

**Bestimmung von
Polarisationsobservablen in der
 π^0 und ω Photoproduktion
am Proton mit dem
CBELSA/TAPS-Experiment**

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Holger Eberhardt

aus Köln

Bonn 2012

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

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: Prof. Dr. Ian C. Brock
Tag der Promotion: 31.10.2012

Kurzfassung

Ziel des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes am Elektronenbeschleuniger ELSA in Bonn ist die Untersuchung der Nukleon-Resonanzstruktur durch Photoproduktion von Mesonen. Zu diesem Zweck ist die Messung von Polarisationsobservablen unabdingbar. Um diese Polarisationsobservablen für unterschiedliche Reaktionen zu bestimmen, erfolgen die Messungen mit wahlweise linear oder zirkular polarisierten Photonen und unter Verwendung eines polarisierten Targets.

Die Bereitstellung linear polarisierter Photonen durch kohärente Bremsstrahlung sowie die Bestimmung des linearen Polarisationsgrades war ein Teil dieser Arbeit. Durch präzise Ausrichtung eines Diamantkristalls mit Hilfe eines Goniometers konnten kohärente Intensitätsüberhöhungen und somit linear polarisierte Photonen bei frei wählbaren Photonenergien und Polarisations Ebenen generiert werden. Der Polarisationsgrad ergibt sich aus einer Parametrisierung und Anpassung an das gemessene kohärente Bremsstrahlspektrum und wurde mit einem maximalen relativen Fehler von 5 % über einen weiten Energiebereich bestimmt.

Die Güte der Polarisationsbestimmung konnte durch die Extraktion der Polarisationsobservablen Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und den Vergleich der Ergebnisse mit früheren Messungen überprüft werden. Des Weiteren wurde für die gleiche Reaktion die Doppelpolarisationsobservable G gemessen, indem die Reaktion linear polarisierter Photonen mit einem longitudinal polarisierten Target untersucht wurde. Die Ergebnisse zur Observable G bieten wertvolle Informationen für Partialwellenanalysen und somit für die Bestimmung von Nukleon-Resonanzzuständen. Insbesondere können die vorgestellten Ergebnisse auch dazu beitragen die Eigenschaften von bekannten Resonanzzuständen besser zu verstehen.

Der Hauptschwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$. Für diese Reaktion wurden die Polarisationsobservablen Σ und Σ_π , sowie erstmalig die mit polarisiertem Photonstrahl und polarisiertem Target gemessenen Observablen G , G_π und E bestimmt. Insbesondere die Ergebnisse für die mit hoher Statistik gemessene Observable E liefern starke Hinweise auf die Produktion von ω -Mesonen über den Zerfall von Resonanzen im s-Kanal.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	7
2.1	Quarkmodelle	8
2.1.1	Bonn-Modell	9
2.2	Photoproduktion von Mesonen	11
2.2.1	Multipole	11
2.2.2	Photoproduktions-Amplituden	12
2.2.3	Partialwellen	13
2.3	Polarisationsobservablen	14
2.3.1	Kinematik	14
2.3.2	Wirkungsquerschnitt	15
2.3.3	Photonasymmetrie Σ und Pionasymmetrie Σ_π	18
2.3.4	Polarisationsobservablen G und G_π	20
2.3.5	Doppelpolarisationsobservable E	22
3	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	23
3.1	Injector-Linearbeschleuniger	23
3.2	Booster-Synchrotron	23
3.3	Stretcherring	25
3.4	Langsame Resonanzextraktion	25
3.5	Polarisationstransport	26
4	CBELSA/TAPS-Experiment	29
4.1	Crystal-Barrel- und Vorwärts-Detektor	30
4.2	Innendetektor	31
4.3	Mini-TAPS Detektor	32
4.4	Cherenkov Detektoren	33
4.5	GIM, Flussmonitor und Photonkamera	33
4.6	Experimentiertargets	34
4.7	Photonmarkierungsanlage	36
4.8	Møllerdetektor	37
4.9	Trigger und Datenerfassung	38
4.10	Goniometer	40

5	Bremsstrahlung	43
5.1	Inkohärente Bremsstrahlung	44
5.1.1	Kinematik	44
5.1.2	Wirkungsquerschnitt	46
5.1.3	Kollimation	47
5.2	Kohärente Bremsstrahlung	48
5.2.1	Kinematik	48
5.2.2	Wirkungsquerschnitt	49
5.2.3	Erzeugung linear polarisierter Photonen	51
5.2.4	Kollimation	56
6	Linear polarisierte Photonen an ELSA	57
6.1	Kristalleinstellung	57
6.1.1	Definition der Winkel	57
6.1.2	<i>Stonehenge</i> -Methode	61
6.1.3	Wahl der Polarisations Ebenen	64
6.2	Messbedingungen	66
6.3	Bestimmung des Polarisationsgrades	68
6.3.1	Ergebnisse und Fehler des Polarisationsgrades	71
7	Analyse von CBELSA/TAPS Daten	75
7.1	Detektorkalibration	76
7.1.1	Zeitkalibration	76
7.1.2	Energiekalibration	77
7.2	Teilchenrekonstruktion	80
7.2.1	Energierekonstruktion	80
7.2.2	Ortsrekonstruktion	80
7.2.3	Ladungsrekonstruktion und halbe PEDs	81
7.3	Extraktion der Endzustände	81
7.3.1	Vorselektion	82
7.3.2	Ladungserkennung	82
7.3.3	Zeitschnitte	82
7.3.4	Kinematische Schnitte	83
8	Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	85
8.1	Extraktion des $p\pi^0$ Endzustands	86
8.1.1	Zeitschnitte	86
8.1.2	Koplanaritätsschnitt	89
8.1.3	Polarwinkeldifferenzschnitt	89
8.1.4	Schnitt auf fehlende Masse	90
8.1.5	Schnitt auf die berechnete Photonenergie	91
8.1.6	Qualität der π^0 -Rekonstruktion	92
8.2	Extraktion der Polarisationsobservablen	93
8.2.1	Photonasymmetrie Σ	93
8.2.2	Verdünnungsfaktor	98

8.2.3	Doppelpolarisationsobservable G	99
8.3	Diskussion der Ergebnisse	104
9	Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	109
9.1	Extraktion des $p\omega$ Endzustands	110
9.1.1	Schnitt auf invariante Masse des Zerfallspions	111
9.1.2	Schnitt auf die Energie des dritten Photons	111
9.1.3	Zeitschnitte	111
9.1.4	Koplanaritätsschnitt	113
9.1.5	Polarwinkeldifferenzschnitt	113
9.1.6	Schnitt auf fehlende Masse	114
9.1.7	Qualität der ω -Rekonstruktion	114
9.2	Extraktion der Polarisationsobservablen	115
9.2.1	Untersuchung des Untergrundes	115
9.2.2	Photonasymmetrie Σ und Pionasymmetrie Σ_π	118
9.2.3	Verdünnungsfaktor	123
9.2.4	Polarisationsobservablen G und G_π	124
9.2.5	Doppelpolarisationsobservable E	127
9.3	Diskussion der Ergebnisse	131
10	Zusammenfassung und Ausblick	135
A	Graphen zur Polarisationbestimmung	139
B	Relative Abweichungen von ANB-Rechnung und Messung	153
C	Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	167
D	Variation der Schnittbreiten für G in der π^0-Produktion	171
E	Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	173
F	Multipol-Darstellung der Doppelpolarisationsobservablen G	175
G	Σ und Σ_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	177
H	Variation der Schnittbreiten für G und G_π in der ω-Produktion	179
I	G und G_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	181
J	Variation der Schnittbreiten für E in der ω-Produktion	183
K	E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	185

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektrum des Wasserstoffatoms	1
1.2	Aufbau der Materie	2
1.3	Breit-Wigner-Resonanzen in der π^0 -Photoproduktion	2
1.4	Energieabhängige Wirkungsquerschnitte	4
2.1	Struktur des Baryons	7
2.2	Nukleonresonanzen im Bonn-Modell	9
2.3	Nukleonresonanzen im Bonn-Modell \mathcal{C}	10
2.4	Zusammenhang zwischen e.m. Multipolen und Pionmultipolen	12
2.5	Koordinatensysteme für Polarisationsvektoren	15
2.6	Definition der Reaktionsebene	16
2.7	Anschauliche Erklärung zur Photonasymmetrie	18
2.8	ω Produktionsmechanismus	19
2.9	Definition der Zerfallsebene	20
2.10	Anschauliche Erklärung zur Doppelpolarisationsobservable G	21
2.11	Doppelpolarisationsobservable E	22
3.1	Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	24
4.1	CBELSA/TAPS-Experiment	30
4.2	Crystal-Barrel- und CB-Vorwärts-Detektor	31
4.3	Innendetektor	32
4.4	Mini-TAPS Detektor	33
4.5	Polarisiertes Target	35
4.6	Photonmarkierungsanlage	36
4.7	Møllerdetektor	38
4.8	Goniometer	40
4.9	Elektronenstrahlprofile	42
5.1	Feynman-Diagramme zur Bremsstrahlung	43
5.2	Impulsbeziehungen in der Bremsstrahlung	44
5.3	Kinematische Einschränkungen für die Rückstoßimpulse	46
5.4	Elementarzelle eines Diamantkristalls	48
5.5	Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung	51
5.6	Orientierung des Elektronenstrahls im Kristallsystem	51
5.7	Lage des „pancakes“ für den Fall $\theta = 0$	52

5.8	Lage des „pancakes“ für den Fall $\theta \neq 0$ und $\theta \ll 1$	52
5.9	Lage des „pancakes“ für den Fall $\theta \ll 1$ ($\theta \neq 0$) und $\alpha \neq 0$	53
5.10	Lage der Diskontinuität und Form des kohärenten Spektrums	55
5.11	Polarisation verursacht durch einen Gittervektor	55
6.1	Definition der Streuwinkel	58
6.2	Winkeldifferenzen zwischen Diamant-, Strahl- und Goniometersystem	59
6.3	Winkel zur Positionierung des Kristalls	60
6.4	kohärentes Bremsstrahlspektrum	61
6.5	<i>Stonehenge</i> -Plot für eine ungeeichte Kristallorientierung	62
6.6	<i>Stonehenge</i> -Plot für eine geeichte Kristallorientierung	63
6.7	Bestimmung der Offsets Φ , Θ , B_v und B_h	64
6.8	Vergleich kohärenter Spektren für verschiedene Polarisations Ebenen	64
6.9	Azimutale π^0 -Winkelverteilung für zwei Polarisations Ebenen	66
6.10	Online-Überwachung des kohärenten Spektrums	67
6.11	Stabilität der kohärenten Kante	68
6.12	Zeitspektrum des SciFi-Detektors und kohärentes Spektrum	69
6.13	Graphische Oberfläche für das ANB-Programm	70
6.14	Berechnete und gemessene kohärente Spektren	71
6.15	Zeitspektren zur Betrachtung von Kollimationseffekten	72
6.16	Einfluss der Kollimation auf das kohärente Spektrum	73
6.17	Relative Abweichungen von Rechnung und Messung	74
8.1	Invariante-Masse-Verteilung von zwei Photonen	87
8.2	Zeitspektren zur π^0 -Analyse	88
8.3	Koplanaritätsspektrum zur π^0 -Analyse	89
8.4	Polarwinkeldifferenzen für die π^0 -Analyse	90
8.5	Fehlende-Masse-Verteilungen für die π^0 -Analyse	90
8.6	Gemessene gegen berechnete Photonenergie für die π^0 -Analyse	91
8.7	Wirkung des Schnitts auf die berechnete Photonenergie	92
8.8	Wirkung der Schnitte auf die invariante Masse zweier Photonen	92
8.9	Photon-Multiplizität für die π^0 -Analyse	93
8.10	π^0 -Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observable Σ	94
8.11	Photonasymmetrie Σ in der π^0 -Photoproduktion	96
8.12	Σ der π^0 -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten	97
8.13	Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors	99
8.14	π^0 -Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G	101
8.15	Doppelpolarisationsobservable G der π^0 -Photoproduktion	103
8.16	Untersuchung der Observablen G für $E_\gamma=873$ MeV	105
8.17	Untersuchung der Observablen G für $E_\gamma=1067$ MeV	106
8.18	Untersuchung der Observablen G für $E_\gamma=1218$ MeV	107
8.19	Doppelpolarisationsobservable G als Funktion von E_γ	107
9.1	$\pi^0\gamma$ Invariante-Masse-Spektrum	110
9.2	$\gamma\gamma$ Invariante-Masse-Spektrum für das Zerfallspion	111
9.3	Zeitspektren zur ω -Analyse	112

9.4	Koplanaritätsspektrum zur ω -Analyse	113
9.5	Polarwinkeldifferenzen für die ω -Analyse	113
9.6	Fehlende-Masse-Verteilungen für die ω -Analyse	114
9.7	Wirkung der Schnitte für die ω -Analyse	114
9.8	Multiplizität für die ω -Analyse	115
9.9	Untergrundanpassung für die ω -Analyse	116
9.10	Überhöhung durch den Untergrund im Bereich des ω -Signalpiks . . .	117
9.11	$2\pi^0$ -Untergrundanalyse	118
9.12	Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen Σ	119
9.13	Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen Σ_π	120
9.14	Σ und Σ_π der ω -Photoproduktion	122
9.15	Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors	123
9.16	Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors für den $2\pi^0$ -Untergrund .	124
9.17	Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G	125
9.18	Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G_π	125
9.19	G und G_π der ω -Photoproduktion	128
9.20	Zählratenunterschiede zur Extraktion der Observablen E	129
9.21	Doppelpolarisationsobservable E der ω -Photoproduktion	132
9.22	Doppelpolarisationsobservable E als Funktion der Energie	134
A.1	Kohärente Spektren (Mai 2008, Polarisations Ebene +45°)	140
A.2	Kohärente Spektren (Mai 2008, Polarisations Ebene -45°)	141
A.3	Kohärente Spektren (Juni 2008, Polarisations Ebene +45°)	142
A.4	Kohärente Spektren (Juni 2008, Polarisations Ebene -45°)	142
A.5	Kohärente Spektren (August 2008, Polarisations Ebene +45°)	143
A.6	Kohärente Spektren (August 2008, Polarisations Ebene -45°)	144
A.7	Kohärente Spektren (Februar 2009, Polarisations Ebene +45°)	145
A.8	Kohärente Spektren (Februar 2009, Polarisations Ebene -45°)	145
A.9	Kohärente Spektren (August 2009, Polarisations Ebene +45°)	146
A.10	Kohärente Spektren (August 2009, Polarisations Ebene -45°)	147
A.11	Kohärente Spektren (Juli 2010, Polarisations Ebene +45°)	148
A.12	Kohärente Spektren (Juli 2010, Polarisations Ebene -45°)	149
A.13	Kohärente Spektren (Oktober 2010, Polarisations Ebene +45°)	150
A.14	Kohärente Spektren (Oktober 2010, Polarisations Ebene -45°)	151
B.1	Geteilte Spektren (Mai 2008, Polarisations Ebene +45°)	154
B.2	Geteilte Spektren (Mai 2008, Polarisations Ebene -45°)	155
B.3	Geteilte Spektren (Juni 2008, Polarisations Ebene +45°)	156
B.4	Geteilte Spektren (Juni 2008, Polarisations Ebene -45°)	156
B.5	Geteilte Spektren (August 2008, Polarisations Ebene +45°)	157
B.6	Geteilte Spektren (August 2008, Polarisations Ebene -45°)	158
B.7	Geteilte Spektren (Februar 2009, Polarisations Ebene +45°)	159
B.8	Geteilte Spektren (Februar 2009, Polarisations Ebene -45°)	159
B.9	Geteilte Spektren (August 2009, Polarisations Ebene +45°)	160
B.10	Geteilte Spektren (August 2009, Polarisations Ebene -45°)	161

B.11	Geteilte Spektren (Juli 2010, Polarisationssebene $+45^\circ$)	162
B.12	Geteilte Spektren (Juli 2010, Polarisationssebene -45°)	163
B.13	Geteilte Spektren (Oktober 2010, Polarisationssebene $+45^\circ$)	164
B.14	Geteilte Spektren (Oktober 2010, Polarisationssebene -45°)	165
D.1	G der π^0 -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten	172
H.1	G der ω -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten	179
H.2	G_π der ω -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten	180
J.1	E der ω -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten	184

Tabellenverzeichnis

2.1	e.m. Multipole, Pionmultipole und Partialwellen	14
2.2	Polarisationsobservablen	17
4.1	Triggerbedingungen	39
4.2	Goniometertische	41
6.1	Überblick über die Messperioden mit linear polarisierten Photonen . .	68
7.1	Zeitauflösung der Detektoren	77
C.1	Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	169
E.1	Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	174
G.1	Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	177
G.2	Pionasymmetrie Σ_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	177
I.1	Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	181
I.2	Polarisationsobservable G_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	181
K.1	Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$	186

Kapitel 1

Einleitung

Schon im Jahr 1911 entdeckte Ernest Rutherford, dass das Atom aus einem Kern und einer Hülle besteht, wobei fast die gesamte Masse und die positive Ladung im Atomkern vereint ist, während die Atomhülle aus den „leichten“ Elektronen besteht [RUT11]. Der Aufbau der Atomhülle kann durch spektroskopische Experimente untersucht werden, die ausnutzen, dass Atome durch Absorption oder Emission diskreter Energien ihren Energiezustand ändern können. Aus den so messbaren Übergangsenergien kann auf die Lage der Elektron-Energieniveaus geschlossen werden. Als Beispiel hierfür ist in Abbildung 1.1 das Emissionsspektrum des Wasserstoffatoms im sichtbaren Wellenlängenbereich gezeigt.

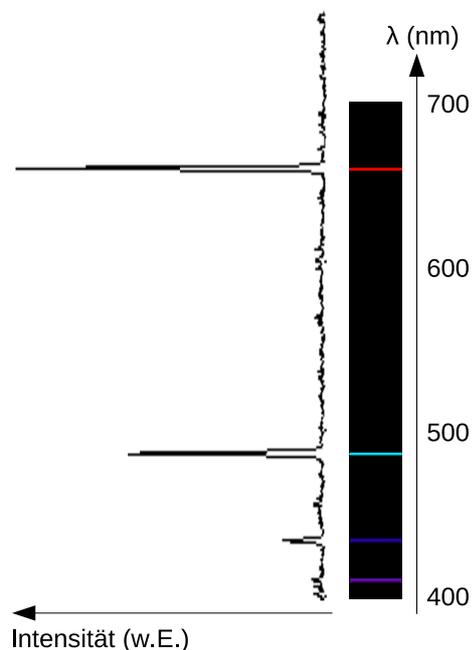


Abbildung 1.1: Emissionsspektrum des Wasserstoffatoms im sichtbaren Wellenlängenbereich (Balmer-Serie) [UWI10].

Spektroskopische Beobachtungen führten zur Entwicklung des Bohrschen Atommodells, welches postuliert, dass die Elektronen den Kern auf diskreten Bahnen umkreisen. Diese und andere Entdeckungen waren verantwortlich für die Entwicklung

der Theorie der Quantenmechanik und später der Quantenelektrodynamik (QED), mit deren Hilfe die Struktur von Atomen erklärt werden kann.

