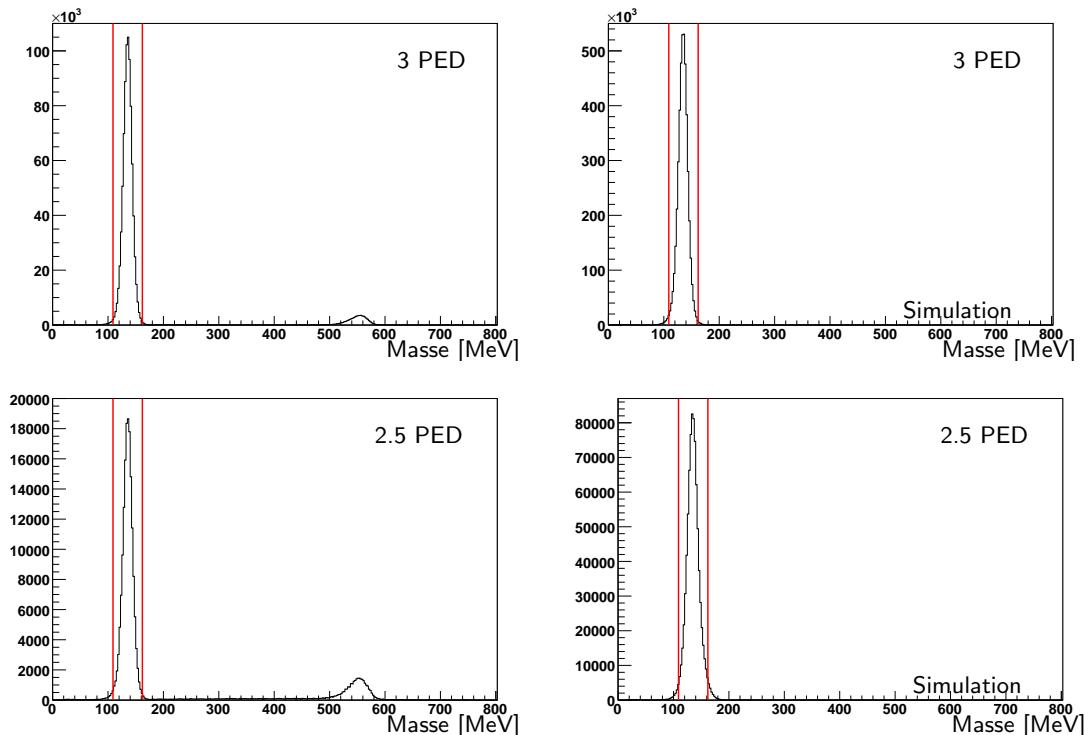
Zur Untersuchung des Untergrunds durch Reaktionen unterhalb des Bereichs der Photonenmarkierungsanlage wurde die berechnete Photonenenergie gegen die gemessene Photonenenergie für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts) aufgetragen. Alle Ereignisse unterhalb der roten Linie werden aus den Daten entfernt. Es wurden alle anderen Schnitte bis auf die berechnete Protonenmasse durchgeführt.

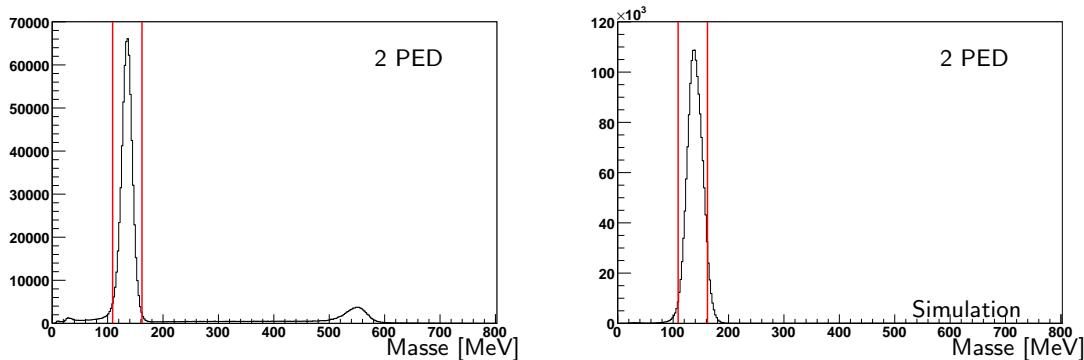




$\gamma\gamma$ -invariante Masse

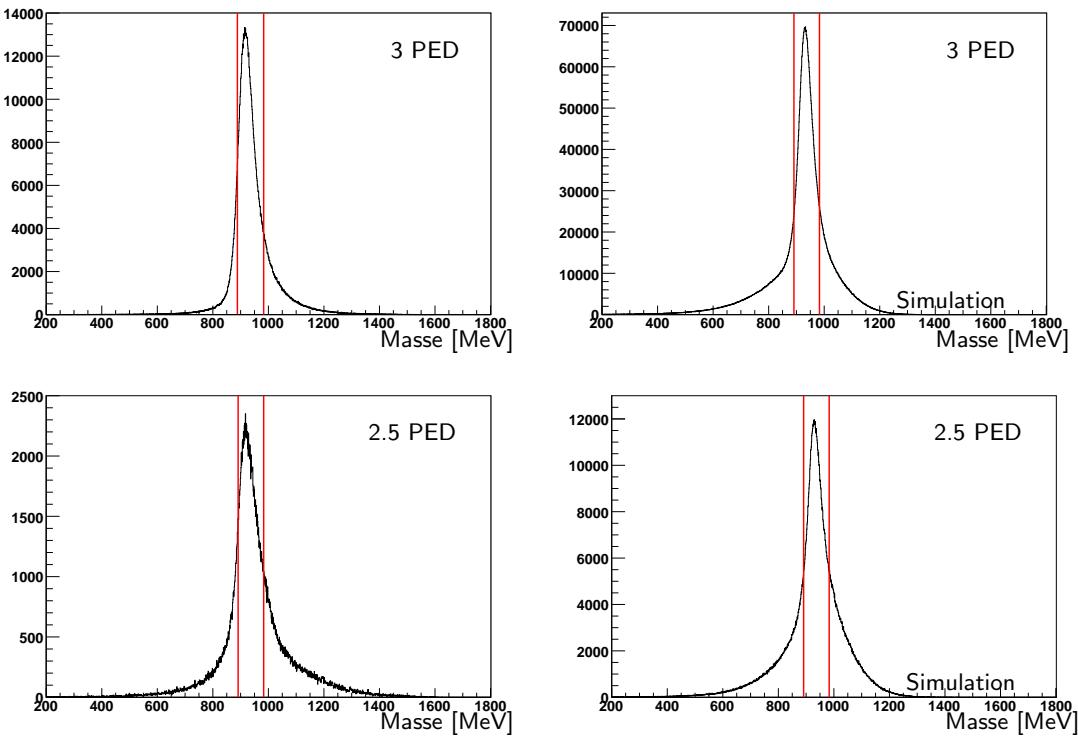
Die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für simulierte (rechts) und reale Daten (links). In rot sind die verwendeten Schnittgrenzen markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

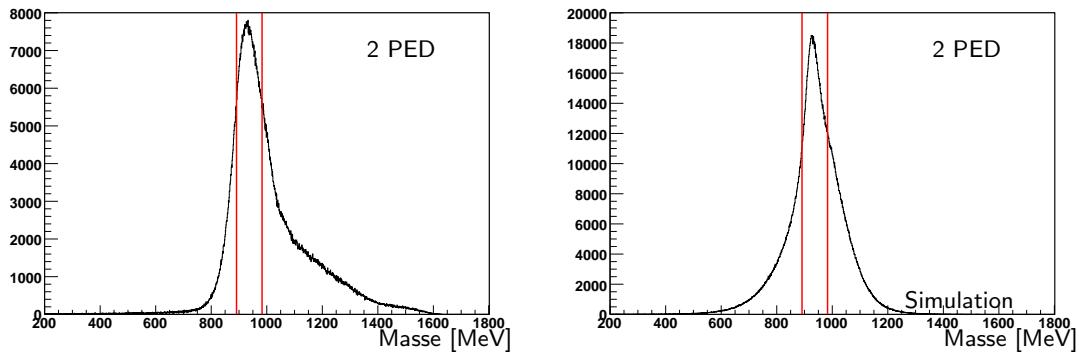




Fehlende Masse der Reaktion

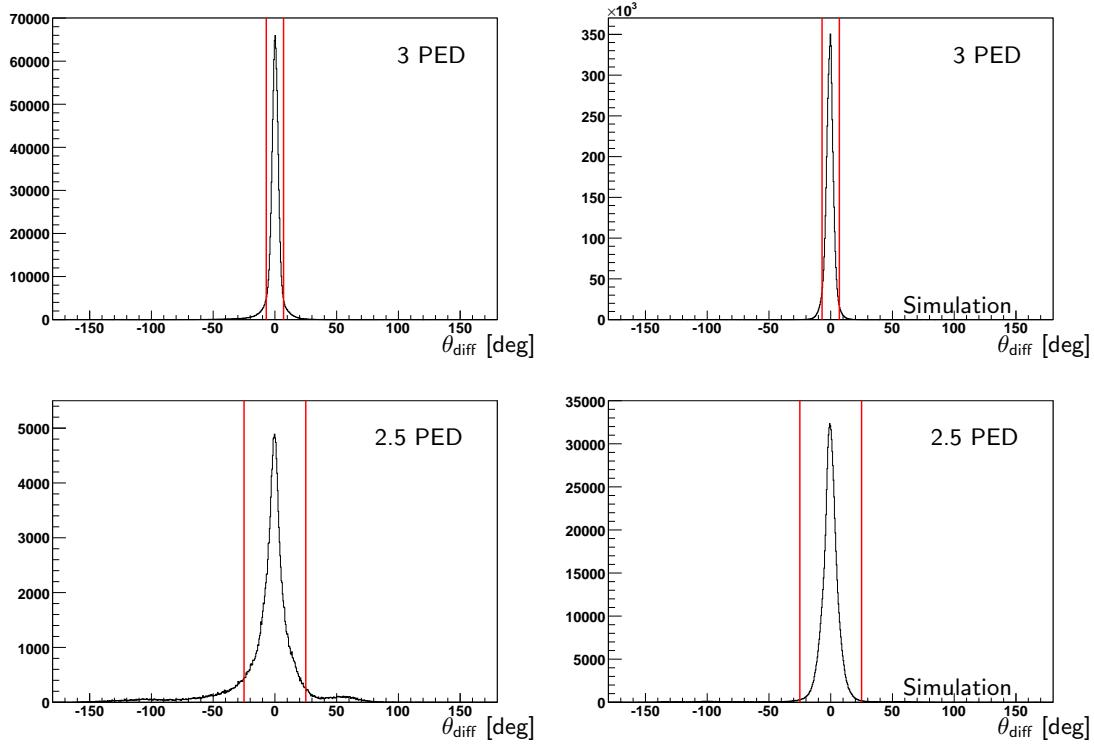
Die berechnete Protonenmasse aus den Daten (links) und den simulierten Ereignissen (rechts). Der Peak an der Protonenmasse ist deutlich zu erkennen, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert. Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.



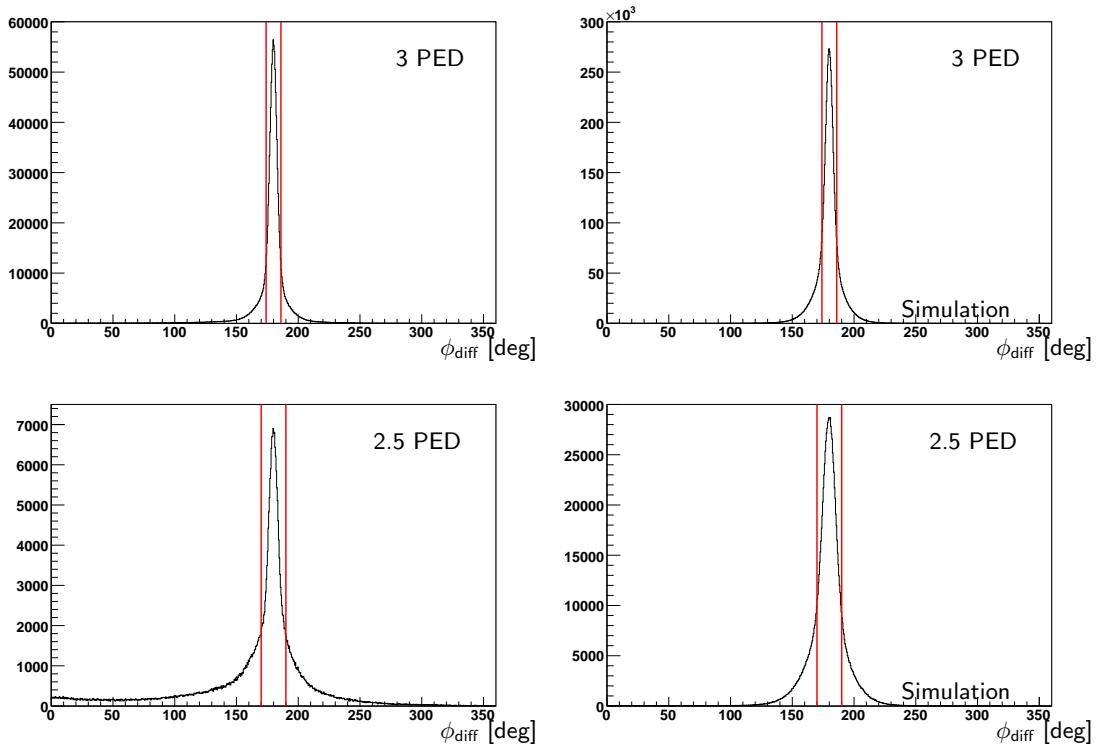


Kinematik

Die θ -Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Proton für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher ausgeführt.



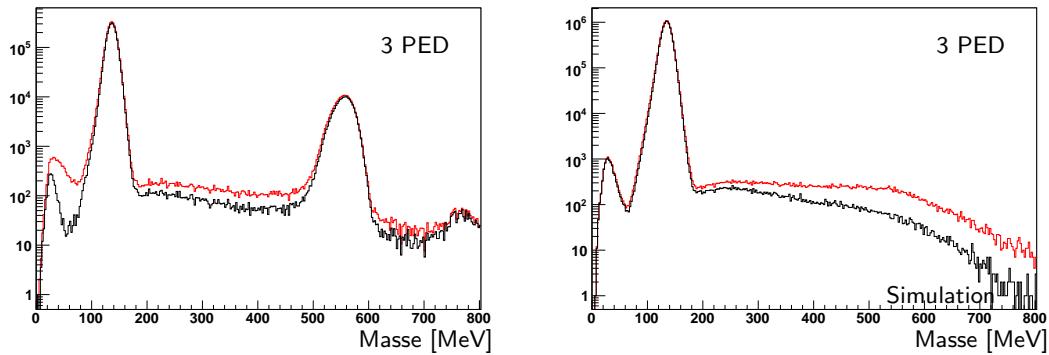
Die ϕ -Differenz zwischen Meson und Baryon für reale (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

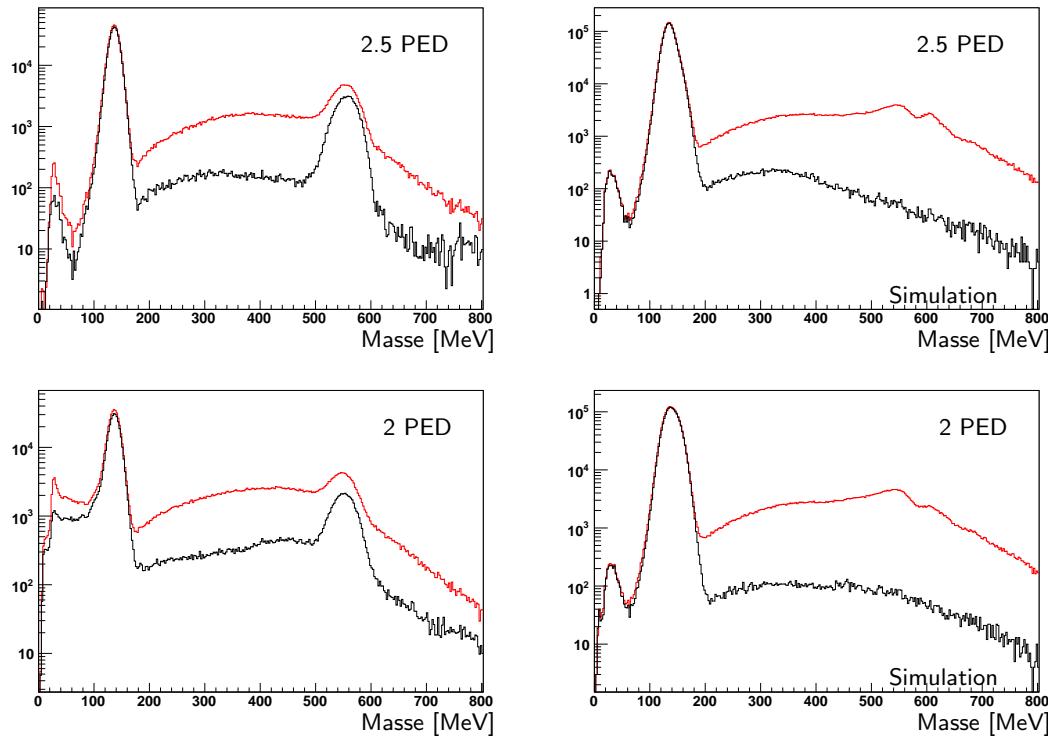


B.1.2. Wasserstoff-Target

Ladungsidentifikation

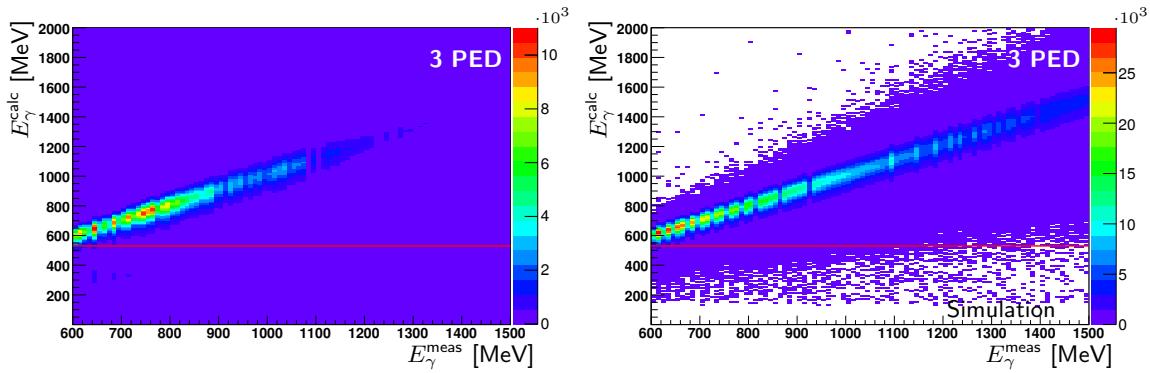
Aufgetragen ist die $\gamma\gamma$ -invariante Masse am Füssig-Wasserstoff-Target ohne Verwendung von Ladungsinformationen (rot), mit Verwendung der Ladungsinformationen (schwarz). Die Daten (links) wurden mit der Simulation (rechts) verglichen, alle anderen Schnitte bis auf die Selektion der Mesonenmasse wurden durchgeführt.

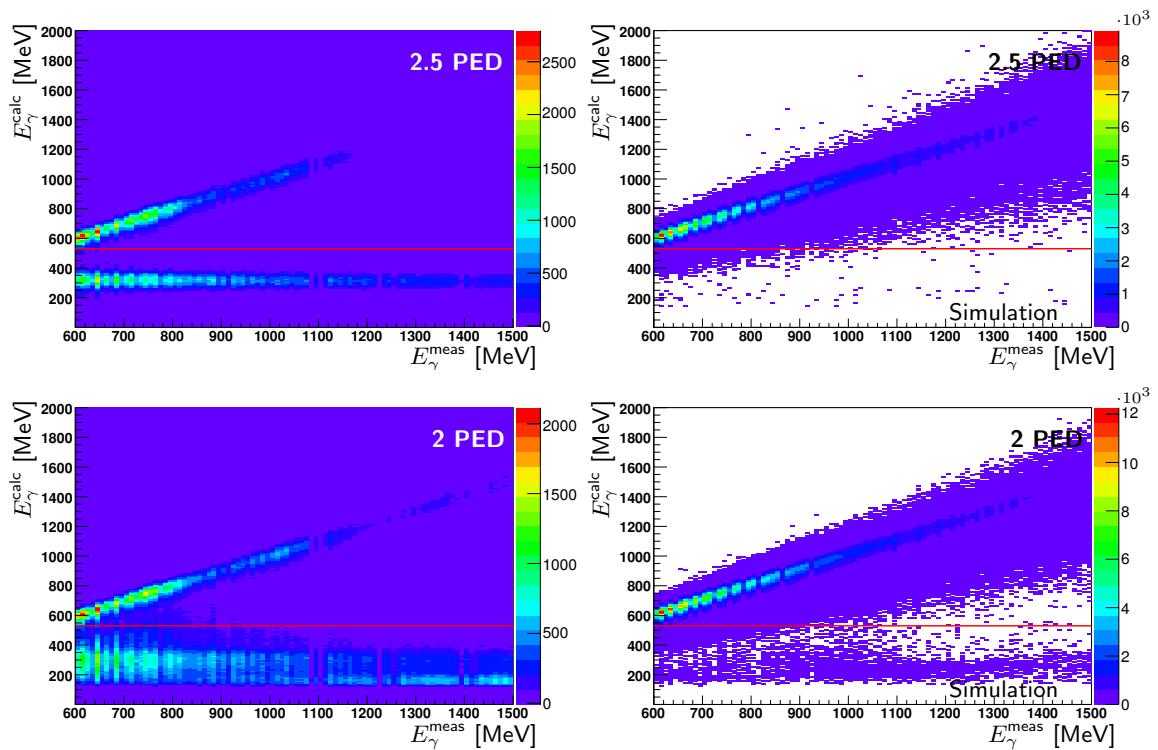




Untergrundreduktion

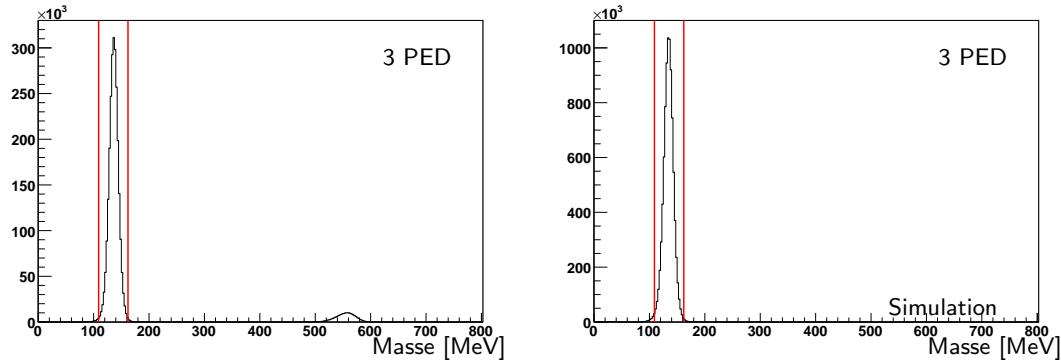
Zur Untersuchung des Untergrunds durch Reaktionen unterhalb des Bereichs der Photonenmarkierungsanlage wurde die berechnete Photonenergie gegen die gemessene Photonenergie für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts) aufgetragen. Alle Ereignisse unterhalb der roten Linie werden aus den Daten entfernt. Es wurden alle anderen Schnitte bis auf die berechnete Protonenmasse durchgeführt.

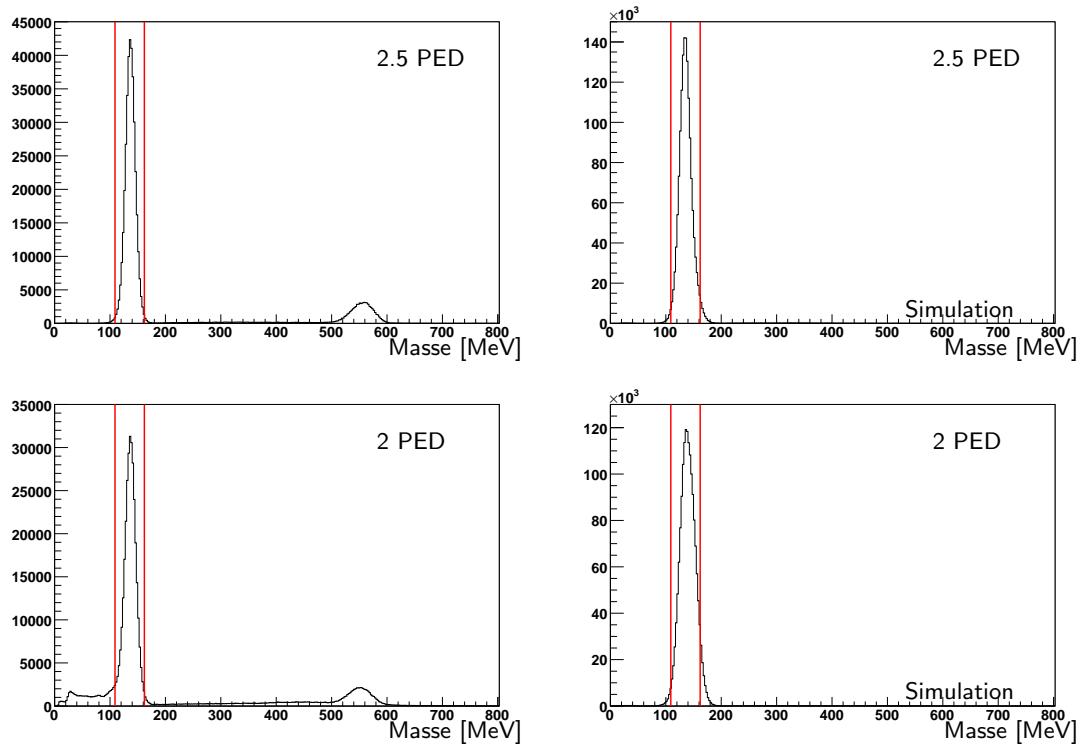




$\gamma\gamma$ -invariante Masse

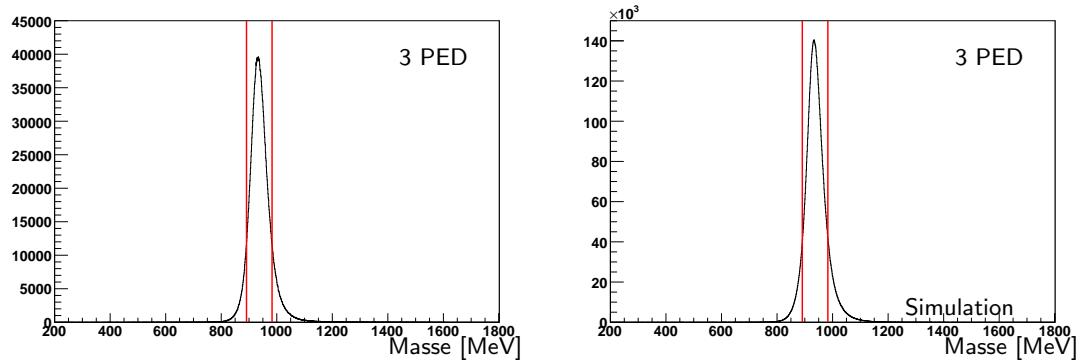
Die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für simulierte (rechts) und reale Daten (links). In rot sind die verwendeten Schnittgrenzen markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

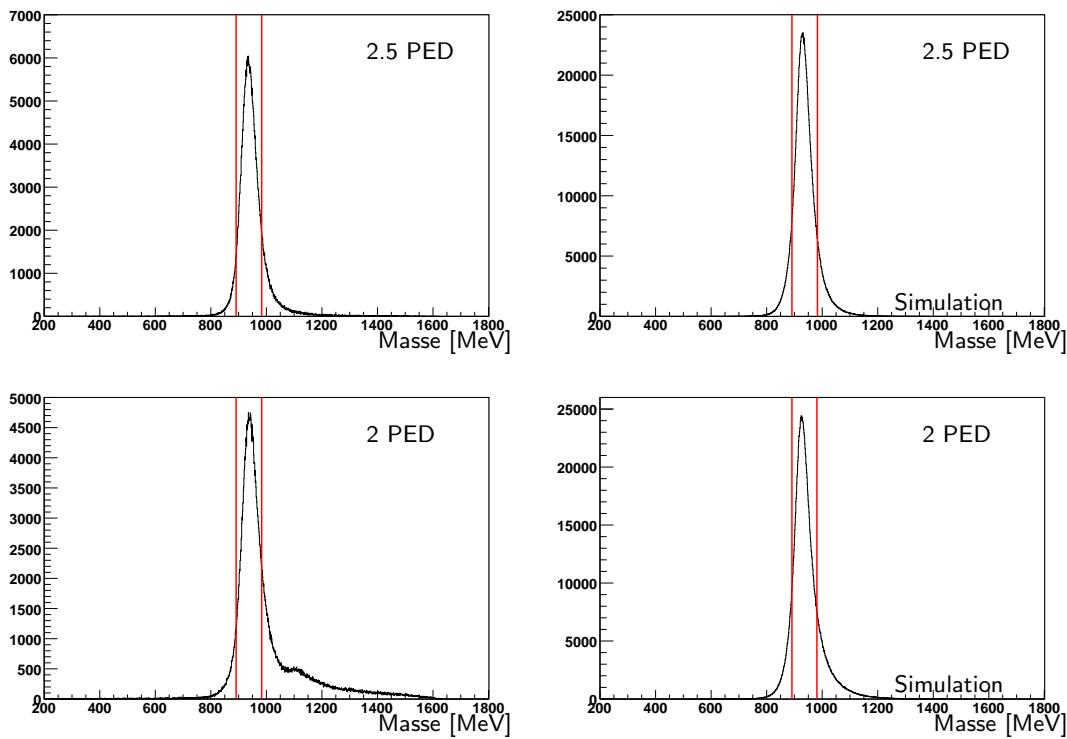




Fehlende Masse der Reaktion

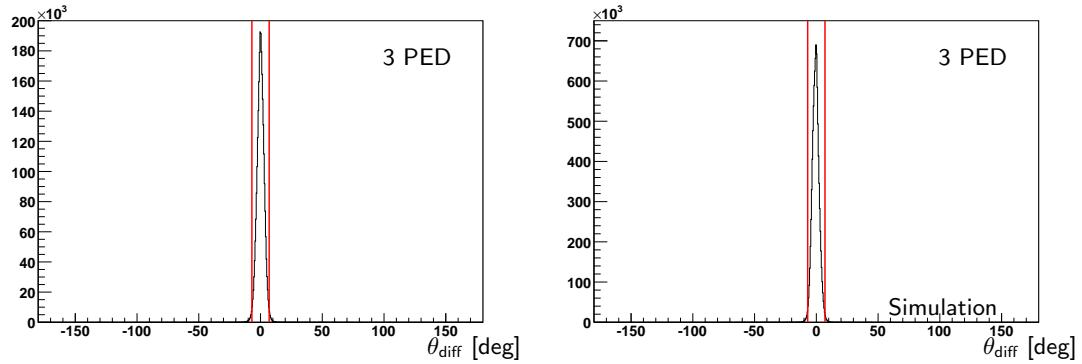
Die berechnete Protonenmasse aus den Daten (links) und den simulierten Ereignissen (rechts). Der Peak an der Protonenmasse ist deutlich zu erkennen, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert. Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

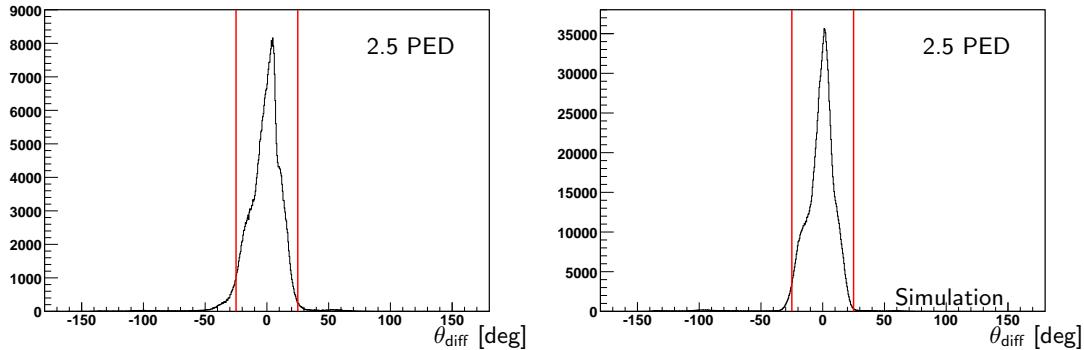




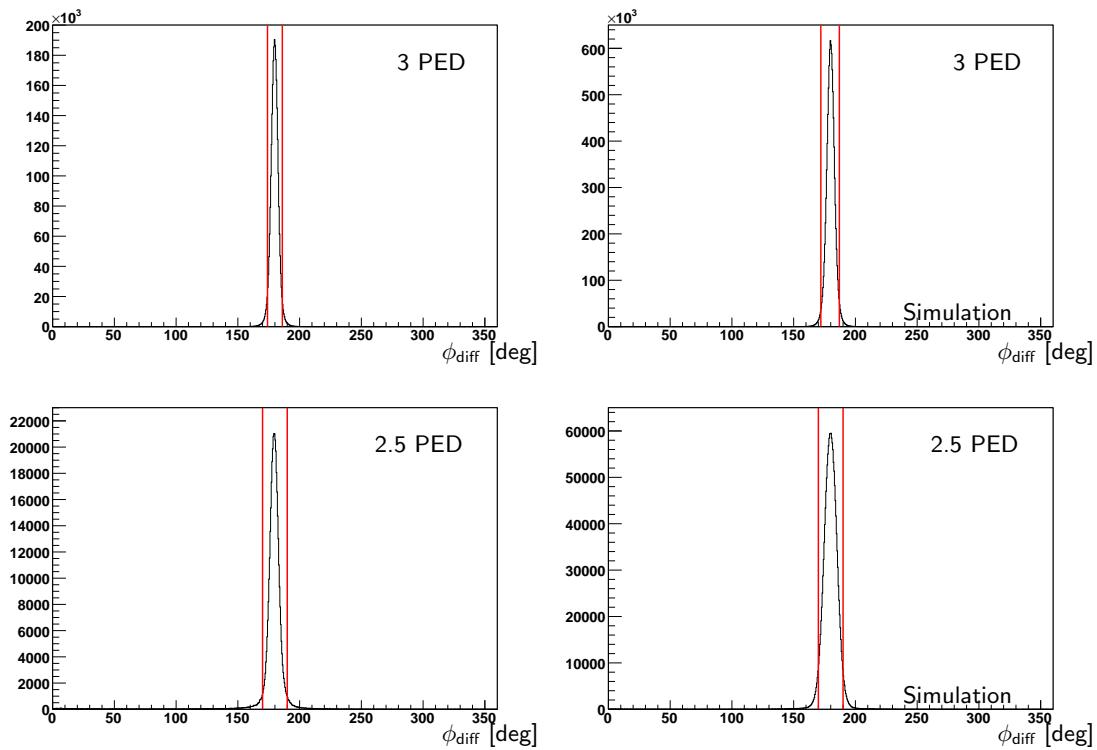
Kinematik

Die θ -Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Proton für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher ausgeführt.





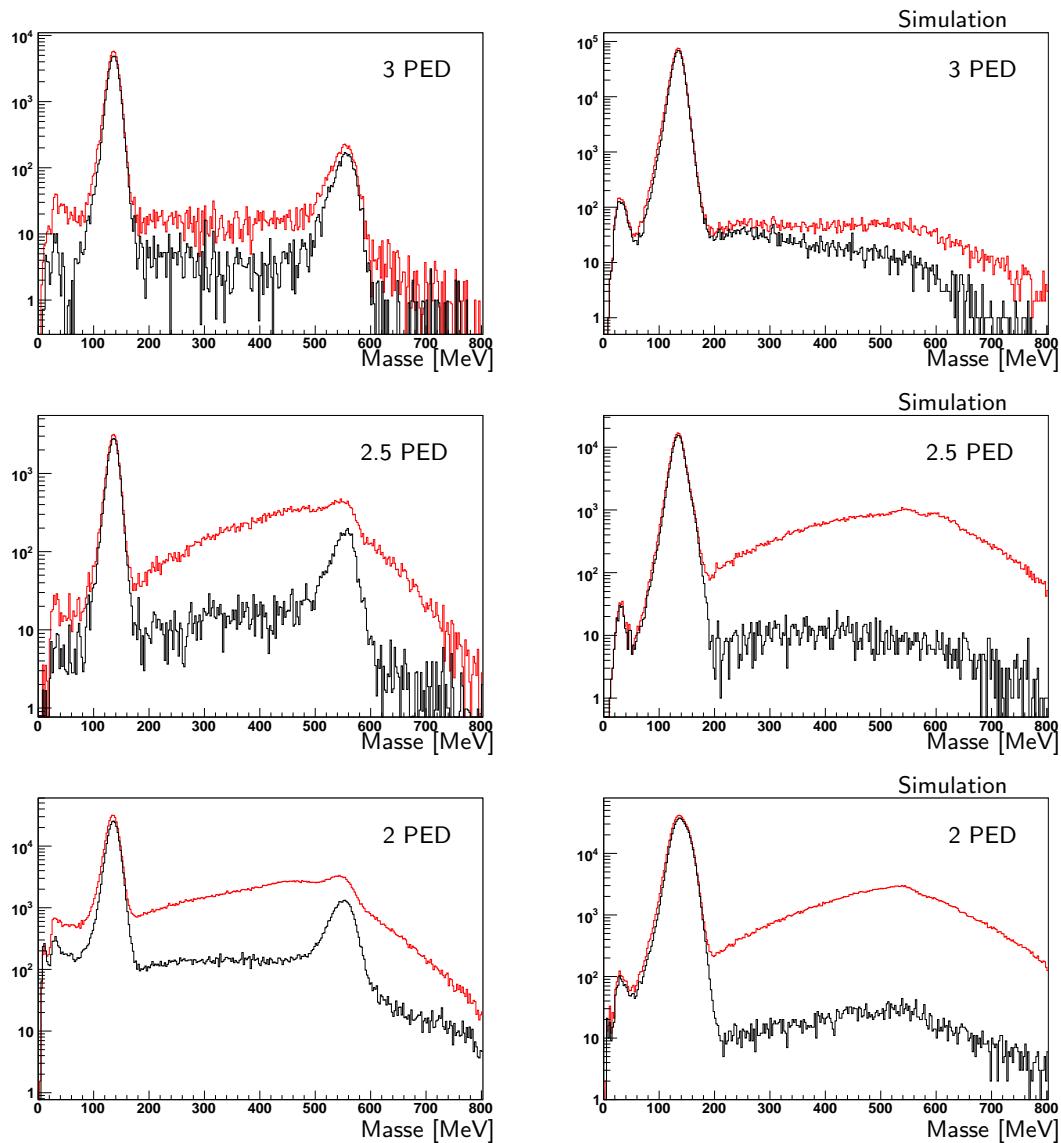
Die ϕ -Differenz zwischen Meson und Baryon für reale (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.



B.1.3. Kohlenstoff-Target

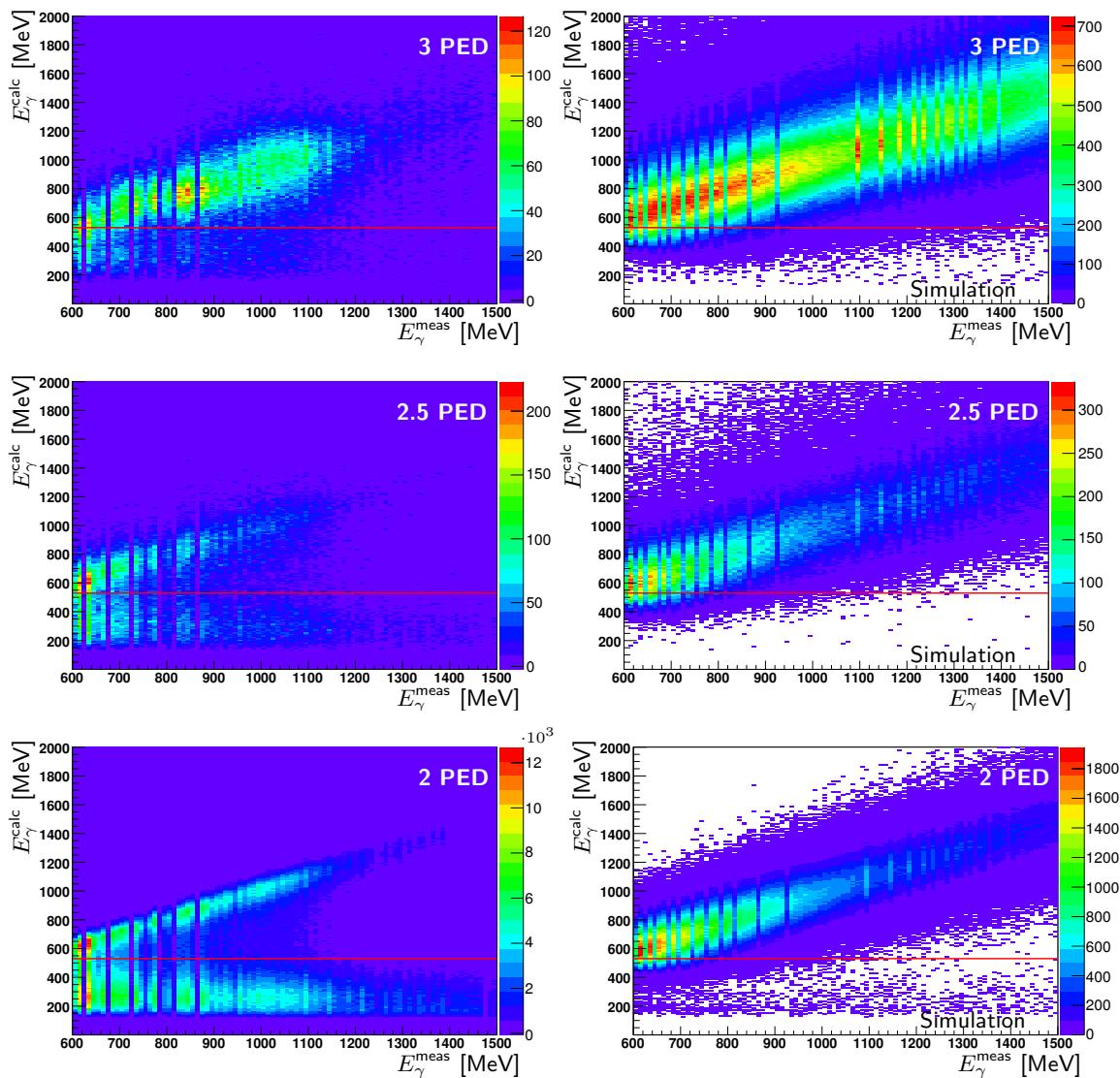
Ladungsidentifikation

Aufgetragen ist die $\gamma\gamma$ -invariante Masse am Kohlenstoff-Target ohne Verwendung von Ladungsinformationen (rot), mit Verwendung der Ladungsinformationen (schwarz). Die Daten (links) wurden mit der Simulation (rechts) verglichen, alle anderen Schnitte bis auf die Selektion der Mesonenmasse wurden durchgeführt.



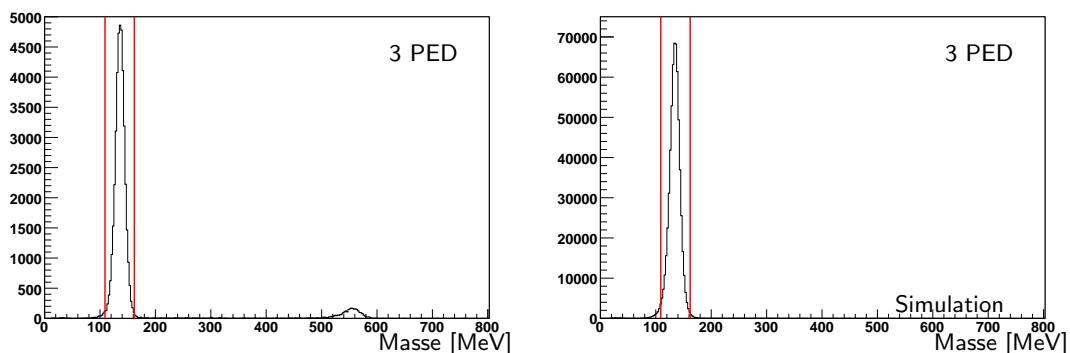
Untergrundreduktion

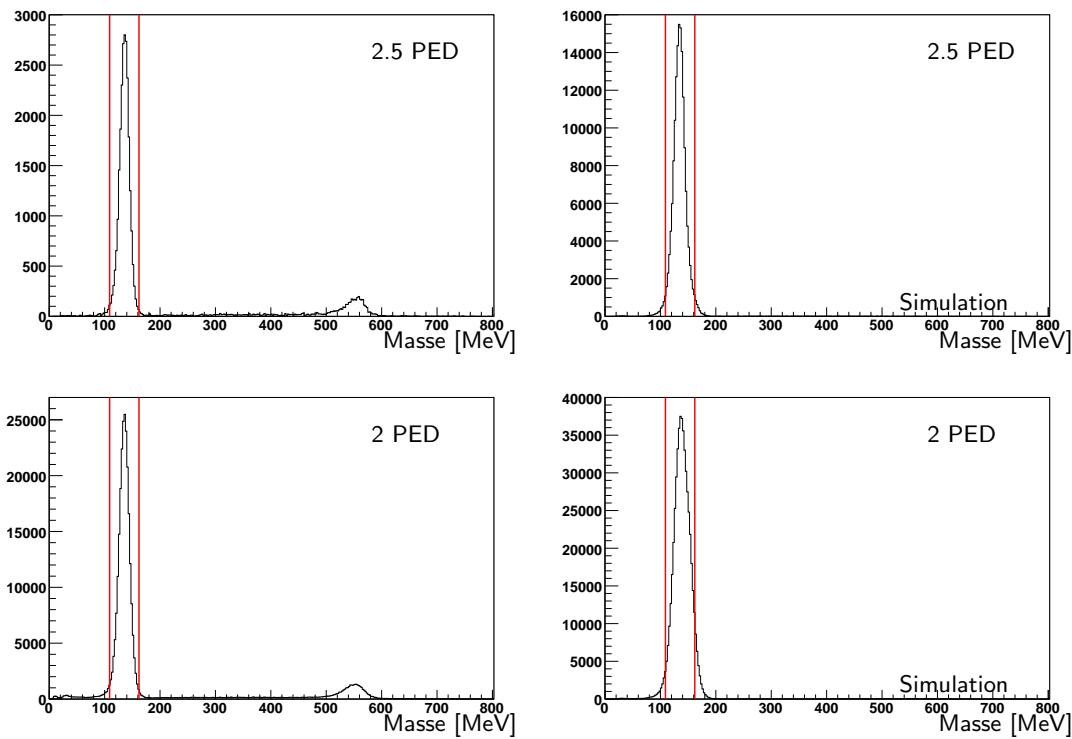
Zur Untersuchung des Untergrunds durch Reaktionen unterhalb des Bereichs der Photonenmarkierungsanlage wurde die berechnete Photonenenergie gegen die gemessene Photonenenergie für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts) aufgetragen. Alle Ereignisse unterhalb der roten Linie werden aus den Daten entfernt. Es wurden alle anderen Schnitte bis auf die berechnete Protonenmasse durchgeführt.



$\gamma\gamma$ -invariante Masse

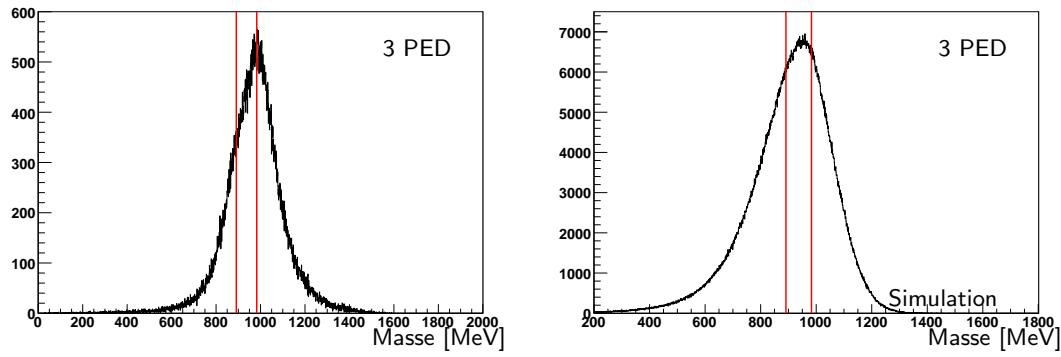
Die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für simulierte (rechts) und reale Daten (links). In rot sind die verwendeten Schnittgrenzen markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

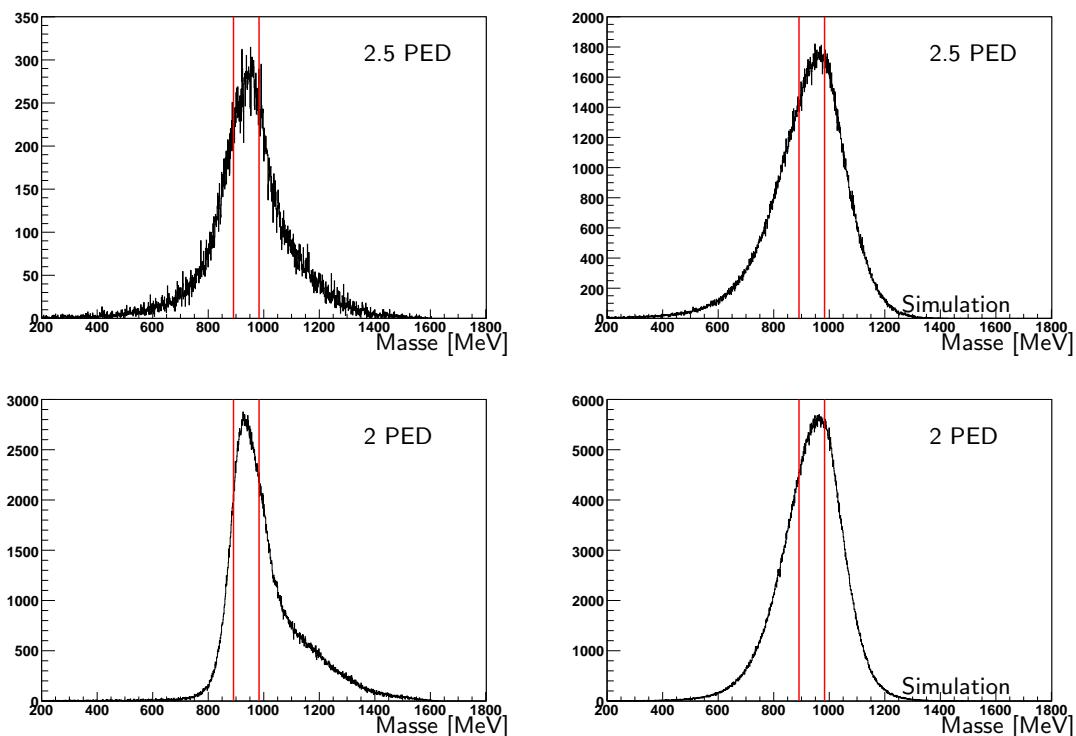




Fehlende Masse der Reaktion

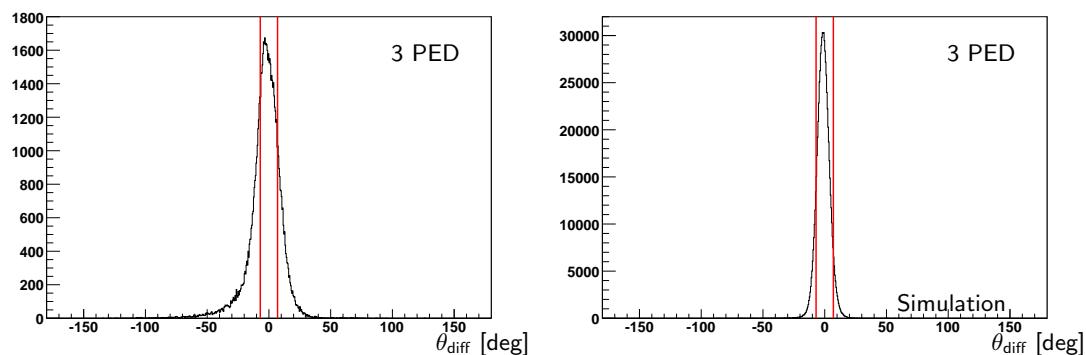
Die berechnete Protonenmasse aus den Daten (links) und den simulierten Ereignissen (rechts). Der Peak an der Protonenmasse ist deutlich zu erkennen, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert. Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

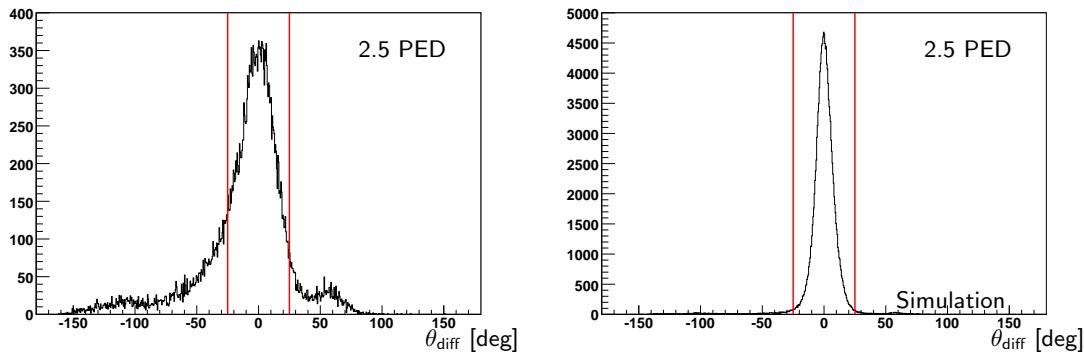




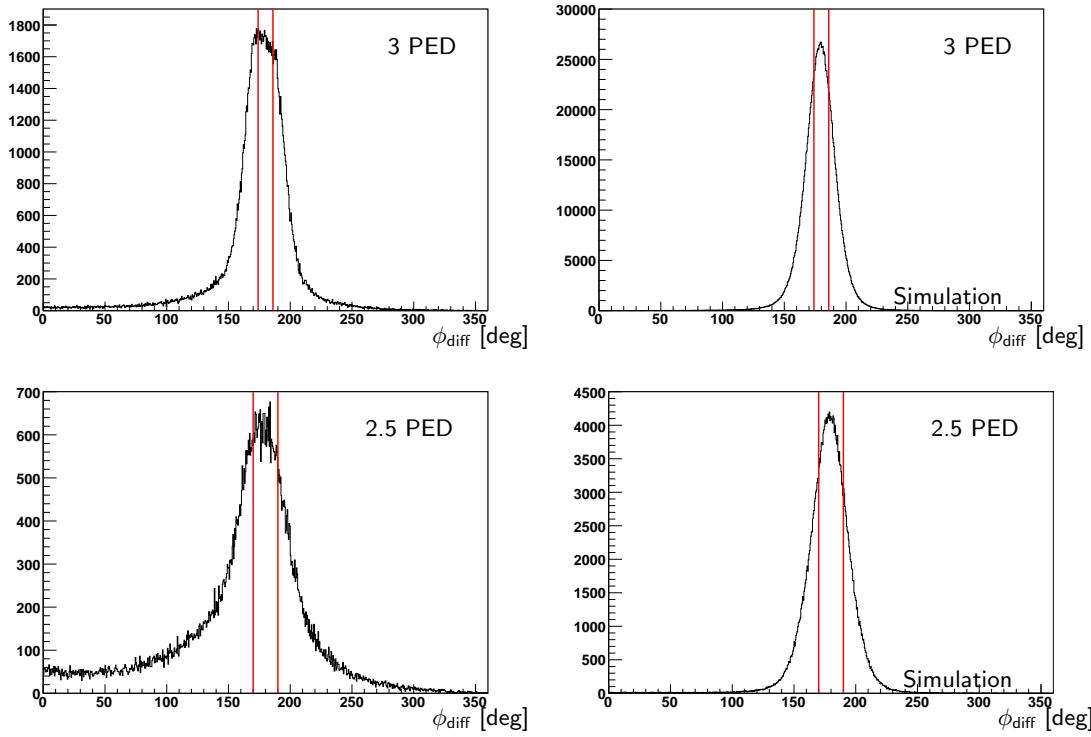
Kinematik

Die θ -Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Proton für Daten (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher ausgeführt.





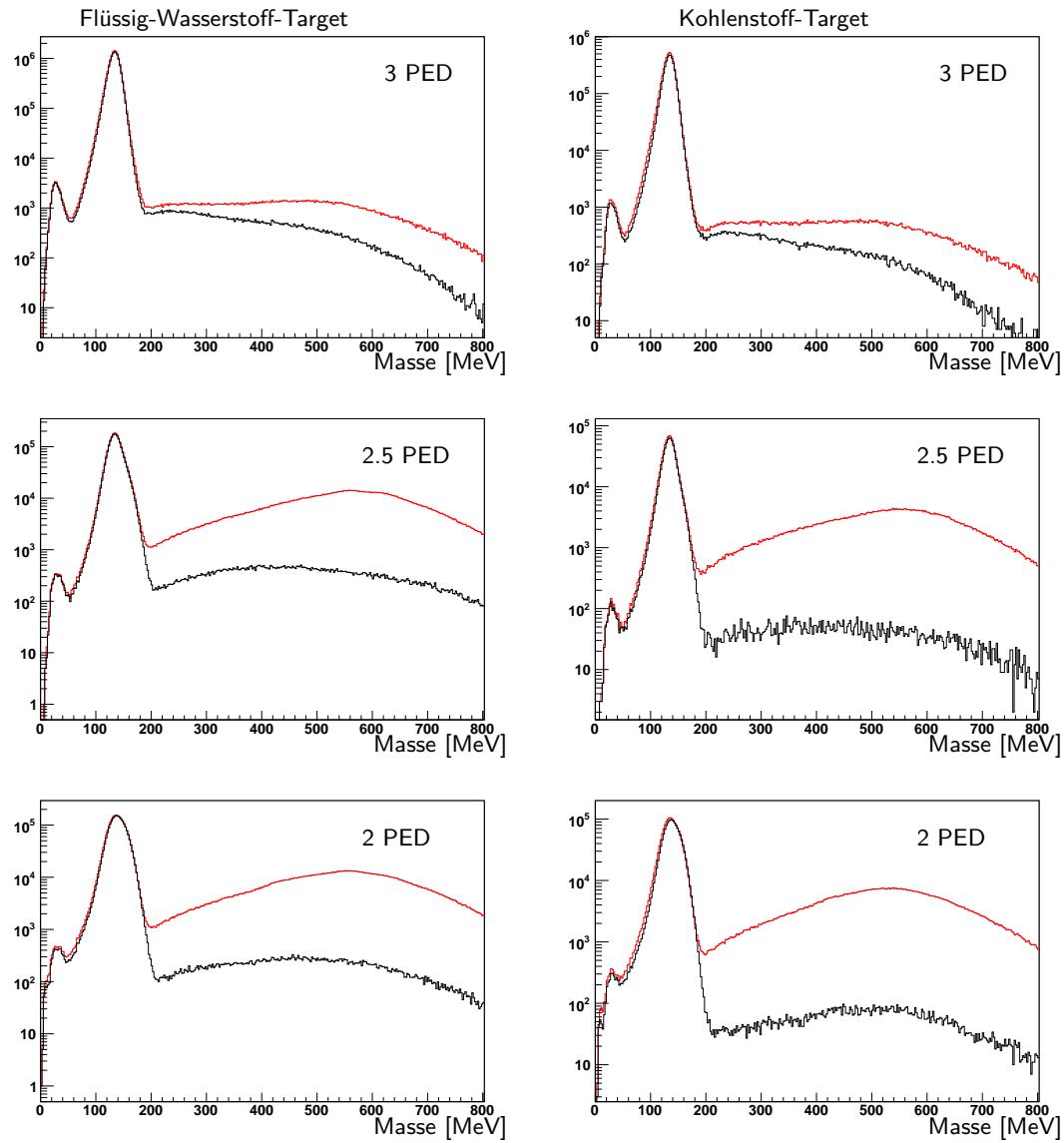
Die ϕ -Differenz zwischen Meson und Baryon für reale (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.



B.2. Simulierte Spektren der Schnitte am Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target mit 3σ breiten Schnitten

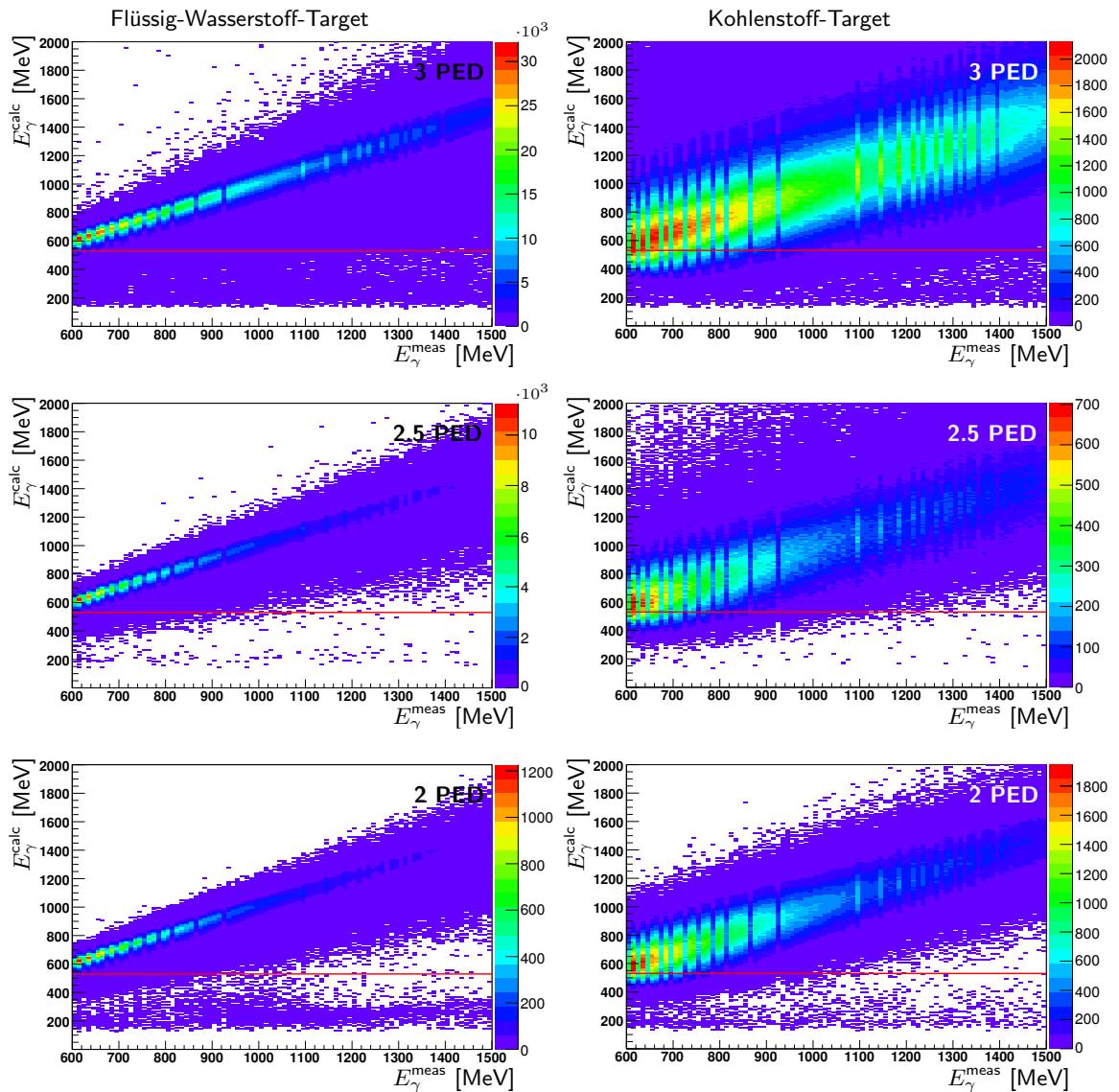
B.2.1. Ladungsidentifikation

Aufgetragen ist die $\gamma\gamma$ -invariante Masse am Kohlenstoff-Target ohne Verwendung von Ladungsinformationen (rot), mit Verwendung der Ladungsinformationen (schwarz), extrahiert aus simulierten Daten für das Wasserstoff- (links) und Kohlenstoff-Target (rechts). Alle anderen Schnitte bis auf die Selektion der Mesonenmasse wurden durchgeführt.



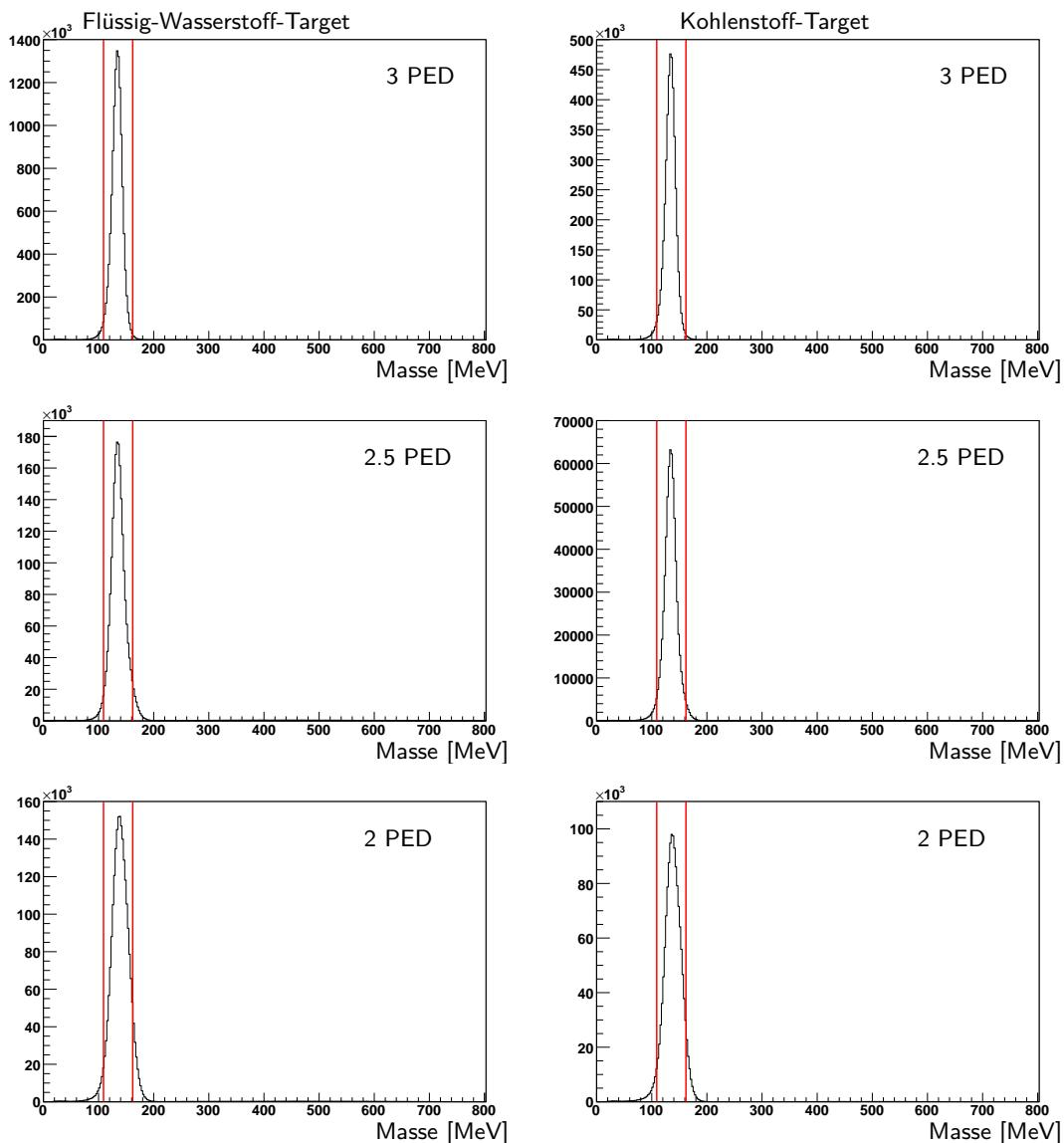
B.2.2. Untergrundreduktion

Zur Untersuchung des Untergrunds durch Reaktionen unterhalb des Bereichs der Photonenmarkierungsanlage wurde die berechnete Photonenenergie gegen die gemessene Photonenenergie für simulierte Ereignisse am Wasserstoff- (links) und am Kohlenstoff-Target (rechts) aufgetragen. Alle Ereignisse unterhalb der roten Linie werden aus den Daten entfernt. Es wurden alle anderen Schnitte bis auf die berechnete Protonenmasse durchgeführt.



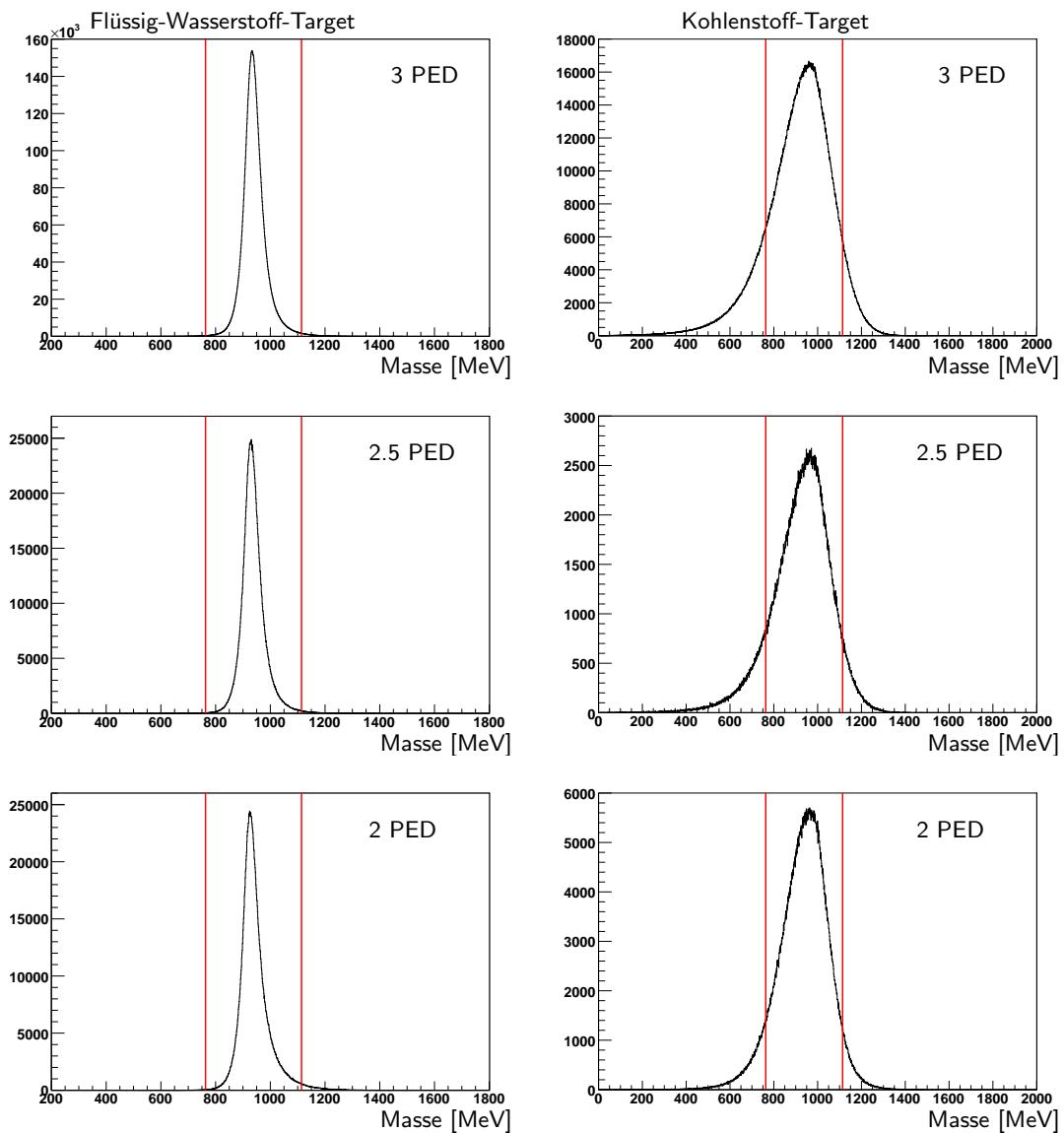
B.2.3. $\gamma\gamma$ -invariante Masse

Die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für simulierte Daten am Wasserstoff- (rechts) und Kohlenstoff-Target (links). In rot sind die verwendeten Schnittgrenzen markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.



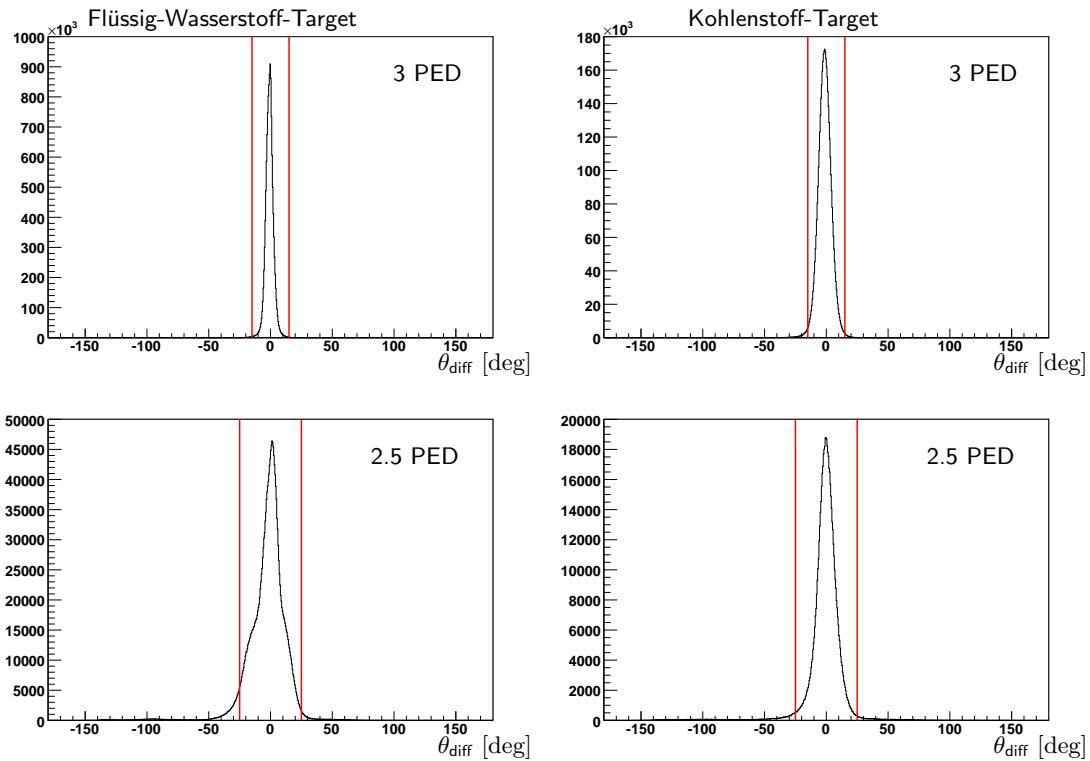
B.2.4. Fehlende Masse der Reaktion

Die berechnete Protonenmasse aus den simulierten Daten am Wasserstoff- (links) und Kohlenstoff-Target (rechts). Der Peak an der Protonenmasse ist deutlich zu erkennen, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert. Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

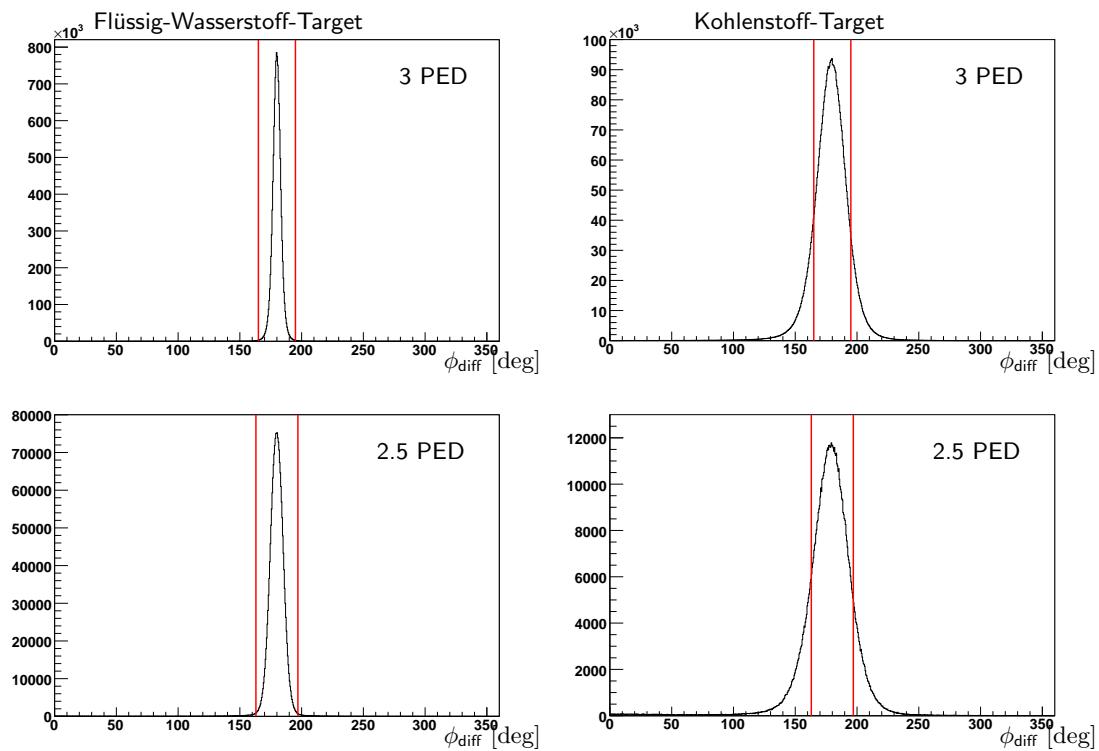


B.2.5. Kinematische Schnitte

Die θ -Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Proton für simulierte Ereignisse am Wasserstoff- (links) und am Kohlenstoff-Target (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher ausgeführt.