Der Kern der Atome besteht aus Protonen und Neutronen, den sogenannten Nukleonen, die wiederum aus Quarks aufgebaut sind (vgl. Abbildung 1.2). Die Vorstellung des Nukleons als ein aus drei Quarks aufgebautes Teilchen geht zurück auf Gell-Mann [GEL64] und Zweig [ZWE64] aus dem Jahr 1964, wobei der erste Nachweis von Quarks mit Hilfe von Experimenten zur tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung im Jahr 1969 am SLAC¹ gelang [BLO⁺69, BR⁺69].

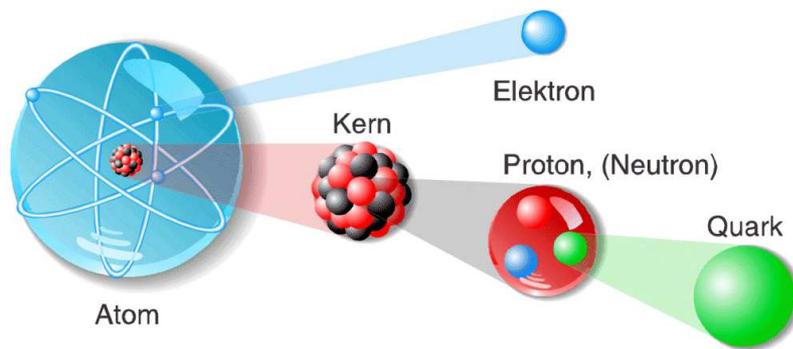


Abbildung 1.2: Der Aufbau der Materie aus „elementaren“ Quarks und Elektronen [PSI10].

Um die Struktur der Nukleonen genauer zu untersuchen, liegt es nahe, das in der Atomphysik so erfolgreiche Mittel der Spektroskopie auch zur experimentellen Erforschung des Nukleons zu verwenden.

Hier können zum Beispiel Protonen durch Photonen mit Energien im Bereich von Gigaelektronenvolt (GeV) resonant angeregt werden. Die so entstehenden Resonanzzustände sind, wie die Nukleonen, aus drei Valenzquarks aufgebaut² und können über die Emission von Mesonen³ wieder in den Grundzustand gelangen. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der Resonanzen sind diese energetisch sehr breit und können einander überlappen. Dies ist für die Anregung eines Protons und den nachfolgenden Zerfall in ein Proton und ein neutrales π -Meson in Abbildung 1.3 dargestellt.

Die Klassifizierung der angeregten Zustände geschieht mit Hilfe von Quantenzahlen durch die Notation $L_{2I,2J}$. Hierbei ist L der Bahndrehimpuls im Pion-Nukleon-System ($S(L=0)$, $P(L=1)$, $D(L=2)$, ...), I der Isospin und J der Gesamtdrehimpuls.

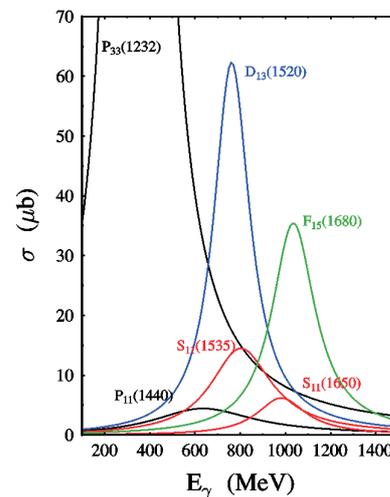


Abbildung 1.3: Breit-Wigner-Resonanzen in der π^0 -Photoproduktion [TIA02].

¹ SLAC = **S**tanford **L**inear **A**ccelerator

² Teilchen, die aus drei Valenzquarks aufgebaut sind, werden Baryonen genannt.

³ Mesonen sind Teilchen, die aus zwei Quarks (ein Quark und ein Antiquark) aufgebaut sind.

Die Theorie, welche die starke Wechselwirkung der Quarks über Gluonaustausch⁴ beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD). Eine Beschreibung der Quarkwechselwirkung ist für große Impulsüberträge, das heißt für kleine Abstände $d \ll 1$ fm, im Rahmen der QCD aufgrund der in diesem Bereich kleinen „Kopplungskonstante“ α_s ⁵ störungstheoretisch möglich (perturbative Störungstheorie). Für kleiner werdende Impulsüberträge wird die Kopplungskonstante größer, weshalb die perturbative Störungstheorie hier nicht mehr anwendbar ist. Bei kleinen Energien ($E < 1$ GeV) kommt die chirale Störungstheorie zur Anwendung. Sie beschreibt die starke Wechselwirkung der leichtesten (aus den leichten Quarks aufgebauten) Hadronen⁶ unter Vernachlässigung der Quarkmassen. Für den Energiebereich der Nukleonresonanzen sind jedoch weder die perturbative Störungstheorie noch die chirale Störungstheorie anwendbar. Hier wird versucht, die theoretische Beschreibung der Nukleon-Anregungsspektren mit Hilfe von Konstituentenquarkmodellen (Abschnitt 2.1) zu realisieren oder die QCD-Gleichungen numerisch auf einem vierdimensionalen Raum-Zeit-Gitter zu lösen (LQCD⁷).

Beim Vergleich der Konstituentenquarkmodelle mit experimentellen Daten lassen sich einige Auffälligkeiten feststellen. Eine Unregelmäßigkeit in den meisten dieser Modelle ist, dass das berechnete Anregungsspektrum des Protons im Vergleich zum gemessenen eine, in ihrer energetischen Lage und Paritätsabfolge, vertauschte Reihenfolge der experimentell sehr gut bekannten Resonanzen $P_{11}(1440)$ (*Roper-Resonanz*) und $S_{11}(1535)$ aufweist. Zum anderen gibt es eine deutliche Diskrepanz zwischen der (großen) Anzahl theoretisch vorhergesagter Zustände und der (deutlich kleineren) Anzahl experimentell gefundener Zustände.

Es ist eine offene Frage, ob diese Abweichungen von theoretischen Vorhersagen und experimentellen Daten auf eine nicht verstandene Struktur der Anregungszustände, ungenügende Näherungen in den Konstituentenquarkmodellen oder (im Falle des Problems der „fehlenden Resonanzen“) auf unzureichende Messungen zurückzuführen sind.

Eine mögliche Erklärung, insbesondere für das Problem der „fehlenden Resonanzen“ bietet die Tatsache, dass die meisten der experimentell gefundenen Resonanzen aus der Analyse von Pion-Nukleon-Streuexperimenten stammen. Es bietet sich also an, außerdem Kanäle, wie zum Beispiel ηN , $\eta' N$ oder ωN bzw. Zerfallskaskaden wie $\pi\pi N$ oder $\pi\eta N$, zu untersuchen.

Diese Fragestellungen können mit Photoproduktionsexperimenten wie dem im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ durchgeführten Crystal-Barrel/TAPS-Experiment (vgl. Kapitel 4) an ELSA (Kapitel 3) untersucht werden. Das CBELSA/TAPS-Experiment ist für die Detektion von Photonen, also ungeladenen Mesonen optimiert. Eine Herausforderung bei der Bestimmung von Nukleon-Resonanzzuständen ist, wie oben erwähnt,

⁴ aus dem englischen: to glue = kleben

⁵ α_s ist keine echte Konstante, sondern sie ist energieabhängig. Die Bezeichnung geschieht in Analogie zur Kopplungskonstante α in der QED.

⁶ Unter der Bezeichnung Hadronen werden alle Teilchen zusammengefasst, die aus Quarks aufgebaut sind.

⁷ Abkürzung aus dem Englischen für **L**attice-**Q**CD (Gitter-QCD)

deren energetische Breite (vgl. Abbildung 1.3). Durch eine Messung des Wirkungsquerschnittes alleine lassen diese Resonanzen sich nicht voneinander trennen. Messungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts sowie der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\omega$ sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Man erkennt sowohl im totalen als auch im $p\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt eine erste dominierende Resonanz (bei $E_\gamma \approx 350$ MeV liegt die $\Delta(1232)$) sowie zwei weitere Resonanzgebiete (bei $E_\gamma \approx 750$ MeV und $E_\gamma \approx 1$ GeV). Zu höheren Energien lassen sich, aufgrund einer Vielzahl beitragender Resonanzen, die Gebiete nicht mehr voneinander trennen, wie für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ gezeigt, deren Produktionsschwelle ($E_\gamma \approx 1108$ MeV) im dritten Resonanzgebiet liegt.

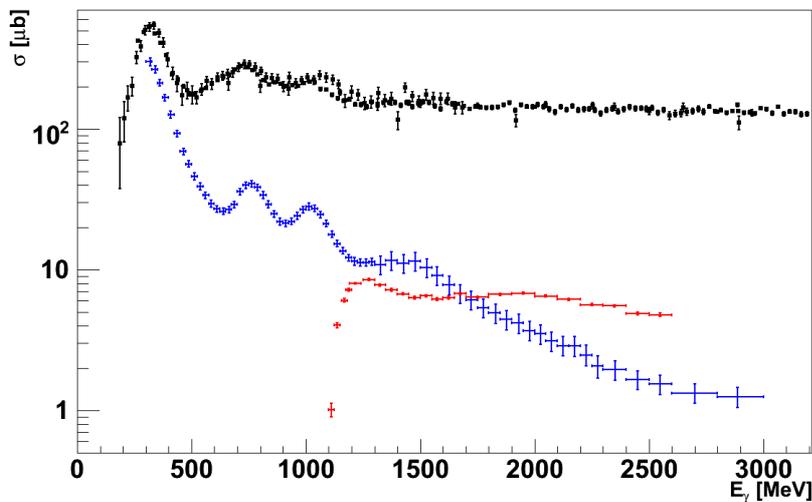


Abbildung 1.4: Energieabhängige Wirkungsquerschnitte: schwarz: totaler Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion ([BL⁺69, AR⁺72]), blau: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [BCP⁺05], rot: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ [BA⁺03].

Die Identifikation einzelner Resonanzbeiträge kann mit Hilfe einer Partialwellenanalyse (PWA, vgl. Abschnitt 2.2.3) geschehen. Hierfür sind experimentelle Untersuchungen notwendig. Zur Bestimmung aller Beiträge ist es erforderlich, für die Produktion eines pseudoskalaren Mesons⁸ mindestens acht (ausgesuchte) Observablen (vgl. Abschnitt 2.3) über den gesamten Polarwinkel- und Energiebereich [CHT97] zu messen. Am CBELSA/TAPS-Experiment können, mit Hilfe eines polarisierten Targets (vgl. Abschnitt 4.6) und wahlweise zirkular oder linear polarisierten Photonen, einige der benötigten (Polarisations-)Observablen gemessen werden.

Die Erzeugung und Charakterisierung von linear polarisierten Photonenstrahlen durch kohärente Bremsstrahlung an einem Diamant-Kristall für dieses Experiment war ein Teil dieser Arbeit. In Kapitel 5 werden Kinematik und Wirkungsquerschnitte der inkohärenten sowie kohärenten Bremsstrahlung vorgestellt und in Kapitel 6

⁸ Pseudoskalare Mesonen sind Mesonen mit einem Gesamtdrehimpuls J von Null und einer negativen Parität.

wird auf die Erzeugung linear polarisierter Photonstrahlen an ELSA und die Bestimmung des Polarisationsgrades eingegangen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit war die erste Analyse von Strahl-Target-Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion von ω -Mesonen. Zusätzlich wird als Kontrollkanal die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ untersucht.

Die π^0 -Produktion hat den Vorteil, dass einerseits der Wirkungsquerschnitt relativ hoch ist (vgl. auch Abbildung 1.4) und andererseits der Zerfall des neutralen Pions zu 98,8 % [NA⁺10] in zwei Photonen geschieht (zu deren Messung das CBELSA/TAPS-Experiment optimiert ist). Des Weiteren sind bereits Messungen zum Beispiel in [BCP⁺05, DR⁺07] für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) oder in [BA⁺05, EL⁺09, SC⁺10] für die Polarisationsobservable Σ (Photonasymmetrie) veröffentlicht. Für die Messung der Photonasymmetrie der GRAAL-Kollaboration [BA⁺05] wurde eine alternative Methode zur Erzeugung linear polarisierter Photonen verwendet⁹. Dies bietet eine gute Möglichkeit zur Überprüfung der Bestimmung des Polarisationsgrades durch Vergleich dieser Ergebnisse mit denen des CBELSA/TAPS-Experimentes. Darüber hinaus ist es, durch die Verwendung eines longitudinal polarisierten Targets möglich, die Doppelpolarisationsobservable G erstmals zu bestimmen.

Kapitel 9 beschäftigt sich mit der Extraktion von Polarisationsobservablen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$. Diese Reaktion wird hinsichtlich des Zerfalls des ω -Mesons in ein neutrales Pion (das wiederum in zwei Photonen zerfällt) und ein Photon analysiert. Durch den Vektor¹⁰-Charakter des ω -Mesons ist es hier, im Gegensatz zur Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen, notwendig, mindestens 23 Observablen zu messen [SANS09], um die Reaktionsamplituden (vgl. Abschnitt 2.2) vollständig zu bestimmen. Ein Vorteil dieser Reaktion ist es aber, dass die Produktionsschwelle bei etwa 1108 MeV, also im dritten Resonanzgebiet liegt, in dem viele der erwähnten „fehlenden Resonanzen“ liegen. Ein weiterer Vorteil ist, dass das ω -Meson isoskalar ist, also einen Isospin von $I=0$ hat. Somit können nur N^* -Resonanzen ($I=\frac{1}{2}$) und keine Δ^* -Resonanzen ($I=\frac{3}{2}$) in den Ausgangszustand p ($I=\frac{1}{2}$) ω zerfallen. Diese Tatsache bietet eine starke Vereinfachung des beitragenden Anregungsspektrums. Der in dieser Arbeit betrachtete neutrale Zerfallskanal des ω -Mesons hat zwar ein Verzweigungsverhältnis von nur etwa $(8,28 \pm 0,28)$ % [NA⁺10], jedoch kann er, in Ergänzung zu den geladenen Zerfallskanälen, zusätzliche Informationen zum Beispiel über den Produktionsmechanismus des ω -Mesons bieten [ZAC05]. In Kapitel 9 wird sowohl die Extraktion der Einfachpolarisationsobservablen Σ und Σ_π als auch die weltweit erstmalige Messung der Strahl-Target-Doppelpolarisationsobservablen G , G_π und E vorgestellt.

⁹ Die linear polarisierten Photonen wurden für dieses Experiment durch Laser-Rückstreuung erzeugt.

¹⁰ Vektormesonen sind Mesonen mit einem Gesamtdrehimpuls J von Eins und einer negativen Parität.

Kapitel 2

Theorie

Die theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung erfolgt über die Quantenchromodynamik (QCD). Diese Theorie beschreibt die Wechselwirkung der Quarks, welche eine sogenannte Farbladung (rot, grün, blau) tragen, über den Austausch von Gluonen. Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, von denen acht Sorten mit unterschiedlichen Farbladungszuständen existieren. Sie sind verantwortlich für die Übertragung von Farbladungen zwischen Quarks, wobei sie auch untereinander wechselwirken und somit Farbladungen austauschen können. Freie Teilchen können jedoch nur existieren, wenn sie nach außen farbneutral (weiß) sind. Dies kann durch die Kombination von drei Quarks mit jeweils unterschiedlichen Farbladungen zu einem Baryon oder durch die Kombination eines Quarks mit einem Antiquark (das die entsprechende Antifarbe trägt) zu einem Meson realisiert werden. Diese Vorstellung durch Gell-Mann [GEL64] und Zweig [ZWE64] aus dem Jahr 1964 ist nach heutigen Erkenntnissen jedoch eine starke Vereinfachung. Abbildung 2.1 zeigt ein komplizierteres Bild am Beispiel des Baryons. Die drei sogenannten Valenzquarks sind von einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren (Seaquarks) und Gluonen umgeben.

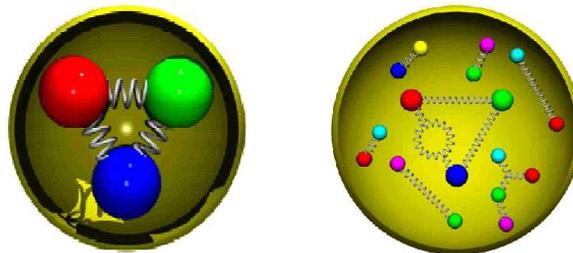


Abbildung 2.1: Aufbau des Baryons aus drei Valenzquarks und mehreren Quark-Antiquarkpaaren [EWA10].

Insgesamt existieren 6 bekannte Quarks (u(p), d(own), s(trange), c(harmed), b(otom), t(op)), wobei bei der maximalen Energie der Beschleunigeranlage ELSA von 3,5 GeV nur die drei leichtesten Quarks (u, d, s) produziert werden können.

Aufgrund des Versagens störungstheoretischer Methoden in diesem Energiebereich werden effektive Quarkmodelle, die sich auf diese Quarks beschränken, verwendet, um das Anregungsspektrum und verschiedene Eigenschaften der Baryonen zu beschreiben. Das Prinzip dieser Quarkmodelle und ein Beispiel werden in Abschnitt 2.1 erläutert. Um die Vorhersagen der Quarkmodelle zu verifizieren, also das Nukleon-Anregungsspektrum zu vermessen, müssen experimentelle Untersuchungen durchgeführt werden.

Die meisten bis heute vorhandenen experimentellen Daten zu dieser Fragestellung stammen aus Pion-Nukleon-Streuexperimenten. Wenn nun einige Nukleon-Anregungszustände nicht oder nur sehr schwach an den πN -Kanal koppeln, wären sie in diesen Experimenten nicht zu identifizieren. Es bietet sich also an, andere Mechanismen als die πN -Streuung zu untersuchen. Zu diesem Zweck eignen sich elektromagnetische Sonden besonders gut, da ihre Kopplung an Ladungen gut verstanden ist. Des Weiteren ist diese Kopplung relativ schwach, also störungstheoretisch gut behandelbar.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Anregung von Protonen durch reelle Photonen (Photoproduktion), also über die elektromagnetische Wechselwirkung. Abschnitt 2.2 befasst sich mit Multipolanregungen von Nukleonen und der Zusammenfassung der Multipole in Amplituden. Die Bestimmung der Amplituden erfolgt mit Hilfe von Partialwellenanalysen (Abschnitt 2.2.3) durch Anpassungen an verschiedene Messwerte (Observablen). Auf diese (Polarisations-) Observablen wird in Abschnitt 2.3 eingegangen. Des Weiteren werden in den Abschnitten 2.3.3 bis 2.3.5 die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Observablen vorgestellt und hinsichtlich des ω -Produktionsmechanismus diskutiert.