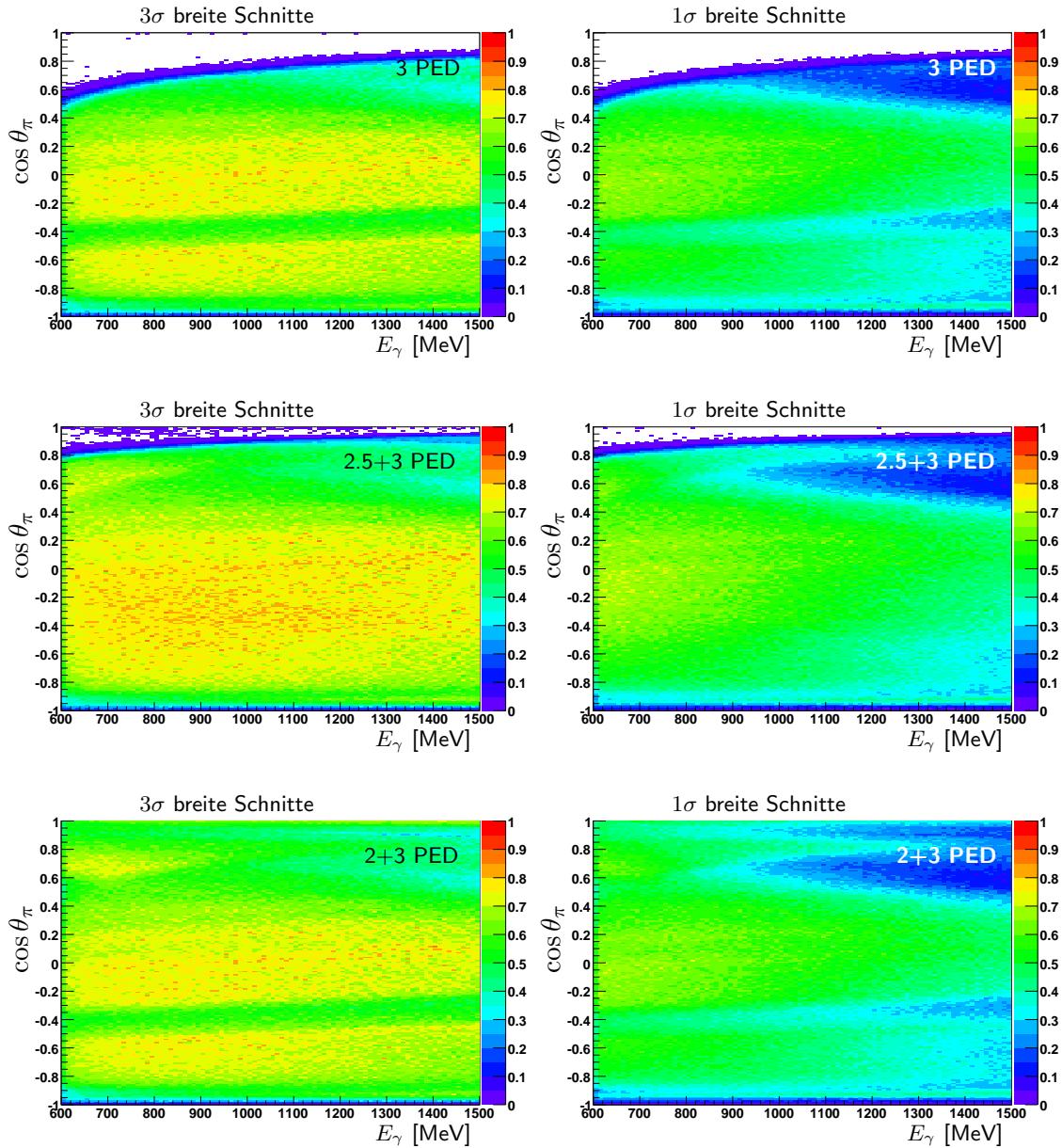


Die ϕ -Differenz zwischen Meson und Baryon für reale (links) und simulierte Ereignisse (rechts). Die Schnittgrenzen sind rot markiert, alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.

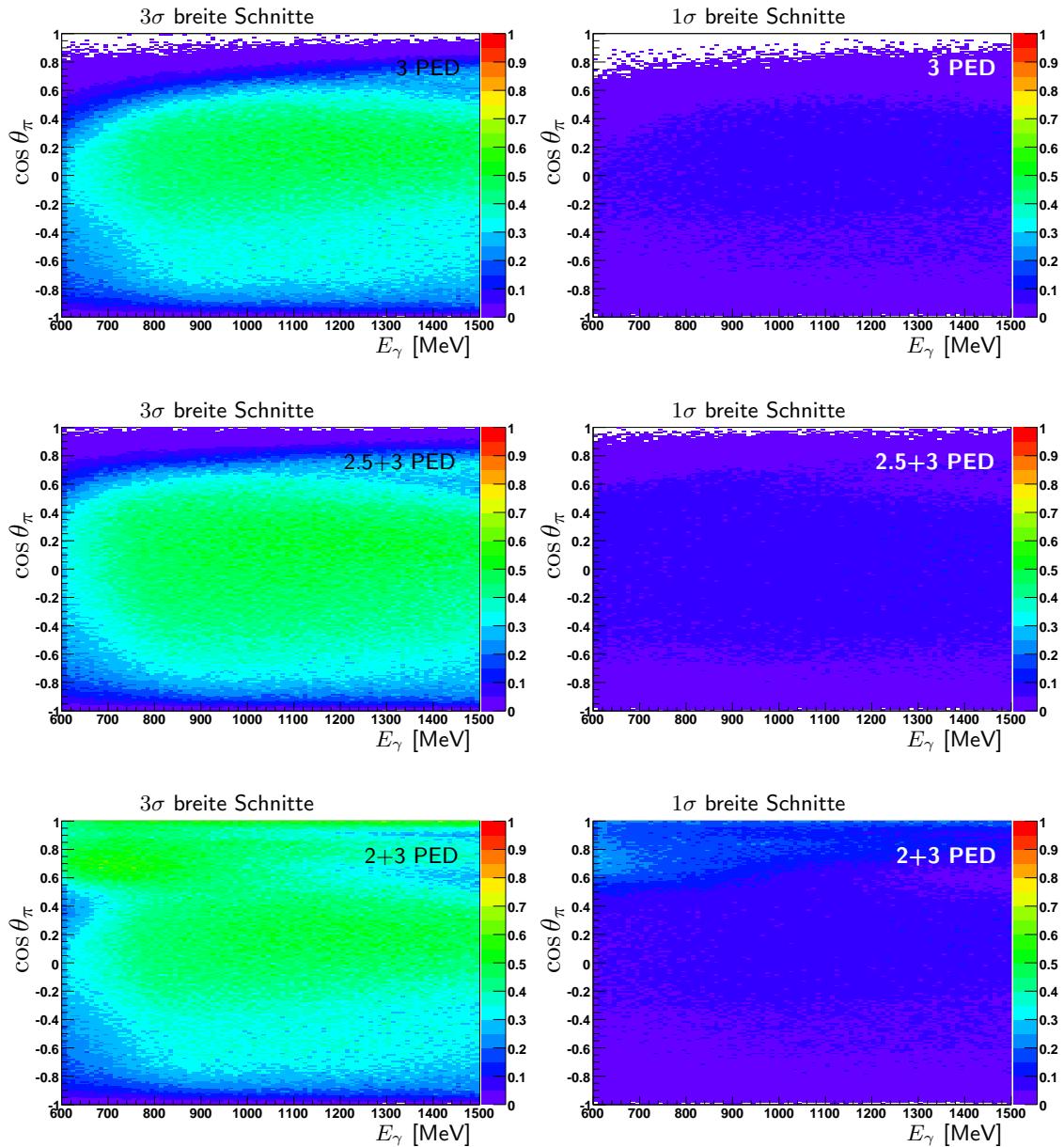


B.3. Akzeptanzen

B.3.1. Akzeptanzen am Wasserstoff-Target



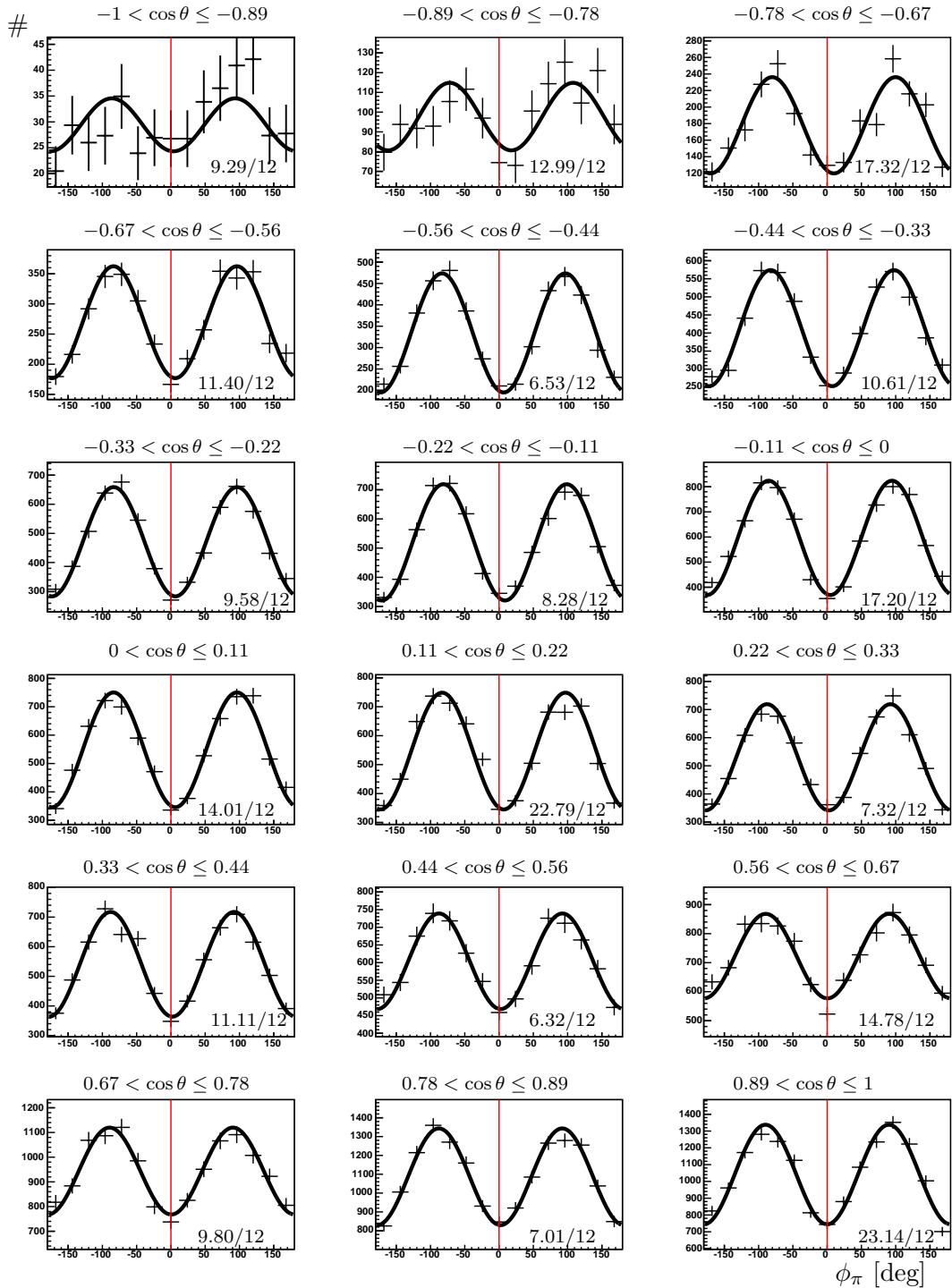
B.3.2. Akzeptanzen am Kohlenstoff-Target

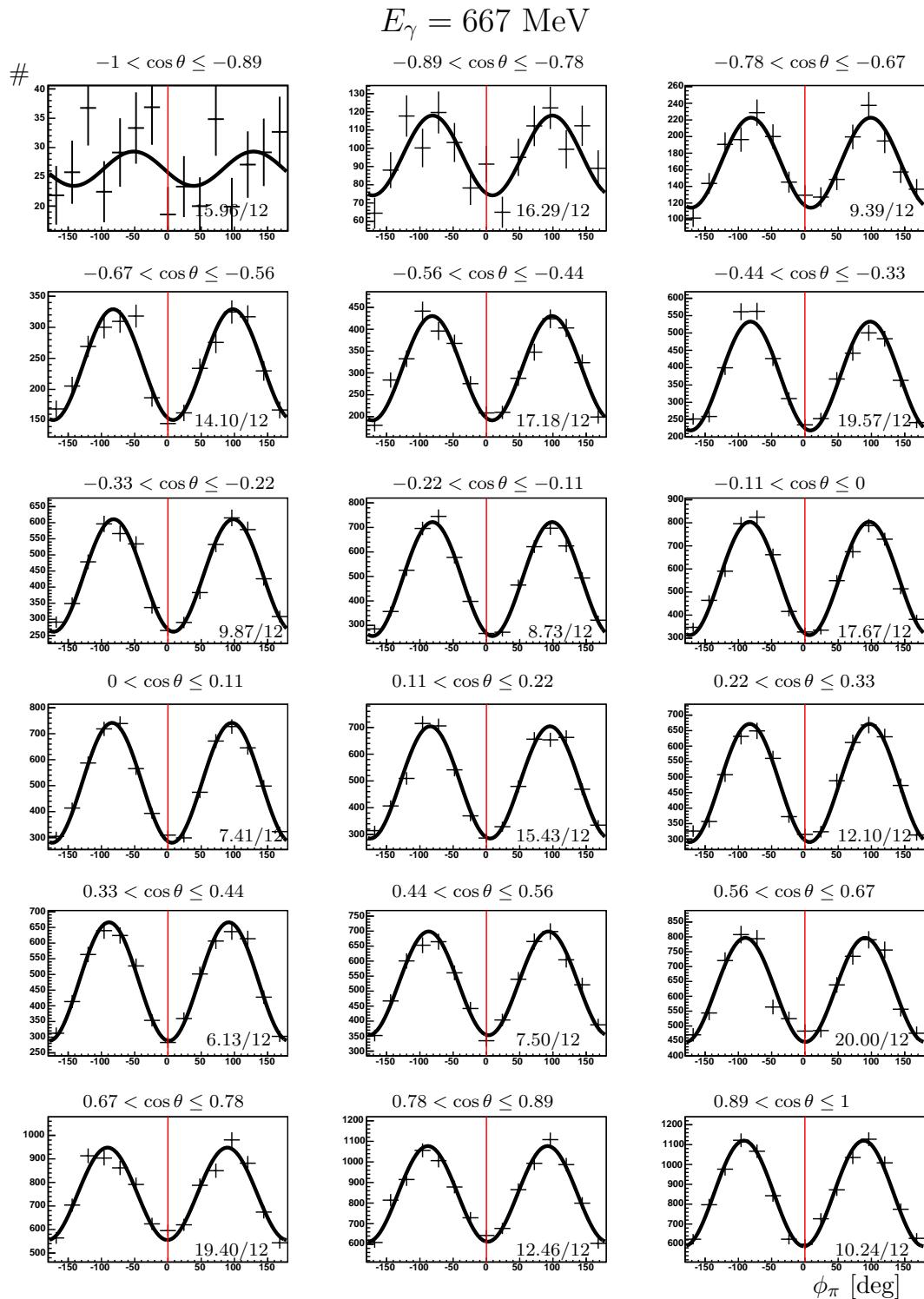


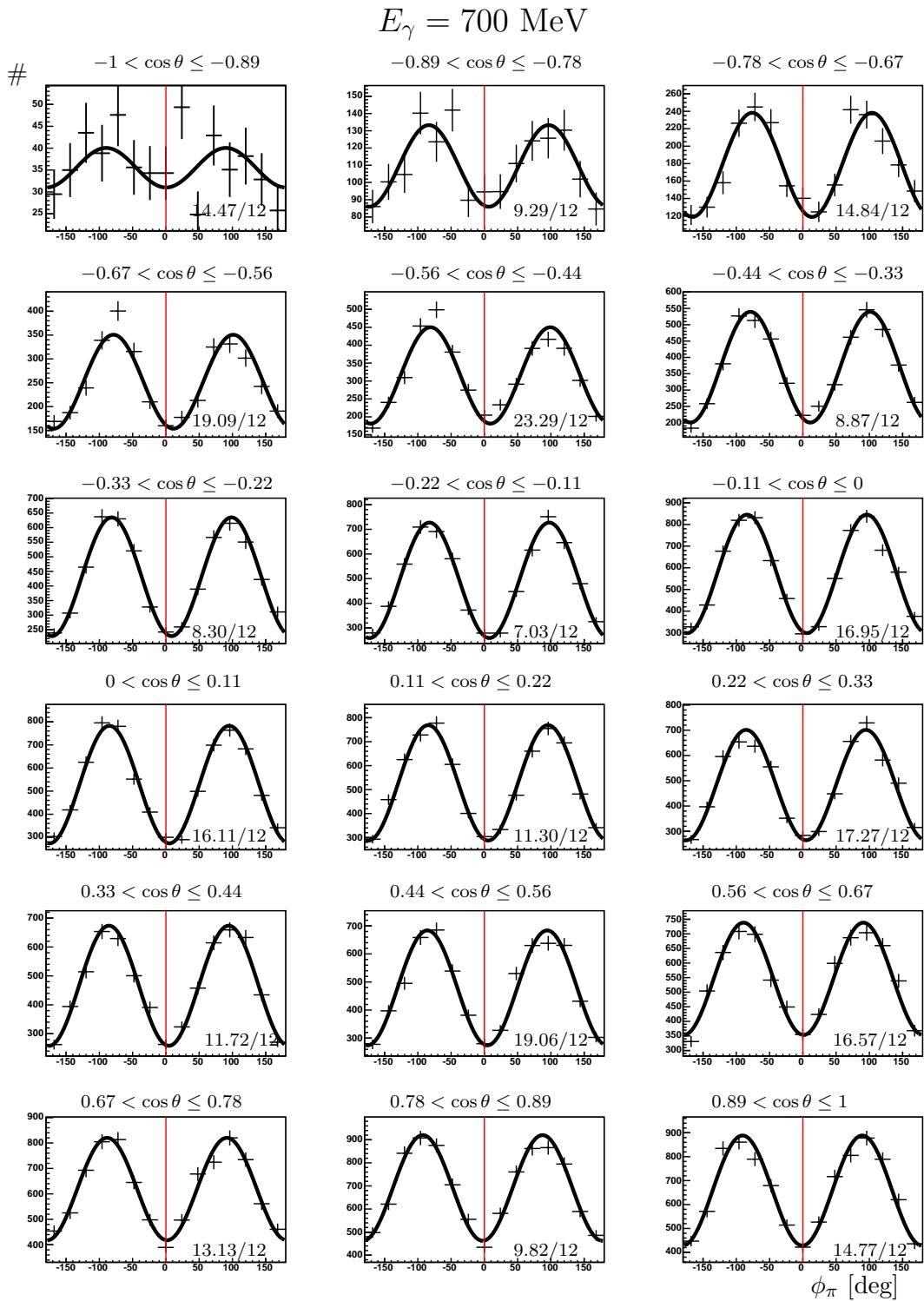
B.4. ϕ -Verteilungen der absoluten Bestimmung bei 1σ breiten Schnitten

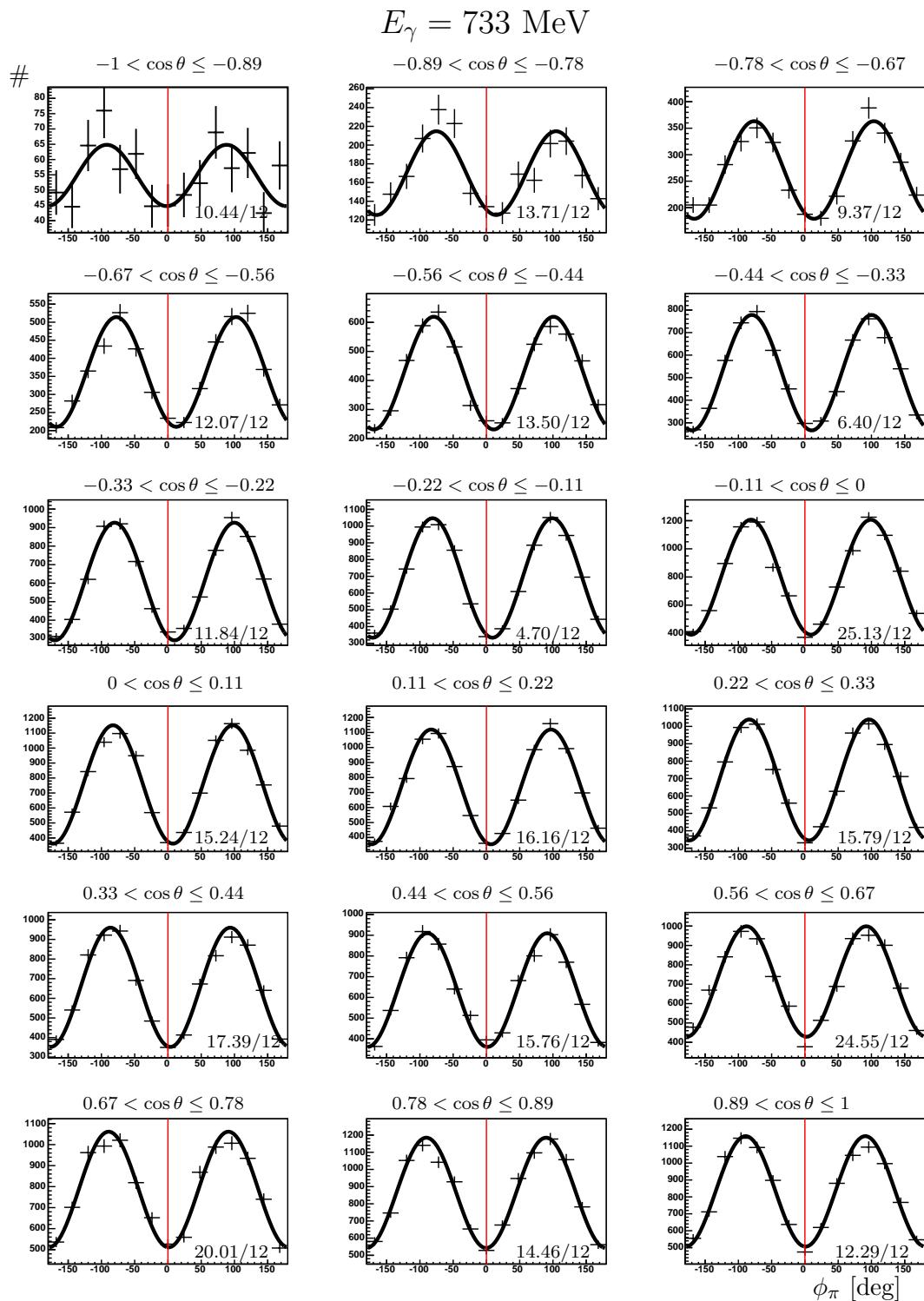
Verwendete Fitfunktion: $F(\phi) = A + B \cdot \cos(2\phi) + C \cdot \sin(2\phi)$

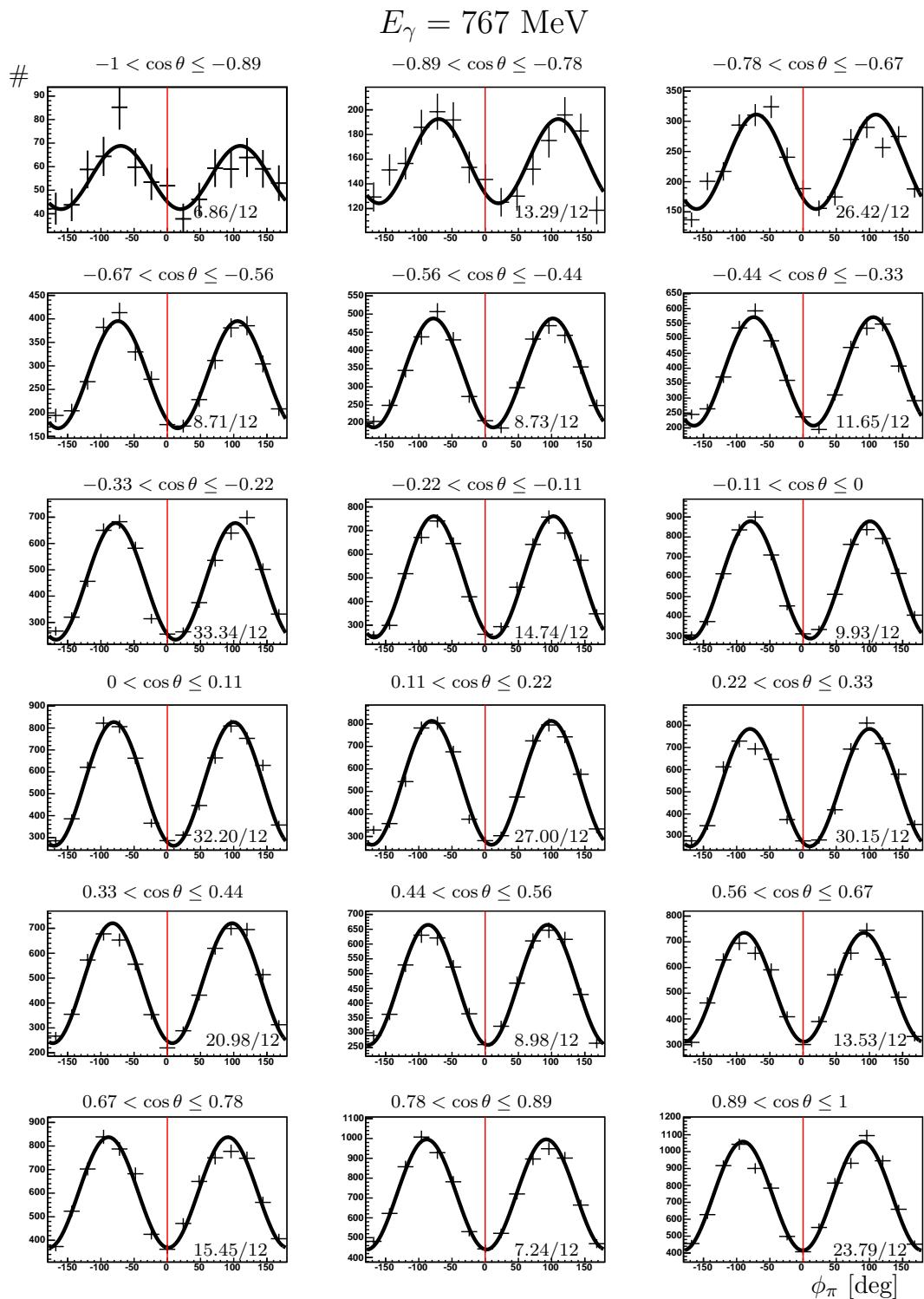
$$E_\gamma = 633 \text{ MeV}$$

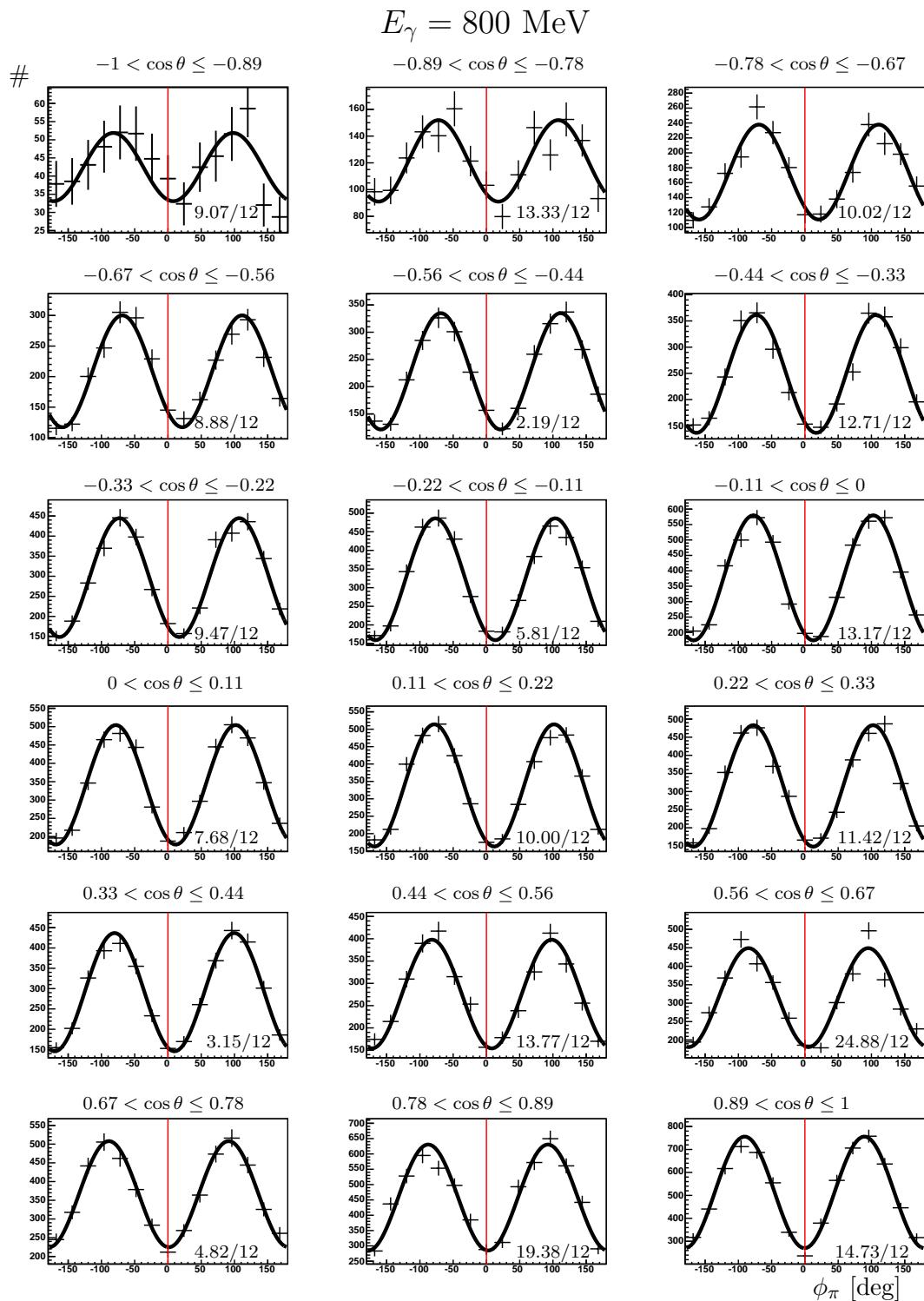


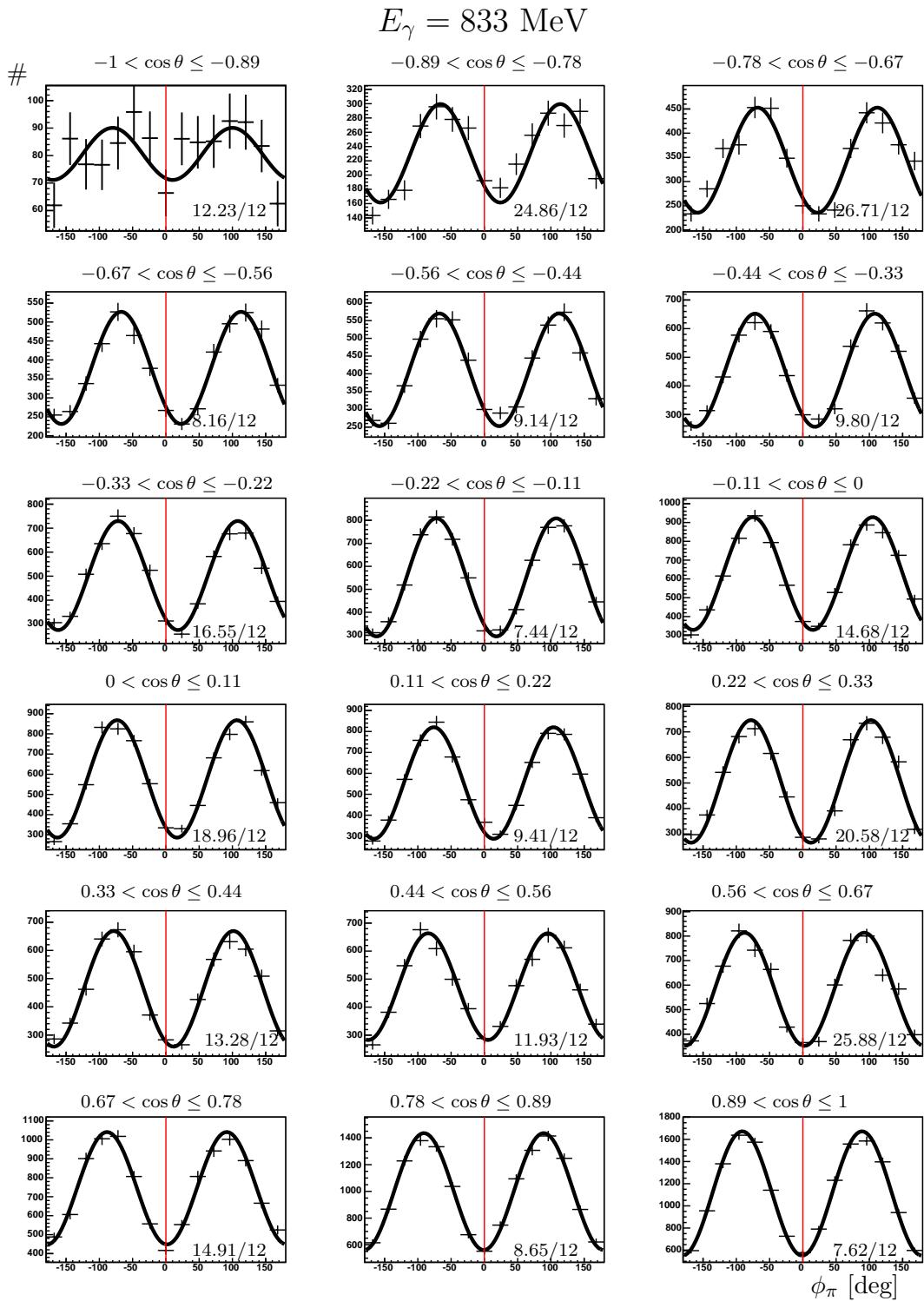


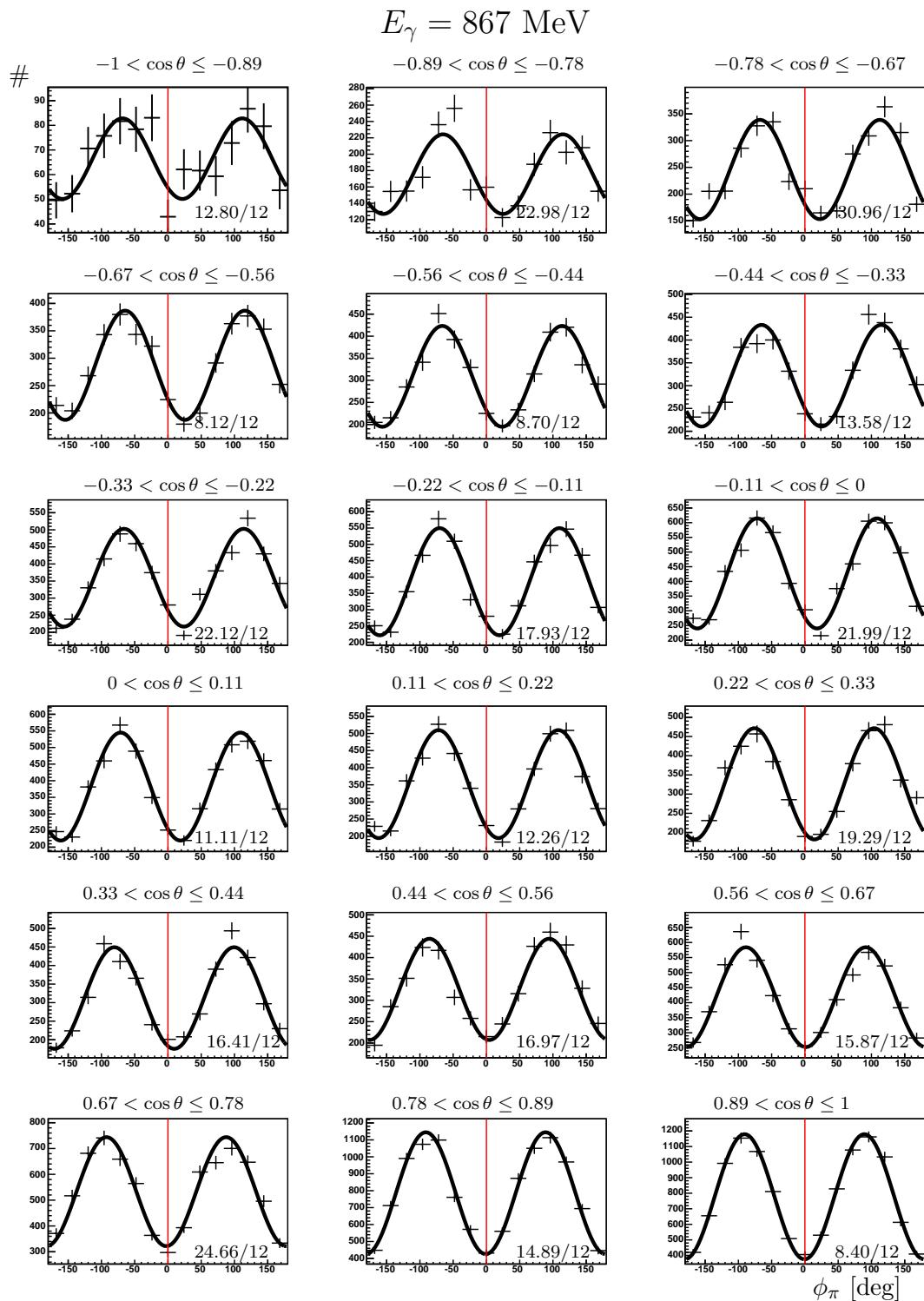


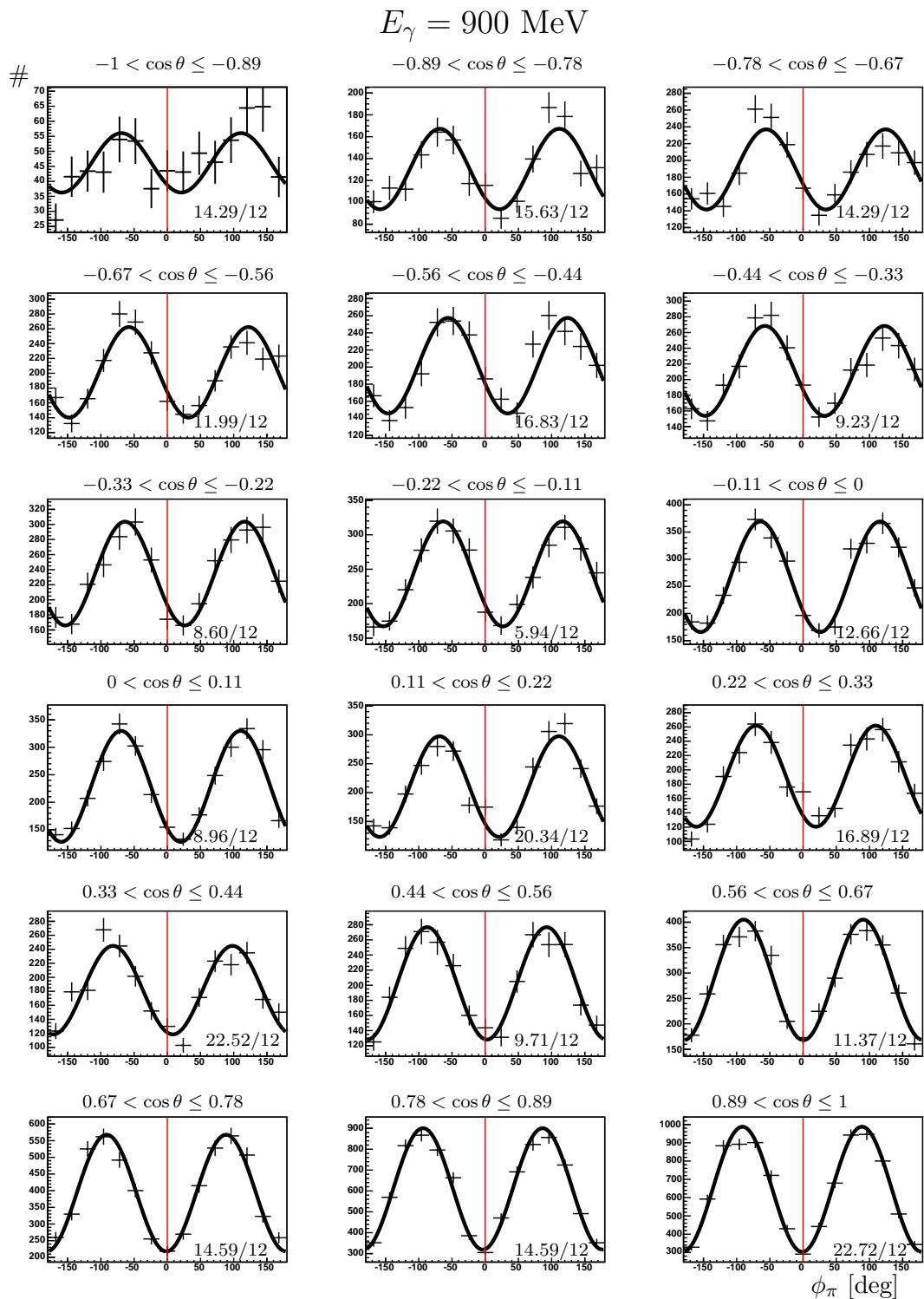


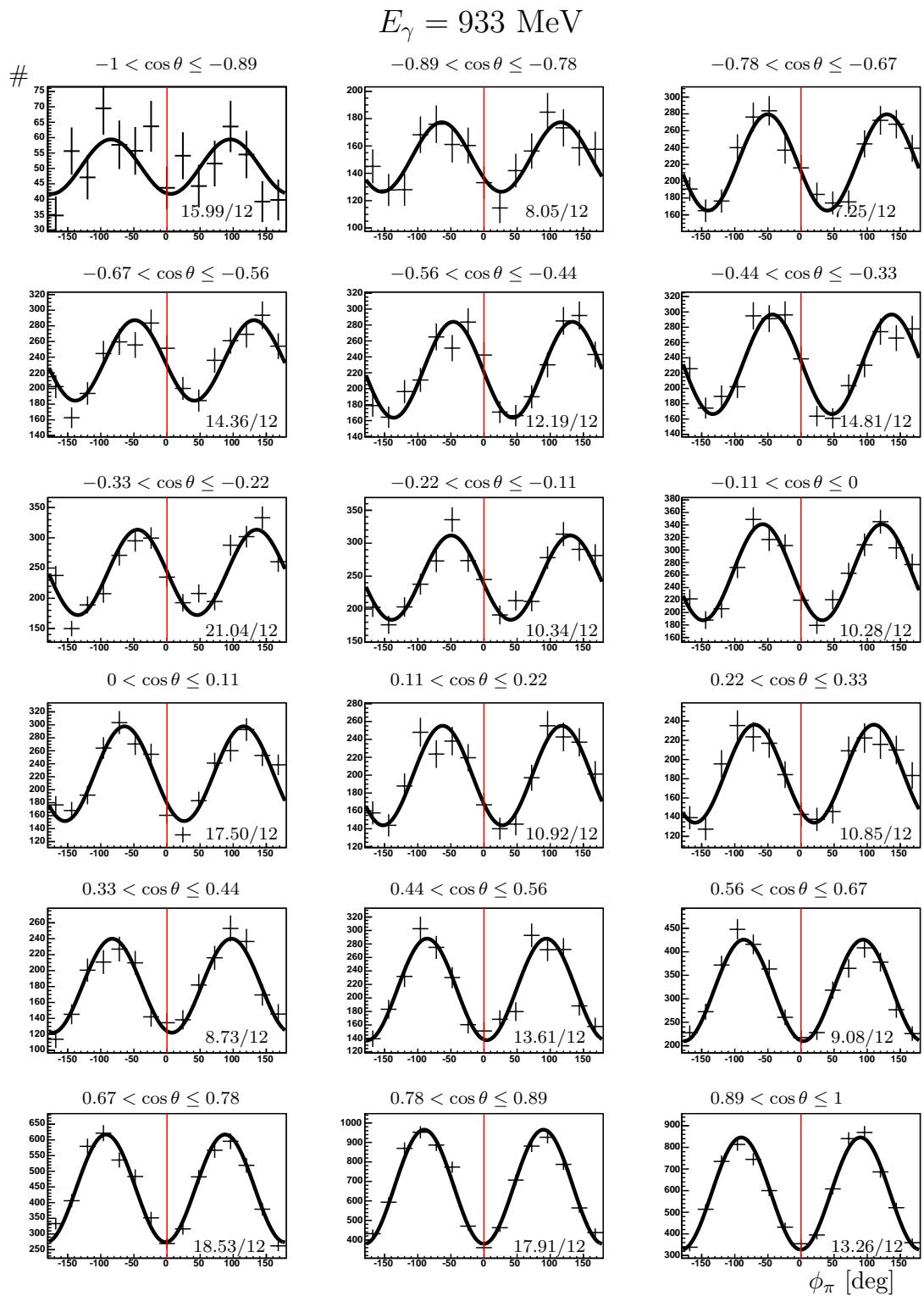


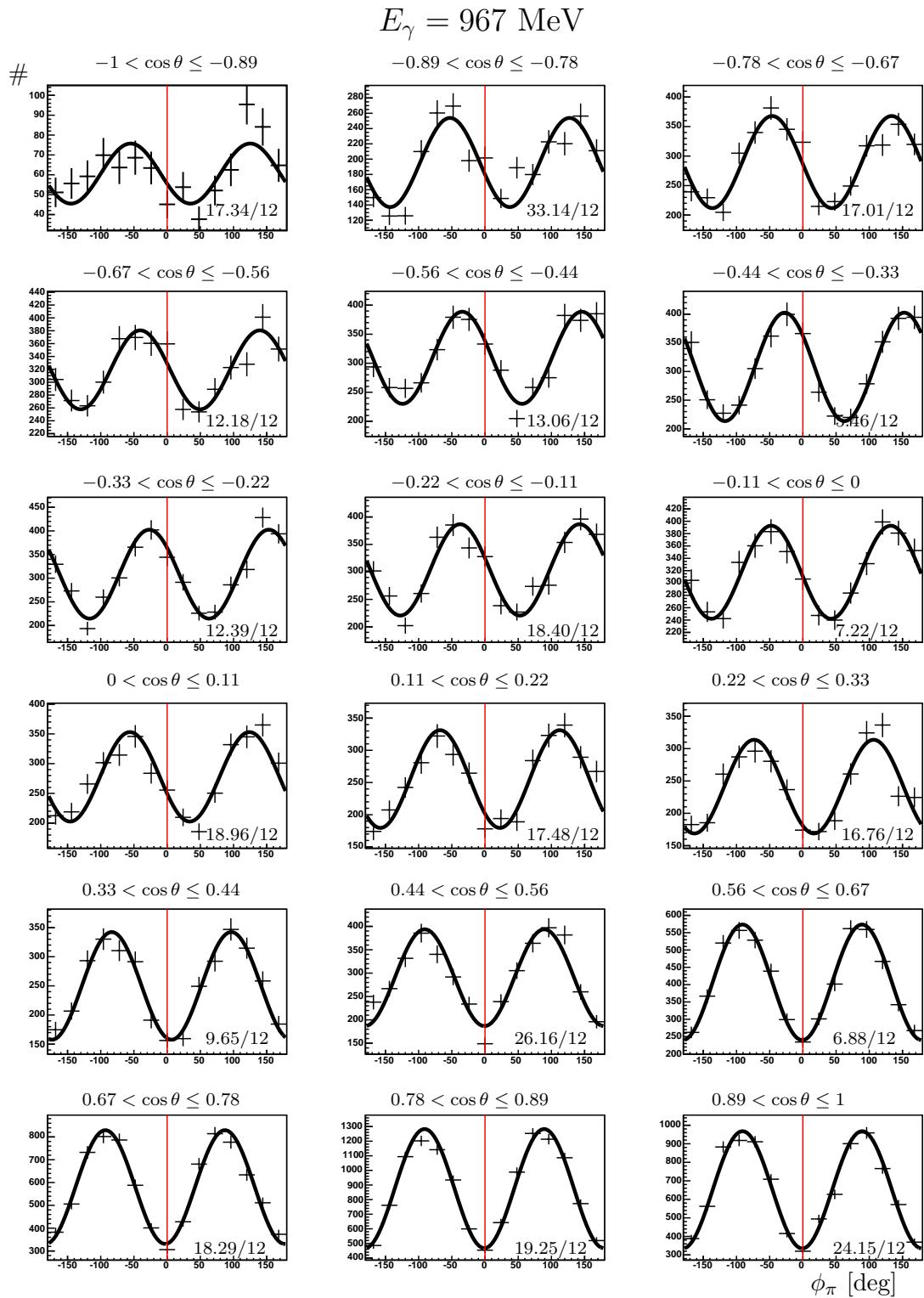


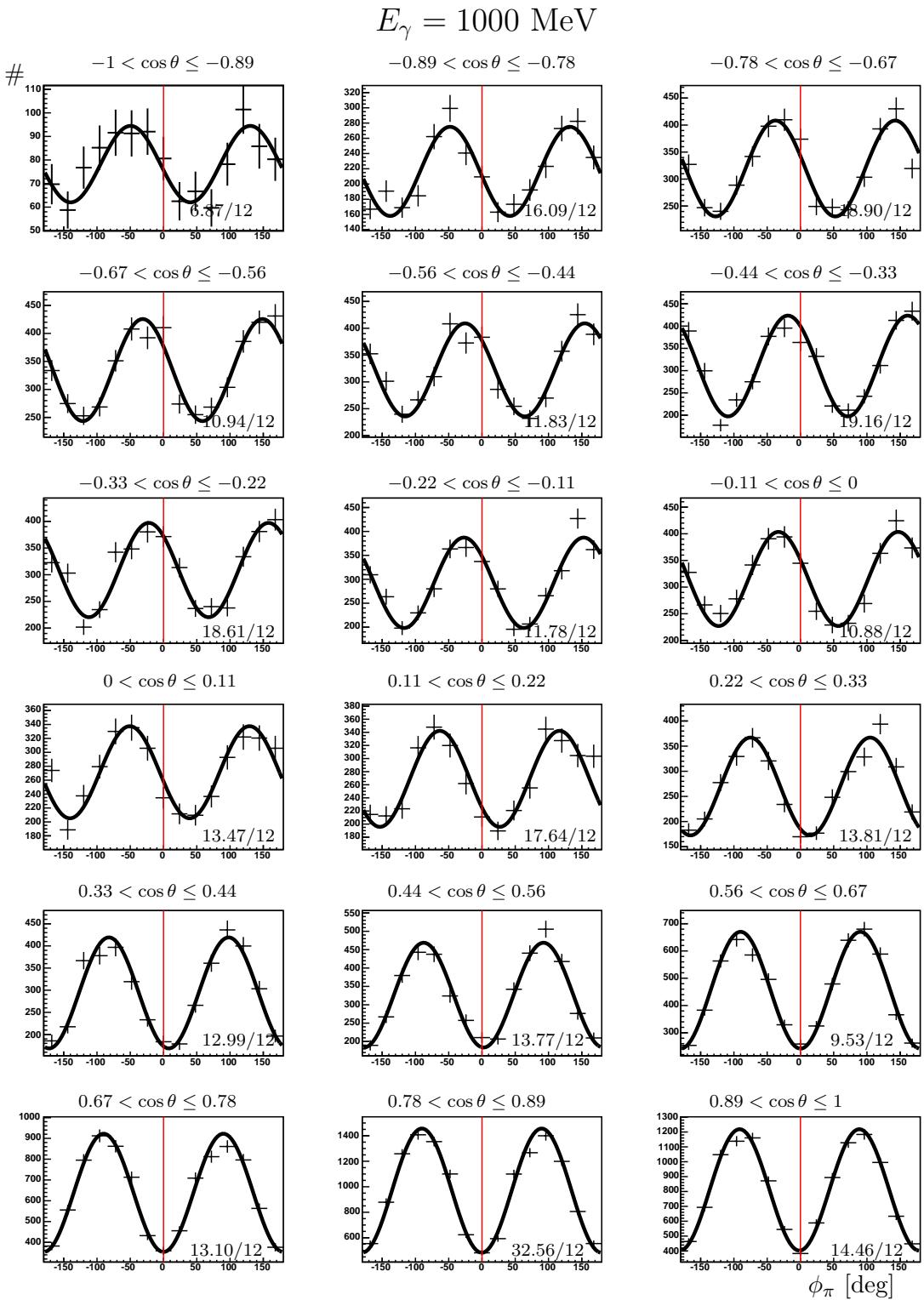


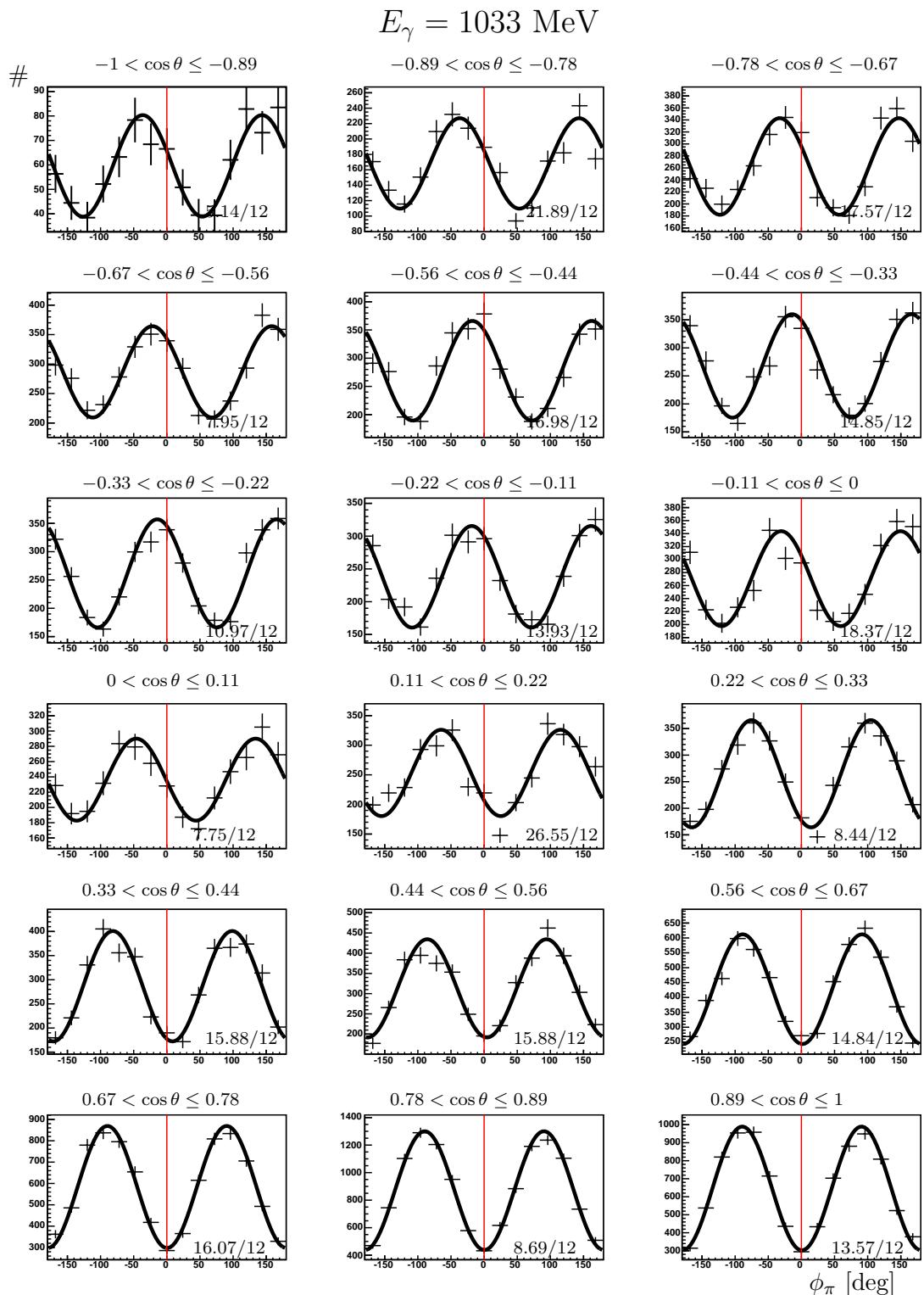


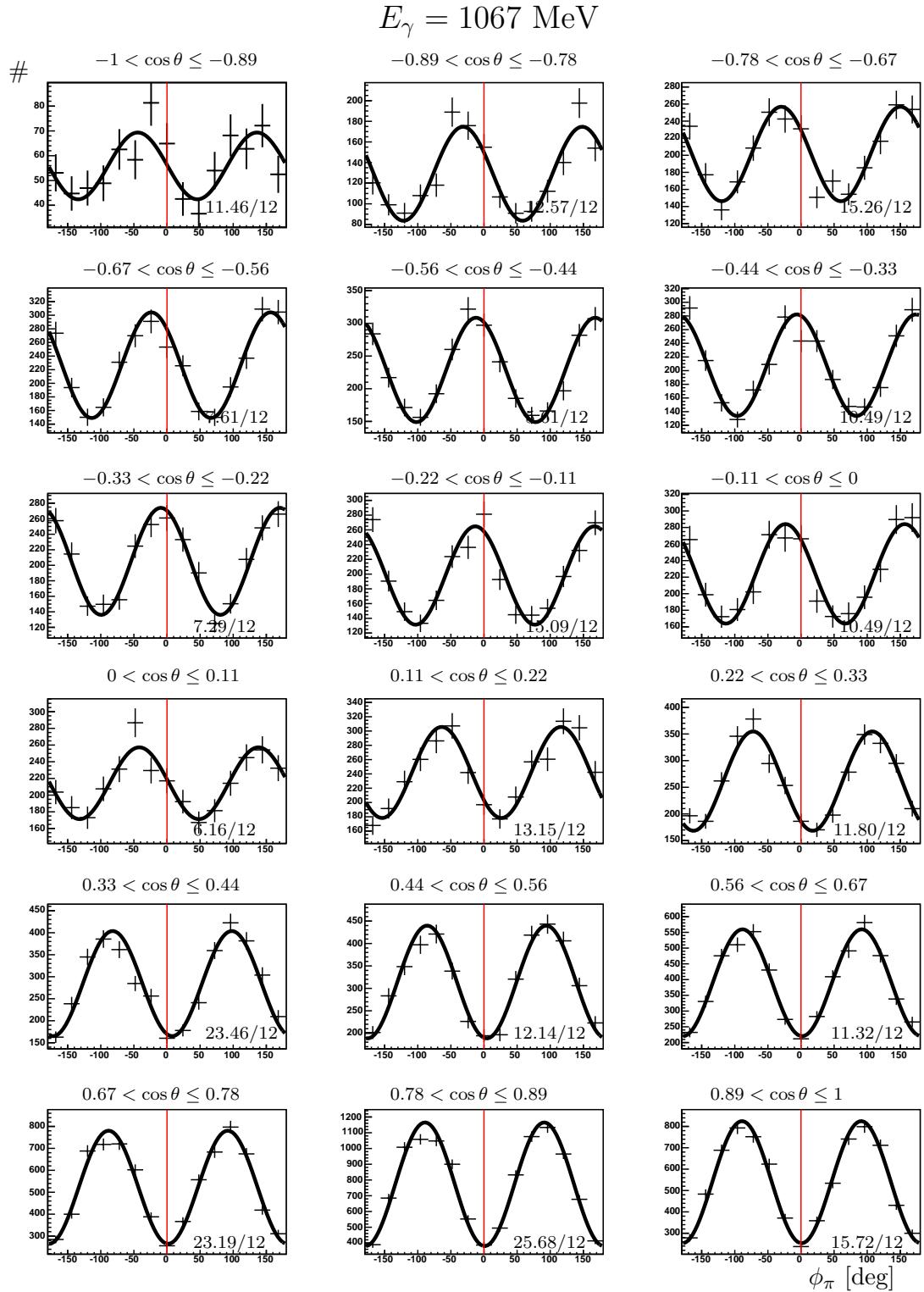


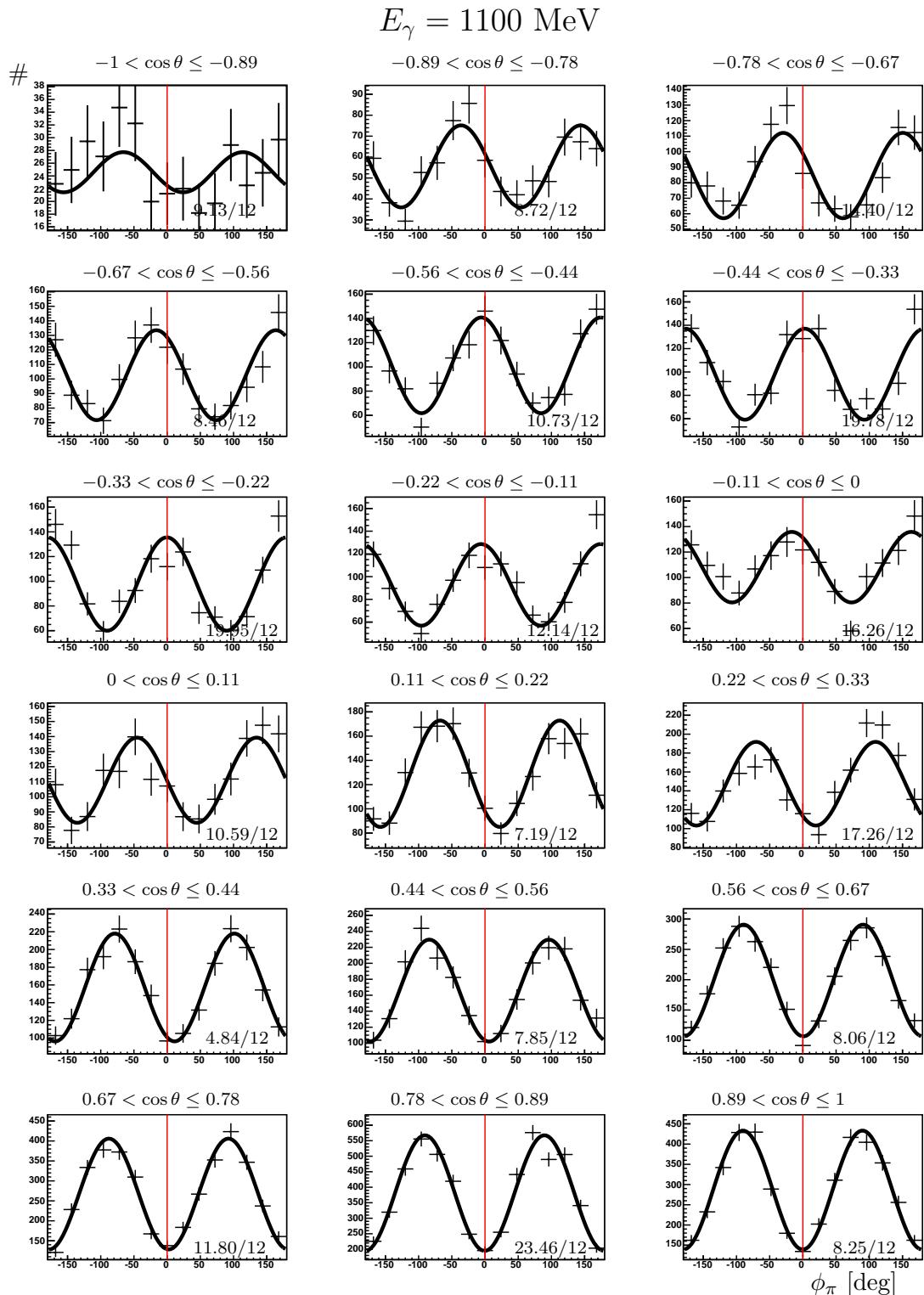






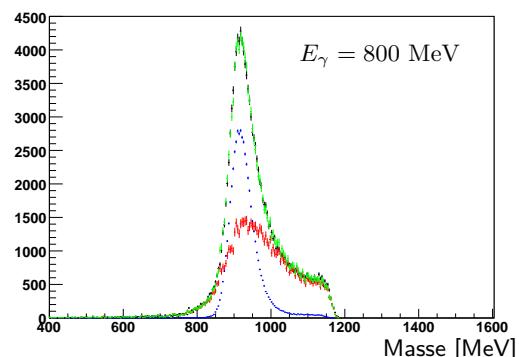
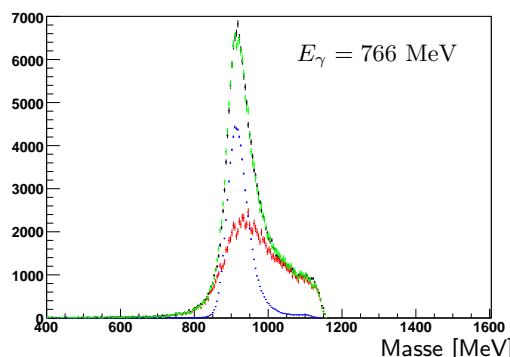
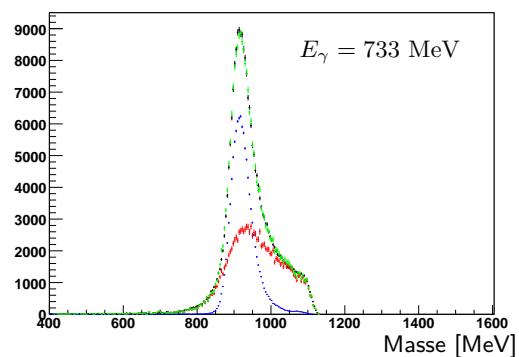
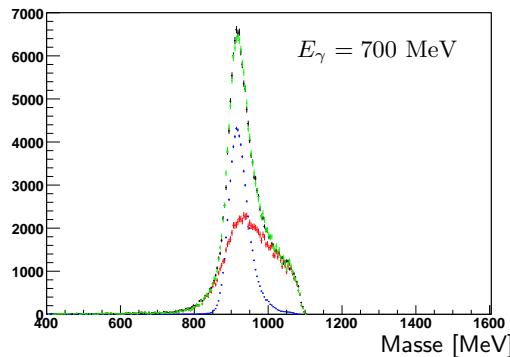
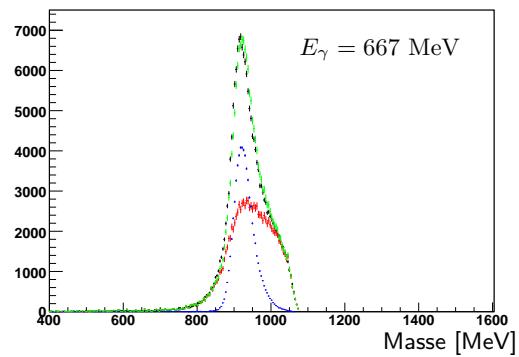
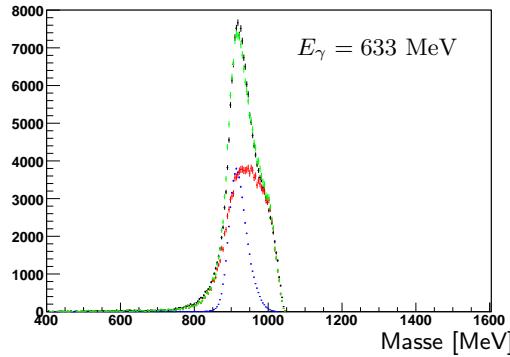


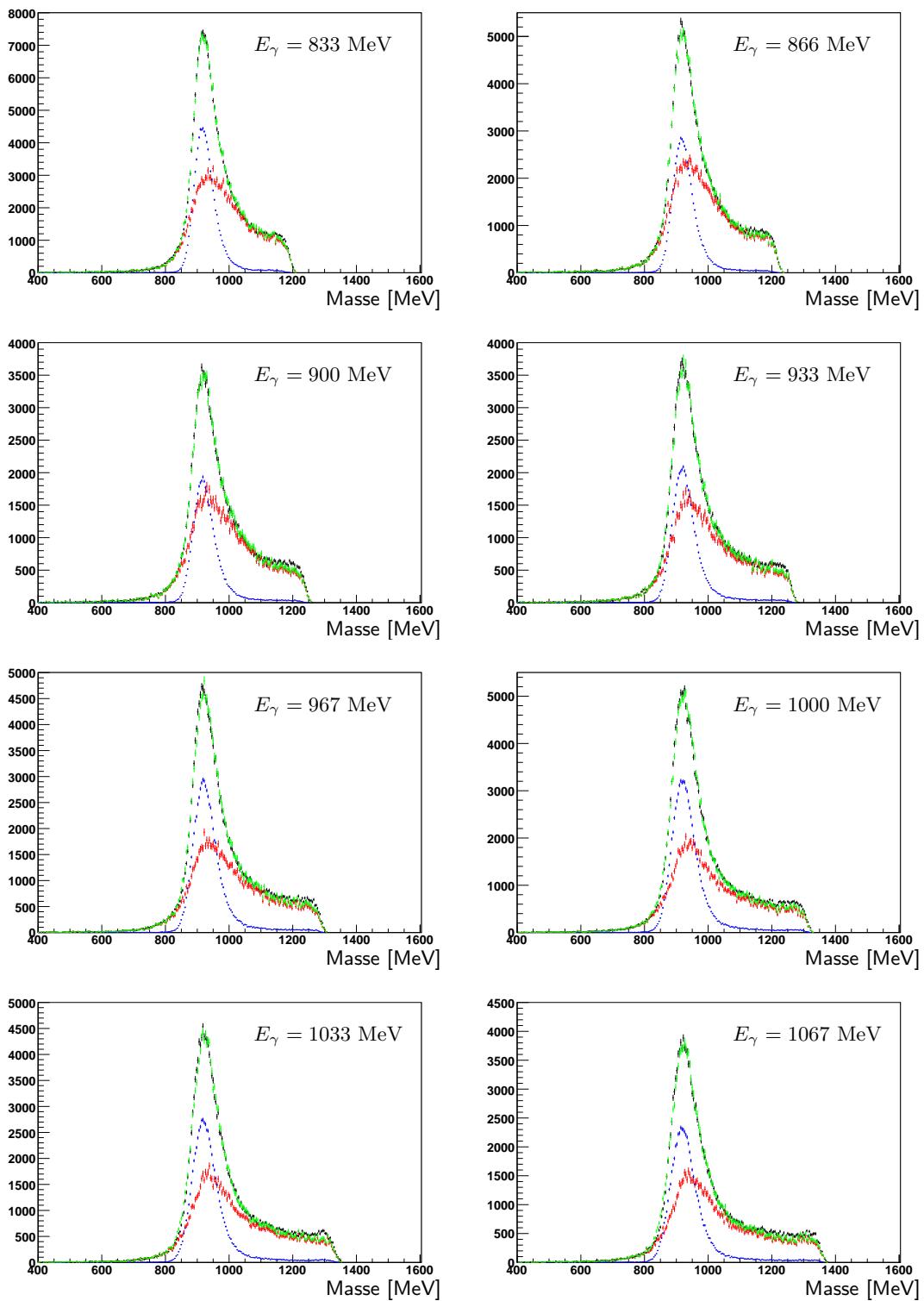


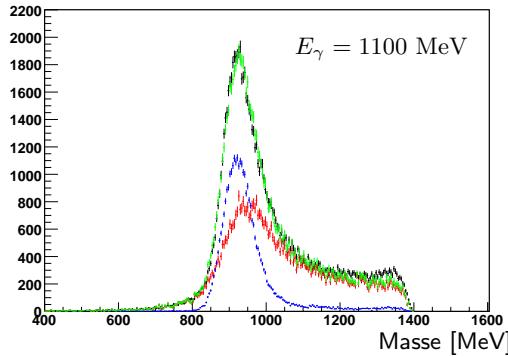


B.5. Anpassung der fehlenden Masse für die verschiedenen Targetmaterialien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

Die berechnete Protonenmasse für die verschiedenen Targets: Butanol-Target (schwarz), Flüssig-Wasserstoff-Target (blau), Kohlenstoff-Target (rot) und die Summe aus Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target (grün).