2.1 Quarkmodelle

Erfolgreiche Quarkmodelle, wie unter anderem in [IK78, CI86, LÖ⁺01] beschrieben, bedienen sich des Prinzips der Konstituentenquarks. Dies sind Quasiteilchen, die aus einem punktförmigen Valenzquark bestehen, das mit einer Wolke aus Quark-Antiquarkpaaren sowie Gluonen umgeben ist. Die Massen dieser Konstituentenquarks sind üblicherweise Modellparameter und liegen typischerweise bei etwa einem Drittel der Nukleonmasse. Des Weiteren müssen die Potentiale für die Quarkmodelle so gewählt werden, dass das *Confinement*¹ gegeben ist, was bedeutet, dass das Potential für große Abstände gegen unendlich geht, wodurch keine freien Quarks zugelassen werden. Hier kann beispielsweise das Potential eines Harmonischen Oszillators verwendet und um Restwechselwirkungsterme erweitert werden. Die Quarks können in dem Potential resonant angeregt werden, weshalb die resultierenden Nukleon-Anregungszustände auch als „Resonanzen“ bezeichnet werden. Als ein Beispiel für ein Konstituentenquarkmodell wird im Folgenden das Bonn-Modell [LÖ⁺01, LMPa01, LMPb01] in seinen Grundzügen vorgestellt.

¹ aus dem englischen: to confine = einsperren

2.1.1 Bonn-Modell

Das Bonn-Modell verwendet (im Gegensatz zu anderen Quarkmodellen) einen vollständig relativistischen Ansatz und ausschließlich instantane Wechselwirkungen (keine Retardierung). Das Confinement wird durch ein linear mit dem Quarkabstand wachsendes Drei-Körper-Potential beschrieben, wobei ein zusätzliches Zwei-Körper-Potential verwendet wird, das auf t'Hoofts Instantoneffekten² in der QCD basiert. Das Bonn-Modell verwendet insgesamt sieben Parameter: zwei Parameter für die Quarkmassen (m_u und m_s , wobei $m_u = m_d$), zwei Parameter für das Confinement-Potential und 3 Parameter für die t'Hooftsche Kraft.

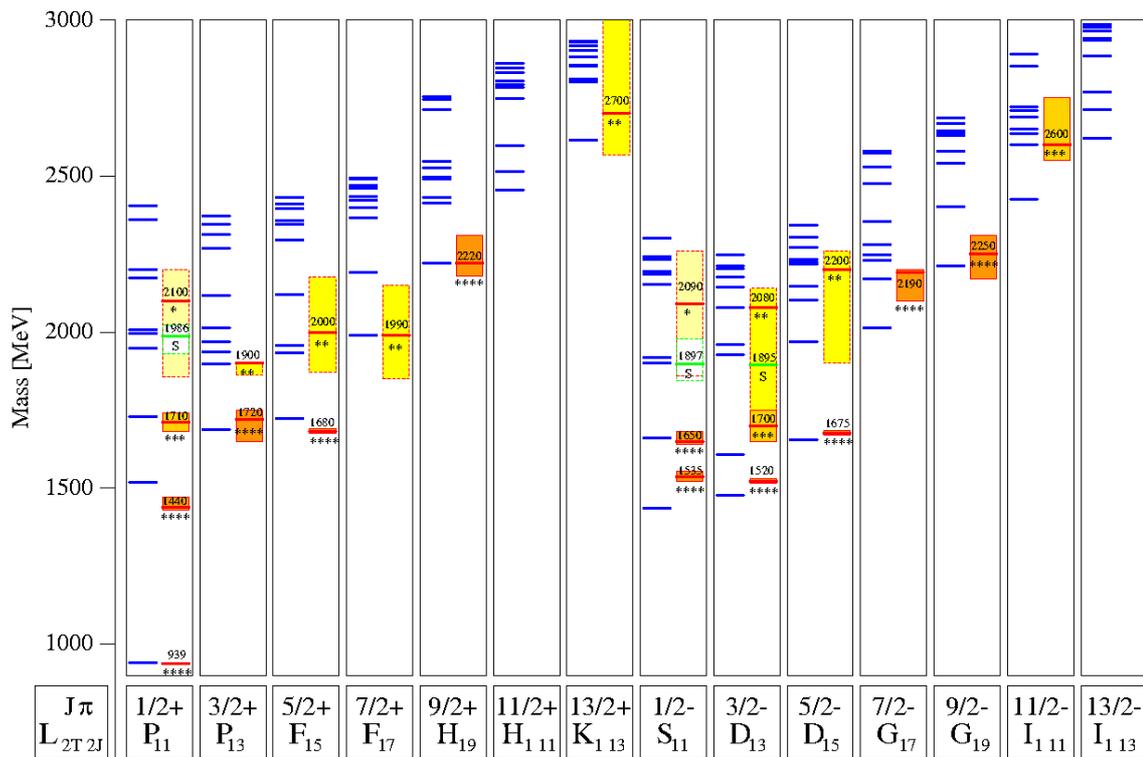


Abbildung 2.2: Nukleonresonanzen im Bonn-Modell [LÖ⁺01, LMPa01, LMPb01], sortiert nach Spin (J) und Parität (π): Linke Seite jeder Spalte: vorhergesagte Zustände nach dem Bonn-Modell, rechte Seite jeder Spalte: experimentell bestimmte Werte mit Fehlern [NA⁺10].

Abbildung 2.2 zeigt das Anregungsspektrum des Nukleons. Der Vergleich der nach dem Bonn-Modell vorhergesagten mit den gemessenen Zuständen ergibt eine gute Übereinstimmung, jedoch fallen einige Unstimmigkeiten auf. Eine dieser Unstimmigkeiten in diesem wie auch in anderen Modellen ist die Vertauschung der energetischen Abfolge der niedrig liegenden Resonanzen $P_{11}(1440)$ (Roper-Resonanz) und

² Instantonen sind spezielle Lösungen der Yang-Mills-Gleichungen in der Quantenchromodynamik im euklidischen Raum. Sie brechen die chirale Symmetrie, bewirken also einen Übergang von z.B. rechtshändigen in linkshändige Quarks

$S_{11}(1535)$ gegenüber den experimentell gemessenen. Dieses Problem konnte in einer neueren Version dieses Quarkmodells, im sogenannten „Modell C“ [RM11], durch die Einführung einer zusätzlichen *Flavour*³-abhängigen Wechselwirkung behoben werden (vgl. Abbildung 2.3). Zur Beschreibung dieser Wechselwirkung werden jedoch drei zusätzliche, also insgesamt zehn Parameter benötigt. Eine weitere Unstimmigkeit in den Quark-Modellen ist die Vorhersage von zahlreichen Resonanzen, die experimentell noch nicht gefunden wurden, was im Allgemeinen als das „fehlende Resonanzen“-Problem bezeichnet wird.

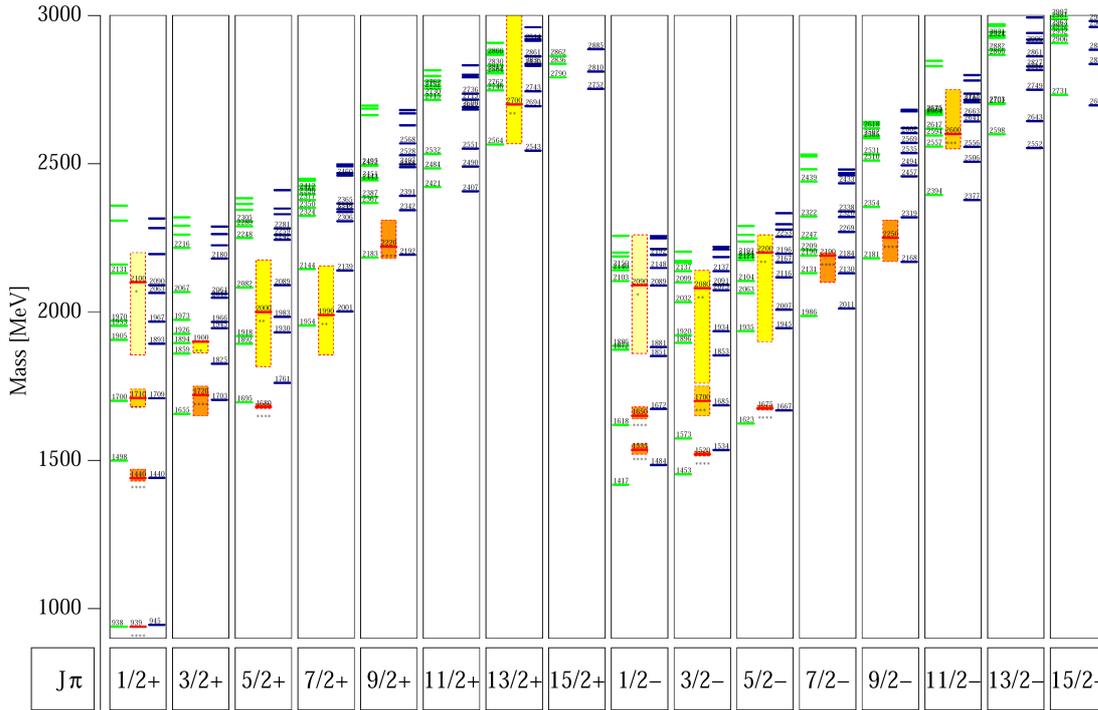


Abbildung 2.3: Nukleonresonanzen im Bonn-Modell C, sortiert nach Spin (J) und Parität (π): Linke Seite jeder Spalte: vorhergesagte Zustände nach dem Bonn-Modell [LÖ⁺01, LMPa01, LMPb01], Mitte jeder Spalte: experimentell bestimmte Werte mit Fehlern [NA⁺10], Rechte Seite jeder Spalte: vorhergesagte Zustände nach dem Bonn-Modell C [RM11].

Das „fehlende Resonanzen“-Problem kann zum einem aus einem prinzipiellen Problem der Quarkmodelle oder zum anderen aus der unzureichenden experimentellen Datenlage resultieren. So stammen die meisten experimentellen Daten aus πN -Reaktionen. Koppelt nun eine Resonanz nicht oder nur sehr schwach an diesen Kanal, wäre sie in solchen Reaktionen nicht zu identifizieren. Die Entdeckung solcher Resonanzen kann jedoch in anderen Reaktionen, wie zum Beispiel in der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ (vgl. Abschnitt 9), gelingen. Außerdem

³ englisch für Geschmack. Die Quark-Arten (up, down, charm, strange, top, bottom) werden auch Quark-Flavours genannt.

ist die Messung von Polarisationsobservablen notwendig, da diese sehr sensitiv auf Resonanzbeiträge sein können oder Interferenzterme beinhalten, wodurch geringe Resonanzbeiträge identifiziert werden können.

2.2 Photoproduktion von Mesonen

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Entwicklung von Photoproduktions-Amplituden in Multipole am Beispiel der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Diese Entwicklung wird am Beispiel der sogenannten CGLN-Amplituden nach Legendre-Polynomen in Pionmultipole beschrieben (Abschnitt 2.2.2). Zu diesem Zweck wird in Abschnitt 2.2.1 zunächst die Multipolschreibweise für den Anfangszustand der Reaktion $\gamma p \rightarrow N^*(\Delta^*) \rightarrow p\pi^0$ (elektromagnetische Multipole) sowie für deren Endzustand (Pionmultipole) eingeführt. Durch Separation der Polarwinkelabhängigkeit ist es außerdem möglich, Zugang zu einzelnen Partialwellen zu erhalten (Abschnitt 2.2.3).

2.2.1 Multipole

Zur Untersuchung des Nukleon-Anregungsspektrums ist es vorteilhaft, den Anfangs- und den Endzustand der Reaktion in Multipolkomponenten zu zerlegen [KS03]. Multipole sind energieabhängige, komplexe Funktionen. Für das Photon im Anfangszustand sind diese charakterisiert durch den Spin \vec{S}_γ ($S_\gamma = 1$), den Bahndrehimpuls \vec{l}_γ relativ zum Targetnukleon und den Gesamtdrehimpuls $\vec{L}_\gamma = \vec{l}_\gamma + \vec{S}_\gamma$. Hierbei wird zwischen elektrischen (EL) und magnetischen (ML) Photon-Multipolen unterschieden, wobei L für den Drehimpuls des Photons steht. Für die Parität der Multipole gilt dann: $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$ (EL) bzw. $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma+1}$ (ML). Durch die elektromagnetische Kopplung des Photons an das Nukleon mit Spin \vec{J}_N ($J = 1/2$) und Parität $P_N = 1$ kann nun eine Resonanz mit Drehimpuls \vec{J}_{N^*} und Parität P_{N^*} angeregt werden, welche in der Reaktion $\gamma p \rightarrow N^*(\Delta^*) \rightarrow p\pi^0$ unter Emission eines Pions zu einem Proton zerfällt. Im Endzustand wird also ein Proton mit Spin \vec{S}_p ($S_p = 1/2$) sowie ein Pion mit relativem Bahndrehimpuls \vec{l}_π , Spin \vec{S}_π ($S_\pi = 0$) und Parität $P_\pi = -1$ erzeugt. Damit gilt für die Resonanz:

$$\begin{aligned} P_\gamma = P_{N^*} &= (-1)^{l_\pi+1} \\ L_\gamma \pm \frac{1}{2} = J_{N^*} &= l_\pi \pm \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Paritäts- und Drehimpulserhaltung erlauben zwei Möglichkeiten:

$$\begin{aligned} EL : L_\gamma &= l_\pi \pm 1 \\ ML : L_\gamma &= l_\pi. \end{aligned}$$

Die dazugehörigen Multipole für die Produktion eines Pions im Endzustand (Pionmultipole) werden mit $E_{l\pm}$ und $M_{l\pm}$ bezeichnet. E und M stehen hier für elektrische bzw. magnetische Photon-Multipole, l (hier $l = l_\pi$) bezeichnet den relativen Bahndrehimpuls des Meson-Nukleon-Systems. „+“ und „-“ zeigen an, ob der Spin 1/2

des Nukleons zu l addiert oder von l subtrahiert werden muss, um den Gesamtdrehimpuls J_{N^*} des Zwischenzustands zu erhalten.

Der Zusammenhang zwischen elektromagnetischen Multipolen und Pionmultipolen ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

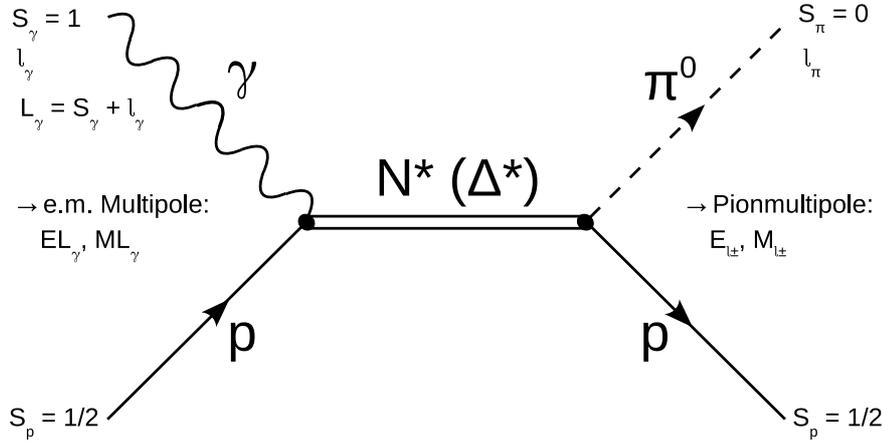


Abbildung 2.4: Zusammenhang zwischen elektromagnetischen Multipolen und Pionmultipolen [THI12].

In Abschnitt 2.2.2 werden die Photoproduktions-Amplituden eingeführt, die nach Legendre-Polynomen in Pionmultipolen entwickelt werden können.

2.2.2 Photoproduktions-Amplituden

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Meson-Photoproduktion kann geschrieben werden als [CGLN57]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} |\langle \Phi_f | \mathcal{F} | \Phi_i \rangle|^2,$$

wobei das Matrixelement \mathcal{F} die Wahrscheinlichkeit eines vorgegebenen physikalischen Übergangs von einem Anfangszustand $|\Phi_i\rangle$ in einen Endzustand $\langle \Phi_f|$ beschreibt. k und q sind die Impulse des einlaufenden Photons und des Pions im Endzustand. Der Streuprozess wird durch das Matrixelement \mathcal{F} beschrieben und kann durch verschiedene Amplituden ausgedrückt werden. Ein Beispiel hierfür wird im folgenden Abschnitt erläutert.

CGLN-Amplituden

Unter Verwendung der Pauli-Spinmatrizen $\vec{\sigma}$ und des Vektors $\vec{\epsilon}$ der Photonpolarisation kann \mathcal{F} dargestellt werden als [CGLN57]:

$$\mathcal{F} = i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon})F_1 + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{\epsilon}))}{qk}F_2 + \frac{i(\vec{q} \cdot \vec{k})(\vec{q} \cdot \vec{\epsilon})}{qk}F_3 + \frac{i(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{q} \cdot \vec{\epsilon})}{q^2}F_4.$$

Hierbei sind F_1, F_2, F_3, F_4 energie- und winkelabhängige Funktionen, \vec{q} der Impulsvektor des Mesons und \vec{k} der Impulsvektor des einlaufenden Photons. F_1, F_2, F_3 und F_4 werden CGLN⁴-Amplituden genannt. Durch Beschreibung der Winkelabhängigkeit durch Ableitungen der Legendre-Polynome $P_l(z)$ ⁵ erhalten die CGLN-Amplituden die Form:

$$F_1(W, z) = \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}]P'_{l+1}(z) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}]P'_{l-1}(z) \quad (2.1)$$

$$F_2(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}]P'_l(z) \quad (2.2)$$

$$F_3(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}]P''_{l+1}(z) + [E_{l-} + M_{l-}]P''_{l-1}(z) \quad (2.3)$$

$$F_4(W, z) = \sum_{l=1}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}]P''_l(z). \quad (2.4)$$

Hierbei steckt die gesamte Winkelabhängigkeit in den Legendre-Polynomen und die gesamte Energieabhängigkeit⁶ in den Multipolen $E_{l\pm}$ und $M_{l\pm}$.

2.2.3 Partialwellen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann mit Hilfe der Streuamplitude $f(\theta)$ geschrieben werden als:

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

wobei die Streuamplitude einen Vektor in der komplexen Ebene darstellt. Dieser lässt sich mit Hilfe der Partialwellenamplituden f_l schreiben als:

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)f_l P_l(\cos(\theta_\pi)).$$

Die Winkelabhängigkeit wird durch die Legendre-Polynome $P_l(\cos(\theta_\pi))$ beschrieben. Die so bestimmte Aufspaltung der Streuamplitude in die Summe von Partialwellen für jeden Drehimpuls wird als Partialwellenanalyse bezeichnet.

Partialwellen werden mit Hilfe von Quantenzahlen in der Notation $L_{2I,2J}$ dargestellt. Hierbei ist L der Bahndrehimpuls⁷, I der Isospin und J der Gesamtdrehimpuls. Tabelle 2.1 zeigt die Zusammenhänge der Partialwellen mit den in Abschnitt 2.2.1 eingeführten elektromagnetischen Multipolen und Pionmultipolen für $L \leq 2$.

Die Bestimmung der Partialwellen erfolgt über eine Anpassung an verschiedene

⁴ Benannt nach G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low und Y. Nambu

⁵ $z = \cos\theta_\pi$, wobei θ_π den Winkel zwischen dem Impulsvektor des einlaufenden Photons und des Pions im Schwerpunktsystem beschreibt.

⁶ $W =$ Schwerpunktsenergie

⁷ Bahndrehimpuls des Mesons relativ zum Nukleon (L=0: S-Welle, L=1: P-Welle, L=2: D-Welle, ...)

L	e.m. Multipol	Pionmultipol	Partialwelle
1	E1	E_{0+}	S_{11}, S_{31}
		E_{2-}	D_{13}, D_{33}
	M1	M_{1-}	P_{11}, P_{31}
		M_{1+}	P_{13}, P_{33}
2	E2	E_{1+}	P_{13}, P_{33}
		E_{3-}	F_{15}, F_{35}
	M2	M_{2-}	D_{13}, D_{33}
		M_{2+}	D_{15}, D_{35}

Tabelle 2.1: e.m. Multipole, Pionmultipole und Partialwellen

vorhandene Messwerte (Observablen), woraus Resonanzbeiträge bestimmt werden können. Des Weiteren können Vorhersagen für noch nicht gemessene Observablen gemacht werden. Eine Einführung der in der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons messbaren Observablen folgt in Abschnitt 2.3.

Beispiele für Partialwellenanalysen, deren Vorhersagen mit den im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen verglichen werden, sind die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11], die SAID-Partialwellenanalyse [AWLR90, SAID11] und das MAID-Modell [DHKT99, DKT07, MAID11]. Diese Modelle unterscheiden sich in der Datenbasis sowie der Parametrisierung der Resonanzen und des Untergrundes.

2.3 Polarisationsobservablen

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird in Abschnitt 2.3.2 nur auf den „einfachsten“ Fall der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons (z.B. eines Pions) eingegangen. In der Vektormeson-Photoproduktion (z.B. ω -Produktion) existiert, aufgrund des Mesonspins, ein weiterer Freiheitsgrad, was in einer größeren Anzahl messbarer Observablen resultiert. Zum generellen Formalismus der Polarisationsobservablen in der Vektormeson-Photoproduktion wird z.B. auf [PST96, STY96] verwiesen. In den Abschnitten 2.3.3, 2.3.4 und 2.3.5 werden die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Polarisationsobservablen vorgestellt, ihr Zustandekommen in einer einfachen, anschaulichen Betrachtungsweise erklärt und hinsichtlich der Abhängigkeit von dem Produktionsmechanismus des ω -Mesons diskutiert.

2.3.1 Kinematik

In der Photoproduktion reichen zwei Variablen aus, um die Kinematik der Reaktion vollständig zu beschreiben. Üblicherweise werden hier die Photonenergie (E_γ) und der polare Winkel des Mesons im Schwerpunktsystem (θ_{cms}) gewählt. Im Falle der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons existieren drei verschiedene Polarisations-Freiheitsgrade. Sowohl die einlaufenden Photonen als auch das Target-

und das Rückstoßproton können polarisiert sein. Hierbei wird der lineare Polarisationsgrad des Photonstrahls mit $P_{\gamma,l}$, der (rechtshändige) zirkulare Polarisationsgrad des Photonstrahls mit $P_{\gamma,\odot}$, der Vektor der Targetpolarisation mit $\vec{P}^T = (P_x^T, P_y^T, P_z^T)$ und der Vektor der Rückstoßpolarisation mit $\vec{P}^R = (P_{x'}^R, P_{y'}^R, P_{z'}^R)$ bezeichnet. Zur Definition der Koordinatensysteme für die Polarisationsvektoren vgl. Abbildung 2.5.

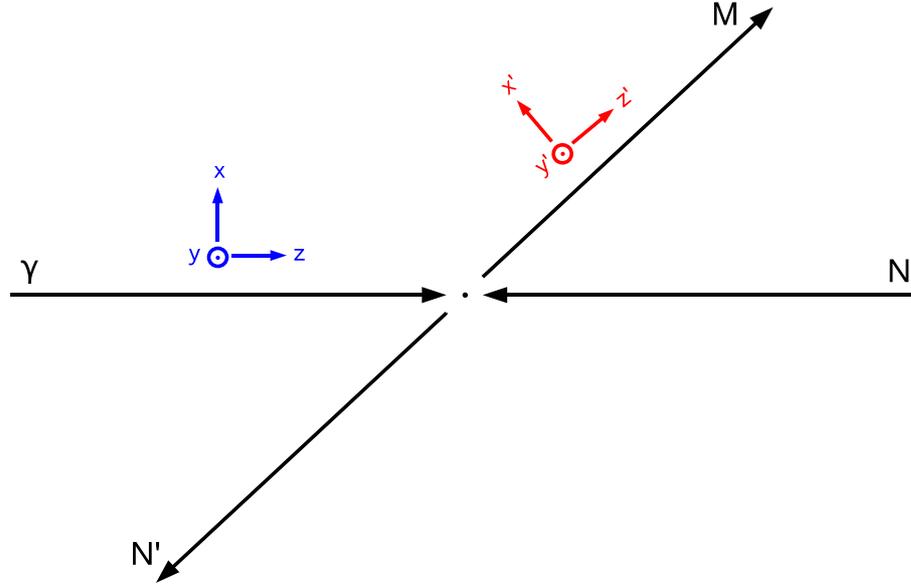


Abbildung 2.5: Koordinatensysteme für Polarisationsvektoren: **blau**: Koordinatensystem für die Targetpolarisation. Die z-Richtung ist parallel zur Richtung des Photons (γ) definiert. z- und x-Richtung spannen die Reaktionsebene auf. **rot**: Koordinatensystem für die Rückstoßpolarisation. Die z'-Richtung ist parallel zum Impulsvektor des Mesons (M). Die y'-Achse ist die Gleiche wie für die Targetpolarisation.

2.3.2 Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann, abhängig von den Polarisationsfreiheitsgraden, in drei Kategorien von Experimenten unterteilt werden [KDT95]:

- Polarisierte Photonen und polarisiertes Target:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_{\gamma,l} \Sigma \cos 2\varphi \\
 &+ P_x^T (-P_{\gamma,l} H \sin 2\varphi + P_{\gamma,\odot} F) \\
 &- P_y^T (-T + P_{\gamma,l} P \cos 2\varphi) \\
 &- P_z^T (-P_{\gamma,l} G \sin 2\varphi + P_{\gamma,\odot} E)] \quad (2.5)
 \end{aligned}$$

- Polarisierte Photonen und Rückstoßpolarisation:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos 2\varphi \\ &+ P_{x'}^R (-P_{\gamma,l}O_{x'} \sin 2\varphi - P_{\gamma,\odot}C_{x'}) \\ &- P_{y'}^R (-P + P_{\gamma,l}T \cos 2\varphi) \\ &- P_{z'}^R (-P_{\gamma,l}O_{z'} \sin 2\varphi + P_{\gamma,\odot}C_{z'})] \end{aligned} \quad (2.6)$$

- Polarisiertes Target und Rückstoßpolarisation:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + P_{y'}^R P \\ &+ P_x^T (P_{x'}^R T_{x'} + P_{z'}^R T_{z'}) \\ &+ P_y^T (T + P_{y'}^R \Sigma) \\ &- P_z^T (P_{x'}^R L_{x'} - P_{z'}^R L_{z'})] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Mit φ wird hier der azimutale Winkel zwischen dem Polarisationsvektor des Photons und der Reaktionsebene bezeichnet (vgl. Abbildung 2.6).

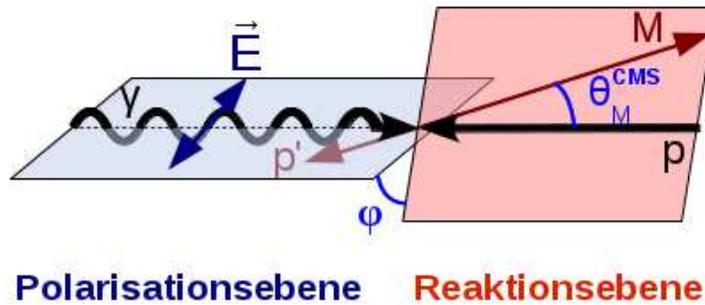


Abbildung 2.6: Verkippung der Ebene der linearen Polarisation gegen die (durch Targetproton- (p) und Meson- (M) Richtung aufgespannte) Reaktionsebene im Schwerpunktsystem (CMS).

Die messbaren (Polarisations-)Observablen sind in Tabelle 2.2, nach Polarisationsfreiheitsgraden geordnet, zusammengefasst. Hierbei kommt jede der Observablen zwei mal in der Tabelle vor, was bedeutet, dass sie mit zwei unterschiedlichen Kombinationen von Polarisationsfreiheitsgraden gemessen werden kann. Insbesondere ist zu erkennen, dass alle Einzelpolarisationsobservablen (Σ , T und P) auch in Doppelpolarisationsexperimenten gemessen werden können. Des Weiteren können der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ und die zwölf Doppelpolarisationsobservablen auch in Dreifachpolarisationsexperimenten gemessen werden.

Ziel des in dieser Arbeit vorgestellten und auch anderen Photoproduktionsexperimenten ist die vollständige Bestimmung des Photoproduktionswirkungsquerschnitts.

Photon		Target			Rückstoß		
	-	-	-	-	x'	y'	z'
	-	x	y	z	-	-	-
unpol.	$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$	0	T	0	0	P	0
lin. pol.	Σ	H	(P)	G	$O_{x'}$	(T)	$O_{z'}$
zirk. pol.	0	F	0	E	$C_{x'}$	0	$C_{z'}$

Photon	Target + Rückstoß								
	x'	x'	x'	y'	y'	y'	z'	z'	z'
	x	y	z	x	y	z	x	y	z
unpol.	$T_{x'}$	0	$L_{x'}$	0	(Σ)	0	$T_{z'}$	0	$L_{z'}$
lin. pol.	($L_{z'}$)	($C_{z'}$)	($T_{z'}$)	(E)	($\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$)	(F)	($L_{x'}$)	($C_{x'}$)	($T_{x'}$)
zirk. pol.	0	($O_{z'}$)	0	(G)	0	(H)	0	($O_{x'}$)	0

Tabelle 2.2: (Polarisations-)Observablen für die Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons [KDT95, SHKL11]

Um dieses Ziel zu erreichen, d.h. die Photoproduktions-Amplituden (vgl. Abschnitt 2.2.2) modellunabhängig zu ermitteln, ist die Messung einer ausreichenden Menge von Parametern notwendig. Nach [CHT97] reicht in der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons die Messung von acht dieser 16 Observablen über den vollen Schwerpunktsenergie- und polaren Winkelbereich aus. Diese müssen jedoch sorgfältig gewählt werden. In jedem Fall müssen der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt und die drei Einzelpolarisationsobservablen (Σ , T und P) gemessen werden. Eine mögliche Kombination für dieses sogenannte „vollständige Experiment“ bilden zum Beispiel die vier eben genannten Observablen mit den Doppelpolarisationsobservablen G, E, $O_{x'}$ und $O_{z'}$. Alle weiteren Kombinationen finden sich in [CHT97]. Diese mathematische Lösung der Bestimmung der Photoproduktions-Amplituden ohne Mehrdeutigkeiten erfordert jedoch eine unendlich große Genauigkeit bei den Messungen der Observablen. Die Annahme realistischer experimenteller Fehler führt hingegen zur Notwendigkeit einer Messung von deutlich mehr dieser Observablen [SHKL11].

In der Vektormeson-Photoproduktion existiert mit dem Mesonspin ein zusätzlicher Freiheitsgrad. In diesem Fall müssen zwölf Amplituden bestimmt werden, was im Sinne des erwähnten „vollständigen Experiments“ die Messung von mindestens 23 Observablen mit unendlich großer Genauigkeit über den vollen Schwerpunktsenergie- und Polarwinkelbereich erfordert. Dieses Ziel ist im Falle der Vektormeson-Photoproduktion, also auch in der Photoproduktion von ω -Mesonen noch nicht zu erreichen. Jedoch kann auch die Messung von weniger Observablen Informationen z.B. über den Produktionsmechanismus des ω -Mesons liefern. Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Observablen (Σ , Σ_π , G, G_π und E) werden im Folgenden vorgestellt und hinsichtlich dieses Problems diskutiert. Hierbei wird eine anschauliche Erklärung für die Observablen gegeben, wobei die Observablen Σ , Σ_π , G und G_π mit der Spin-Bahndrehimpuls-Wechselwirkung im Proton-Meson-System in Be-

ziehung gesetzt werden. Die Doppelpolarisationsobservable E resultiert aus einer Targetproton- und Strahlphotonhelizitätsabhängigen Wechselwirkung (Spin-Spin-Wechselwirkung).

2.3.3 Photonasymmetrie Σ und Pionasymmetrie Σ_π

Wie in Gleichung 2.5 bzw. Gleichung 2.6 gezeigt, hat die Photonasymmetrie Σ eine $\cos 2\varphi$ -Abhängigkeit. [SCH09] liefert eine anschauliche Erklärung für das Zustandekommen dieser Asymmetrie. Die Ursache für die Photonasymmetrie ist in diesem Bild die Wechselwirkung zwischen dem Spin des Baryons (\vec{S}) und dem Bahndrehimpuls des Baryons und des Mesons im Endzustand (\vec{L}). Das Potential kann also als $V = V_0 + V_{LS}\vec{L}\vec{S}$ geschrieben werden. Durch dieses Potential wird eine parallele (antiparallele⁸) Ausrichtung von Spin und Bahndrehimpuls favorisiert. Für unpolarisierte Photonenstrahlen und unpolarisierte Targets ist diese Situation azimuthal symmetrisch (Abbildung 2.7 links).

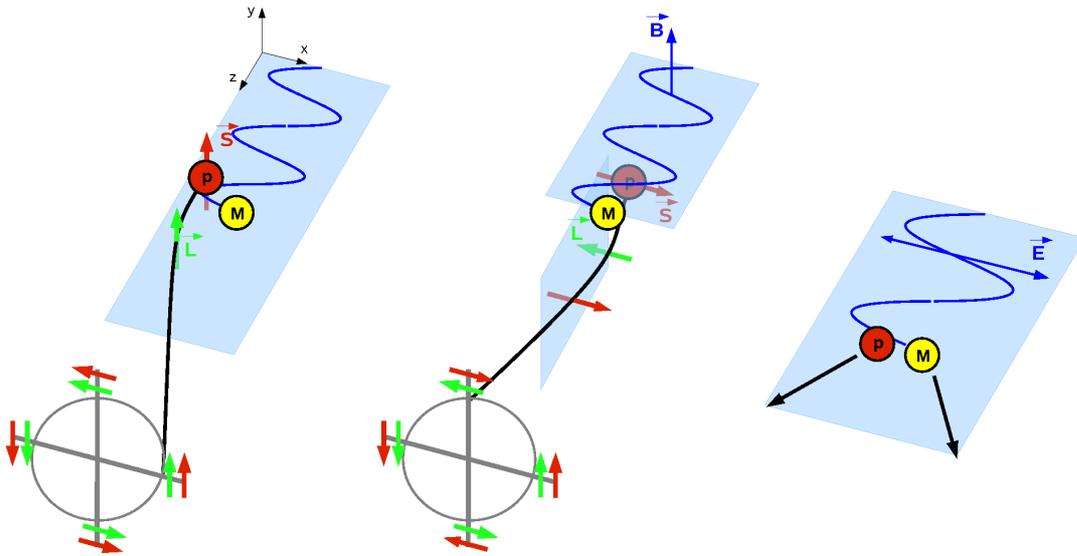


Abbildung 2.7: Anschauliche Erklärung für das Zustandekommen der $\cos 2\varphi$ -Abhängigkeit der Photonasymmetrie Σ : links: Meson- (M) Photoproduktion am Proton (p) mit unpolarisierten Photonen. Der Prozess ist azimuthal symmetrisch. Mitte: Meson-Photoproduktion mit linear polarisierten Photonen. Diese können über ihr magnetisches Feld eine Spinumkehr des Protons verursachen, was zu einer $\cos 2\varphi$ -Asymmetrie führt. rechts: Ladungstrennung über das elektrische Feld linear polarisierter Photonen. Auch in diesem Fall kommt es zu einer $\cos 2\varphi$ -Asymmetrie.

Sind die Photonen jedoch beispielsweise in x-Richtung linear polarisiert (Abbildung 2.7 Mitte und rechts), ändert sich diese Situation. Durch die ausgezeichnete Richtung der Linearpolarisation erhält man zusätzlich zu dem elektrischen Feld in

⁸ Für eine antiparallele Ausrichtung gilt die gleiche Argumentation.

x-Richtung auch ein magnetisches Feld in y-Richtung. Die charakteristische $\cos 2\varphi$ -Abhängigkeit der Photonasymmetrie Σ kann sowohl durch die Kopplung des elektrischen Feldes des Photons (E-Photon) als auch durch die Kopplung des magnetischen Feldes des Photons (M-Photon) an das Targetproton zustande kommen.

Im Falle der E-Photon-Kopplung (Abbildung 2.7 rechts) geschieht, bedingt durch das elektrische Feld des Photons, eine Ladungstrennung⁹, die zu einer negativen Photonasymmetrie führt.

Koppelt jedoch ein M-Photon an das Targetproton, kann es durch Präzession zu einem Umklappen des Protonspins kommen, falls dieser eine Komponente orthogonal zur Magnetfeldrichtung des linear polarisierten Photons besitzt (Abbildung 2.7 Mitte). Baryonen mit einem Spin parallel zum B-Feld werden durch diesen Effekt nicht beeinflusst. Mit dem oben genannten Potential ($V = V_0 + V_{LS}\vec{L}\vec{S}$) führt dies zu der charakteristischen $\cos 2\varphi$ -Abhängigkeit des Prozesses. Die Photonasymmetrie kann in diesem Fall Werte größer oder kleiner Null annehmen (abhängig vom Potential der Spin-Bahn-Kopplung).

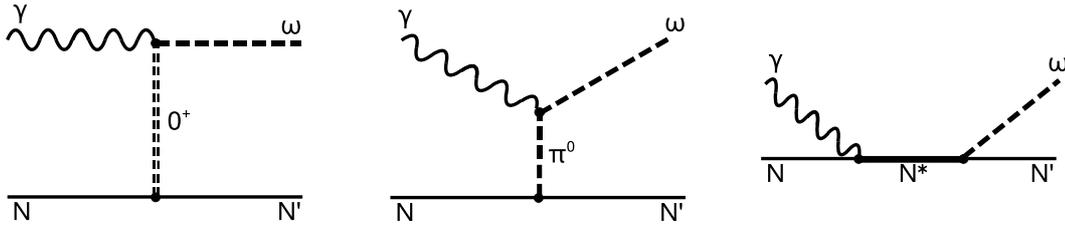


Abbildung 2.8: Produktionsmechanismus des ω -Mesons über Pomeron- (links) bzw. π^0 -Austausch (Mitte) im t-Kanal oder über die Bildung einer Resonanz (N^*) im s-Kanal.