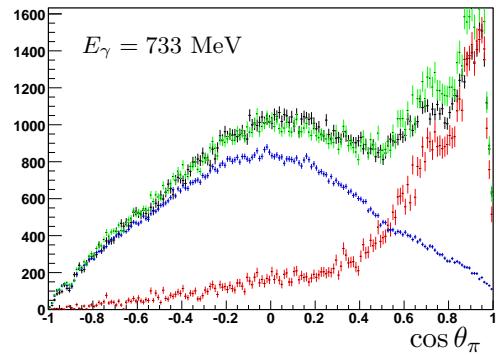
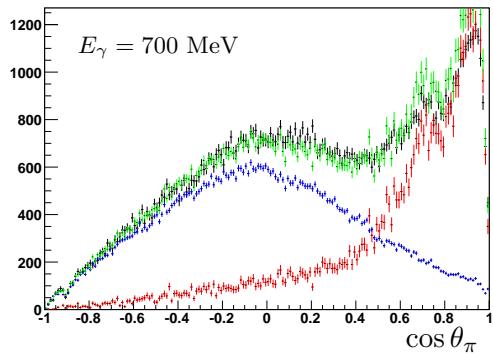
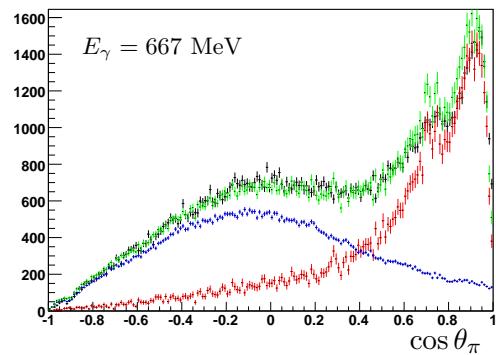
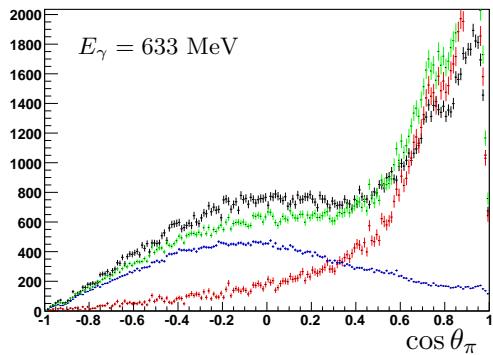


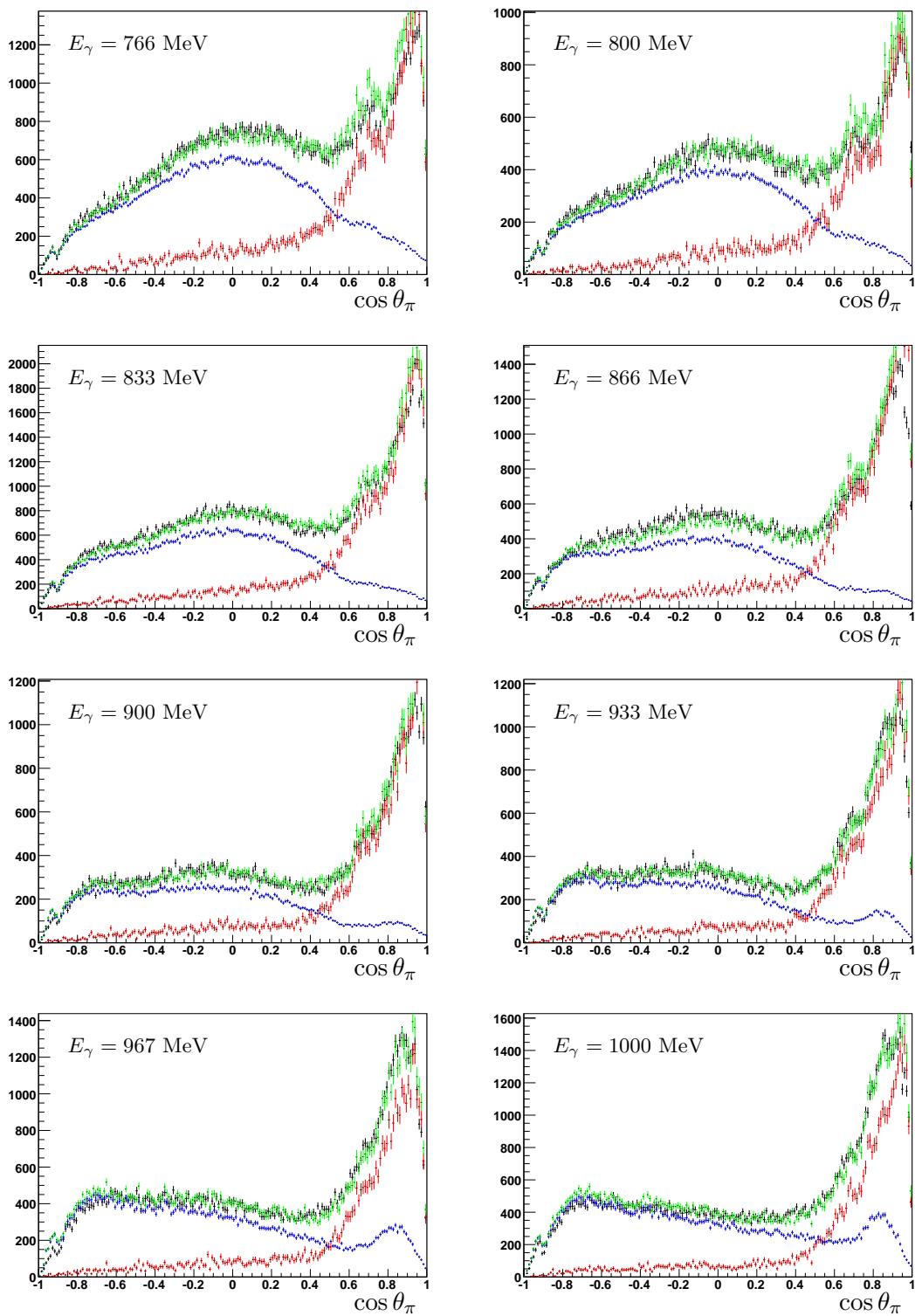


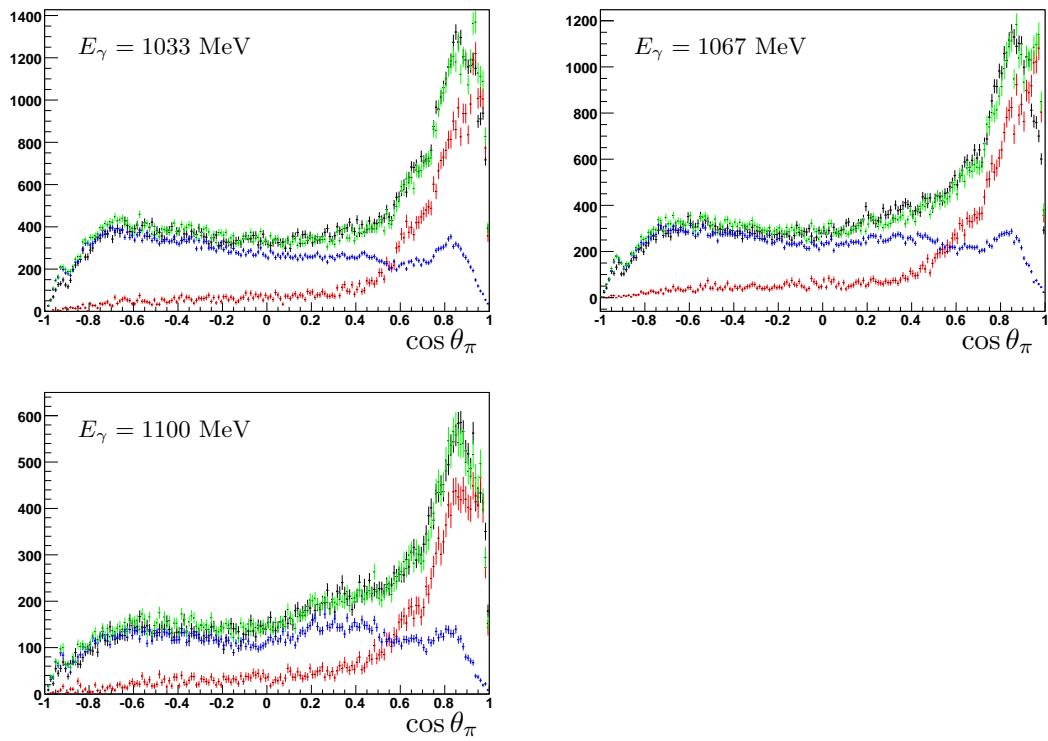


B.6. Die $\cos \theta$ -Verteilungen der Mesonen für verschiedene Energien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

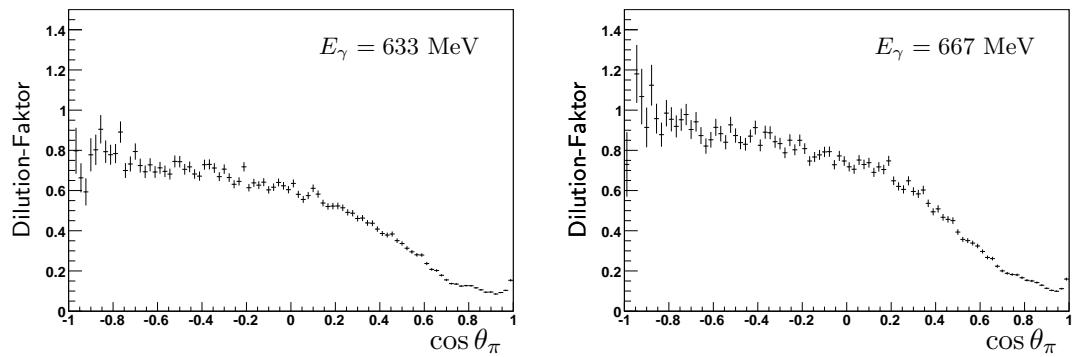
Die $\cos \theta$ -Verteilungen der Pionen für die verschiedenen Targets: Butanol-Target (schwarz), Flüssig-Wasserstoff-Target (blau), Kohlenstoff-Target (rot) und die Summe aus Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target (grün).

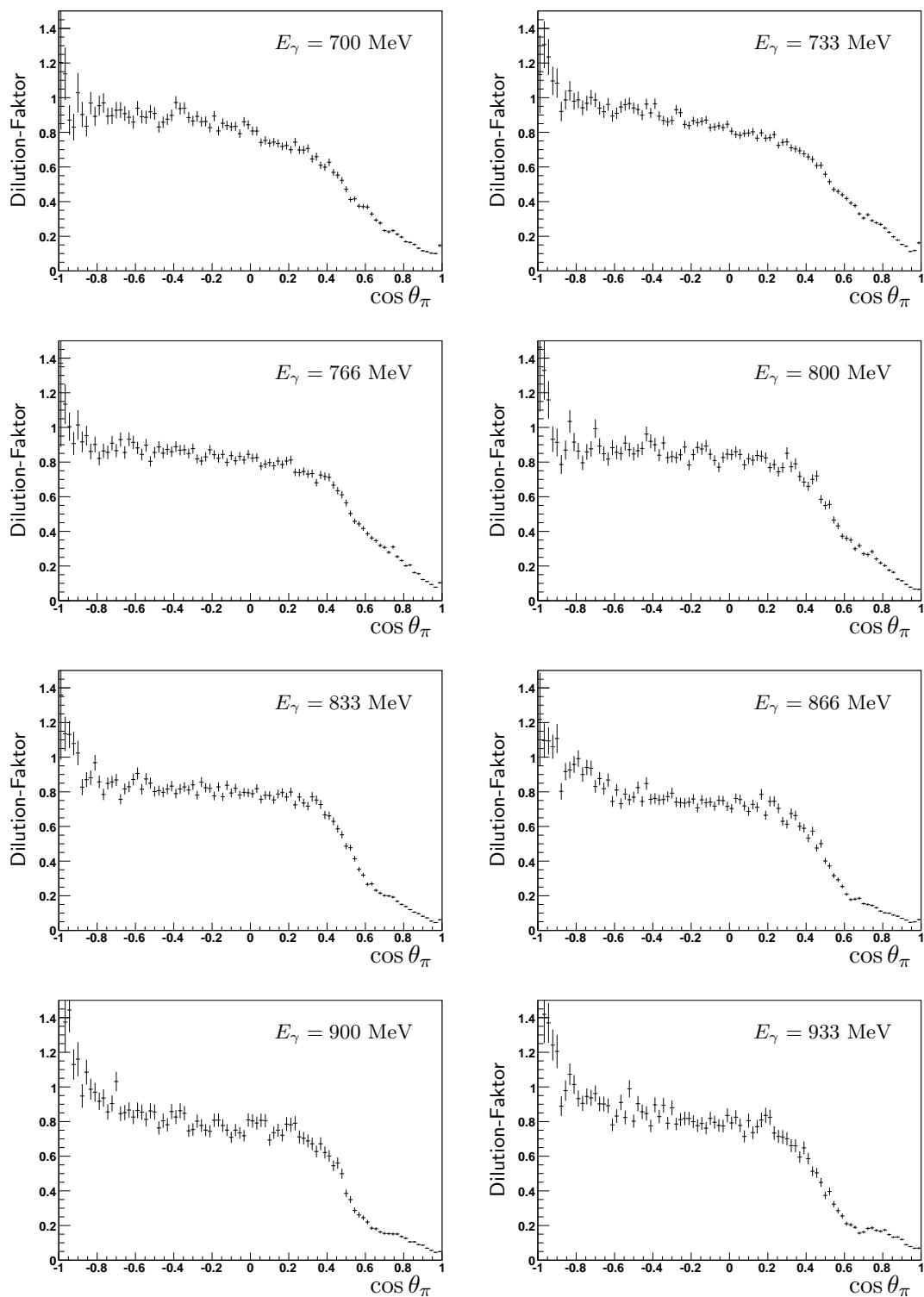


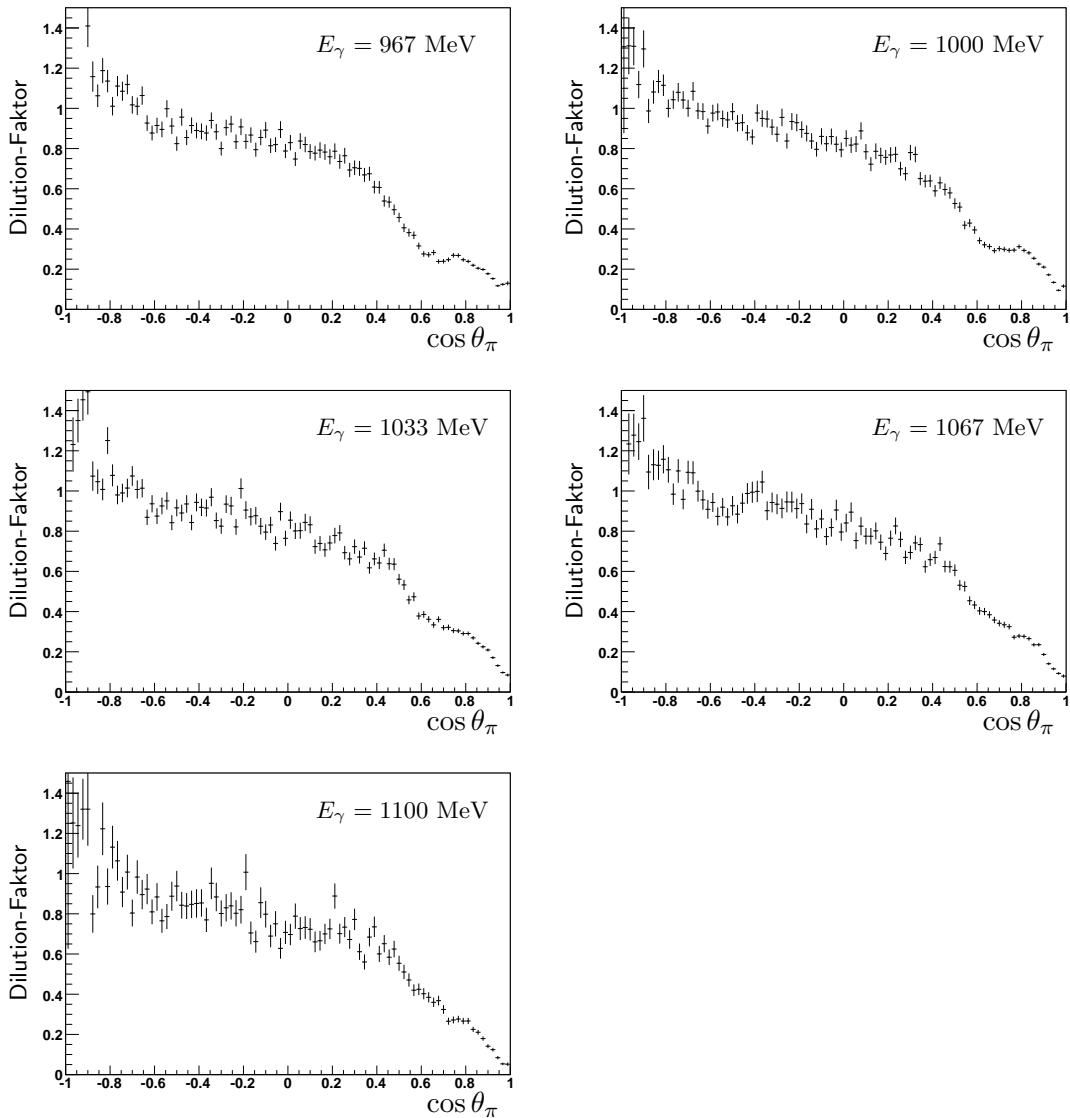




B.7. Der Dilution-Faktor für die verschiedenen Energien unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten



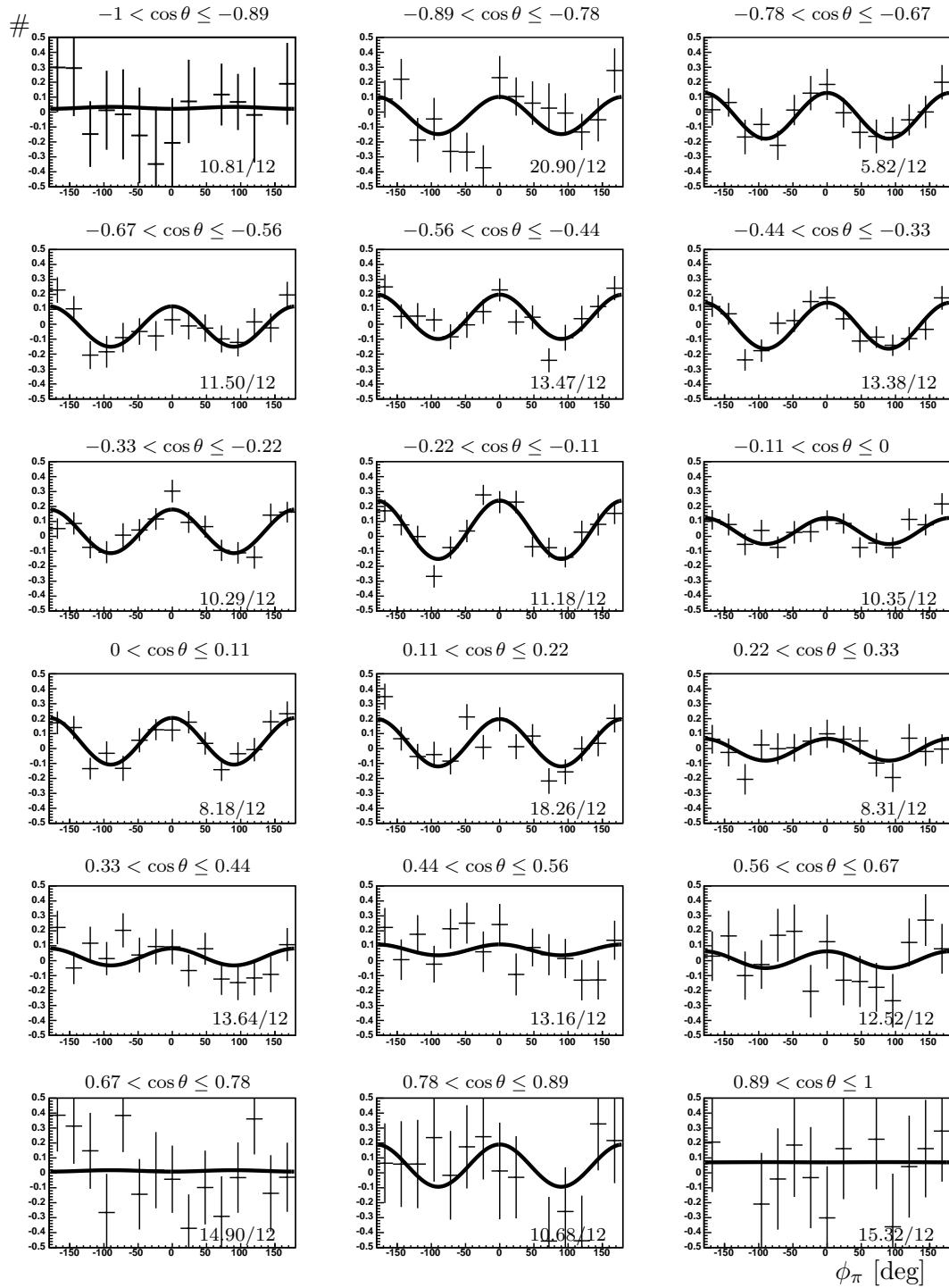


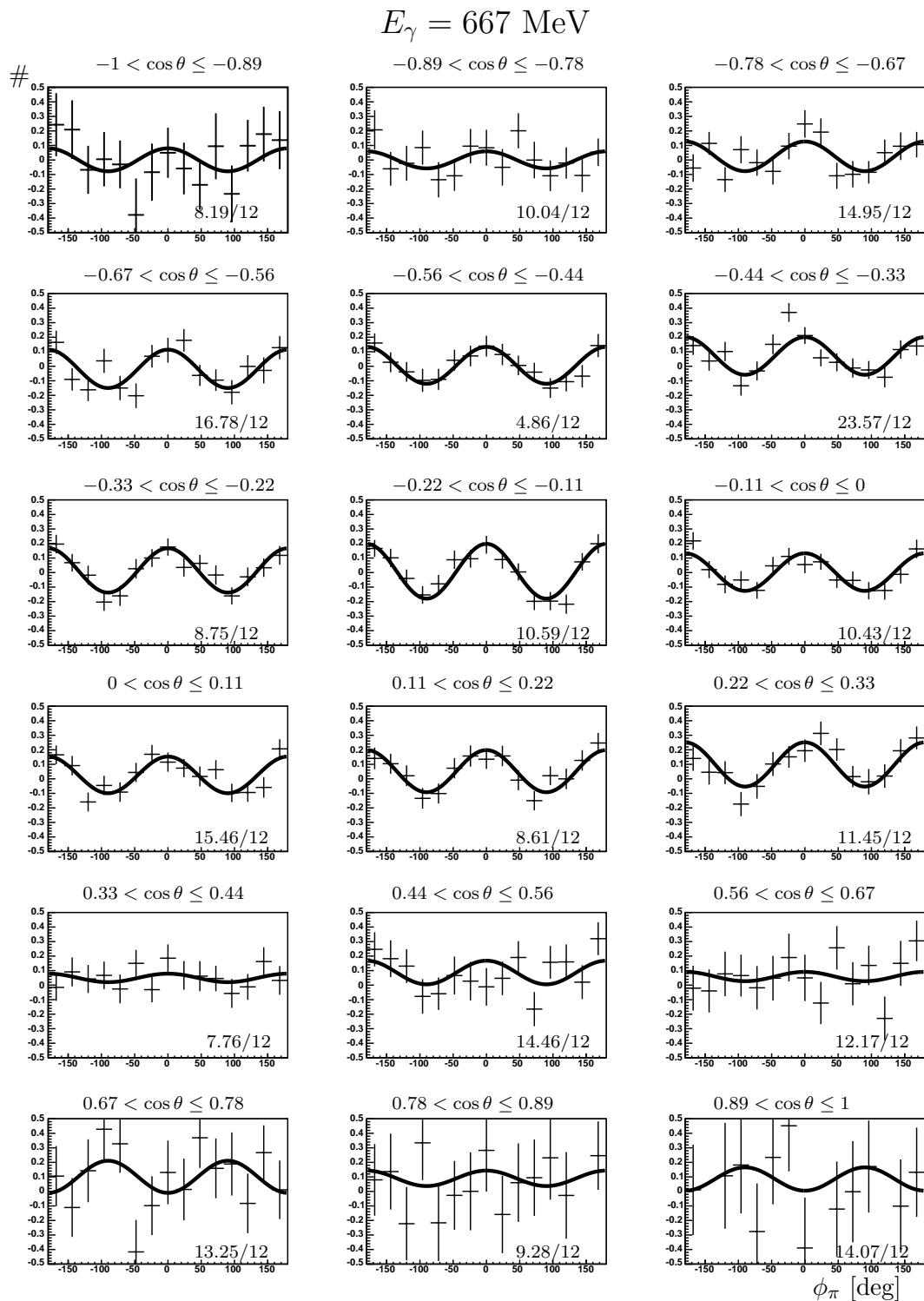


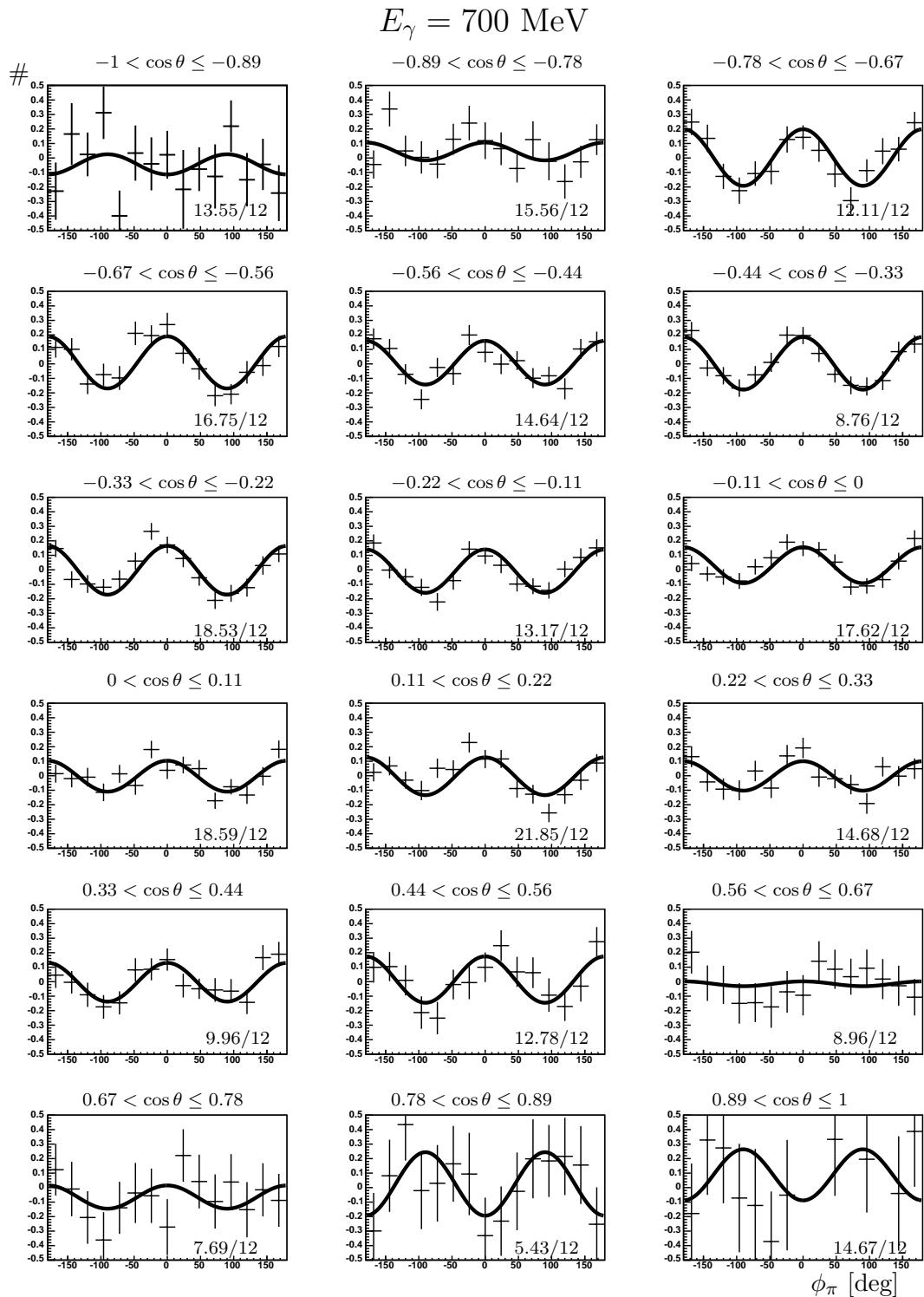
B.8. ϕ -Verteilungen der Bestimmung über Differenzen unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

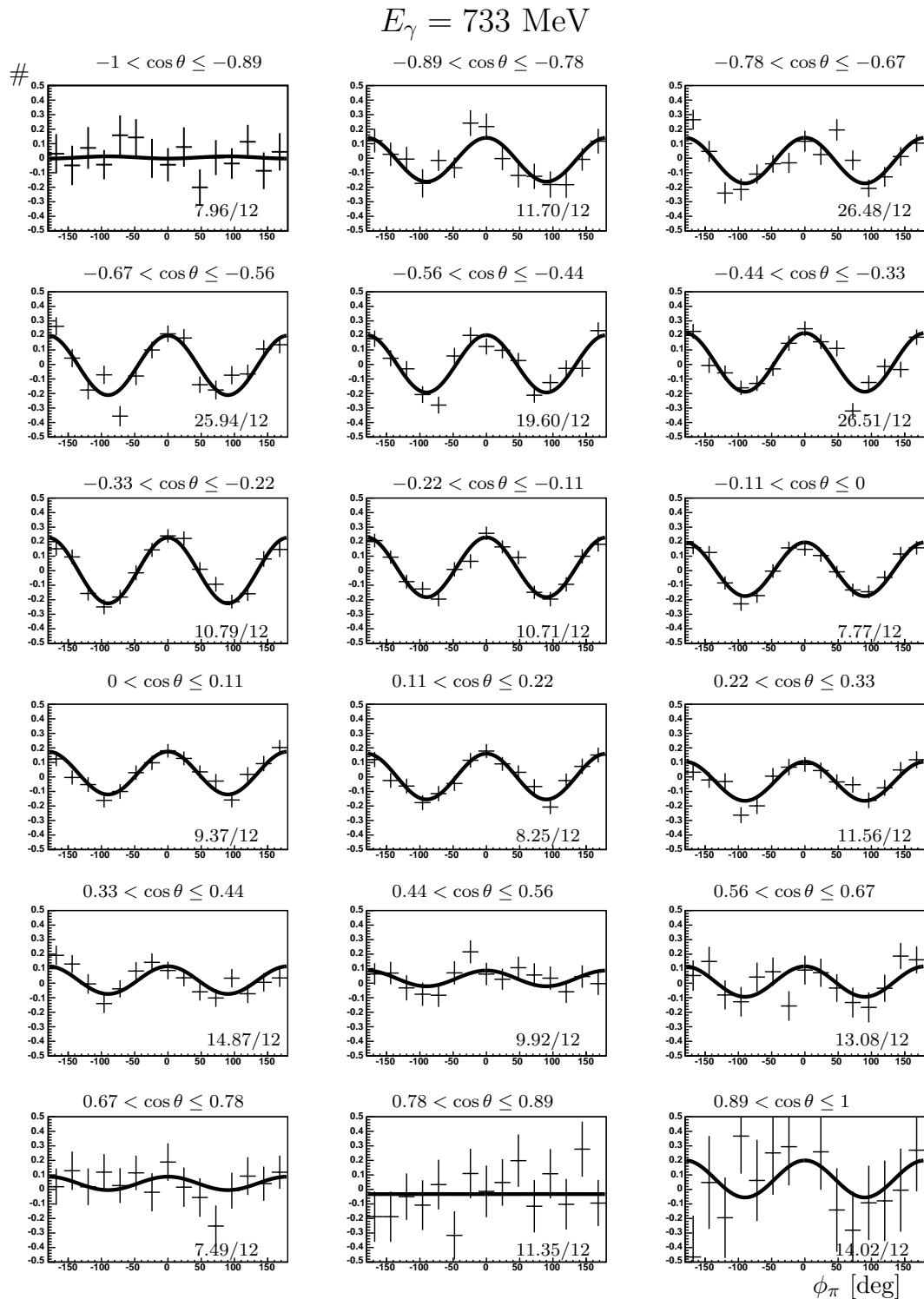
Verwendete Fitfunktion: $F(\phi) = A \cdot \cos(2\phi)$