In der ω -Photoproduktion ist die Photonasymmetrie sensitiv auf den Produktionsmechanismus des ω -Mesons. Das ω -Meson trägt die Quantenzahlen $(J^{PC}) = (1^{--})$ ¹⁰, was den Quantenzahlen des Photons entspricht. Das Photon kann sich also gemäß der Unschärferelation kurzzeitig in ein virtuelles ω -Meson umwandeln. Dies führt zu der Möglichkeit einer diffraktiven Erzeugung des ω -Mesons, das heißt über einen $J^P = 0^+$ - („Pomeron“) oder π^0 -Austausch im t-Kanal (Abbildung 2.8 links und Mitte). Jedoch geben verschiedene Analysen (z.B. [BA⁺03, AJ⁺06, KL⁺08]) Hinweise auf die ω -Produktion über Resonanzen im s-Kanal (Abbildung 2.8 rechts). Wird das ω -Meson im s-Kanal produziert, koppelt das Photon an das Nukleon und die Photonasymmetrie nimmt Werte verschieden von Null an. Im Falle einer diffraktiven ω -Produktion koppelt das Photon jedoch an das Meson und nicht an das Nukleon.

⁹ Im Rahmen dieser Arbeit werden zwar neutrale Mesonen beobachtet, jedoch können auch diese ein elektrisches Dipolmoment besitzen.

¹⁰ $J = |\vec{L} + \vec{S}|$ ist der Gesamtdrehimpuls, $P = -(-1)^L$ die Parität (der Eigenwert des Mesonzustandes unter Raumspiegelungen) und $C = (-1)^{L+S}$ die Ladungskonjugation (der Eigenwert des Teilchen-Antiteilchen-Austauschs)

Aus diesem Grund nimmt die Photonasymmetrie in diesem Fall den Wert Null an. Verschwindende bzw. sehr kleine Werte für die Photonasymmetrie werden, für die ω -Produktion im t-Kanal, ebenfalls von verschiedenen theoretischen Modellen (z.B. [SANS09, TL02, ZHA01]) vorhergesagt.

Betrachtet man hingegen den Zerfall des ω -Mesons, ist die Situation umgekehrt. Dies ist in der Pionasymmetrie Σ_π messbar. Hier wird statt der azimuthalen Verteilung des ω -Mesons (vgl. Abbildung 2.6) die des aus dem $\pi^0\gamma$ -Zerfall stammenden Pions gemessen (Abbildung 2.9). Für die ω -Produktion über den Zerfall einer s-Kanal-Resonanz ist durch die nicht vorhandene Kopplung des Photons an das Meson ein Wert $\Sigma_\pi \approx 0$ zu erwarten. Im t-Kanal hingegen können Werte $\Sigma_\pi \neq 0$ auftreten, da in diesem Falle das Photon direkt an das Meson koppelt.

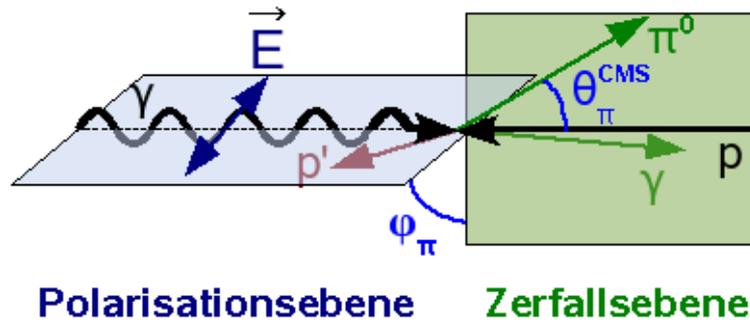


Abbildung 2.9: Verkipfung der Ebene der linearen Polarisation gegen die (durch Targetproton- und Zerfallspion-Richtung aufgespannte) Zerfallsebene im Schwerpunktsystem (CMS).

Laut [SANS09] wird für reinen Pomeron-Austausch ein Wert $\Sigma_\pi \approx 0,5$ und für reinen π^0 -Austausch ein Wert $\Sigma_\pi \approx -0,5$ erwartet. Eine Mischung dieser beiden Prozesse kann zu Werten von Σ_π zwischen -0,5 und 0,5 führen, wobei nur eine geringe Abhängigkeit vom polaren Winkel des ω -Mesons vorhergesagt wird.

2.3.4 Polarisationsobservablen G und G_π

Führt man ein Experiment mit sowohl linear polarisierten Photonen als auch mit einem longitudinal polarisierten Target durch, wird man sensitiv auf die Doppelpolarisationsobservable G . Der Wirkungsquerschnitt für solche Experimente lautet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos 2\varphi + P_z^T P_{\gamma,l}G \sin 2\varphi]. \quad (2.8)$$

Die Observable G besitzt also eine charakteristische $\sin 2\varphi$ -Abhängigkeit.

Diese kann anschaulich ebenfalls über eine Spin-Bahn-Wechselwirkung verstanden werden. Die in Abschnitt 2.3.3 beschriebene $\cos 2\varphi$ -Verteilung kann durch diese Wechselwirkung eine Phasenverschiebung erhalten (vgl. Abbildung 2.10). Diese kann über eine Linearkombination einer $\cos 2\varphi$ - mit einer $\sin 2\varphi$ -Verteilung dargestellt

werden, wie man sie auch in Gleichung 2.8 bzw. 2.6 vorfindet. Das Vorzeichen der Phasenverschiebung ist hierbei abhängig von der Art des linear polarisierten Photons (E- oder M-Photon) und vom Potential der Spin-Bahn-Kopplung¹¹.

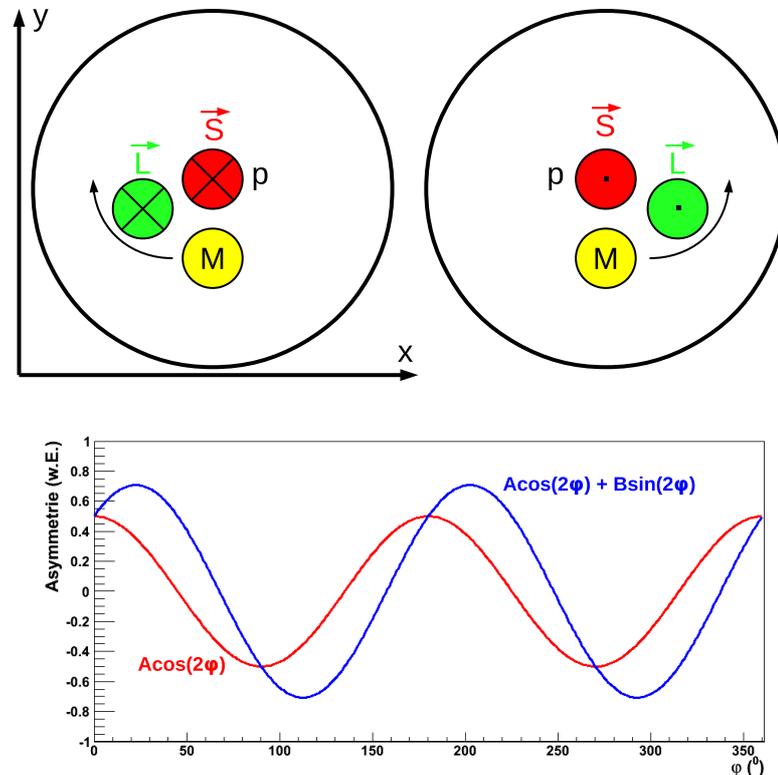


Abbildung 2.10: Anschauliche Erklärung für das Zustandekommen der $\sin 2\varphi$ -Abhängigkeit der Doppelpolarisationsobservable G : Oben: Projektion auf die x-y-Ebene senkrecht zur Richtung des Strahlphotonimpulses. Im gezeigten Fall sind parallele¹² Stellungen von Protonspin (\vec{S}) und Bahndrehimpuls (\vec{L}) bevorzugt. Durch die definierte Spinstellung des Protons (p) sind bestimmte Ausrichtungen von Bahndrehimpulsen begünstigt. Durch die bevorzugte Richtung von \vec{L} erfährt das Proton-Meson-System (und somit die gesamte, von der Photonasymmetrie stammende $\cos 2\varphi$ -Verteilung) eine Rotation um die z-Achse. Die so erzeugte Phasenverschiebung ist mathematisch durch eine Linearkombination der $\cos 2\varphi$ - mit einer $\sin 2\varphi$ -Verteilung darstellbar. Unten: Beispiel für eine Phasenverschiebung einer $\cos 2\varphi$ -Verteilung (rot) durch Addition einer $\sin 2\varphi$ -Verteilung.

Wie im Falle der Photonasymmetrie ist auch die Doppelpolarisationsobservable G sensitiv auf den Produktionsmechanismus des ω -Mesons. Genau wie für Σ erwartet man $G = 0$ für den t-Kanal-Prozess, da das Photon in diesem Fall nicht direkt an das Proton koppelt. Für die Observable G_π erwartet man aus demselben Grund eben-

¹¹ Das Potential kann je nach Vorzeichen entweder parallele oder antiparallele Stellungen von Spin und Bahndrehimpuls bevorzugen.

¹² Für eine antiparallele Ausrichtung gilt wie im Falle der Photonasymmetrie die gleiche Argumentation (vgl. Fußnote 8 auf Seite 18).

falls Werte von Null. (Genau wie für Σ_π wird zur Messung der Observable G_π statt der azimuthalen Verteilung des ω -Mesons die des aus dem $\pi^0\gamma$ -Zerfall stammenden Pions gemessen.) Für reine s-Kanal-Prozesse gäbe es eine Kopplung des Photons an das Targetproton, sodass in diesem Fall Werte für die Observablen G und G_π ungleich Null möglich sind.

In [SANS09] werden für reinen Pomeron- oder π^0 -Austausch ebenfalls Werte dieser Observablen von Null vorhergesagt, wobei eine Mischung dieser beiden Prozesse zu $G_\pi \neq 0$, mit einer jedoch nur geringen Abhängigkeit vom polaren Winkel des ω -Mesons, führen kann.

2.3.5 Doppelpolarisationsobservable E

Die Doppelpolarisationsobservable E ist messbar unter Verwendung zirkular polarisierter Photonen und eines longitudinal polarisierten Targets. Sie resultiert, wie in Gleichung 2.5 zu sehen, aus einer nicht azimuthalwinkelabhängigen Zählratenasymmetrie zwischen parallelen ($\frac{3}{2}$) und antiparallelen ($\frac{1}{2}$) Spinstellungen von Photon und Targetproton:

$$P_z^T \cdot P_{\gamma,\odot} \cdot E = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{3}{2}} + \sigma_{\frac{1}{2}}},$$

wirkt also als „Spinfilter“ im s-Kanal.

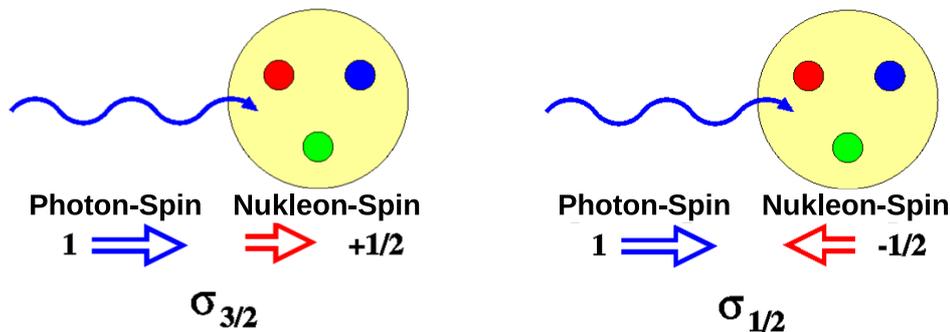


Abbildung 2.11: Die Doppelpolarisationsobservable E resultiert aus einer Zählratenasymmetrie zwischen parallelen (links) und antiparallelen (rechts) Spinstellungen von Photon und Targetproton [ELS11].

Für die diffraktive Produktion des ω -Mesons gilt die gleiche Argumentation wie für die Observable G . Man erwartet also, aufgrund der Tatsache, dass das Photon nicht an das Targetproton koppelt, einen Wert von Null für die Observable E und mögliche Werte ungleich Null für die ω -Produktion im s-Kanal.

Dies wird auch in [SANS09] vorhergesagt, wobei eine Mischung von Pomeron- und π^0 -Austausch zu einer linearen Abhängigkeit vom Kosinus des polaren Winkels des ω -Mesons führt. Die ω -Produktion im s-Kanal kann hingegen zu komplizierteren Polarwinkelabhängigkeiten führen.

Kapitel 3

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA am Physikalischen Institut in Bonn aufgenommen. Abbildung 3.1 zeigt einen Überblick über die Anlage, die aus drei Beschleunigungsstufen besteht und im Folgenden vorgestellt wird. Des Weiteren wird in Abschnitt 3.5 auf die, zur Messung der Doppelpolarisationsobservable E wichtige, Beschleunigung spinpolarisierter Elektronen eingegangen.

3.1 Injector-Linearbeschleuniger

Zur Erzeugung eines unpolarisierten Elektronenstrahls stehen an der Beschleunigeranlage zwei thermische Elektronenquellen zur Verfügung. Diese liefern einen gepulsten Strahl mit Energien von 90 keV (LINAC¹ 1) bzw. 50 keV (LINAC 2) und einer Pulslänge von 1 μ s, der in den Linearbeschleunigern auf 20 MeV (LINAC 1) bzw. 26 MeV (LINAC 2) vorbeschleunigt werden kann.

An LINAC 2 existiert außer der thermischen Quelle für unpolarisierte Elektronen zusätzlich eine Quelle zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen [HIL00]. Hier werden longitudinal polarisierte Elektronenstrahlen mit einem Polarisationsgrad von ca. 80 % durch Photoeffekt an einem Be-InGaAs/Be-AlGaAs Superlattice-Kristall erzeugt.

Nach der Vorbeschleunigung im Linearbeschleuniger werden die Elektronen in das Booster-Synchrotron injiziert, das im Folgenden beschrieben wird.

3.2 Booster-Synchrotron

Das 1967 in Betrieb genommene Synchrotron [AL⁺68] dient heute als Vorbeschleuniger („Booster“) und somit als zweite Beschleunigungsstufe. Es handelt sich um einen mit 50 Hz-Netzfrequenz betriebenen Kreisbeschleuniger, in dem Elektronenstrahlen

¹ LINAC = **L**INear **A**Ccelerator (Linearbeschleuniger)

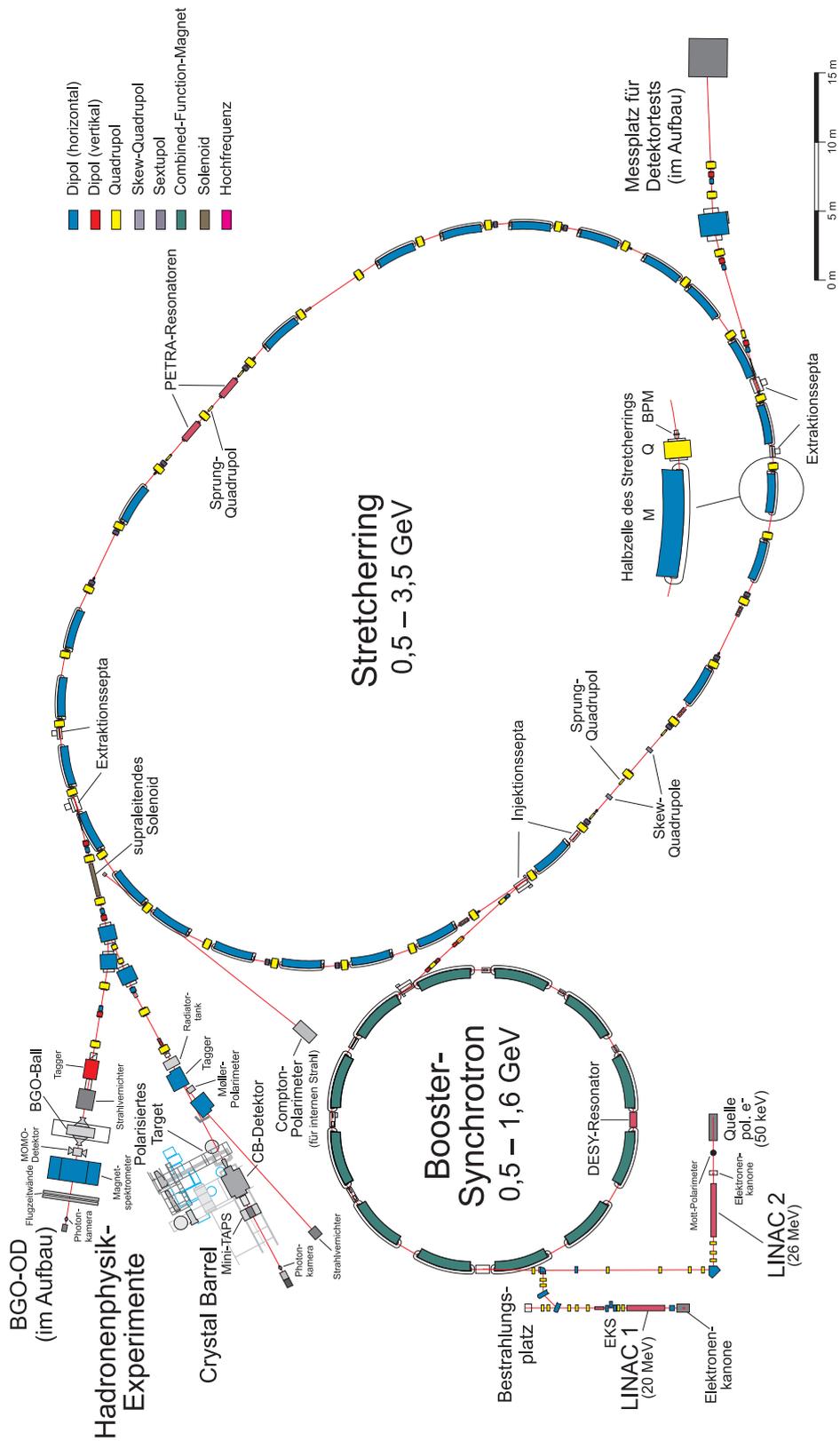


Abbildung 3.1: Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [FRO10]

innerhalb weniger Millisekunden auf Endenergien von 0,5 GeV bis 1,6 GeV beschleunigt werden können. In den im Folgenden beschriebenen Stretcherring werden die Elektronen mit einer Energie von typischerweise ca. 1,2 GeV injiziert.

3.3 Stretcherring

Der Stretcherring wurde 1987 in Betrieb genommen. Er ist ein Kreisbeschleuniger mit ca. 164,4 m Umfang, der die Aufgabe hat, die aus dem Synchrotron injizierten, kurzen Elektronenpulse zu einem Quasi-Gleichstrom zu dehnen („stretching“) und auf Energien bis zu 3,5 GeV zu beschleunigen [HS88].

Für den Stretcherring stehen drei verschiedene Betriebsmodi zur Verfügung:

- Im Stretchermodus findet keine Nachbeschleunigung statt, so dass die Energie des Elektronenstrahls durch die Energie im Booster-Synchrotron vorgegeben ist. Die Extraktion aus dem Synchrotron erfolgt über mehrere Umläufe, um eine möglichst homogene Füllung des Stretcherrings zu erreichen. In diesem Modus kann ein externer, quasikontinuierlicher² Elektronenstrahl mit einer Stromstärke von 1 pA bis 100 nA und einem hohen makroskopischen Tastverhältnis³ für Experimente zur Verfügung gestellt werden.
- Die zweite Betriebsart ist der Speichermodus für Synchrotronlichtexperimente. Hier können Strahlströme von bis zu 250 mA bei einer Energie von 1,6 bis 3,0 GeV mehrere Stunden lang gespeichert werden. In diesem Modus findet keine Extraktion statt. Da keine Synchrotronlichtexperimente mehr an ELSA durchgeführt werden, wird dieser Modus nur noch zu Testzwecken verwendet.
- Der für das CBELSA/TAPS-Experiment verwendete Betriebsmodus ist der Nachbeschleunigungsmodus, in dem die Elektronen auf eine Endenergie von bis zu 3,5 GeV beschleunigt werden können. Bei internen Strahlströmen von 15 mA bis 80 mA können externe Ströme zwischen 1 pA und 20 nA erreicht werden. Während der Energierampezeit⁴ kann kein Elektronenstrahl an die Experimente geliefert werden, weshalb vor jeder Rampe mehrere Injektionen aus dem Synchrotron in ELSA akkumuliert werden, um das Tastverhältnis zu erhöhen. Das resultierende makroskopische Tastverhältnis liegt hier typischerweise über 70 %.

3.4 Langsame Resonanzextraktion

Die Extraktion des Elektronenstrahls aus dem Stretcherring zu den Experimenten erfolgt über die Methode der sogenannten langsamen Resonanzextraktion.

² Der Elektronenstrahl hat eine Substruktur in Form von Elektronenpaketen im Abstand von 2 ns, die durch die hochfrequenten Beschleunigungsfelder (500 MHz) vorgegeben ist.

³ Das makroskopische Tastverhältnis gibt das Verhältnis aus der Extraktionsdauer des Elektronenstrahls zum Experiment zur gesamten Zykluszeit an.

⁴ Während der Energierampezeit wird der Elektronenstrahl auf die gewünschte Endenergie beschleunigt.

Elektronen in einem Beschleuniger führen Schwingungen um die Sollbahn durch, die sich unter speziellen Beschleunigereinstellungen verstärken können, was zu Strahlverlust führen kann. Beispielsweise können (nicht vermeidbare) Feldfehler der Magnete unter bestimmten Umständen die Amplituden der transversalen Strahlschwingungen (sogenannte Betatronschwingungen) der Elektronen resonant anregen. Diese Resonanzen bezeichnet man als optische Resonanzen oder Betatronresonanzen. Um Strahlverlust zu vermeiden, muss die Anzahl der Strahlschwingungen pro Umlauf (der sogenannte Arbeitspunkt) genau bekannt sein. So sollten für einen stabilen Betrieb des Beschleunigers zum Beispiel ganz-, halb- und drittelzählige Arbeitspunkte vermieden werden. Die Betatronresonanzen werden verursacht durch Dipolfelder (Resonanzen erster Ordnung (ganzzahliger Arbeitspunkt)), Quadrupolfelder (Resonanzen zweiter Ordnung (halbzahliger Arbeitspunkt)), Sextupolfelder (Resonanzen dritter Ordnung (drittelzahliger Arbeitspunkt)) und Multipolfelder (Resonanzen höherer Ordnung), wobei die Stärke der Resonanzen zu höheren Ordnungen stark abnimmt.

Betatronresonanzen können jedoch auch gezielt genutzt werden, um den Elektronenstrahl aus dem Beschleuniger zu extrahieren. Im Stretcherring wird nach der Energierampe üblicherweise die $4\frac{2}{3}$ -Resonanz durch Sextupolmagnete angeregt und der horizontale Arbeitspunkt wird gezielt in Richtung dieser Resonanz verschoben. Mit Hilfe von Extraktionssepta kann der im Beschleuniger befindliche Elektronenstrahl über einen Zeitraum von mehreren Sekunden zu den Experimenten extrahiert werden.

Die Strahlablenkung im Beschleuniger erfolgt in der horizontalen Ebene, was zur Folge hat, dass die Elektronen tangential an die Bahnkrümmung Synchrotronlicht abstrahlen. Dies verursacht transversale Impulse und somit eine höhere Strahldivergenz und -breite als in der vertikalen Ebene, was Einfluss auf die Wahl der Linearpolarisationsebenen hat (vgl. Abschnitt 6.1.3).

3.5 Polarisationstransport

Der Polarisationstransport in der Beschleunigeranlage muss mit einer Elektronpolarisationsrichtung senkrecht zur Ablenkrichtung der Elektronen, also senkrecht zur Beschleunigungsrichtung erfolgen. Aus diesem Grund wird der Spin der an der Quelle erzeugten longitudinal polarisierten Elektronen in der darauf folgenden Strahlführung gedreht. Um zirkular polarisierte Elektronen für das Experiment zu erhalten, wird jedoch wieder eine longitudinale Elektronpolarisation benötigt. Hierfür wird zunächst mit Hilfe eines supraleitenden Solenoiden mit einer maximalen integrierten Feldstärke von 12,5 Tm die vertikale Polarisation um 90° um die Impulsrichtung gedreht (sogenannte Lamorpräzession). Die vollständige Spindrehung um 90° kann aufgrund der begrenzten Magnetfeldstärke des Solenoiden jedoch nur bis zu einer Strahlenergie von ca. 2,5 GeV geschehen. Die Drehung der Polarisation in die longitudinale Richtung erfolgt über die horizontale Strahlablenkung nach dem Solenoiden. Der Drehwinkel aufgrund der sogenannten Thomaspräzession ist wegen der definierten Strahlablenkung zum Experiment für jede Energie vorgegeben. Der

gewünschte Drehwinkel der Polarisation von 90° wird für eine Elektronenergie von ca. 2,8 GeV erreicht. Eine detailliertere Beschreibung zum Polarisationstransport findet sich zum Beispiel in [STE99].

Kapitel 4

CBELSA/TAPS-Experiment

Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment¹ ist ein Experiment zur Untersuchung von Meson-Photoproduktion und auf den Nachweis neutraler Endzustände und somit auf den Nachweis neutraler Mesonen spezialisiert. Photoproduktions-Experimente eignen sich besonders gut zur Untersuchung des Nukleon-Anregungsspektrums, da es hier möglich ist, den Polarisationszustand des Photonfeldes zu manipulieren und somit eine hohe Sensitivität auf Polarisationsobservablen (vgl. Abschnitt 2.3) erreicht werden kann. Beim CBELSA/TAPS-Experiment handelt es sich um ein „fixed target“-²Experiment, was eine Bewegung des Schwerpunkts der Reaktion (in Photonstrahlrichtung) im Laborsystem zur Folge hat. Aufgrund des aus dem Wechsel des Bezugssystems resultierenden Lorentz-Boosts wird der Großteil der im Target erzeugten Teilchen unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert, was eine hohe Granularität und Ratenfestigkeit der Detektoren in Vorwärtsrichtung erforderlich macht. Das CBELSA/TAPS-Experiment deckt nahezu 96 % des Raumwinkels um das Target ab, was eine Messung von Observablen über den fast kompletten Winkelbereich möglich macht. Abbildung 4.1 zeigt das im Rahmen des Sonderforschungsbereiches Transregio 16 (SFB/TR16) aufgebaute CBELSA/TAPS-Experiment.

Die von ELSA kommenden Elektronen treffen in einer Vakuumkammer auf ein an einem Goniometer befestigtes Radiatortarget (vgl. Abschnitt 4.10). Die Energie der durch Bremsstrahlung an diesem Radiator erzeugten Photonen kann mit Hilfe der Photonmarkierungsanlage (Abschnitt 4.7) bestimmt werden. Elektronen, die keiner Reaktion am Radiator unterliegen, werden mit Hilfe zweier (in Abbildung 4.1 in rot dargestellter) Ablenkmagnete in den Strahlvernichter geleitet. Zwischen den Detektoren der Photonmarkierungsanlage und dem zweiten Ablenkmagneten befindet sich der Møllerdetektor (Abschnitt 4.8), der zur Bestimmung des Polarisationsgrades zirkular polarisierter Photonstrahlen dient. Die am Bremsstrahlradiator erzeugten Photonen treffen nach einer Kollimation³ auf ein Experimentiertarget (Abschnitt 4.6), welches vom Innendetektor (Abschnitt 4.2) umgeben ist. Target und Innendetektor befinden sich innerhalb eines elektromagnetischen Kalorimeters,

¹ Auch kurz: CBELSA/TAPS-Experiment

² englisch für ruhendes Ziel

³ Verwendet wurde ein Kollimator mit einem Radius von 2 mm, einer Länge von 240 mm und einem Abstand vom Endpunkt des Kollimators zum Bremsstrahlradiator von 3602 mm.

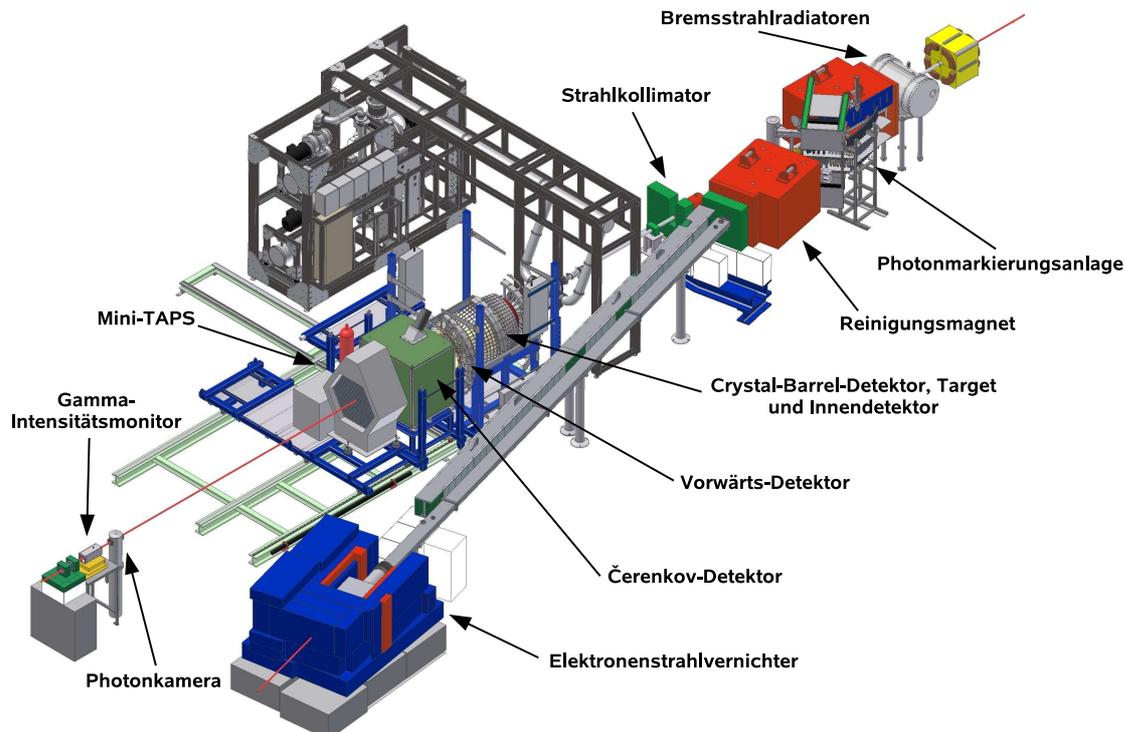


Abbildung 4.1: Überblick über das CBELSA/TAPS-Experiment [CB10]

dem Crystal-Barrel-Detektor (Abschnitt 4.1). Weiter in Vorwärtsrichtung befindet sich mit dem Mini-TAPS-Detektor (Abschnitt 4.3) ein weiteres Kalorimeter und ein Čerenkov-Detektor (Abschnitt 4.4). Außerdem verfügt das Experiment noch über einen Gamma-Intensitätsmonitor (GIM) und einen Flussmonitor zur Photonflussbestimmung und eine Photonkamera zur Positionsbestimmung des Photonstrahls (Abschnitt 4.5).

4.1 Crystal-Barrel- und Vorwärts-Detektor

Der Crystal-Barrel-Detektor (Abbildung 4.2 links) ist das zentrale elektromagnetische Kalorimeter für das CBELSA/TAPS-Experiment. Er besteht aus 1230 Thallium dotierten Cäsium-Jodid-Kristallen, die auf das Target ausgerichtet sind und mit Hilfe von Photodioden ausgelesen werden. Diese Kristalle sind in 20 Ringen mit je 60 Kristallen und einem Ring mit 30 Kristallen um die Strahlachse angeordnet. Die so entstehende zylindrische Form des Gesamtdetektors führte zu dem Namen Crystal-Barrel⁴. Ein einzelner Kristall deckt somit für die Ringe mit 60 Kristallen einen polaren (θ) und azimuthalen (ϕ) Winkel von jeweils 6° um den Detektormittelpunkt ab. Die azimuthale Winkelabdeckung erhöht sich für den letzten Ring mit 30 Kristallen, der sich bei großen polaren Winkeln befindet, auf 12° . Mit einer Länge

⁴ Crystal-Barrel, englisch für Kristall-Fass

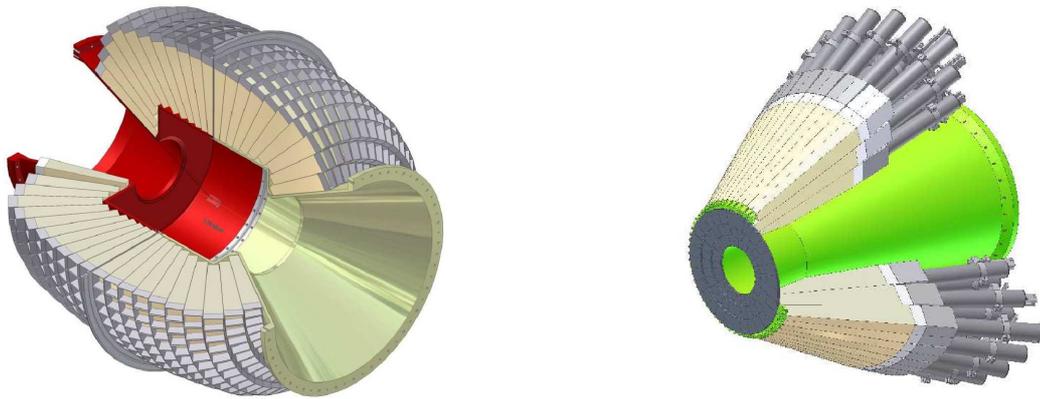


Abbildung 4.2: Crystal-Barrel- (links) und CB-Vorwärts-Detektor (rechts) [CB10]

von 30 cm bzw. 16,1 Strahlungslängen kann ein Kristall die Energie von Photonen von einer Energie von bis zu 2 GeV fast vollständig aufnehmen [AK⁺92]. Durch die Bildung eines elektromagnetischen Schauers über mehrere Kristalle⁵ erhält man über Schwerpunktbestimmung eine Winkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors von ca. 1° bis 2° [MÜL07]. Die Energieauflösung beträgt [JUN05]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2.8 \%}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}}.$$

Insgesamt deckt dieser Detektor einen polaren Winkelbereich von $\theta = 30^\circ$ bis $\theta = 150^\circ$ sowie den vollen azimuthalen Winkelbereich ab.

Der polare Winkelbereich von $\theta = 11,2^\circ$ bis $\theta = 27,5^\circ$ wird durch weitere 3 Ringe aus jeweils 30 CsI(Tl) Kristallen abgedeckt. Diese Ringe bilden den CB-Vorwärts-Detektor (Abbildung 4.2 rechts). Die 90 Kristalle des Vorwärts-Detektors werden über Photomultiplier ausgelesen, was eine deutlich bessere Zeitauflösung gegenüber der Crystal-Barrel Auslese zur Folge hat. Dies ist z.B. für die Triggerbildung (Abschnitt 4.9) wichtig. Des Weiteren verfügt der Vorwärts-Detektor über einen Subdetektor zur Ladungsidentifizierung. Dieser Subdetektor besteht aus 180 Szintillatorplättchen, die so angeordnet sind, dass jeweils ein Plättchen einen Kristall abdeckt und zwei andere dieses halb überdecken. Auch die Szintillatorplättchen werden über Photomultiplier ausgelesen. Für nähere Informationen zum CB-Vorwärts-Detektor wird auf [WEN08, FUN08] verwiesen.

Die Kalibration von Crystal-Barrel- und Vorwärts-Detektor wird in Abschnitt 7.1 erläutert.

4.2 Innendetektor

Die Ladungsidentifikation für Reaktionsprodukte innerhalb der Crystal-Barrel Akzeptanz geschieht mit Hilfe des Innendetektors. Der Innendetektor besteht aus 513

⁵ Die betroffenen Kristalle werden zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst.

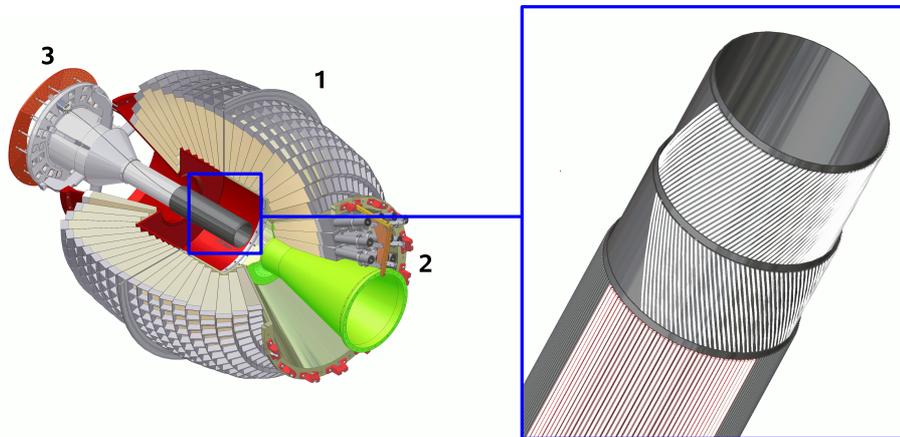


Abbildung 4.3: links: Detektorsystem aus Crystal-Barrel (1) CB-Vorwärtsdetektor (2) und Innendetektor (3) [WEN08], rechts: Faseranordnung des Innendetektors [GRU06]

szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von jeweils 2 mm. Diese Fasern sind in 3 Lagen um das Produktionstarget angeordnet. Die Fasern der äußeren Lage verlaufen parallel zur Strahlachse, während die Fasern der beiden inneren Lage schraubenförmig mit Winkeln von $25,7^\circ$ bzw. $-24,5^\circ$ um die Strahlachse gedreht sind (Abbildung 4.3 rechts). Die Ortsauflösung ist durch die Anordnung der Fasern bestimmt und beträgt 0,5 mm in azimuthaler und 1,6 mm in polarer Richtung. Die Nachweisefizienz geladener Teilchen liegt bei ungefähr 98,5 %. Nähere Informationen zu diesem Detektor befinden sich in [SU⁺05, GRU06].