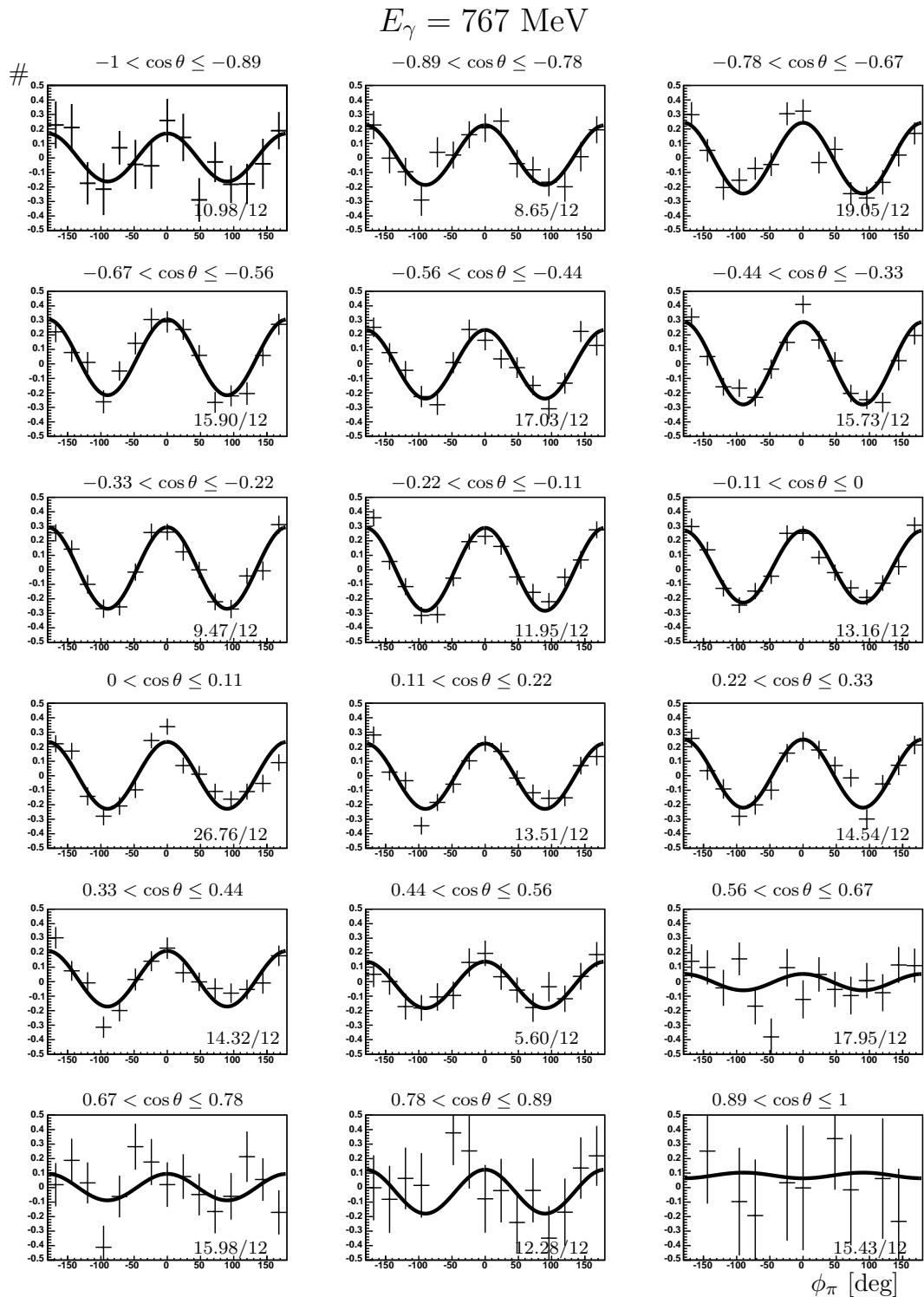
$$E_\gamma = 633 \text{ MeV}$$

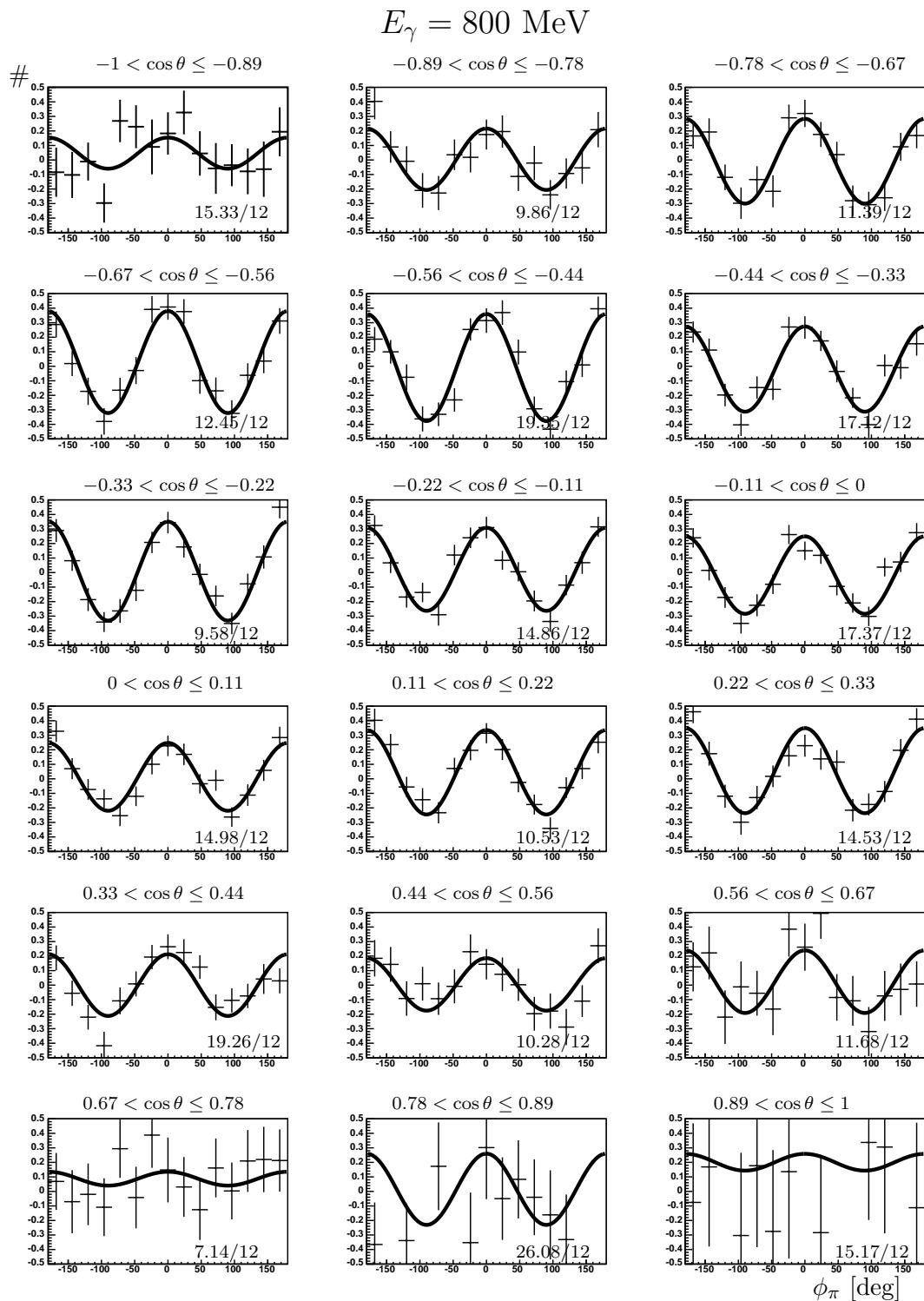


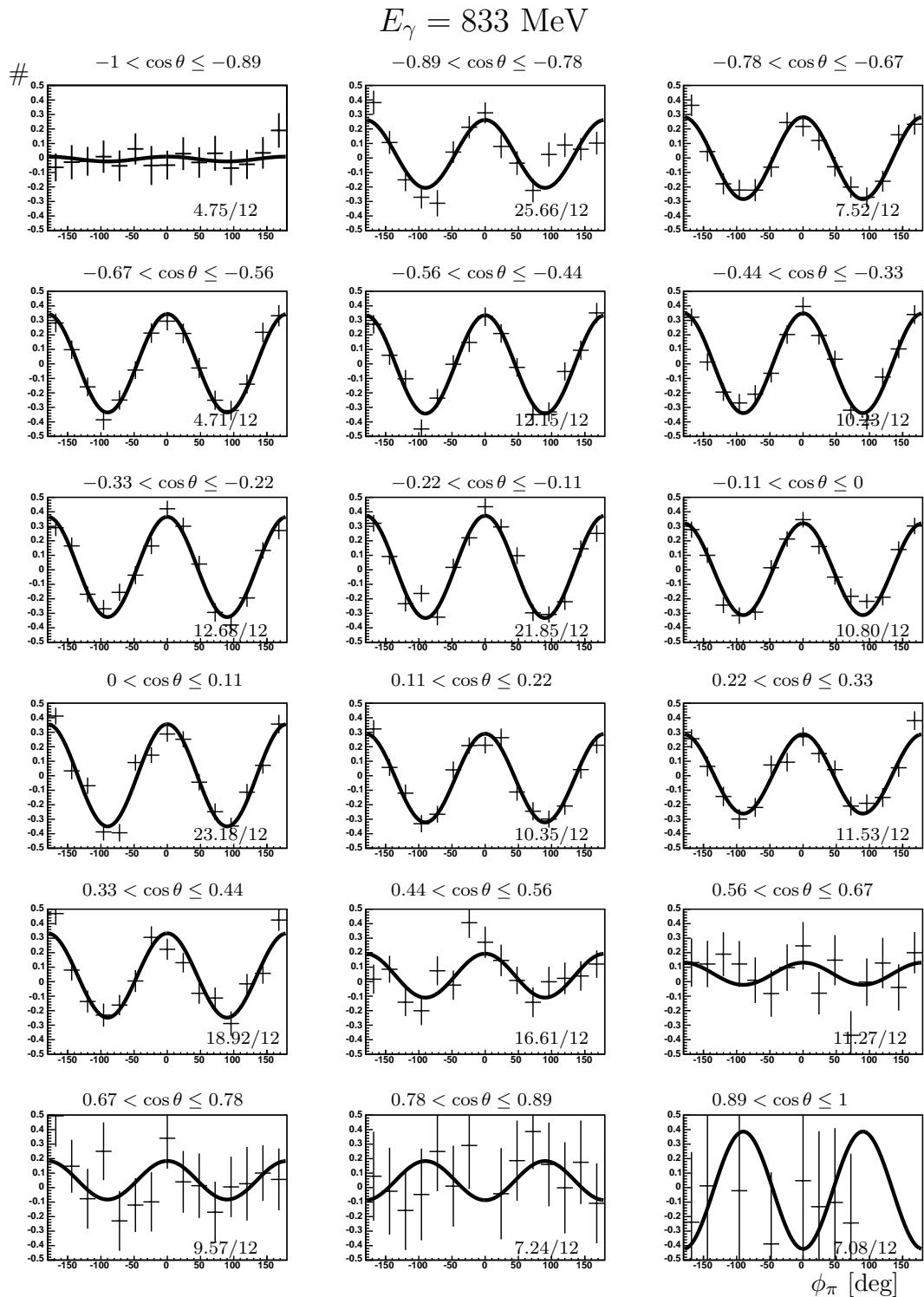


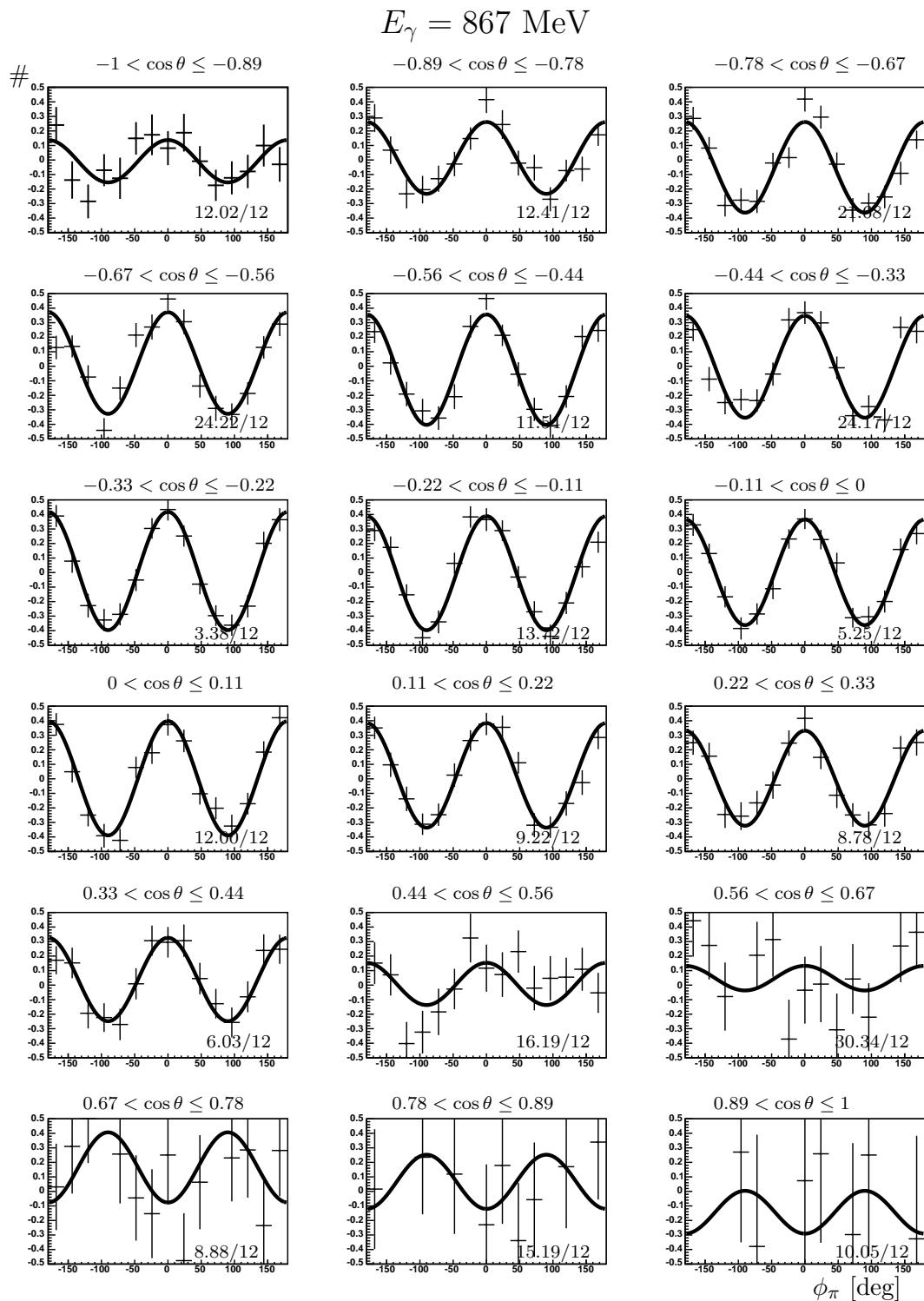


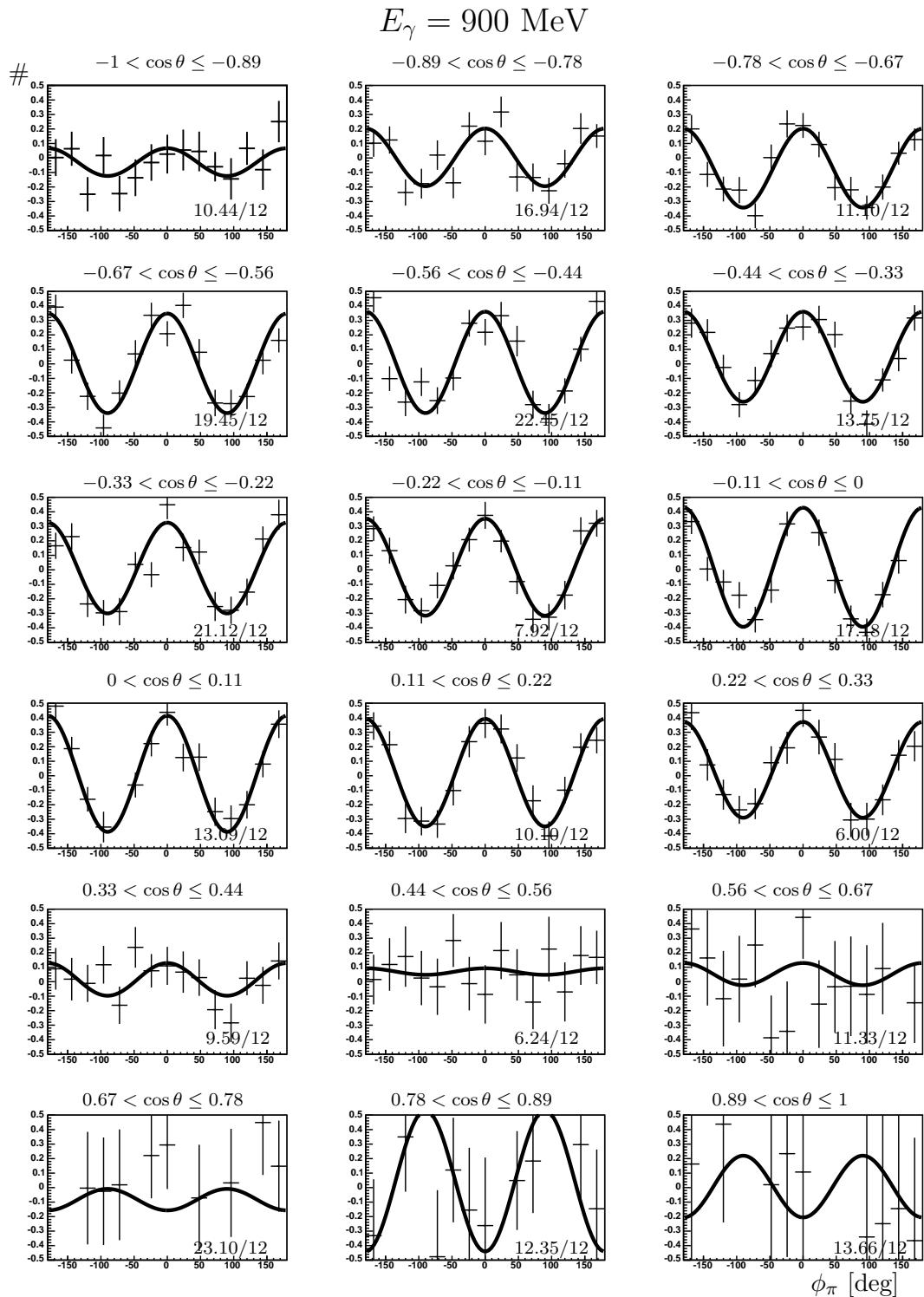


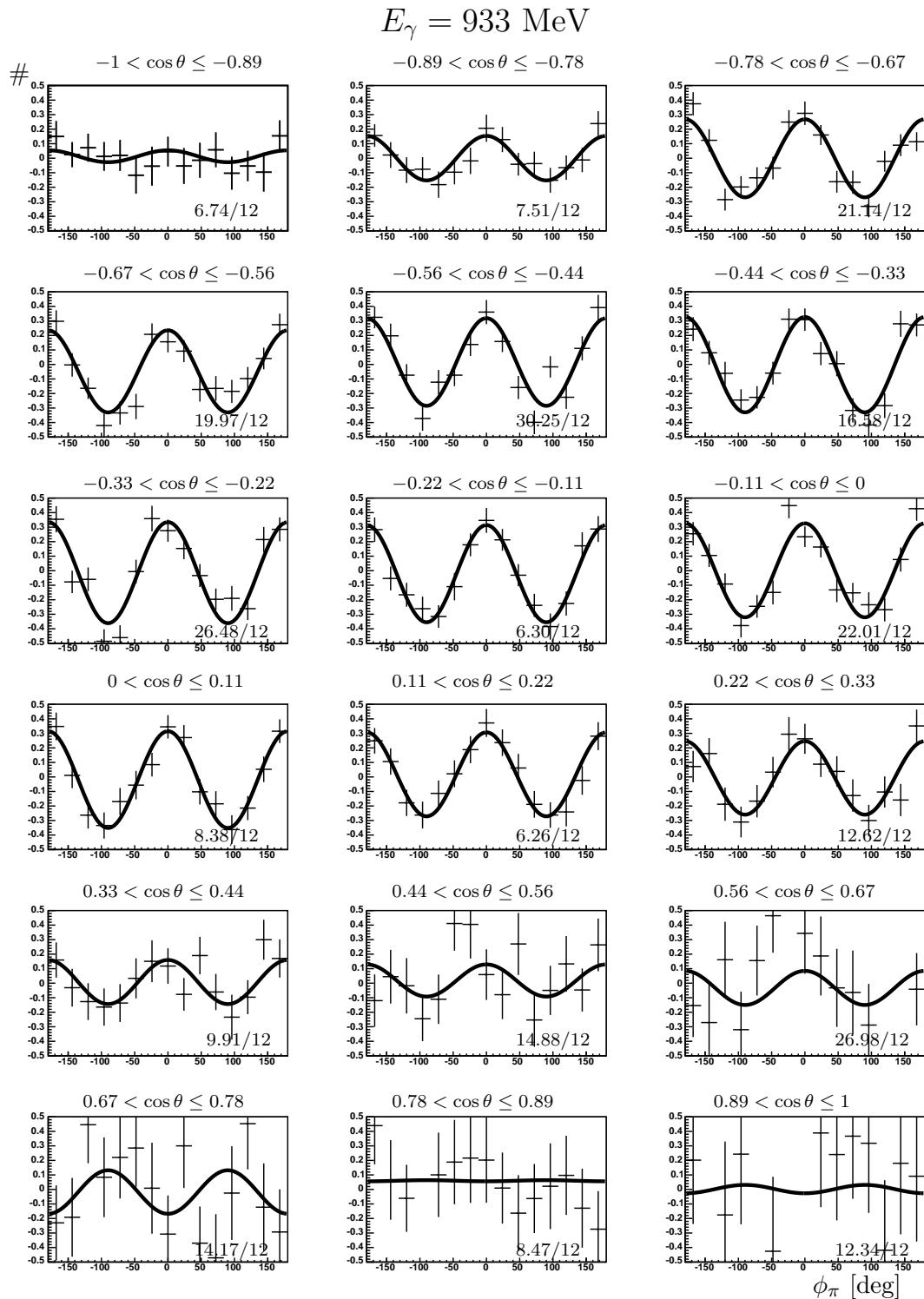


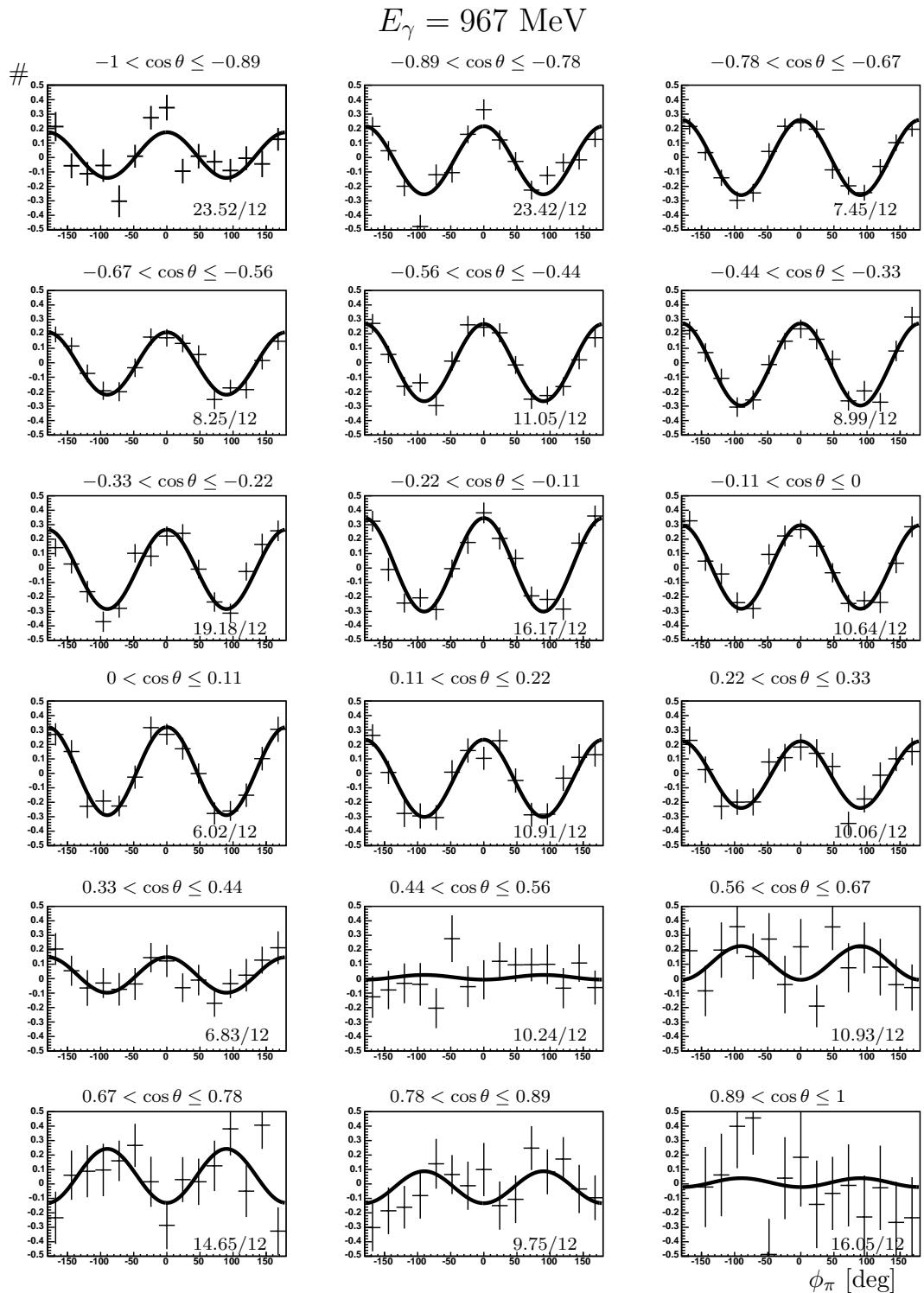


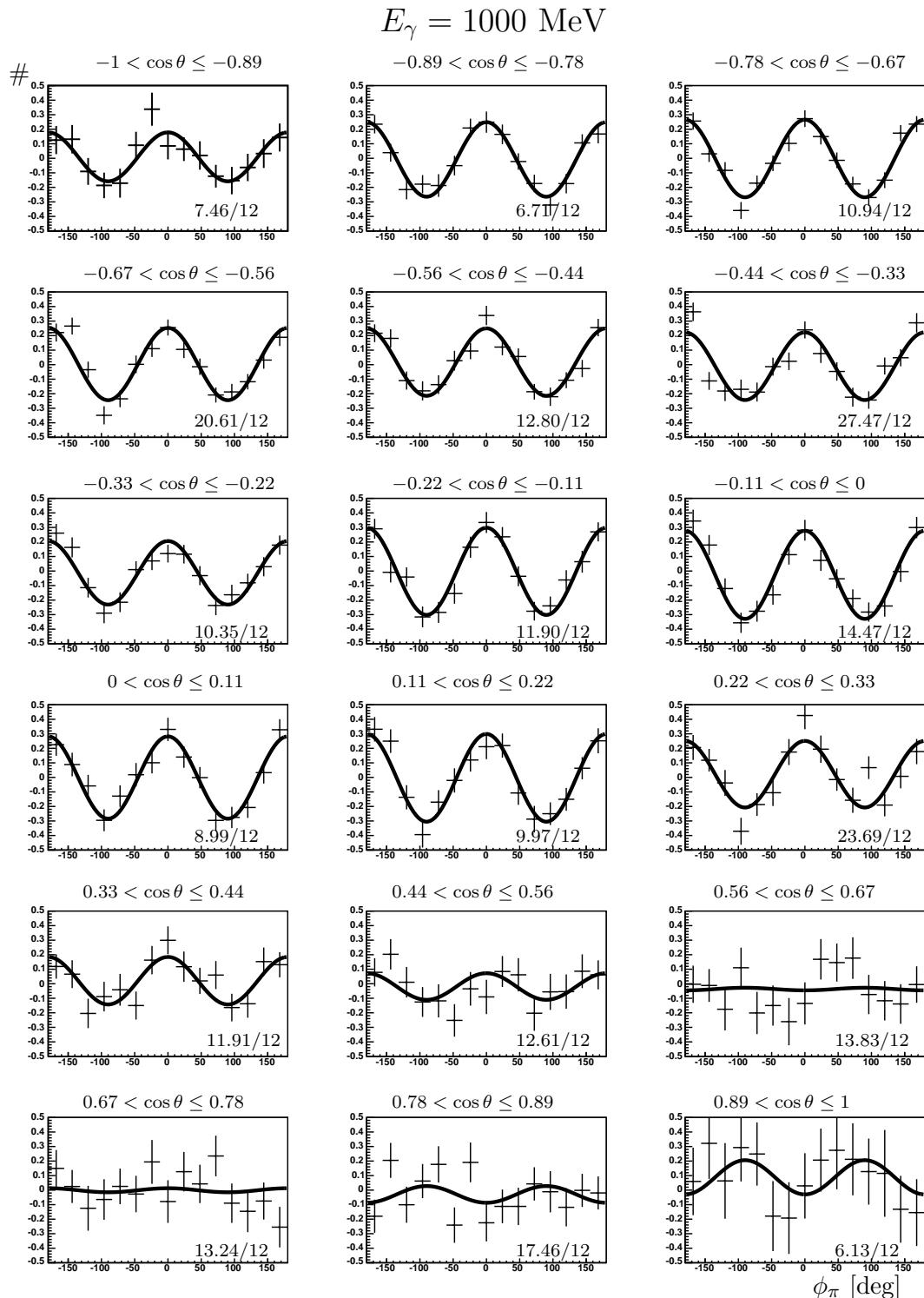


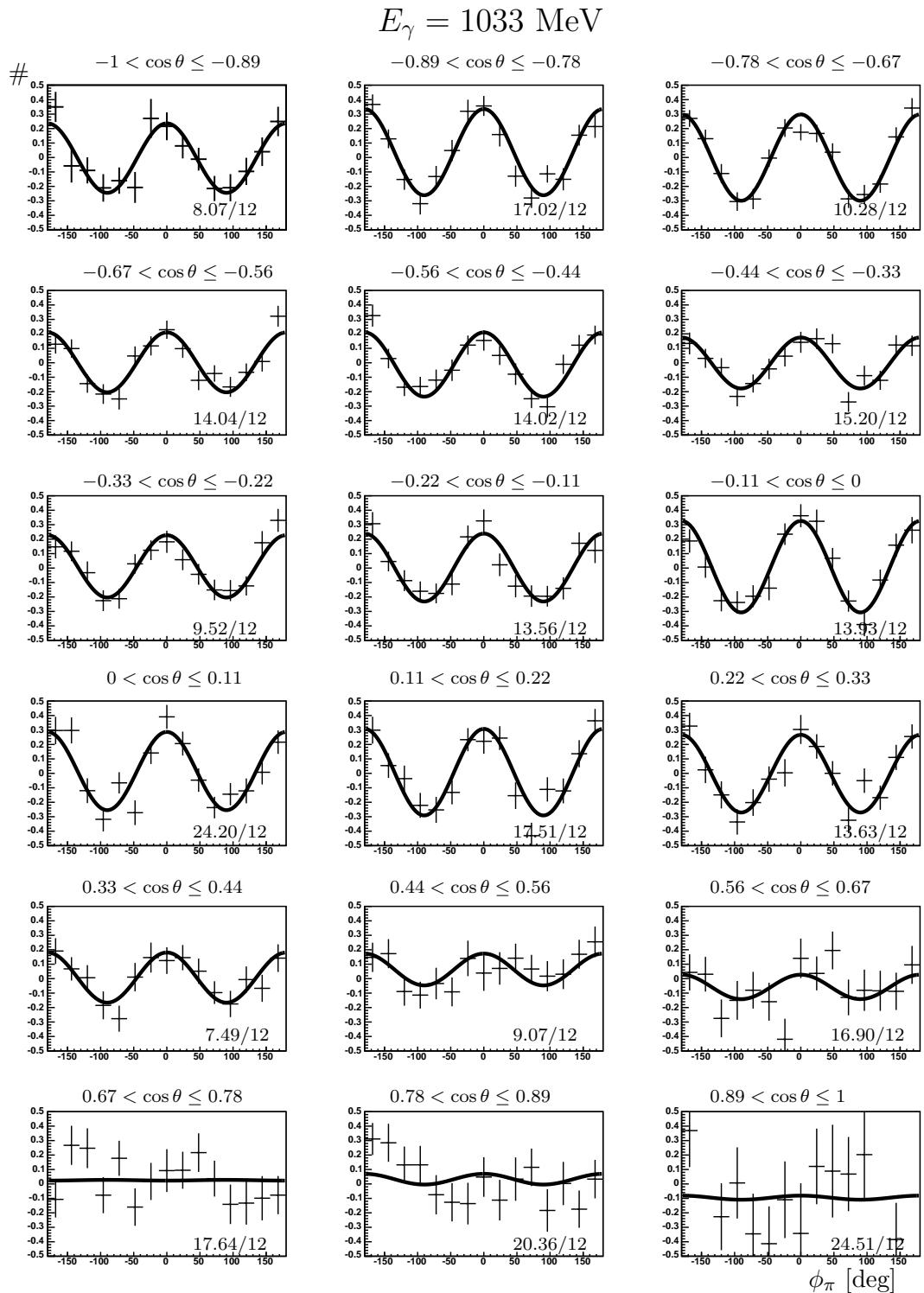


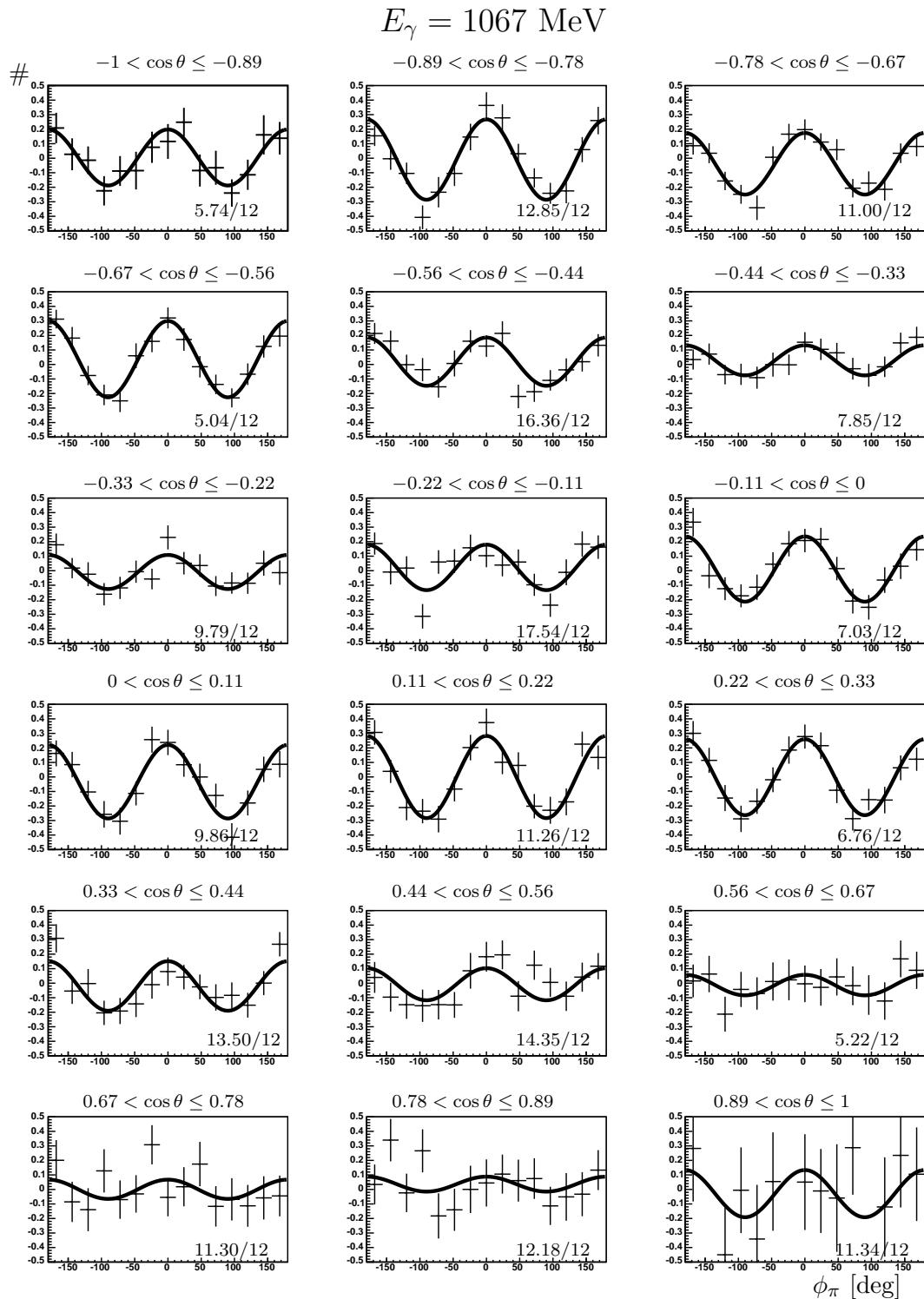


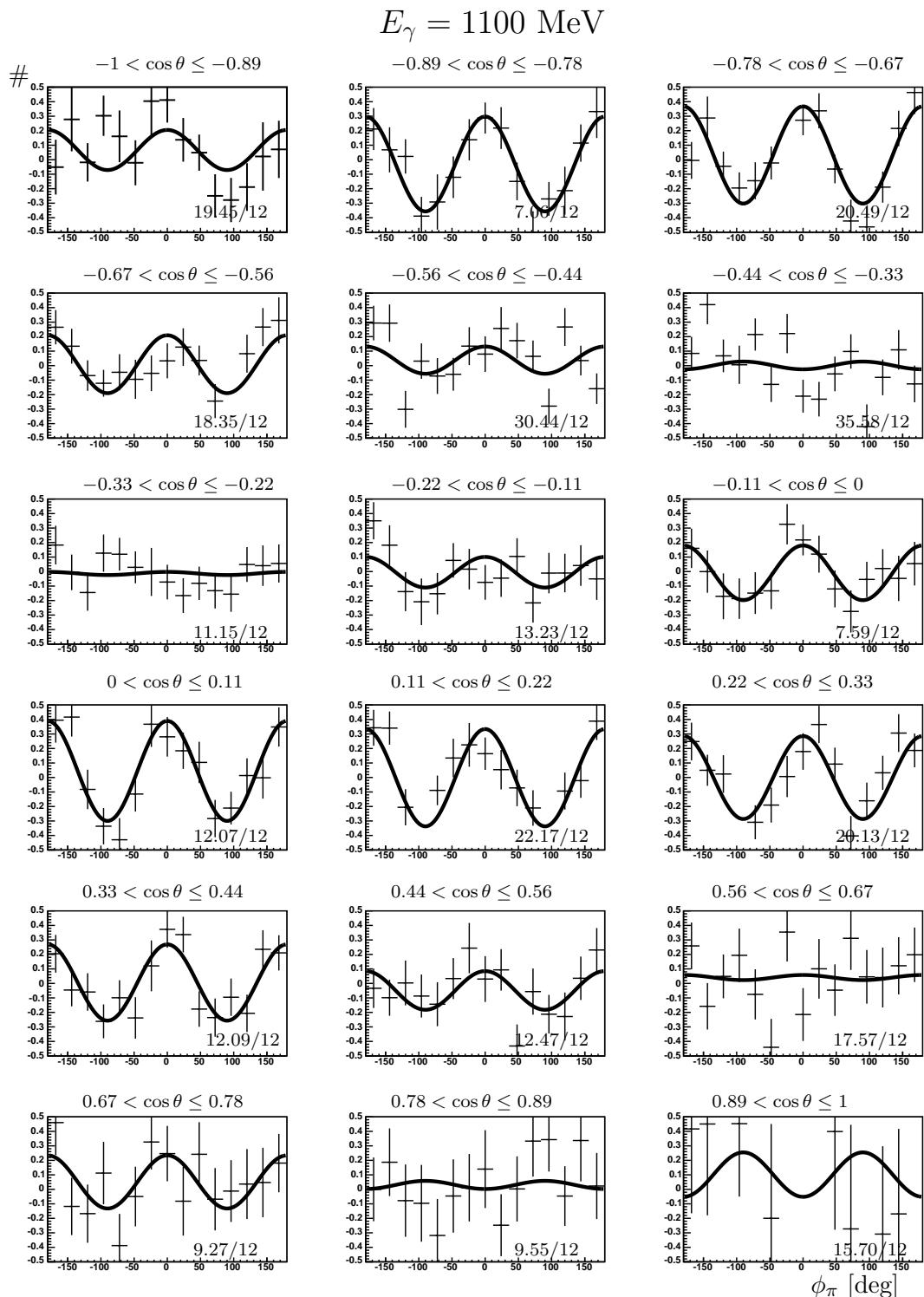






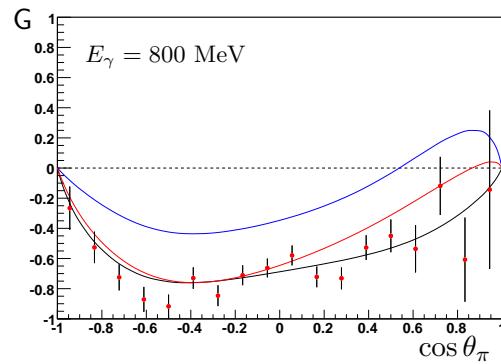
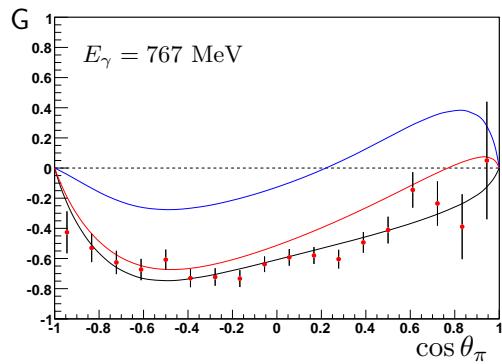
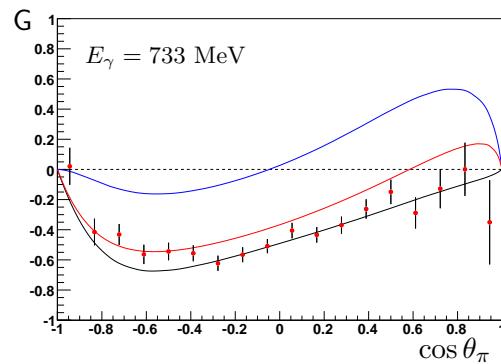
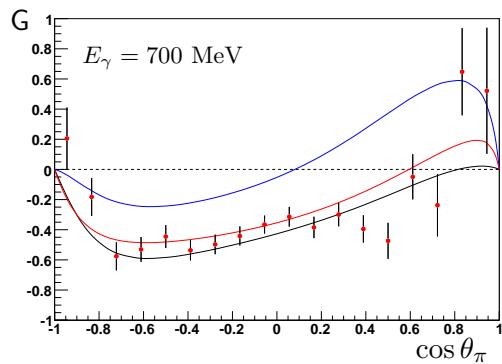
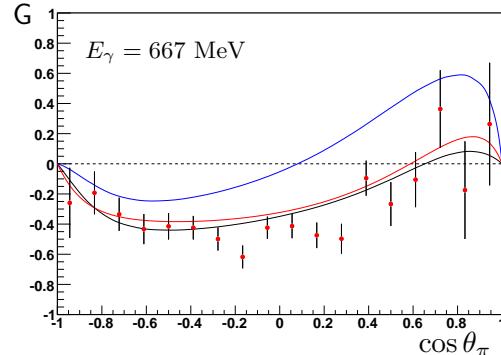
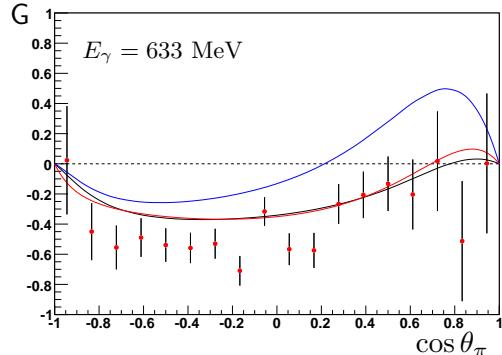


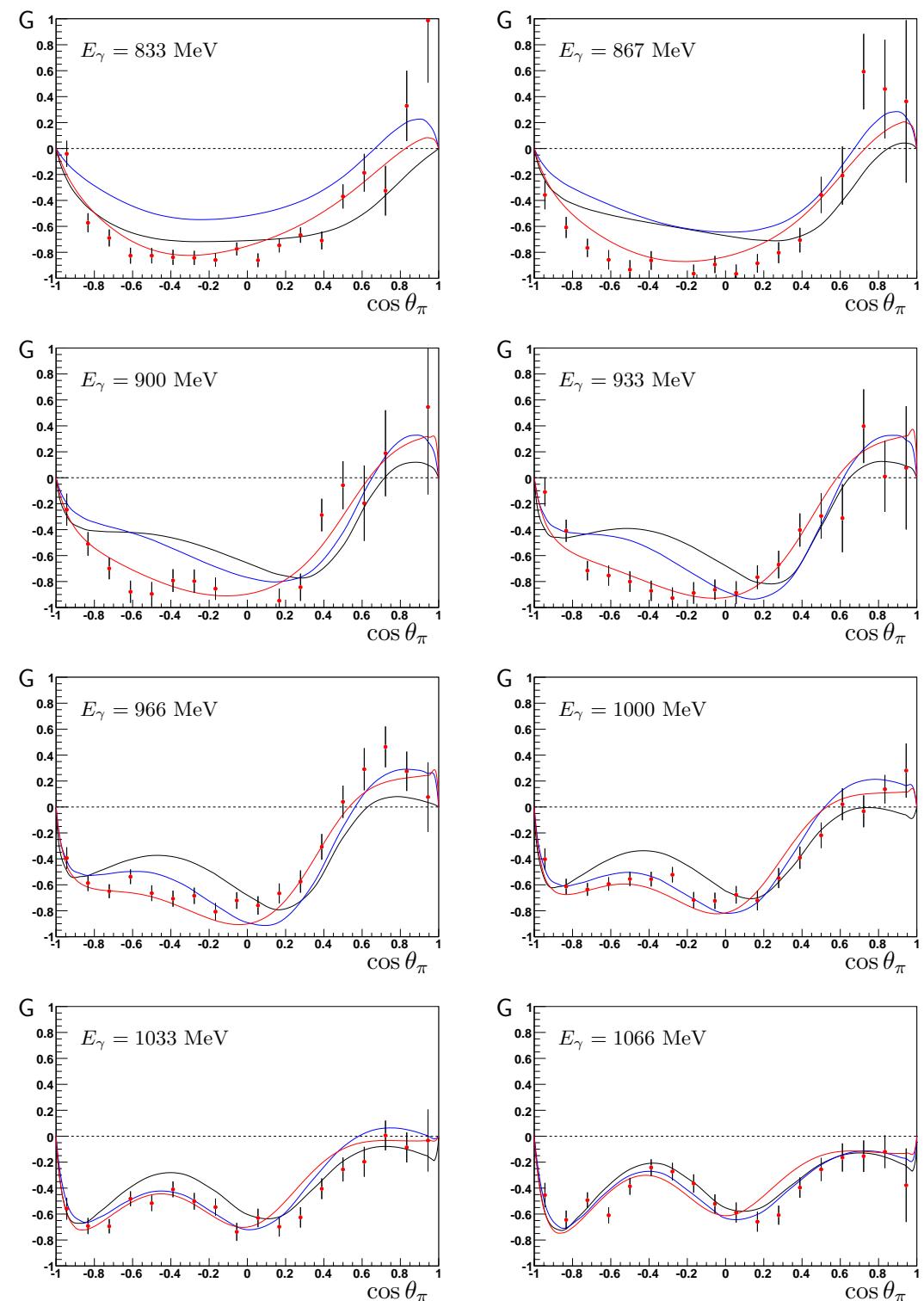


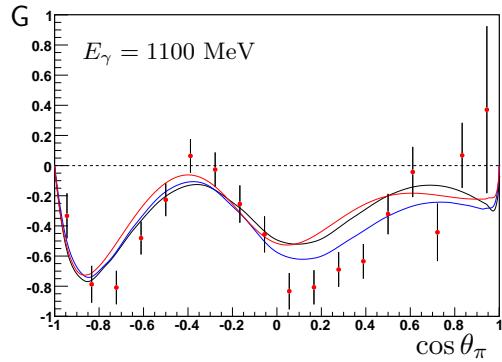


B.9. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der Bestimmung über Differenzen unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

Die Doppelpolarisationsobservable G im Vergleich zu den Vorhersagen der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10] (rot), dem SAID-Programm [D⁺09] (blau) und dem MAID-Modell [DKT07] (schwarz).