4.3 Mini-TAPS Detektor

Der Mini-TAPS⁶ Detektor deckt den polaren Vorwärtswinkelbereich von $\theta = 1^\circ$ bis $\theta = 12^\circ$ ab. Dieses Kalorimeter besteht aus 216 hexagonalen BaF_2 Kristallen, die wiederum zu einem Sechseck angeordnet sind (Abbildung 4.4). Ähnlich wie beim Vorwärtskonus-Detektor dienen Szintillatorplättchen, die den Kristallen vorgelagert sind, zum Nachweis geladener Teilchen. Die Kristalle haben eine Länge von 25 cm bzw. 12,2 Strahlungslängen. Durch die durch den Lorentzboost entstehenden hohen Teilchenraten in Vorwärtsrichtung muss dieser Detektor eine gute Zeitauflösung haben. BaF_2 ist aus diesem Grund besonders gut als Detektormaterial geeignet. Das gesamte Mini-TAPS Detektorsystem bietet sowohl Ladungs- als auch Energieinformationen bei guter Zeitauflösung (vgl. Abschnitt 7.1).

⁶ TAPS = **T**wo **A**rm **P**hoton **S**pectrometer

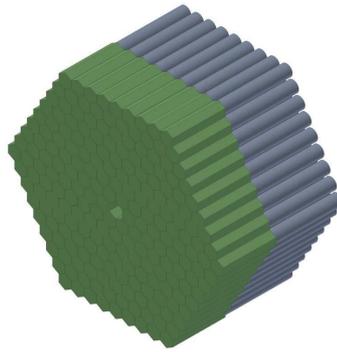


Abbildung 4.4: Mini-TAPS Detektor [CB10]

4.4 Cherenkov Detektoren

Zur Unterdrückung von Untergrund stehen für das CBELSA/TAPS-Experiment zwei Cherenkov Detektoren zur Verfügung, wovon jeweils einer für die Datennahme verwendet wird.

Für den Großteil der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten, also insbesondere für die Datennahmen unter Verwendung von polarisierten Photonen und einem polarisierten Target, wurde ein Gas Cherenkov Detektor verwendet. Dieser Detektor dient zur Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund auf Trigger-Niveau (Abschnitt 4.9). Geladene Teilchen, die schneller sind als die Lichtgeschwindigkeit im Detektormedium (hier CO_2 -Gas), strahlen Cherenkov-Licht ab. Der Gas Cherenkov Detektor ist sensitiv auf Elektronen und Positronen mit Energien von mehr als 17,4 MeV bei einer Detektoreffizienz von $99,72\% \pm 0,45\%$ [KAI07].

Die Datennahmen zur Untersuchung von „In-Medium Eigenschaften“ des ω -Mesons geschehen mit einem Aerogel Cherenkov Detektor. Durch den unterschiedlichen Brechungsindex ($n = 1,05$) des Aerogels im Vergleich zum CO_2 -Gas ($n = 1,00043$) ist es mit Hilfe dieses Detektors möglich, auch geladene Pionen zu identifizieren. Die Effizienz wurde in [MAT07] auf 88,7 % abgeschätzt.

4.5 GIM, Flussmonitor und Photonkamera

Der Gamma-Intensitätsmonitor (GIM) besteht aus 16 in einer 4×4 -Matrix angeordneten PbF_2 -Kristallen mit einer Größe von jeweils $30 \times 30 \times 250 \text{ mm}^3$. Mit Hilfe dieses Detektors werden Photonen nachgewiesen, die im Target keine Reaktion hervorgerufen haben. Durch die Auslese mit Photomultipliern wird eine hohe Ratenfestigkeit (im Megaherzbereich) gewährleistet [KON01]. Zusammen mit den Informationen der Photonmarkierungsanlage (Abschnitt 4.7) kann sowohl der Photonfluss als auch der zur Bestimmung der Linearpolarisation wichtige Einfluss des Kollimators (Abschnitt 6.3), bestimmt werden. Durch die Segmentierung des Detektors ist außerdem eine Messung der Strahlänge mit einer Genauigkeit von etwa 0,5 mm möglich.

Um durch Sättigungseffekte des GIM hervorgerufene Fehler zu vermeiden wird (insbesondere bei hohen Strahlströmen) der Flussmonitor zur Bestimmung des Photonflusses verwendet. Dieser Detektor besteht aus einem Kupferkonverter zur Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren, zwei in Koinzidenz geschalteten Plastiksintillatoren zur Detektion dieser Paare sowie einem weiteren Plastiksintillator, der sich vor dem Konverter befindet und als Veto für im Photonstrahl mitgeführte geladene Teilchen dient. Dieser Detektor beugt Sättigungseffekten vor, indem nur ein definierter Anteil der Photonen gemessen wird [DIE08].

Für eine präzisere Messung der Strahllage als mit dem GIM wird die Photonkamera verwendet. Hierfür ist eine dünne fluoreszierende Folie unter 45° in den Strahlengang eingebaut. Zur Erhöhung der Lichtausbeute in der Folie ist dieser ein Konverter vorgelagert. Durch diesen Aufbau erzeugt der Photonstrahl auf der Folie sichtbares Licht. Dieser „Strahlfleck“ wird über ein Objektiv und einen Bildverstärker auf eine CCD-Kamera abgebildet. Mit Hilfe der Photonkamera kann die Strahllage während des Experimentierbetriebs überwacht werden [KRI98].

4.6 Experimentiertargets

Im Rahmen des CBELSA/TAPS-Experimentes wurden 3 verschiedene Arten von Experimentiertargets verwendet:

- Kohlenstoff-Festkörpertarget (^{12}C)
- Flüssigwasserstofftarget (LH_2) und Flüssigdeuteriumtarget (LD_2)
- Polarisierte Targets ($C_4H_{10}O$ und $C_4D_{10}O$)

Kohlenstofftarget

Das im CBELSA/TAPS-Experiment verwendete Kohlenstofftarget hat eine Länge von $L = 1,5$ cm bei einer Dichte von $\rho = 1,67 \frac{g}{cm^3}$. Das entspricht, mit $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$ ⁷ und einer molaren Masse $M_{mol} = 12,011$, einer Targetflächendichte von $\rho_t = \frac{\rho N_A L}{M_{mol}} = 1,26 \cdot 10^{23} \frac{1}{cm^2}$. Dieses Target wurde, wie der Aerogel Cherenkov Detektor auch, hauptsächlich für Messungen zu In-Medium Eigenschaften des ω -Mesons, aber auch für Testmessungen und Untergrundstudien (vgl. z.B. Abschnitt 8.2.2 und 9.2.3) verwendet.

Wasserstoff- und Flüssigdeuteriumtarget

Für Kontrollmessungen und Messungen von Polarisationsobservablen in der Photo-Produktion von Multimeson-Endzuständen (z.B. $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$) steht ein Flüssigwasserstofftarget [HAM09] zur Verfügung. Die Targetzelle hat einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von 5,1 cm. Aus der Länge und der Dichte von flüssigem Wasserstoff ($\rho = 0,0708 \frac{g}{cm^3}$) ergibt sich eine Targetflächendichte von $\rho_t = 2,16 \cdot 10^{23} \frac{1}{cm^2}$.

⁷ Avogadrokonstante

Die gleiche Zelle kann wahlweise mit LH_2 oder LD_2 befüllt werden. Für Messungen am Neutron wird LD_2 verwendet, da kein reines Neutronentarget existiert. Die Protonen im LH_2 -Target unterliegen keiner Kernbindung, besitzen somit auch keinen Fermi-Impuls. Dies hat den Vorteil von gut definierten Anfangsbedingungen für die gemessene Reaktion.

Polarisiertes Target

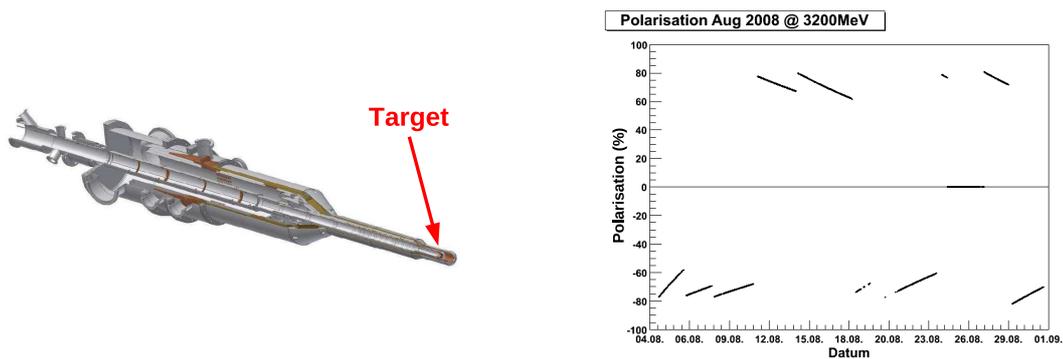


Abbildung 4.5: Links: Kryostat für das polarisierte Target [CB10]. Das eigentliche Target befindet sich in der Spitze der Apparatur. Rechts: Zeitlicher Verlauf der longitudinalen Targetpolarisation während der Datennahme im August 2008. Die Polarisationsrichtung wurde in regelmäßigen Abständen gewechselt.

Zur Messung einiger Polarisationsobservablen wird ein polarisiertes Target benötigt. Die Messungen im Rahmen des CBELSA/TAPS-Experimentes geschehen mit dem Bonn-Frozen-Spin-Target (Abbildung 4.5 (links)). Zur Realisierung von hohen Polarisationsgraden bei langen Relaxationszeiten und einer großen Zahl von polarisierbaren Protonen (oder Deuteronen) wurde Butanol ($C_4H_{10}O$) bzw. D-Butanol ($C_4D_{10}O$) als Targetmaterial gewählt [BDP⁺99]. Das Target erreicht Polarisationsgrade von bis zu 90 %, bei einer Nachweisbarkeit von emittierten Teilchen in einem Raumwinkelbereich von nahezu $4\pi^8$. In einem ca. 2,5 T starken Magnetfeld wird das Target polarisiert und mit flüssigem Helium auf etwa 50 mK abgekühlt, um die Polarisation „einzufrieren“. Bei dieser tiefen Temperatur gelingt es mit einem Haltemagnetfeld von etwa 0,5 T, einen durchschnittlichen Polarisationsgrad von 70 % länger als 48 Stunden lang aufrecht zu erhalten. Der zeitliche Verlauf der Targetpolarisation für die Datennahme im August 2008 ist in Abbildung 4.5 (rechts) zu sehen.

Das Target hat eine Länge und einen Durchmesser von 2 cm, woraus sich mit der effektiven Dichte von $C_4H_{10}O$ ($\rho = 0,57 \frac{g}{cm^3}$ [RD04]) eine Targetflächendichte von $\rho_t = 8,62 \cdot 10^{21} \frac{1}{cm^2}$ ergibt.

⁸ Zwischen Targetzelle und Detektor befindet sich Material, dessen Dicke nur etwa 0,1 Strahlungslängen entspricht.

Am CBELSA/TAPS-Experiment wurden Messungen mit sowohl longitudinal als auch transversal polarisierten Butanol-Targets durchgeführt. Um Informationen über das Neutron zu erhalten, gab es außerdem Datennahmen mit einem D-Butanol-Target. Die Datenanalysen in dieser Arbeit (Kapitel 8 und 9) beschränken sich jedoch auf Messungen an einem longitudinal polarisierten Butanol-Target.

4.7 Photonmarkierungsanlage

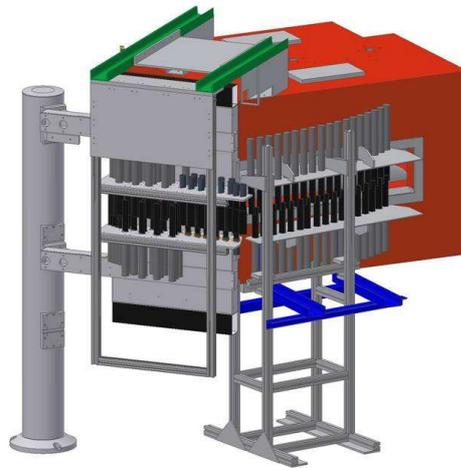


Abbildung 4.6: Photonmarkierungsanlage („Tagger“) [FP08]

Die Energierekonstruktion des im Experimentiertarget eine Reaktion auslösenden Photons erfolgt mit Hilfe der Photonmarkierungsanlage (Abbildung 4.6). Hier wird über die Energiemessung der gestreuten Elektronen (E'), bei bekannter Primärstrahlenergie (E_0), die Energie der Bremsstrahlungsphotonen (E_γ) bestimmt⁹:

$$E_\gamma = E_0 - E'. \quad (4.1)$$

Mit Hilfe eines Dipolmagneten (in Abbildung 4.6 in rot dargestellt) mit einem maximalen Feld von 2 T werden die gestreuten Elektronen impulsselektierend abgelenkt und ortsauflösend nachgewiesen¹⁰. Dafür steht ein Hodoskop aus 96 überlappenden Szintillatorstreifen mit Breiten zwischen 1,4 cm und 5 cm zur Verfügung, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Durch die gute Zeitauflösung kann das Hodoskop als Zeitreferenz für das Gesamtexperiment genutzt werden. Der Gesamtdetektor deckt einen Elektronenenergiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,825 \cdot E_0$ ab. Die Energieauflösung nimmt dabei von $0,1 \% \cdot E_\gamma$ bis $6 \% \cdot E_\gamma$ zu hohen Elektronenenergien (also niedrigen Photonenergien) hin ab [FP09].

Um die Energieauflösung im Bereich hoher Elektronenenergien zu erhöhen, befindet

⁹ Die Rückstoßenergie auf den Kern kann hier vernachlässigt werden.

¹⁰ Eine genauere Beschreibung des Magneten findet sich in [FP04].

sich im Bereich von $0,166 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ der Szintillierende-Fasern-Detektor („SciFi“), der dem Hodoskop vorgelagert ist. Dieser Detektor besteht aus 480 szintillierenden Fasern von 2 mm Durchmesser und 6 cm Länge, die in zwei Lagen teilweise überlappend angeordnet sind. Die Energieauflösung beträgt für den SciFi $0,1 \% \cdot E_\gamma$ bis $2,9 \% \cdot E_\gamma$. Des Weiteren wird der SciFi, wie in Kapitel 6 beschrieben, zur Bestimmung des Polarisationsgrades linear polarisierter Photonstrahlen verwendet.

Die absolute Energieauflösung der gesamten, aus Hodoskop und SciFi bestehenden, Photonmarkierungsanlage beträgt $\Delta E_\gamma = 3 \text{ MeV}$ bis $\Delta E_\gamma = 12 \text{ MeV}$ für eine Primärstrahlenergie von $3176,1 \text{ MeV}$. Die Energiekalibration geschieht mit Hilfe einer Einschusseichung, wobei der Primärelektronenstrahl mit stark verringerter Intensität bei verschiedenen Energien direkt in den Detektor gelenkt wird (vgl. Abschnitt 7.1.2).

Eine nähere Beschreibung der Photonmarkierungsanlage befindet sich in [FP04, FP09].

4.8 Møllerdetektor

Die Messung einiger Polarisationsobservablen, wie z.B. die im Rahmen dieser Arbeit extrahierte Observable E für die ω -Photoproduktion (vgl. Abschnitt 9.2.5), erfordert zirkular polarisierte Photonen. Der in der Bremsstrahlung vorhandene Helizitätstransfer von den von ELSA zur Verfügung gestellten longitudinal polarisierten Elektronen auf die für das Experiment benötigten Photonen kann eindeutig mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnet werden und ist gegeben durch [OM59]:

$$\frac{P_{\gamma,\odot}}{P_0} = \frac{E_\gamma E_0 + \frac{1}{3} E_\gamma E'}{E_0^2 + E'^2 - \frac{2}{3} E_0 E'}.$$

Hierbei sind $P_{\gamma,\odot}$ und P_0 die Polarisationsgrade des zirkular polarisierten Photonstrahls bzw. des longitudinal polarisierten Primärelektronenstrahls. Mit Hilfe von Gleichung 4.1 ergibt sich dann der Helizitätsübertrag $\left(\frac{P_{\gamma,\odot}}{P_0}\right)$ in Abhängigkeit vom Energieübertrag $\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)$:

$$\frac{P_{\gamma,\odot}}{P_0} = \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \cdot \frac{4 - \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)}{3 + 3 \left(1 - \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)\right)^2 - 2 \left(1 - \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)\right)}.$$

Um jetzt den Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Photonstrahls zu bestimmen, reicht es also, den Polarisationsgrad des longitudinal polarisierten Primärelektronenstrahls zu messen. Dies geschieht am CBELSA/TAPS-Experiment mit Hilfe eines Møllerpolarimeters (Abbildung 4.7).

Bei diesem Detektor macht man sich die Møller-Streuung (Elektron-Elektron-Streuung) zunutze. Die longitudinal polarisierten Elektronen aus ELSA können an (weitestgehend) longitudinal polarisierten Elektronen in einer Targetfolie¹¹ streuen, die

¹¹ Vacoflux 50, zu näheren Informationen siehe Abschnitt 4.10 und [EBE06]

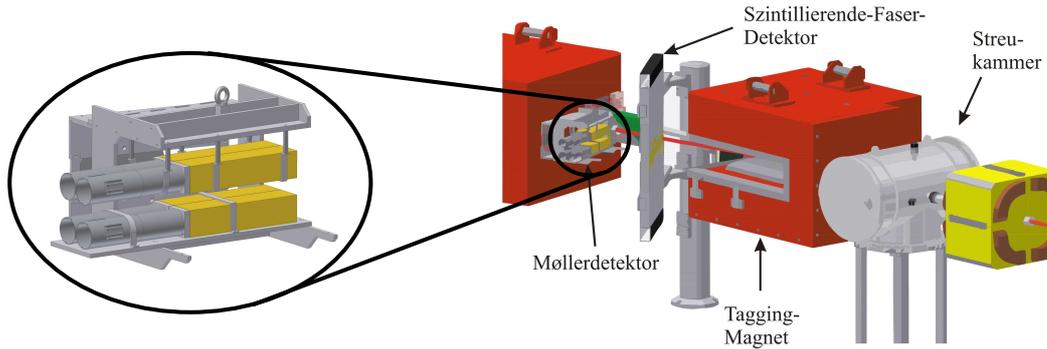


Abbildung 4.7: Links: Möllerdetektor, Rechts: Positionierung des Möllerdetektors im Bezug zum Tagger. Zur besseren Übersichtlichkeit ist das Hodoskop nicht eingezeichnet. [FP09]

in einem Winkel von $\alpha = 20^\circ$ zur Strahlachse verkippt ist. Der für die Polarisationsmessung relevante Wirkungsquerschnitt der Möllerstreuung ist somit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + a_{zz} P^0 P^T \cos(\alpha)).$$

Hier ist $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ der polarisationsunabhängige Anteil des Möllerwirkungsquerschnitts, a_{zz} der relevante Analysierstärkekoeffizient und P^T die Polarisation der Radiatorfolie, die in einer separaten Messung bestimmt werden kann (siehe hierzu [EBE06]). Durch Messung von Zählratenasymmetrien (A_z) von möllergestreuten Elektronen mit parallelen bzw. antiparallelen Spinstellungen:

$$A_z = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} = a_{zz} P^0 P^T \cos(\alpha)$$

kann die Elektronstrahlpolarisation:

$$P^0 = \frac{A_z}{a_{zz} P^T \cos(\alpha)}$$

bestimmt werden.