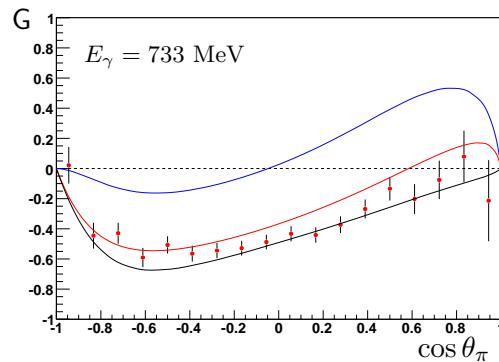
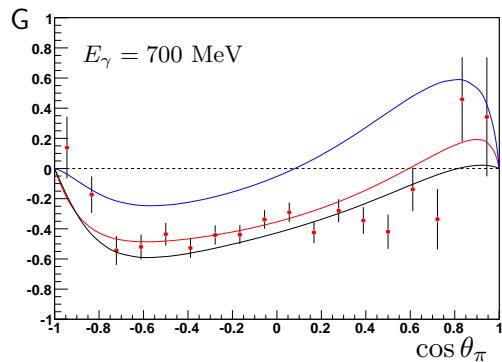
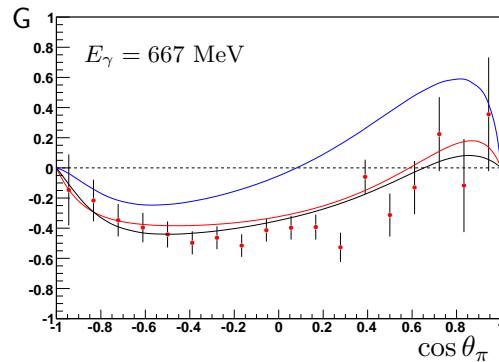
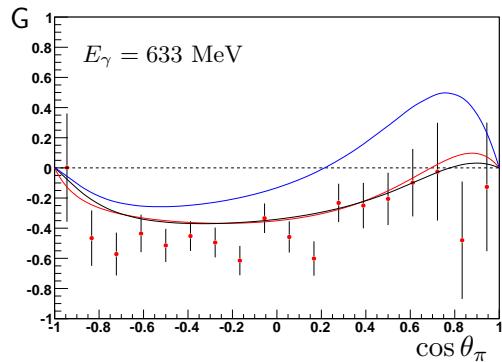


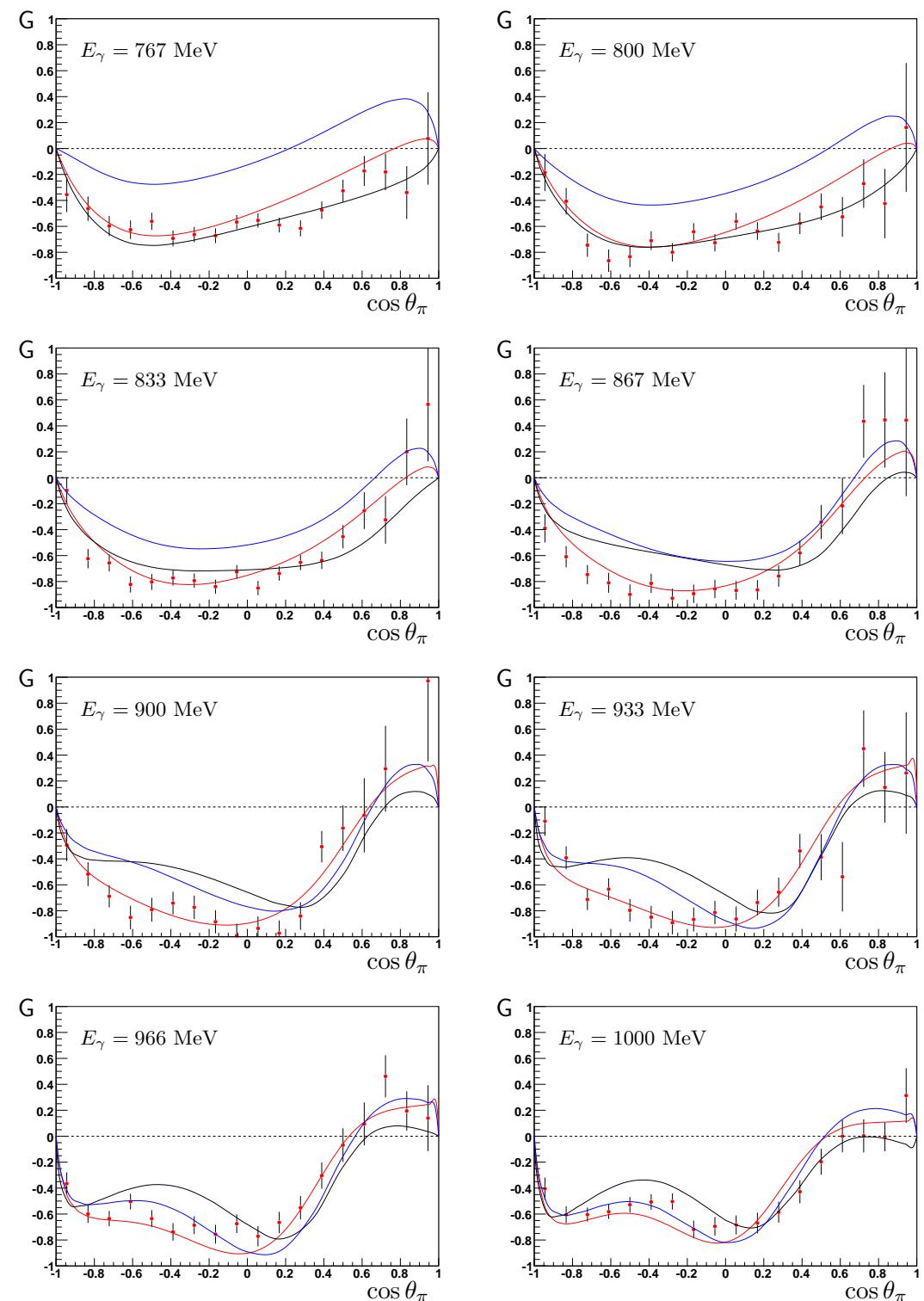


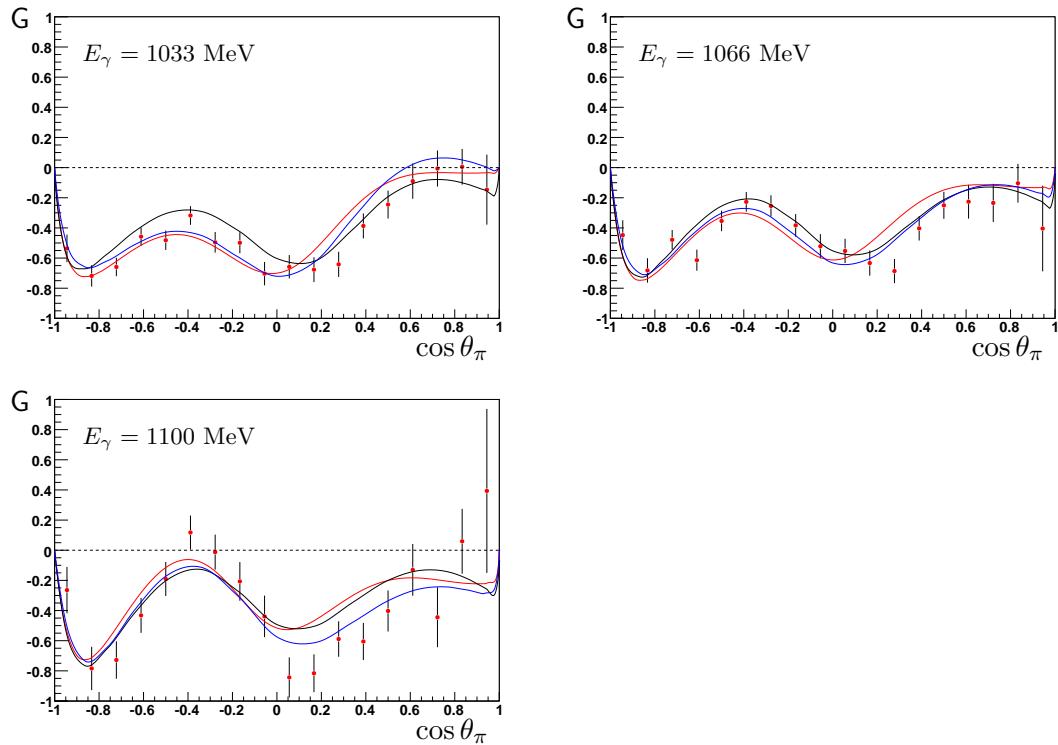


B.10. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der rechnerischen Bestimmung unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

Die Doppelpolarisationsobservable G im Vergleich zu den Vorhersagen der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10] (rot), dem SAID-Programm [D⁺09] (blau) und dem MAID-Modell [DKT07] (schwarz).

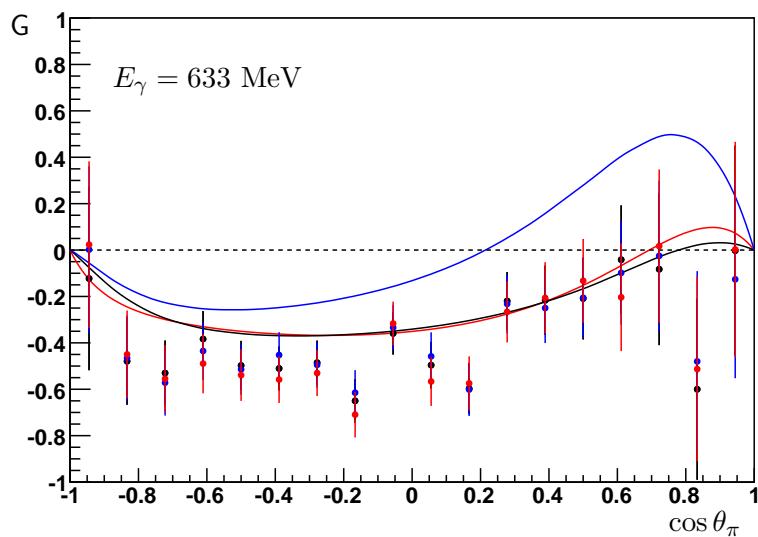


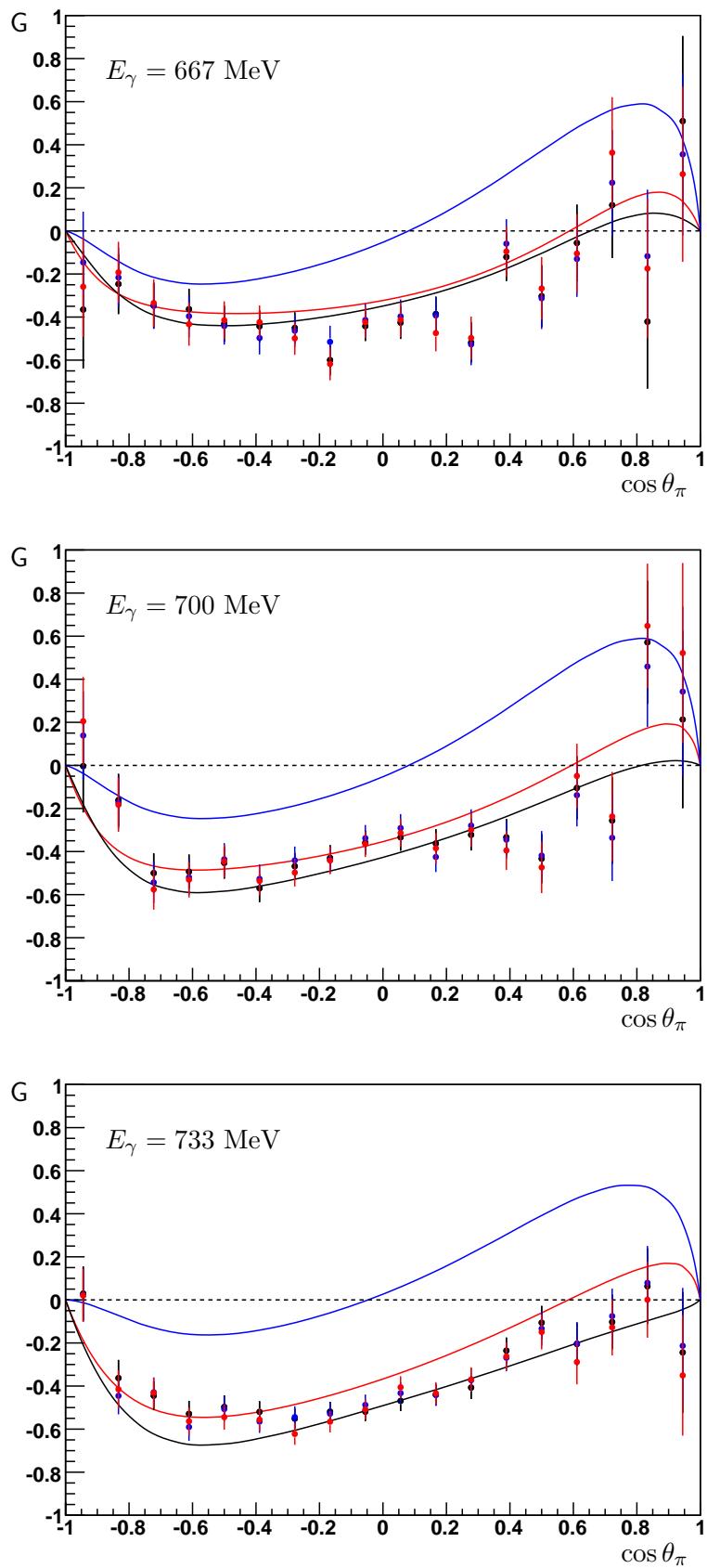


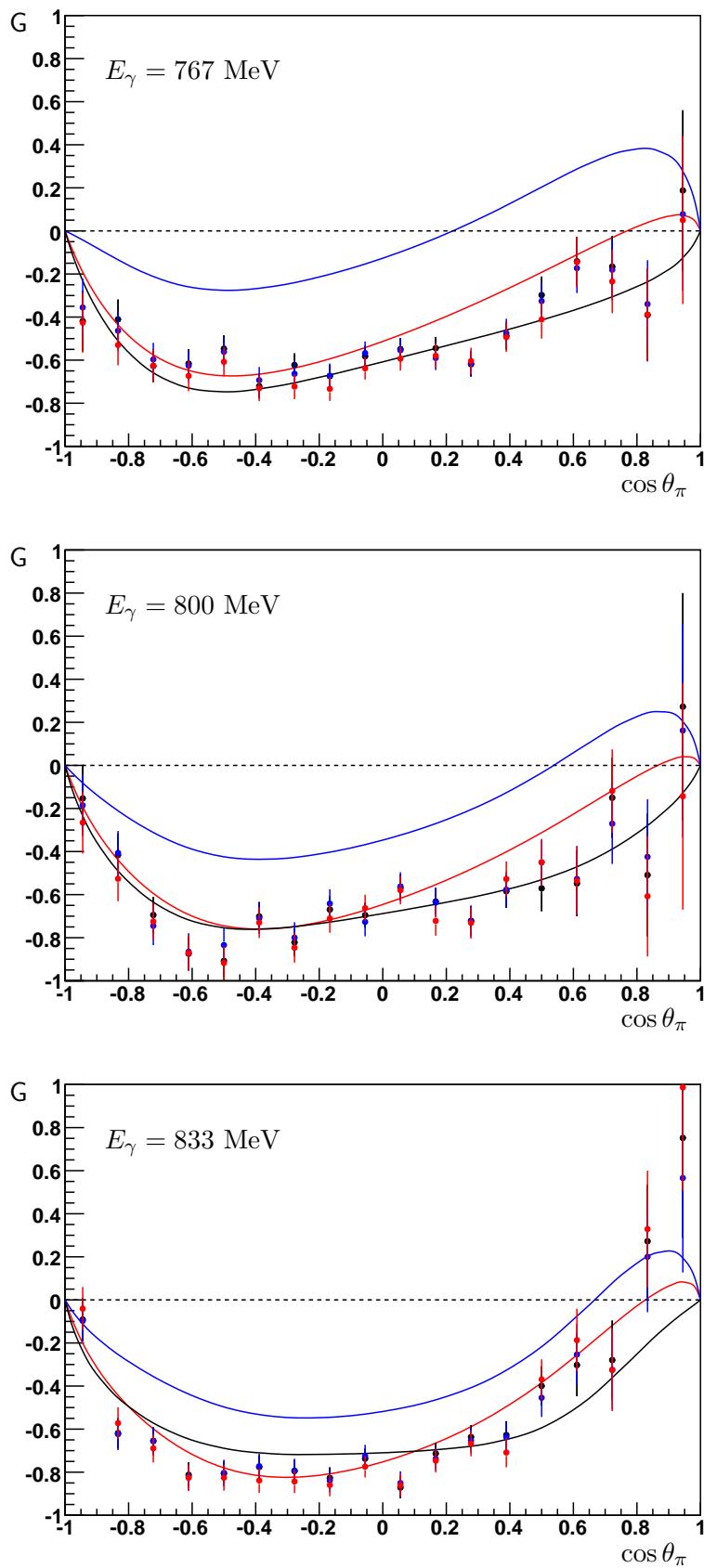


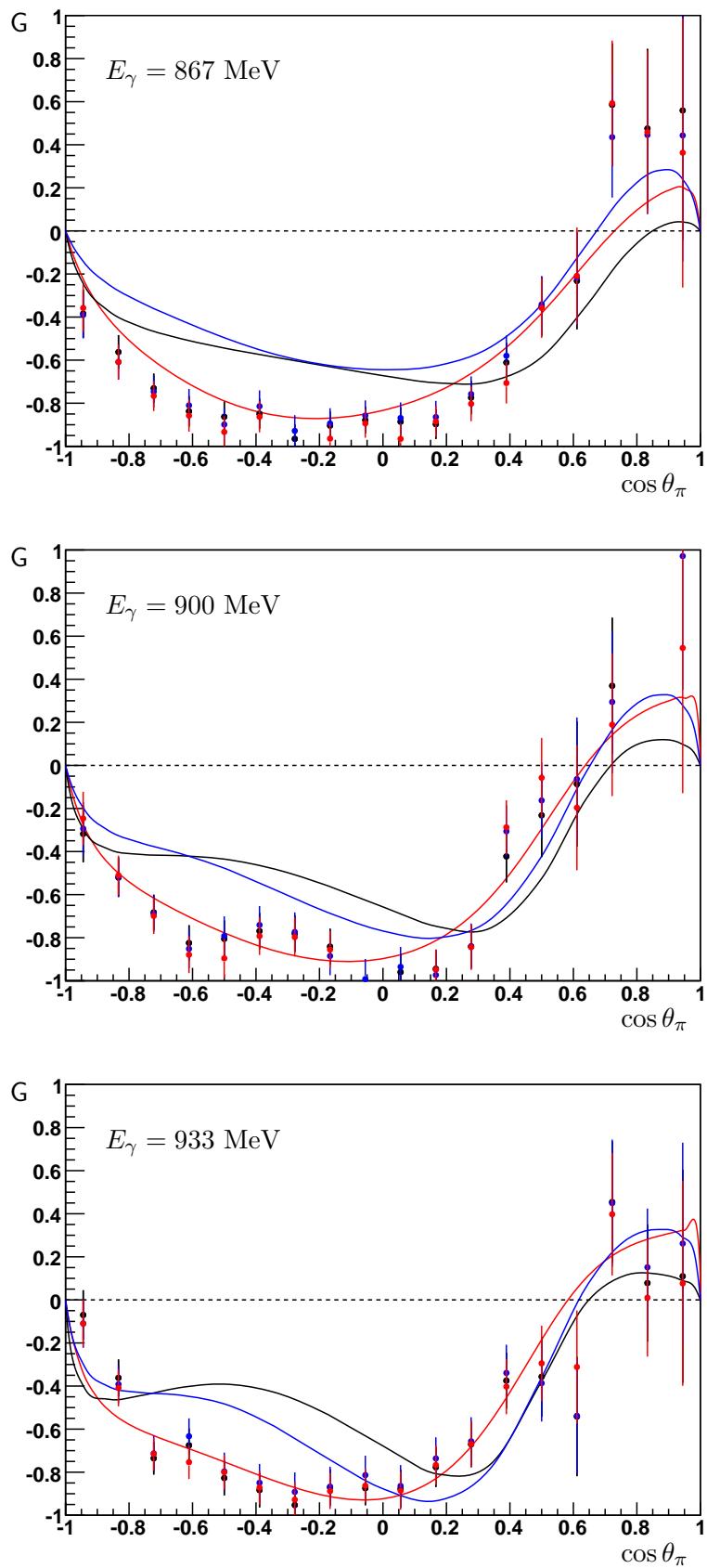
B.11. Die Doppelpolarisationsobservable G aus den drei verschiedenen Bestimmungsmethoden unter Verwendung von 1σ breiten Schnitten

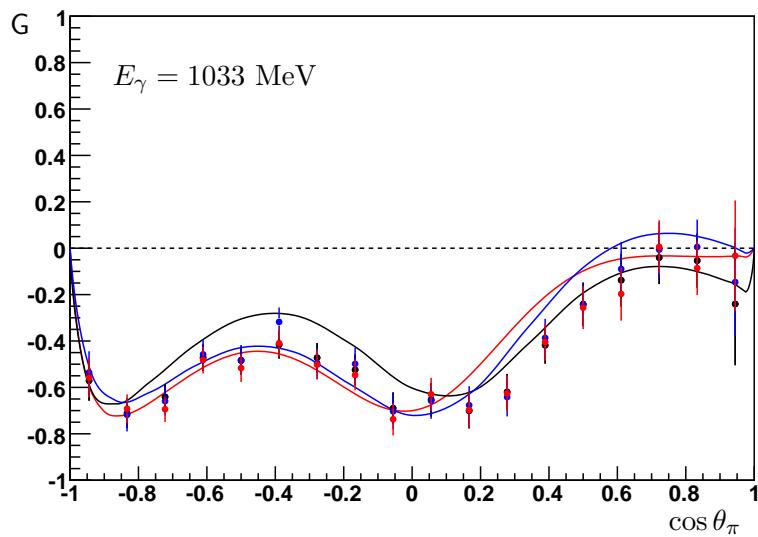
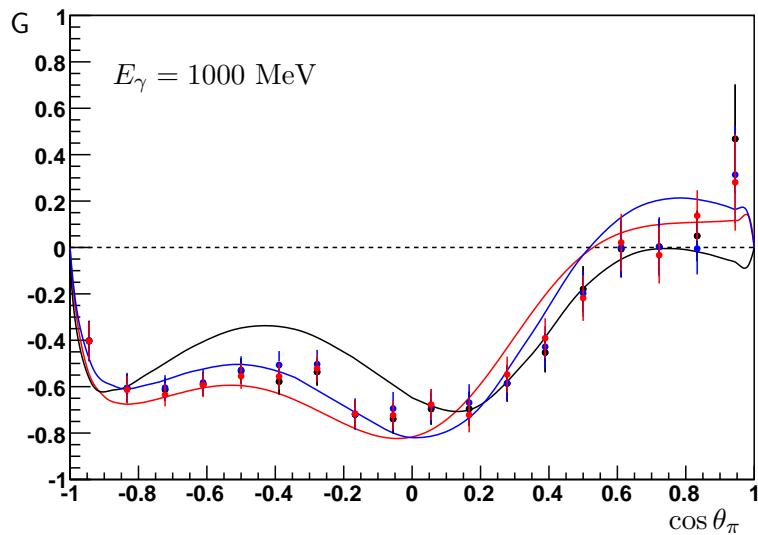
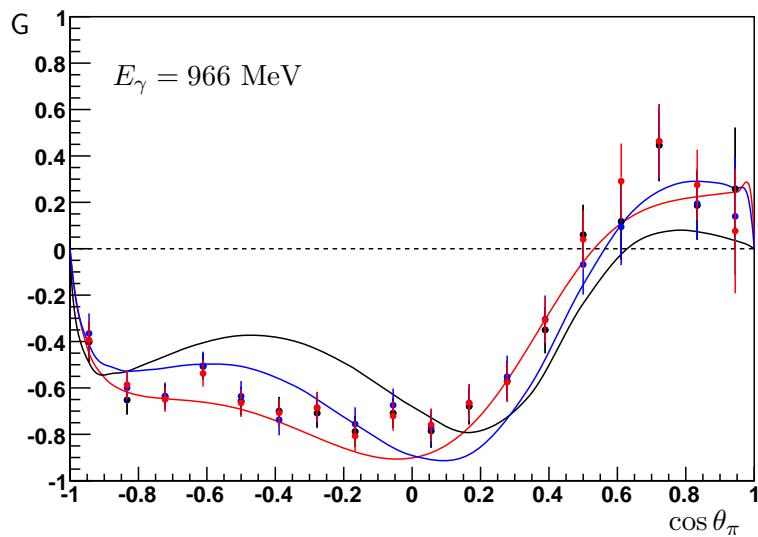
Die Doppelpolarisationsobservable G im Vergleich zu den Vorhersagen der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10] (rot), dem SAID-Programm [D⁺09] (blau) und dem MAID-Modell [DKT07] (schwarz).

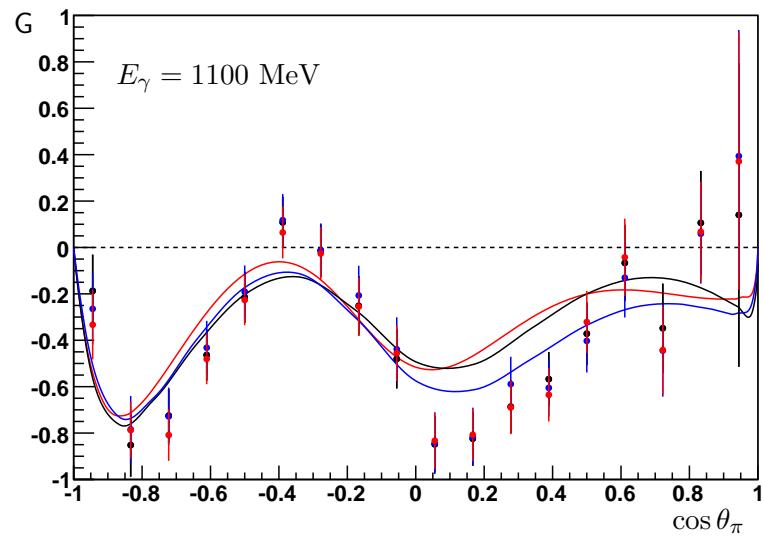
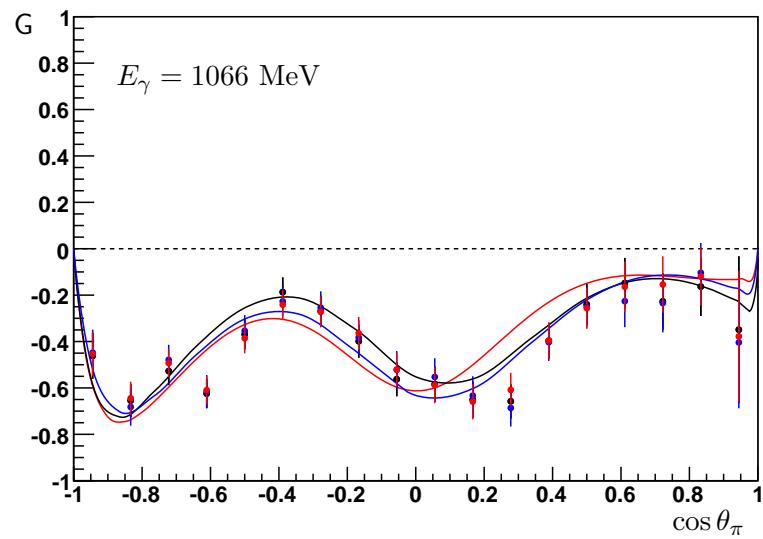












Anhang C. Tabellarische Auflistung der Messwerte

		$E_\gamma = 633 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 667 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.123	0.395	0.077	-0.360	0.269	0.059
-0.83	146.44	-0.479	0.188	0.028	-0.243	0.137	0.037
-0.72	136.24	-0.530	0.140	0.032	-0.342	0.103	0.027
-0.61	127.67	-0.383	0.121	0.058	-0.358	0.093	0.044
-0.50	120.00	-0.498	0.106	0.032	-0.425	0.083	0.029
-0.39	112.89	-0.510	0.095	0.034	-0.436	0.073	0.045
-0.28	106.13	-0.485	0.095	0.033	-0.444	0.072	0.035
-0.17	99.59	-0.650	0.094	0.038	-0.591	0.070	0.027
-0.06	93.18	-0.359	0.091	0.032	-0.436	0.068	0.027
0.06	86.82	-0.496	0.100	0.043	-0.420	0.074	0.027
0.17	80.41	-0.597	0.110	0.027	-0.380	0.079	0.051
0.28	73.87	-0.220	0.125	0.034	-0.511	0.092	0.030
0.39	67.11	-0.216	0.149	0.032	-0.119	0.110	0.029
0.50	60.00	-0.209	0.176	0.045	-0.298	0.141	0.034
0.61	52.33	-0.042	0.234	0.084	-0.055	0.175	0.045
0.72	43.76	-0.083	0.327	0.055	0.118	0.242	0.125
0.83	33.56	-0.600	0.390	0.050	-0.415	0.307	0.126
0.94	19.19	-0.002	0.452	0.069	0.502	0.389	0.126

		$E_\gamma = 700 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 733 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.003	0.215	0.108	0.029	0.126	0.030
-0.83	146.44	-0.161	0.122	0.030	-0.363	0.084	0.051
-0.72	136.24	-0.500	0.091	0.047	-0.445	0.066	0.030
-0.61	127.67	-0.493	0.079	0.034	-0.529	0.060	0.043
-0.50	120.00	-0.453	0.073	0.028	-0.497	0.054	0.038
-0.39	112.89	-0.570	0.065	0.033	-0.520	0.050	0.037
-0.28	106.13	-0.468	0.061	0.031	-0.551	0.047	0.046
-0.17	99.59	-0.430	0.059	0.028	-0.519	0.046	0.038
-0.06	93.18	-0.359	0.056	0.028	-0.519	0.044	0.030
0.06	86.82	-0.334	0.062	0.030	-0.469	0.047	0.043
0.17	80.41	-0.363	0.067	0.042	-0.441	0.048	0.030
0.28	73.87	-0.322	0.073	0.030	-0.407	0.053	0.035
0.39	67.11	-0.334	0.085	0.041	-0.236	0.061	0.034
0.50	60.00	-0.433	0.114	0.034	-0.106	0.078	0.037
0.61	52.33	-0.105	0.146	0.053	-0.205	0.099	0.051
0.72	43.76	-0.256	0.200	0.057	-0.103	0.126	0.032
0.83	33.56	0.572	0.286	0.099	0.063	0.176	0.043
0.94	19.19	0.213	0.412	0.157	-0.244	0.280	0.061

		$E_\gamma = 767 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 800 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.419	0.140	0.031	-0.153	0.151	0.065
-0.83	146.44	-0.411	0.092	0.067	-0.416	0.100	0.064
-0.72	136.24	-0.627	0.075	0.031	-0.695	0.084	0.041
-0.61	127.67	-0.616	0.067	0.042	-0.874	0.078	0.032
-0.50	120.00	-0.547	0.063	0.043	-0.907	0.072	0.033
-0.39	112.89	-0.721	0.057	0.031	-0.701	0.067	0.035
-0.28	106.13	-0.623	0.054	0.059	-0.822	0.065	0.034
-0.17	99.59	-0.674	0.052	0.043	-0.669	0.062	0.038
-0.06	93.18	-0.582	0.048	0.042	-0.695	0.058	0.045
0.06	86.82	-0.549	0.052	0.038	-0.568	0.061	0.033
0.17	80.41	-0.544	0.052	0.039	-0.632	0.063	0.055
0.28	73.87	-0.619	0.057	0.032	-0.721	0.067	0.032
0.39	67.11	-0.488	0.064	0.031	-0.584	0.077	0.043
0.50	60.00	-0.298	0.086	0.065	-0.571	0.106	0.069
0.61	52.33	-0.142	0.115	0.035	-0.548	0.152	0.033
0.72	43.76	-0.166	0.142	0.046	-0.150	0.187	0.082
0.83	33.56	-0.390	0.215	0.031	-0.509	0.285	0.059
0.94	19.19	0.188	0.372	0.075	0.273	0.527	0.21

		$E_\gamma = 833 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 867 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.091	0.101	0.043	-0.384	0.111	0.037
-0.83	146.44	-0.619	0.071	0.042	-0.562	0.079	0.040
-0.72	136.24	-0.654	0.063	0.037	-0.731	0.068	0.037
-0.61	127.67	-0.812	0.058	0.033	-0.838	0.071	0.035
-0.50	120.00	-0.806	0.057	0.034	-0.863	0.070	0.048
-0.39	112.89	-0.776	0.054	0.045	-0.849	0.070	0.034
-0.28	106.13	-0.794	0.051	0.041	-0.966	0.067	0.038
-0.17	99.59	-0.827	0.049	0.037	-0.904	0.065	0.044
-0.06	93.18	-0.737	0.047	0.038	-0.878	0.062	0.034
0.06	86.82	-0.871	0.050	0.033	-0.886	0.066	0.052
0.17	80.41	-0.713	0.051	0.037	-0.897	0.069	0.034
0.28	73.87	-0.637	0.056	0.036	-0.774	0.078	0.036
0.39	67.11	-0.628	0.064	0.052	-0.611	0.092	0.058
0.50	60.00	-0.399	0.091	0.054	-0.351	0.138	0.033
0.61	52.33	-0.302	0.145	0.066	-0.232	0.225	0.035
0.72	43.76	-0.279	0.184	0.040	0.586	0.285	0.085
0.83	33.56	0.272	0.262	0.072	0.475	0.370	0.036
0.94	19.19	0.752	0.464	0.213	0.559	0.601	0.103

		$E_\gamma = 900 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 933 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.318	0.131	0.048	-0.070	0.115	0.034
-0.83	146.44	-0.521	0.090	0.033	-0.362	0.085	0.036
-0.72	136.24	-0.683	0.083	0.034	-0.735	0.076	0.030
-0.61	127.67	-0.824	0.082	0.043	-0.675	0.078	0.048
-0.50	120.00	-0.805	0.085	0.056	-0.827	0.080	0.031
-0.39	112.89	-0.769	0.084	0.034	-0.883	0.080	0.029
-0.28	106.13	-0.781	0.086	0.034	-0.953	0.082	0.031
-0.17	99.59	-0.841	0.083	0.039	-0.870	0.084	0.030
-0.06	93.18	-1.029	0.081	0.035	-0.874	0.079	0.029
0.06	86.82	-0.960	0.085	0.045	-0.877	0.089	0.029
0.17	80.41	-0.945	0.089	0.036	-0.777	0.092	0.029
0.28	73.87	-0.841	0.101	0.033	-0.671	0.106	0.028
0.39	67.11	-0.423	0.121	0.075	-0.375	0.130	0.031
0.50	60.00	-0.232	0.194	0.093	-0.357	0.186	0.054
0.61	52.33	-0.086	0.291	0.064	-0.542	0.277	0.118
0.72	43.76	0.370	0.316	0.096	0.454	0.282	0.040
0.83	33.56	1.449	0.375	0.106	0.078	0.272	0.044
0.94	19.19	1.051	0.667	0.255	0.110	0.494	0.033

		$E_\gamma = 967 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 1000 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.402	0.086	0.030	-0.401	0.085	0.031
-0.83	146.44	-0.652	0.063	0.044	-0.606	0.060	0.031
-0.72	136.24	-0.638	0.054	0.030	-0.613	0.049	0.033
-0.61	127.67	-0.507	0.057	0.033	-0.590	0.051	0.031
-0.50	120.00	-0.658	0.061	0.030	-0.532	0.055	0.033
-0.39	112.89	-0.700	0.061	0.035	-0.578	0.056	0.032
-0.28	106.13	-0.708	0.063	0.032	-0.537	0.059	0.031
-0.17	99.59	-0.788	0.066	0.031	-0.720	0.062	0.031
-0.06	93.18	-0.709	0.065	0.030	-0.739	0.063	0.032
0.06	86.82	-0.786	0.072	0.032	-0.696	0.068	0.032
0.17	80.41	-0.679	0.078	0.030	-0.696	0.074	0.033
0.28	73.87	-0.570	0.085	0.030	-0.586	0.077	0.036
0.39	67.11	-0.350	0.100	0.036	-0.453	0.085	0.044
0.50	60.00	0.060	0.129	0.071	-0.180	0.099	0.036
0.61	52.33	0.118	0.164	0.103	-0.007	0.122	0.034
0.72	43.76	0.446	0.155	0.031	0.003	0.120	0.036
0.83	33.56	0.187	0.148	0.053	0.050	0.109	0.077
0.94	19.19	0.258	0.264	0.095	0.468	0.235	0.098

		$E_\gamma = 1033 \text{ MeV}$			$E_\gamma = 1067 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.571	0.086	0.032	-0.462	0.098	0.032
-0.83	146.44	-0.712	0.063	0.034	-0.655	0.071	0.037
-0.72	136.24	-0.641	0.055	0.041	-0.527	0.061	0.036
-0.61	127.67	-0.472	0.058	0.032	-0.624	0.063	0.033
-0.50	120.00	-0.484	0.061	0.035	-0.369	0.065	0.033
-0.39	112.89	-0.416	0.060	0.031	-0.187	0.063	0.042
-0.28	106.13	-0.472	0.064	0.035	-0.269	0.066	0.032
-0.17	99.59	-0.524	0.066	0.033	-0.399	0.071	0.036
-0.06	93.18	-0.690	0.068	0.039	-0.562	0.073	0.038
0.06	86.82	-0.653	0.072	0.034	-0.584	0.077	0.032
0.17	80.41	-0.701	0.076	0.031	-0.650	0.078	0.032
0.28	73.87	-0.620	0.077	0.033	-0.658	0.074	0.050
0.39	67.11	-0.418	0.079	0.032	-0.397	0.077	0.032
0.50	60.00	-0.241	0.093	0.032	-0.240	0.089	0.033
0.61	52.33	-0.138	0.114	0.043	-0.148	0.108	0.050
0.72	43.76	-0.040	0.114	0.049	-0.227	0.122	0.051
0.83	33.56	-0.054	0.117	0.035	-0.163	0.127	0.038
0.94	19.19	-0.240	0.264	0.108	-0.349	0.316	0.042

		$E_\gamma = 1100 \text{ MeV}$		
$\cos \theta$	$\theta [\text{deg}]$	G	$\Delta(G)_{\text{stat.}}$	$\Delta(G)_{\text{syst.}}$
-0.94	160.81	-0.187	0.156	0.079
-0.83	146.44	-0.852	0.136	0.045
-0.72	136.24	-0.725	0.115	0.053
-0.61	127.67	-0.464	0.110	0.033
-0.50	120.00	-0.215	0.110	0.032
-0.39	112.89	0.108	0.110	0.038
-0.28	106.13	-0.013	0.112	0.032
-0.17	99.59	-0.252	0.128	0.032
-0.06	93.18	-0.480	0.127	0.034
0.06	86.82	-0.848	0.122	0.033
0.17	80.41	-0.824	0.116	0.033
0.28	73.87	-0.687	0.115	0.032
0.39	67.11	-0.568	0.116	0.046
0.50	60.00	-0.372	0.135	0.052
0.61	52.33	-0.067	0.164	0.054
0.72	43.76	-0.348	0.192	0.058
0.83	33.56	0.106	0.224	0.039
0.94	19.19	0.140	0.655	0.120

Anhang D. Konferenzbeiträge

D.1. Veröffentlichungen

- A. Thiel et al., *Photoproduction of π^0 with polarized photons and protons: measurement of G* , Publikation in Vorbereitung.

D.2. Proceedings

- A. Thiel, *Measurement of the double polarization observable G in π^0 - and η -photoproduction*, Proceeding für Hadron 2009: 13th International Conference on Hadron Spectroscopy, Tallahassee, Florida, 29 Nov - 4 Dec 2009. Veröffentlicht in AIP Conf.Proc.1257:602-606,2010.
- R. Beck and A. Thiel, *Baryon Spectroscopy at ELSA*, J. Phys.: Conf. Ser. 295.
- A. Thiel, *Measurement of the Double Polarization Observable G in π^0 and η Photoproduction off the proton*, Proceeding für das PrimeNet Meeting 2011, Jülich.

D.3. Vorträge

- A. Thiel, *Measurement of Double Polarisation Observables with the new Crystal Barrel Setup at ELSA*, Eingeladener Vortrag, XXXIX. Arbeitstreffen Kernphysik 2008, Schleching.
- A. Thiel, *Measurement of Double Polarisation Observables with the new Crystal Barrel Setup at ELSA*, DPG Frühjahrstagung 2008, Darmstadt.
- A. Thiel, *Measurement of the double polarization asymmetry G in π^0 - and η -photoproduction*, DPG Frühjahrstagung 2009, Bochum.
- A. Thiel, *Measurement of the double polarization observable G in π^0 - and η -photoproduction*, HADRON 2009, Tallahassee, Florida, USA.
- A. Thiel, *Messung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 - und η -Photoproduktion*, DPG Frühjahrstagung 2011, Münster.
- A. Thiel, *Measurement of the Double Polarization Observable G in π^0 and η Photoproduction off the proton*, PrimeNet Meeting 2011, Jülich.

Abbildungsverzeichnis

1.1. Absorptionsspektrum eines Atoms verglichen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion am Proton	2
2.1. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion.	6
2.2. Die berechneten Breit-Wigner-Amplituden für verschiedene Resonanzen bis 1100 MeV in π^0 -Photoproduktion	7
2.3. Die Nukleonenresonanzen nach Löring, Metsch und Petry.	8
2.4. Das Anregungsspektrum des Nukleons und der Δ -Resonanz nach Edwards et al.	9
2.5. Der Zusammenhang zwischen den elektromagnetischen und den Pion-Multipolen	10
2.6. Die exemplarische Darstellung der CGLN-Amplituden F_1 bis F_4 in der komplexen Ebene mit den relativen Phasen ϕ_{12} , ϕ_{23} und ϕ_{34}	13
2.7. Die quadrierten Helizitätsamplituden nach [DKT07]	14
2.8. Die verwendeten Koordinatensysteme am Beispiel der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$: nach der Reaktion im System (x, y, z) befindet sich das rückstoßende Proton mit Polarisation p'_T im System (x', y', z').	15
2.9. Die Strahlasymmetrie Σ für η -Photoproduktion verglichen mit zwei verschiedenen Ergebnissen der Partialwellenanalysen.	17
2.10. Die verschiedenen Multipole der Observablen Σ und G	19
2.11. Die Multipole aus der SAID- und MAID-Partialwellenanalyse	22
2.12. Die Strahlasymmetrie Σ	23
2.13. Die Doppelpolarisationsobservable G nach Bussey et al.[BRB ⁺ 79].	24
2.14. Die Doppelpolarisationsobservable G nach [AAA ⁺ 05].	25
2.15. Die bisherige Datenbasis für die Observablen Σ (links) und G (rechts) [SAI12]. Die verschiedenen Farben markieren unterschiedliche Experimente, in blau ist der Bereich dargestellt, welcher in dieser Arbeit untersucht wurde.	25
3.1. Der Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments	27
3.2. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in Bonn.	28
3.3. Das Goniometer	30
3.4. Feynman-Graphen für den Bremsstrahlungsprozess.	31
3.5. Der Helizitätsübertrag bei der Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen. .	32
3.6. Die Grenzen des kinematisch erlaubten Bereichs der Bremsstrahlung . .	33
3.7. Der Pancake mit verschiedenen Gittervektoren	34
3.8. Bremsstrahlspektren	35
3.9. Die Photonenmarkierungsanlage: der Ablenkagnet (rot) mit den verschiedenen Szintillationsdetektoren (grau) davor.	36
3.10. Die Flussbestimmungsdetektoren	37
3.11. Der Kryostat des polarisierten Targets	37
3.12. Das Flüssig-Wasserstoff-Target mit der Kapton-Zelle (orange), welche das Targetmaterial enthält.	38

3.13. Der Crystal-Barrel-Detektor mit Innendetektor und Vorwärtsdetektor	39
3.14. Der Innendetektor	40
3.15. Der Gas-Čerenkov-Detektor	41
3.16. Der Mini-TAPS-Detektor	42
4.1. Die kohärente Kanten	46
4.2. Die Targetpolarisation im Mai 2008	47
4.3. Die Targetpolarisation im Juni 2008	48
4.4. Die Targetpolarisation im August 2009	49
4.5. Die verwendete Impulsverteilung zur Simulation der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kohlenstoffkern.	50
5.1. Typisches Zeitspektrum mit dem Prompt-Peak und dem zeitlichen Untergrund.	54
5.2. Zeitkalibration der Szintillationslatten der Photonenmarkierungsanlage	55
5.3. Die Zeitdifferenz zwischen zwei Szintillationslatten der Photonenmarkierungsanlage.	56
5.4. Lichtpulserspektrum	58
5.5. Energieverteilung eines Mini-TAPS-Kristalls bei kosmischer Höhenstrahlung	59
5.6. Das verwendete Koordinatensystem	61
5.7. Die Szintillationsdetektoren der Photonenmarkierungsanlage	62
5.8. Die Szintillationsdetektoren der Photonenmarkierungsanlage mit den vorgelagerten Szintillationsfasern	62
5.9. Polynome der szintillierenden Latten der Photonenmarkierungsanlage	63
5.10. Polynome der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage	63
5.11. Das Clustering der Innendetektorfasern.	64
5.12. Cluster im Crystal Barrel	66
5.13. Cluster im Crystal Barrel	67
5.14. Winkelkorrektur im Mini-TAPS-Kalorimeter	69
6.1. Darstellung eines 3-PED-Ereignisses	72
6.2. Darstellung eines 2.5-PED-Ereignisses	72
6.3. Darstellung eines 2-PED-Ereignisses	73
6.4. Die Energie der Protonen beim Butanol-Target	73
6.5. Auswirkungen der Ladungsidentifikation am Beispiel der invarianten Masse für die verschiedenen Ereignisklassen.	76
6.6. Zeit der Photonen, mit den Ereignissen zum Triggerzeitpunkt im Prompt-Peak und mit Zeit der Protonen gegen die Zeit der Photonen.	77
6.7. Die Reaktionszeit für die verschiedenen Ereignisklassen.	78
6.8. Die berechnete Photonenenergie gegen die gemessene Energie.	80
6.9. Photonenmarkierungsanlage mit verschiedenen Elektronenablenkwinkeln . .	81
6.10. Die fehlende Masse des Systems vor und nach dem Schnitt auf die berechnete Photonenenergie.	82
6.11. Die Reaktion im Laborsystem und im Center-Of-Mass-System.	83
6.12. Die ϕ -Differenz zwischen dem Meson und dem Proton.	84
6.13. Die θ -Differenz zwischen dem berechneten und dem gemessenen Proton. .	84
6.14. Schematische Darstellung der Winkel des Innendetektors bei unterschiedlichen Reaktionspositionen im Target	85
6.15. Die invariante Masse der beiden Photonen.	87

6.16. Die fehlende Masse der Reaktion	88
6.17. Die Auswirkungen der verschiedenen Schnitte am Beispiel der invarianten Masse	89
6.18. Die berechnete Energie der Protonen beim Wasserstoff-Target	90
6.19. Die berechnete Energie der Protonen beim Kohlenstoff-Target	90
6.20. Auswirkungen der Ladungsidentifikation am Beispiel der invarianten Masse für das Flüssig-Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target.	91
6.21. Die Reaktionszeit für das Wasserstoff- und Kohlenstoff-Target.	92
6.22. Die berechnete Photonenenergie für das Wasserstoff- und das Kohlenstoff-Target	93
6.23. Die Auswirkungen des Untergrundschnitts am Beispiel der berechneten Protonenmasse: ohne Schnitt (rot) und mit Schnitt (schwarz). Alle anderen Schnitte wurden vorher durchgeführt.	95
6.24. Die ϕ -Differenz zwischen Proton und Meson nach allen anderen Schnitten, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert.	96
6.25. Die θ -Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Proton nach allen anderen Schnitten, die verwendeten Schnittgrenzen sind rot markiert.	96
6.26. Invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen	97
6.27. Berechnete Masse des Protons	98
7.1. Die Wirkungsquerschnitte verschiedener Atomkerne [MHA ⁺ 97]. Bei steigender Massenzahl nähern sich die Verläufe einer universellen Kurve an (durchgezogene Linie).	100
7.2. Raumwinkelverteilungen der Photonen aus dem Zerfall des Mesons und der Mesonen	102
7.3. Die Winkelverteilung der Mesonen aufsummiert für die Target- und Diamanteinstellungen.	103
7.4. Die Verteilung von Protonen (links) und Photonen (rechts) im Mini-TAPS-Detektor. Bei Treffern von Protonen lassen sich Ineffizienzen in einigen Kristallen erkennen (rote Pfeile), die bei Photonen nicht sichtbar sind.	104
7.5. Die Kristalle des Mini-TAPS-Detektors entgegen der Photonenstrahlrichtung betrachtet. Die rot markierten Kristalle haben während der hier verwendeten Strahlzeiten keine Triggersignale geliefert.	105
7.6. Die Ladungsidentifikationswahrscheinlichkeit von Protonen.	106
7.7. Die Ladungsidentifikationswahrscheinlichkeit von Photonen.	106
7.8. Die berechnete kinetische Energie der Protonen für die April 2008- und die August 2009-Strahlzeit.	107
7.9. Die berechnete kinetische Energie der Protonen für die November 2008- und die Februar 2009-Strahlzeit.	108
7.10. Die berechnete kinetische Energie der Protonen für die Summe aus 3-PED- und 2.5-PED-Ereignissen	109
7.11. Die $\cos \theta$ -abhängigen Akzeptanzen am Butanol-Target für die verschiedenen Ereignisklassen mit 3σ breiten (links) und 1σ breiten Schnitten (rechts) aufgetragen gegen die Photonenenergie.	110
7.12. Die fehlende Masse für die verschiedenen Targetmaterialien	112
7.13. Die fehlende Masse für die verschiedenen Targetmaterialien	113
7.14. Die cos-theta-Verteilungen der Targetmaterialien	114
7.15. Die ϕ -Asymmetrien für verschiedene Diamant- und Targeteinstellungen. Die Ebene der linearpolarisierten Photonen ist in rot markiert.	115

7.16. Die ϕ -Verteilungen für verschiedene θ -Bins aus der absoluten Bestimmungsmethode	117
7.17. Die Strahlasymmetrie für verschiedene Schnittbreiten	118
7.18. Der Dilution-Faktor bei der Bestimmung unter Verwendung von Daten am Wasserstoff-Target nach Gleichung 7.27 und am Kohlenstoff-Target nach Gleichung 7.28.	119
7.19. Der Dilution-Faktor	120
7.20. Ein Vergleich der $\cos \theta$ -Verteilungen des Dilution-Faktors für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV mit (schwarz) und ohne (rot) Verwendung von 2-PED-Ereignissen.	121
7.21. Die Akzeptanz für eine Energie von 1000 MeV	122
7.22. Der Dilution-Faktor mit und ohne Akzeptanzkorrektur	122
7.23. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der absoluten Bestimmung	124
7.24. Die ϕ -Verteilungen für verschiedene θ -Bins aus der absoluten Bestimmungsmethode mit Normierung	125
7.25. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der absoluten Bestimmung mit Normierung	126
7.26. Die ϕ -Verteilungen für verschiedene θ -Bins aus der Bestimmung über Differenzen	127
7.27. Die Doppelpolarisationsobservable G aus der Bestimmung über Differenzen	128
7.28. Die Doppelpolarisationsobservable G bestimmt anhand der rechnerischen Methode für die Photonenenergie $E_\gamma = 1000$ MeV und die beiden unterschiedlichen Schnittbreiten. Die Farbgebung der Vorhersagen wie in Abbildung 7.17.	129
7.29. Die ϕ -Verteilungen der generierten Daten für eine Photonenenergie von $E_\gamma = 1050$ MeV zusammen mit einer Fitfunktion. Alle Schwankungen sind rein statistischer Natur.	130
7.30. Die Polarisationsobservable G bestimmt aus generierten Daten mit verschiedenen Bestimmungsmethoden.	131
7.31. Die Polarisationsobservable G bestimmt aus generierten Daten mit verschiedenen Bestimmungsmethoden.	132
7.32. Der Wert χ^2/NDF für die Fitfunktionen der absoluten und Differenzmethode.	132
7.33. Die Doppelpolarisationsobservable G für die drei unterschiedlichen Bestimmungsmethoden und die verschiedenen Schnittbreiten.	133
 8.1. Die Polarisationsobservable Σ für die verschiedenen Energieintervalle.	136
8.2. Die Polarisationsobservable Σ für die verschiedenen Energieintervalle.	137
8.3. Die Energieabhängigkeit der Polarisationsobservablen Σ für zwei verschiedene Winkel.	138
8.4. Die Doppelpolarisationsobservable G für die verschiedenen Energieintervalle (rote Punkte) mit dem systematischen Fehler (graue Balken). Die Linien stellen die Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen dar: BnGa [BnG10] (rot), MAID [DKT07] (schwarz), SAID [D ⁺ 09] (blau).	139
8.5. Die Doppelpolarisationsobservable G für die verschiedenen Energieintervalle. Farbgebung wie in Abbildung 8.4.	140
8.6. Die Energieabhängigkeit der Doppelpolarisationsobservablen G für verschiedene Winkel.	141
8.7. Die Energieabhängigkeit der Doppelpolarisationsobservablen G für verschiedene Winkel, verglichen mit der MAID-Vorhersage.	142

8.8. Die Doppelpolarisationsobservable G aus Multipolen mit $l \leq 1$ (rot), $l = 2$ (blau) und $l = 3$ (schwarz).	144
8.9. Die winkelabhängige Verteilung von $\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta}$ für verschiedene Energieintervalle. Es wurde jeweils ein Polynom zweiten Grades (schwarz) und bei hohen Energien ein Polynom vierten Grades (rot) angepasst.	145
8.10. Der Wert χ^2/NDF für das Anfitten von Polynomen zweiten Grades an die Größe $\frac{\hat{G}}{\sin^2 \theta}$ für verschiedene Energien.	146
8.11. Der energieabhängige Verlauf der Beiträge von verschiedenen Ordnungen von $\cos \theta$ zur Doppelpolarisationsobservable G , generiert aus den Multipolbeiträgen der BnGa-Partialwellenanalyse [BnG10].	147
8.12. Die dominanten Interferenzterme der Multipole für den konstanten Anteil und verschiedene Ordnungen von $\cos \theta$, welche in die Doppelpolarisationsobservable G eingehen.	147
8.13. Der Wert χ^2/NDF für das Anfitten von Polynomen zweiten Grades für die verschiedenen Energien der Größe $\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2 \theta}$. Ein Anstieg ist ab einer Energie von $E_\gamma = 830$ MeV zu erkennen, ab der auch Resonanzen mit Drehimpulsen $l \leq 3$ beitragen.	148
8.14. Der energieabhängige Verlauf der Beiträge von verschiedenen Ordnungen von $\cos \theta$ zur Polarisationsobservable Σ	149
8.15. Die dominanten Interferenzterme der Multipole für den konstanten Anteil und verschiedene Ordnungen von $\cos \theta$, welche in die Polarisationsobservable Σ eingehen.	150
8.16. Die konstanten Terme der Observablen $\hat{\Sigma}$ und \hat{G}	151
A.1. Die Grenzenergie der Protonen, ab der 80% der Ereignisse aus 3-PED-Ereignissen stammen.	161
A.2. Die Grenzenergie der Protonen, bei der 80% der Ereignisse aus 3-PED- oder 2.5-PED-Ereignissen stammen.	162
A.3. Die zeitlich koinzidenten Treffer der szintillierenden Latten und der szintillierenden Fasern.	164
A.4. Die energieabhängige Verteilung der Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, mit ausschließlicher Verwendung von koinzidenten Treffern (schwarz). Mit zusätzlichen Treffern einzelner szintillierender Latten (rot) lässt sich die Anzahl der Ereignisse um 25% erhöhen.	165
A.5. Die berechnete Protonenmasse für die verschiedenen Targetmaterialien bei zwei unterschiedlichen Photonenenergien. Deutlich sichtbar ist ein Verschiebung zwischen der Messung am Butanol- und am Wasserstoff-Target, welche für niedrige Photonenenergien stärker ist.	167
A.6. Die berechnete Protonenmasse für die verschiedenen Targetmaterialien bei zwei unterschiedlichen Photonenenergien mit künstlicher Verschiebung der berechneten Protonenmasse am Wasserstoff-Target. Bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 800$ MeV beträgt die Verschiebung $m_{\text{diff}} = 15,9$ MeV, bei $E_\gamma = 1000$ MeV $m_{\text{diff}} = 13,3$ MeV.	168

Tabellenverzeichnis

2.1. Die elektromagnetischen Multipole EL und ML für das einlaufende Photon und die Pion-Multipole $E_{l\pi^\pm}$ und $M_{l\pi^\pm}$ für $L \leq 2$	11
2.2. Übersicht über die Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen	16
3.1. Die Eigenschaften der verschiedenen Targets.	36
3.2. Eigenschaften der verschiedenen Kristalltypen [N ⁺ 10, A ⁺ 92].	41
3.3. Triggerbedingungen der Datentrigger Trig41 und Trig42c.	43
4.1. Zusammenfassung der Datensätze, die in dieser Analyse verwendet wurden.	49
4.2. Übersicht über die generierten Ereignisse.	51
5.1. Zeitauflösung nach der Zeitkalibration	56
6.1. Zusammenfassung der verschiedenen Ereignisklassen.	74
6.2. Die zur Berechnung der Reaktionszeit verwendeten Differenzen zwischen den Reaktionsprodukten und dem Strahlphoton für die verschiedenen Ereignisklassen.	78
6.3. Übersicht über die verschiedenen Schnitte bei den unterschiedlichen Ereignisklassen.	90
7.1. Die gemittelten Fehler der Observablen G.	134

Literaturverzeichnis

- [A⁺92] E. Aker et al. The Crystal Barrel spectrometer at LEAR. *Nucl. Instrum. Meth.*, A321:69–108, 1992.
- [A⁺05] A.V. Anisovich et al. Photoproduction of baryons decaying into N π and N η . *Eur. Phys. J.*, A25:427–439, 2005.
- [A⁺10] A.V. Anisovich et al. Photoproduction of pions and properties of baryon resonances from a Bonn-Gatchina partial wave analysis. *Eur. Phys. J.*, A44:203–220, 2010.
- [A⁺11] A. V. Anisovich et al. Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis. 2011.
- [AAA⁺05] J. Ahrens, S. Altieri, J.R. Annand, H.J. Arends, R. Beck, et al. Measurement of the G asymmetry for the γ p \rightarrow N π channels in the $\Delta(1232)$ resonance region. *Eur. Phys. J.*, A26:135–140, 2005.
- [ABSW08] R. Arndt, W. Briscoe, I. Strakovsky, and R. Workman. Partial-wave analysis and baryon spectroscopy. *Eur. Phys. J.*, A35:311–316, 2008.
- [AFH⁺73] K.H. Althoff, P. Feller, H. Herr, W. Hoffmann, V. Kadansky, et al. Photoproduction of π^+ mesons on polarized protons at photon energies between 0.5 and 2.2 GeV. *Nucl. Phys.*, B53:9–18, 1973.
- [AFR85] Richard A. Arndt, John M. Ford, and L. David Roper. Pion - nucleon partial wave analysis to 1100 MeV. *Phys. Rev.*, D32:1085, 1985.
- [ASWP95] Richard A. Arndt, Igor I. Strakovsky, Ron L. Workman, and Marcello M. Pavan. Updated analysis of π N elastic scattering data to 2.1 GeV: The Baryon spectrum. *Phys. Rev.*, C52:2120–2130, 1995.
- [AWLR90] Richard A. Arndt, Ron L. Workman, Zhujun Li, and L. David Roper. Partial-wave analysis of pion photoproduction. *Phys. Rev. C*, 42(5):1853–1863, Nov 1990.
- [B⁺97] R. Beck et al. Measurement of the E2/M1 ratio in the N \rightarrow Delta transition using the reaction p(gamma(pol.),p)pi0. *Phys. Rev. Lett.*, 78:606–609, 1997.
- [B⁺98] A. Bock et al. Measurement of the target asymmetry of η and π^0 photoproduction on the proton. *Phys. Rev. Lett.*, 81:534–537, 1998.
- [B⁺99] C. Bradtke et al. A new frozen-spin target for 4π particle detection. *Nucl. Instrum. Meth.*, A436:430–442, 1999.
- [B⁺05a] O. Bartalini et al. Measurement of π^0 photoproduction on the proton from 550 MeV to 1500 MeV at GRAAL. *Eur. Phys. J.*, A26:399–419, 2005.

- [B⁺05b] O. Bartholomy et al. Neutral pion photoproduction off protons in the energy range $0.3 \text{ GeV} \leq E(\gamma) \leq 3 \text{ GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 94:012003, 2005.
- [B⁺07] O. Bartholomy et al. Photoproduction of η -mesons off protons. *Eur. Phys. J.*, A33:133–146, 2007.
- [BDS74] I. S. Barker, A. Donnachie, and J. K. Storrow. Analysis of π^0 photoproduction at intermediate and high-energy. *Nucl. Phys.*, B79:431, 1974.
- [BDS75] I. S. Barker, A. Donnachie, and J. K. Storrow. Complete experiments in pseudoscalar photoproduction. *Nucl. Phys.*, B95:347, 1975.
- [BGH⁺86] E. Blucher, B. Gittelman, B.K. Heltsley, J. Kandaswamy, R. Kowalewski, Y. Kubota, N. Mistry, S. Stone, and A. Bean. Tests of cesium iodide crystals for an electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 249(2-3):201 – 227, 1986.
- [BnG10] Bonn-Gatchina partial wave analysis, BG2010-02, 2010.
- [Bös06] Sabine Böse. *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [BRB⁺79] P.J. Bussey, J.G. Rutherglen, P.S.L. Booth, L.J. Carroll, G.R. Court, et al. Measurements of the double polarization parameters G and H in neutral pion photoproduction. *Nucl. Phys.*, B159:383, 1979.
- [CGLN57] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, and Y. Nambu. Relativistic dispersion relation approach to photomeson production. *Phys. Rev.*, 106(6):1345–1355, Jun 1957.
- [CM97] D. G. Crabb and W. Meyer. Solid polarized targets for nuclear and particle physics experiments. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 47:67–109, 1997.
- [Cre01] V. Credé. CBGEANT. CBNote 002, 2001.
- [CT97] Wen-Tai Chiang and Frank Tabakin. Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. *Phys. Rev.*, C55:2054–2066, 1997.
- [D⁺03] H. Dutz et al. First measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for H1 from 0.7 GeV to 1.8 GeV at ELSA. *Phys. Rev. Lett.*, 91:192001, 2003.
- [D⁺04] H. Dutz et al. Experimental check of the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule for H1. *Phys. Rev. Lett.*, 93:032003, 2004.
- [D⁺09] M. Dugger et al. π^+ photoproduction on the proton for photon energies from 0.725 to 2.875 gev. *Phys. Rev. C*, 79(6):065206, 2009.
- [Dah08] Thomas Dahlke. *Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [DHKT99] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov, and L. Tiator. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV. *Nucl. Phys.*, A645:145–174, 1999.

- [Die08] Jessica Dielmann. *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [DKT07] D. Drechsel, S. S. Kamalov, and L. Tiator. Unitary Isobar Model - MAID2007. *Eur. Phys. J.*, A34:69–97, 2007.
- [DRGG75] A. De Rujula, Howard Georgi, and S. L. Glashow. Hadron masses in a gauge theory. *Phys. Rev.*, D12:147–162, 1975.
- [Dut11] Hartmut Dutz. Private Kommunikation, 2011.
- [E⁺07] D. Elsner et al. Measurement of the beam asymmetry in η -photoproduction off the proton. *Eur. Phys. J.*, A33:147–155, 2007.
- [E⁺09] D. Elsner et al. Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in π^0 -photoproduction off the proton. *Eur. Phys. J.*, A39:373–381, 2009.
- [Ebe12] Holger Eberhardt. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [EDRW11] Robert G. Edwards, Jozef J. Dudek, David G. Richards, and Stephen J. Wallace. Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD. *Phys. Rev.*, D84:074508, 2011.
- [Els07] Daniel Elsner. *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [FGML73] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Phys. Lett.*, B47:365–368, 1973.
- [Fle01] Holger Flemming. *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [FP09] Kathrin Fornet-Ponse. *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Fro12] F. Frommberger. <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de>, 2012.
- [FTS92] C. G. Fasano, Frank Tabakin, and Bijan Saghai. Spin observables at threshold for meson photoproduction. *Phys. Rev.*, C46:2430–2455, 1992.
- [Fun08] Christian Funke. *Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [GM64] Murray Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [Got09] Manuela Gottschall. Documentation of the TAPS energy calibration. CB-TR16Note 002, 2009.

- [Got12] Manuela Gottschall. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Grü06] Marcus Grüner. *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Grü12] Marcus Grüner. Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [GW73] D. J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [H⁺11] F. Huang et al. Pion photoproduction in a dynamical coupled-channels model. 2011.
- [Ham09] Christian Hammann. *Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Har08] Jan Hartmann. *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Hej98] Volker Hejny. *Photoproduktion von η -Mesonen an Helium 4*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998.
- [Hil06] W. Hillert. The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future. *Eur. Phys. J.*, A28S1:139–148, 2006.
- [Hof01] M. Hoffmann. *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Hon09] Christian Honisch. *Untersuchungen zu einer neuen Avalanche-Photodioden-Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Hus85] D. Husmann. The ELSA stretcher ring. In D. Menze, W. Pfeil, and W. Schwille, editors, *Electron and Photon Interactions at Intermediate Energies*, volume 234 of *Lecture Notes in Physics*, pages 379–391. Springer Berlin / Heidelberg, 1985.
- [IK78] Nathan Isgur and Gabriel Karl. P wave baryons in the quark model. *Phys. Rev.*, D18:4187, 1978.
- [Jun00] Jörg Junkersfeld. *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* . Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Jür12] Inke Jürgensen. Masterarbeit in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [K⁺95] B. Krusche et al. New threshold photoproduction of η mesons off the proton. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3736–3739, 1995.

- [Kai07] David Kaiser. *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Kam10] Susanne Kammer. *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [KDT95] G. Knochlein, D. Drechsel, and L. Tiator. Photoproduction and electroproduction of η mesons. *Z.Phys.*, A352:327–343, 1995.
- [KJDL⁺09] H. Kamano, B. Julia-Diaz, T. S. H. Lee, A. Matsuyama, and T. Sato. Double and single pion photoproduction within a dynamical coupled-channels model. *Phys. Rev.*, C80:065203, 2009.
- [KS03] B. Krusche and S. Schadmand. Study of non-strange baryon resonances with meson photoproduction. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 51:399–485, 2003.
- [LB05] M. Lang and R. Beck. Measurement of the G asymmetry in single π^0 and η meson production. Proposal to the PAC, 2005.
- [Leo87] W. R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how to approach. 1987. Berlin, Germany: Springer (1987) 368 p.
- [LL86a] Lev D. Landau and Evgenij M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik II*. 1986.
- [LL86b] Lev D. Landau and Evgenij M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik IV*. 1986.
- [LMP01] Ulrich Loring, Bernard C. Metsch, and Herbert R. Petry. The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: The non-strange baryon spectrum and ground-states. *Eur. Phys. J.*, A10:395–446, 2001.
- [Mak09] Karoly Makonyi. Private Kommunikation, 2009.
- [MHA⁺97] M. MacCormick, J. Habermann, J. Ahrens, G. Audit, R. Beck, A. Braghieri, G. Galler, N. d'Hose, V. Isbert, P. Pedroni, T. Pinelli, G. Tamas, S. Wartenberg, and A. Zabrodin. Total photoabsorption cross section for ${}^4\text{He}$ from 200 to 800 MeV. *Phys. Rev. C*, 55(3):1033–1038, Mar 1997.
- [MSW⁺71] E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec, R. D. Kephart, and W. P. Trower. Nuclear fermi momenta from quasielastic electron scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 26(8):445–448, Feb 1971.
- [Mül07] Jonas Müller. *Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [N⁺10] K Nakamura et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G37:075021, 2010.
- [Nan10] Mariana Nanova. Modification of the ω meson properties in the nuclear medium. *AIP Conf. Proc.*, 1322:108–115, 2010.

- [NGH⁺03] F. A. Natter, P. Grabmayr, T. Hehl, R. O. Owens, and S. Wunderlich. Monte carlo simulation and analytical calculation of coherent bremsstrahlung and its polarisation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 211(4):465 – 486, 2003.
- [Nov91] R. Novotny. The BaF_2 photon spectrometer TAPS. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 38:379–385, 1991.
- [OM59] Haakon Olsen and L. C. Maximon. Photon and electron polarization in high-energy bremsstrahlung and pair production with screening. *Phys. Rev.*, 114:887–904, 1959.
- [PG08] Damian-Maria Piontek and Marcus Grüner. Hit-Reconstruction in ChaPI. CB-TR16Note 003, 2008.
- [S⁺75] S. Stein et al. Electron scattering at 4 degrees with energies of 4.5 GeV - 20 GeV. *Phys. Rev.*, D12:1884, 1975.
- [S⁺10] N. Sparks et al. Measurement of the beam asymmetry Σ in the forward direction for $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ photoproduction. *Phys. Rev.*, C81:065210, 2010.
- [SAI12] SAID. <http://gwdac.phys.gwu.edu/>, 2012.
- [Sch98] F. Schwabl. Quantenmechanik (QM I). 1998. Berlin, Germany: Springer (1998).
- [Sei09] Tobias Seifen. *Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [SHKL10] A. M. Sandorfi, S. Hoblit, H. Kamano, and T. S. H. Lee. Calculations of polarization observables in pseudoscalar meson photo-production and experimental constraints on the $\gamma p \rightarrow K \Lambda$ multipoles. 2010.
- [T⁺12] A. Thiel et al. Photoproduction of π^0 with polarized photons and protons: measurement of G. 2012. Publikation in Vorbereitung.
- [TBN05] U. Thoma, O. Bartholomy, and A. Nikonov. Measurement of the helicity dependence of η and π^0 photoproduction. Proposal to the PAC, 2005.
- [Tim69] U. Timm. Coherent bremsstrahlung of electrons in crystals. *Fortsch. Phys.*, 17:765–808, 1969.
- [TK49] H. Taub and P. Kusch. The magnetic moment of the proton. *Phys. Rev.*, 75:1481–1492, May 1949.
- [TW01] Anthony William Thomas and Wolfram Weise. The Structure of the Nucleon. 2001. Berlin, Germany: Wiley-VCH (2001) 389 p.
- [Übe56] H. Überall. High-energy interference effect of bremsstrahlung and pair production in crystals. *Phys. Rev.*, 103:1055–1067, 1956.
- [vP⁺07] H. van Pee et al. Photoproduction of π^0 -mesons off protons from the $\Delta(1232)$ region to $E(\gamma) = 3$ GeV. *Eur. Phys. J.*, A31:61–77, 2007.
- [Wal69] R. L. Walker. Phenomenological analysis of single-pion photoproduction. *Phys. Rev.*, 182(5):1729–1748, Jun 1969.

- [Wal11] Dieter Walther. Private Kommunikation, 2011.
- [Wen08] Christoph Wendel. *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Wik11] Wikimedia Commons. http://commons.wikimedia.org/wiki/file:calcium_spectrum.jpg (aufgerufen am 17.06.2011), 2011.
- [Wik12] Wikimedia Commons. http://commons.wikimedia.org/wiki/file:spectral_lines_absorption.png (aufgerufen am 09.01.2012), 2012.
- [Wil11] Jens Wilting. *Determination of the energy and angle dependent proton identification efficiency for the Crystal-Barrel forward detector*. Bachelorarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Win06] Alexander Winnebeck. *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Wun12] Yannick Wunderlich. *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.