Der Nachweis von den möllergestreuten Elektronenpaaren geschieht mit Bleiglasdetektoren, die ober- und unterhalb der Ebene angeordnet sind, in der Bremsstrahlungselektronen emittiert werden. Durch diese Anordnung können vertikal gestreute Elektronenpaare in Koinzidenz nachgewiesen werden. Zur Impulsselektion der Möllerpaare befindet sich der Möllerdetektor hinter der Photonmarkierungsanlage. Für eine detailliertere Beschreibung des Detektors wird auf [EBE06, KAM09] verwiesen.

4.9 Trigger und Datenerfassung

Um aus den Daten der in den vergangenen Abschnitten vorgestellten Detektoren des CBELSA/TAPS-Experiments interessante Ereignisse auszuwählen, die über die Datenerfassung ausgelesen werden sollen, benötigt man ein sogenanntes Triggersystem.

Für eine flexible Programmierung und der Realisierung auch mehrstufiger Triggerentscheidungen ist die Triggerlogik mit Hilfe von FPGA¹²-Modulen umgesetzt worden [WIN06]. Der Haupttrigger für die Datennahme, der aus einer Kombination der Signale der Einzeldetektoren besteht, ist für die Messung von zwei Photonen im Endzustand konzipiert und soll im Folgenden kurz vorgestellt werden. Die Triggerentscheidung wird hier in zwei Stufen getroffen.

Die erste Triggerstufe verarbeitet Triggersignale des Innendetektors („INNEN“), des Mini-TAPS Detektors („TAPS1 und TAPS2“¹³), des Vorwärts-Detektors („CF1 und CF2“¹⁴) sowie der Photonmarkierungsanlage („TAGGER“). Des Weiteren wird der Gas Cherenkov Detektor als sogenannter Veto-Detektor verwendet, um elektromagnetischen Untergrund zu reduzieren. Da für eine positive Triggerentscheidung die Photonmarkierungsanlage immer einen Treffer aufweisen muss und die Zeitauflösung dieses Detektors sehr gut ist, kann eine Koinzidenz zwischen einem verzögerten Tagger-Signal¹⁵ („delayed“-Tagger) und dem ursprünglichen Triggersignal verlangt werden. Dies stellt sicher, dass der Zeitpunkt der Signalauflösung immer von der Photonmarkierungsanlage bestimmt wird und für alle Triggerbedingungen gleich ist.

Da der Crystal-Barrel-Detektor aufgrund der Photodioden-Auslese kein schnelles Triggersignal liefern kann, ist dieser Detektor in die zweite Triggerstufe integriert. Hier wird von der FACE¹⁶ die Cluster-Multiplizität bereitgestellt und mit dieser Information entschieden, ob die Messdaten weiterverarbeitet oder verworfen werden sollen.

Die Bedingungen für diesen Datentrieger sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst, wobei alle 6 Bedingungen mit einem logischen ODER verknüpft sind. Bei einer positiven Triggerentscheidung werden alle Detektordaten ausgelesen und gespeichert. Die maximal mögliche Datenrate liegt dabei bei etwa 1 kHz [HOF12].

	Triggerstufe 1	Triggerstufe 2 (FACE)
1	INNEN & TAGGER & !Cherenkov	≥ 2
2	CF1 & TAGGER & !Cherenkov	≥ 1
3	CF2 & TAGGER & !Cherenkov	-
4	CF1 & TAPS1 & TAGGER & !Cherenkov	-
5	TAPS1 & TAGGER & !Cherenkov	≥ 1
6	TAPS2 & TAGGER & !Cherenkov	-

Tabelle 4.1: Bedingungen für den während der Datennahme hauptsächlich verwendeten Trigger

¹² **F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray

¹³ Zur Generierung eines Triggersignals ist der Mini-TAPS Detektor in vier Sektoren unterteilt, wobei die Anzahl der getroffenen Sektoren hinreichend genau die Anzahl der Cluster widerspiegelt. TAPS1/TAPS2 heißt hier genau ein bzw. zwei oder mehr getroffene Sektoren.

¹⁴ genau ein bzw. zwei oder mehr Cluster im Vorwärts-Detektor

¹⁵ Für das CBELSA/TAPS-Experiment wird eine Verzögerung von 16 bis 18 ns gewählt.

¹⁶ **F**Ast **C**luster **E**ncoder [FLE01]

4.10 Goniometer

Zur Erzeugung von Photonen für das Experiment sowie zur Strahldiagnose wird ein Goniometer verwendet, an dem verschiedene Radiatoren befestigt sind (Abbildung 4.8). Dieses Radiortargetsystem befindet sich innerhalb einer Vakuumkammer, die sowohl über Sichtfenster als auch über zwei Kameras einsehbar ist.

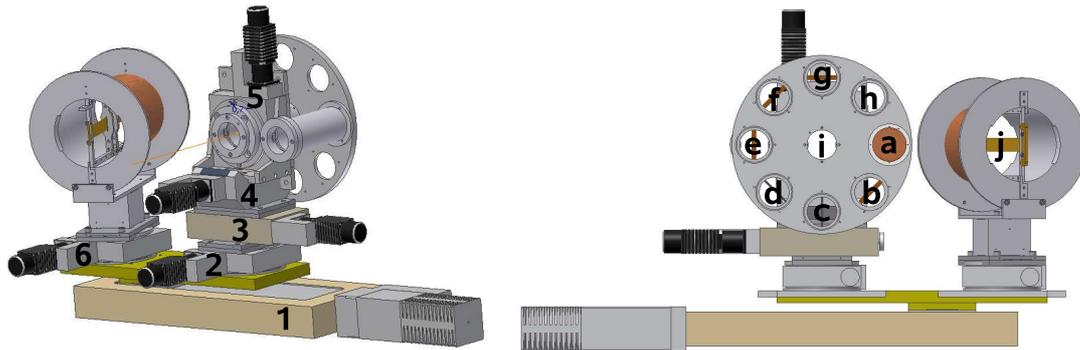


Abbildung 4.8: Links: Das Goniometer mit den zur Positionierung der Radiatoren benutzten Tischen (vgl. Tabelle 4.2) [KAM09]. Rechts: Das Goniometer mit verschiedenen Radiatoren: a) Chromox-Schirm, b) 300 μm Cu-Radiator, c) horizontaler Draht, d) vertikaler Draht, e) 150 μm Cu-Radiator, f) 50 μm Cu-Radiator, g) 12 μm Cu-Radiator, h) Leerradiator, i) Diamant, j) Møllerradiator

Die Positionierung der Radiatoren geschieht mit Hilfe von zwei Translations- und vier Rotationstischen der Firma Newport¹⁷. Als Erweiterung zu dem in den Jahren 2001 bis 2003 im CBELSA/TAPS-Experiment verwendeten Goniometer [ELS06] wurde zusätzlich der Møllerradiator installiert und aus diesem Grund der unterste, horizontale Lineartisch durch einen neuen ausgetauscht, der einen längeren Verfahrweg besitzt. Die im aktuellen Experiment verwendeten Tische mit ihren wichtigsten Spezifikationen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Von den zur Einstellung der Linearpolarisation wichtigen Tischen (Tisch 2 für die vertikale und Tisch 4 für die horizontale Drehachse) wurden in [ELS06] die Herstellerspezifikationen überprüft.

Die Ansteuerung der Goniometertische geschieht mit Hilfe eines „Motion-Controllers“ der Firma Newport und an die Tische angepassten Treiberkarten [KAM09]. Eine Positionierung der Radiatoren kann sowohl mit Hilfe einer graphischen Oberfläche als auch direkt über die Datenerfassung geschehen.

Für die Strahleinstellung, also die Überprüfung der Lage und der Form des Querschnitts an der Goniometerposition, ist ein Chromox-Leuchtschirm an der Goniometerscheibe befestigt, der über zwei Kameras beobachtet werden kann. Zur genaueren Messung der Strahlposition und Breite kann ein vertikal oder horizontal angeordneter etwa 1 mm dicker Eisendraht in beliebiger Schrittweite durch das Strahlprofil gefahren werden. Strahlprofile für zwei verschiedene gängige Primärstrahlenergien sind

¹⁷ www.newport.com

Tisch	Typ	Verfahrweg	Auflösung
1	MTM250PE1	± 150 mm	$1 \mu\text{m}$
2	URM100PE1	$\pm 6^\circ$	$0,001^\circ$
3	UZM80PE0,1	± 2 mm	$0,1 \mu\text{m}$
4	BGM80PE1	$\pm 20^\circ$	$0,001^\circ$
5	URM100APE1	$\pm 180^\circ$	$0,001^\circ$
6	URM100PE1	$\pm 30^\circ$	$0,001^\circ$

Tabelle 4.2: Goniometertische der Firma Newport mit ihren wichtigsten Spezifikationen

in Abbildung 4.9 dargestellt. Es fällt auf, dass bei einer Strahlenergie von 3176,1 MeV ein zweiter, deutlich schwächerer Strahl in einem Abstand von ca. 4 mm zum Hauptstrahl zu sehen ist. Besonders für die Datennahme mit linear polarisierten Photonen ist aufgrund der unterschiedlichen Auftreffwinkel auf den Diamantradiator darauf zu achten, dass nur der Primärstrahl den Diamanten trifft. Vor jeder Messperiode müssen Strahlprofile aufgenommen und damit die Strahllage überprüft werden, um die Zuverlässigkeit der Tagger-Energiekalibration zu gewährleisten.

Des Weiteren sind vier amorphe Kupferradiatoren mit Dicken von $12 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$ an der Scheibe befestigt. Dies entspricht in Strahlungslängen $0,84 \cdot 10^{-3} X_0$, $3,5 \cdot 10^{-3} X_0$, $10,49 \cdot 10^{-3} X_0$ und $20,98 \cdot 10^{-3} X_0$. Für die Messungen des amorphen Bremsstrahlspektrums, das für die Normierung des Diamantspektrums bei der Bestimmung des linearen Polarisationsgrades benötigt wird (Kapitel 6), wurde der $50 \mu\text{m}$ dicke Radiator verwendet, da dieser in etwa die Dicke in Strahlungslängen des Diamantkristalls hat. Die letzte Position außen an der Scheibe ist zu Untergrundstudien freigelassen.

Der Diamantradiator ist im Zentrum der Scheibe mit seinen Ecken auf eine $12,5 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie geklebt. Er besitzt eine 4×4 mm große Grundfläche bei einer Dicke von $500 \mu\text{m}$, was in Strahlungslängen $4,1 \cdot 10^{-3} X_0$ entspricht.

Neben der Goniometerscheibe befindet sich der Møllerradiator, welcher aus einer Vacoflux 50-Folie mit einer Länge von 20 cm, einer Breite von 2 cm und einer Dicke von $20 \mu\text{m}$ besteht. Vacoflux 50¹⁸ ist eine Legierung aus 49 % Eisen, 49 % Cobalt und 2 % Vanadium. Die Folie befindet sich zur Polarisierung in einem Solenoiden¹⁹, welcher für die Datennahme in einem Winkel von 20° zur Strahlachse verkippt ist. Der Polarisationsgrad der Radiatorfolie muss über eine separate Messung im Labor bestimmt werden und liegt typischerweise über 8 % [EBE06]. Diese Folie wird während der Datennahme simultan für die Møllerpolarimetrie des Elektronenstrahls und als Bremsstrahlradiator zur Erzeugung von (zirkular polarisierten) Photonen verwendet. Die effektive Strahlungslänge liegt bei einem Kippwinkel von 20° zum Elektronenstrahl bei $3,61 \cdot 10^{-3} X_0$.

¹⁸ Der Name Vacoflux 50 stammt von der Vakuumschmelze Hanau, bei der die Folien bezogen und schlussgeglüht wurden.

¹⁹ Magnetfeldstärke ca. 80 Gauß

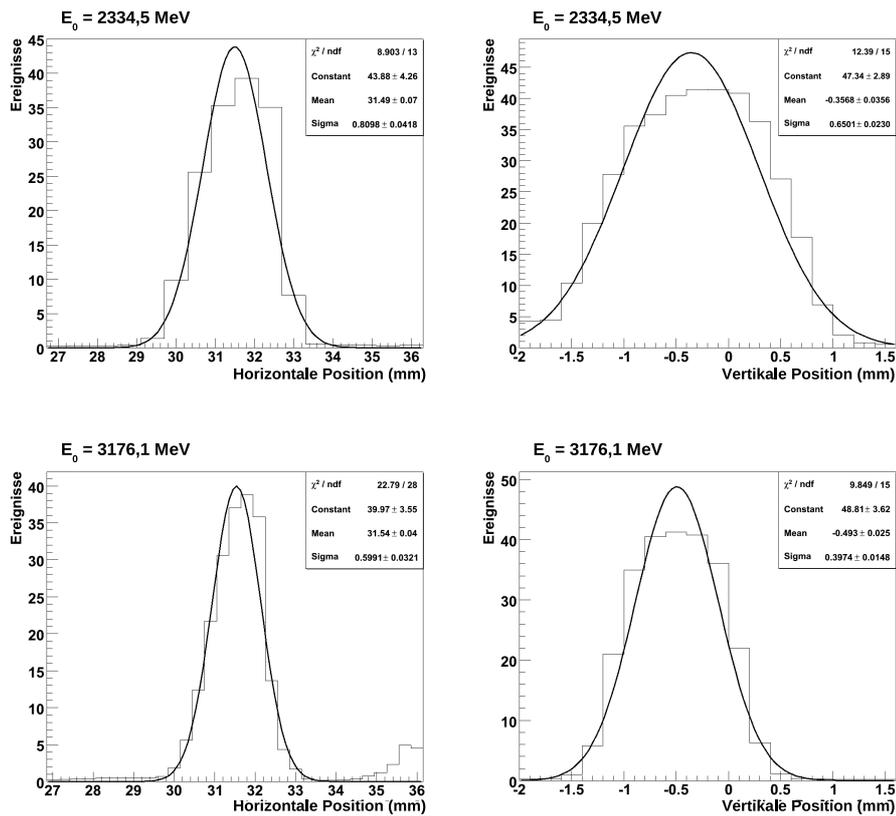


Abbildung 4.9: Gemessene Profile des Elektronenstrahls am Radiatortarget: Oben für einen polarisierten Strahl mit einer Energie von 2334,5 MeV und unten für einen nicht polarisierten Strahl mit einer Energie von 3176,1 MeV, jeweils mit Gaußfits an die Messwerte. Bei der Aufnahme des Strahlprofils in horizontaler Richtung für die Strahlenergie von 3176,1 MeV (unten links) ist ein zweiter, deutlich schwächerer Strahl zu erkennen.

Kapitel 5

Bremsstrahlung

Elektronen (e^-) können beim Durchqueren von Materie, also zum Beispiel beim Durchqueren der in Abschnitt 4.10 beschriebenen Radiatoren, im Coulomb-Feld eines Teilchens (Atomkern oder Hüllenelektron) beschleunigt werden. Der Verlust von kinetischer Energie des Elektrons bewirkt eine Emission von einem oder mehreren Photonen. Dieser Wechselwirkungsprozess wird Bremsstrahlung genannt. Die Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Bremsstrahlung an einem Atomkern mit der Ordnungszahl Z bei Abstrahlung eines Photons (γ) sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

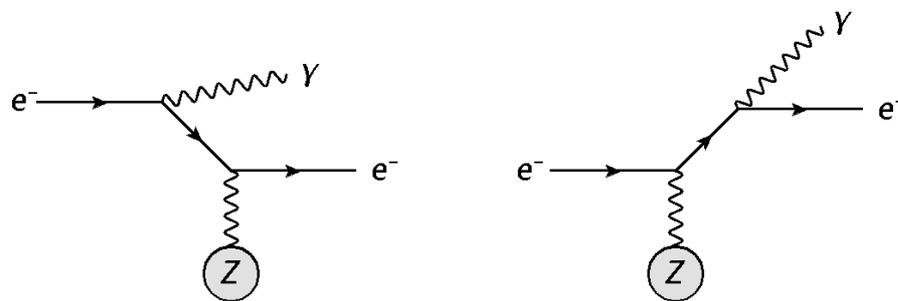


Abbildung 5.1: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung zur Bremsstrahlung

Bei Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator ist keine Vorzugsrichtung für den elektrischen Feldvektor des erzeugten Photons ausgezeichnet. Dieser Prozess wird inkohärente Bremsstrahlung (Abschnitt 5.1) genannt. Passiert die Bremsstrahlung jedoch an einem Radiator, der eine periodische Struktur aufweist, kann es zu kohärenter Bremsstrahlung (Abschnitt 5.2) kommen. Die emittierten Photonen können in diesem Fall linear polarisiert sein.

In diesem Kapitel werden Kinematik und Wirkungsquerschnitte der inkohärenten sowie kohärenten Bremsstrahlung vorgestellt. Des Weiteren wird der in [TIM69] beschriebene Effekt der Kollimation betrachtet. Dieser kann aufgrund unterschiedlicher Winkelverteilungen von inkohärenter und kohärenter Bremsstrahlung zu einer Erhöhung des Polarisationsgrades führen.

Im Folgenden wird (außer in den Abschnitten 5.1.2 und 5.2.2) das natürliche Einheitensystem verwendet ($\hbar = c = m_e = 1$).

5.1 Inkohärente Bremsstrahlung

5.1.1 Kinematik

Für den Prozess der Bremsstrahlung ($e^- + N \rightarrow N + e^- + \gamma$) gilt nach Energie- und Impulserhaltung:

$$E_0 = E_\gamma + E' (+T)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{k} + \vec{p}' + \vec{q},$$

mit:

- E_0, \vec{p}_0 : Energie bzw. Impuls des einlaufenden Elektrons
- E_γ, \vec{k} : Energie bzw. Impuls des durch die Bremsstrahlung erzeugten Photons
- E', \vec{p}' : Energie bzw. Impuls des auslaufenden Elektrons
- T, \vec{q} : Rückstoßenergie und -impuls des Atomkerns

Die Rückstoßenergie T des Kerns kann im weiteren Verlauf vernachlässigt werden, da diese klein gegenüber seiner Ruheenergie ist.

Im Folgenden soll der kinematisch erlaubte Bereich des Rückstoßimpulses näher untersucht werden. Aufgrund der Rotationssymmetrie des inkohärenten Bremsstrahlungsprozesses zu \vec{p}_0 ist es sinnvoll, die longitudinale (q_l) und transversale (q_t) Richtung von \vec{q} getrennt zu betrachten. Für q_l gilt dann:

$$q_l = |\vec{p}_0| - |\vec{p}'| \cos \Theta_e - |\vec{k}| \cos \Theta_k, \quad (5.1)$$

mit den in Abbildung 5.2 gezeigten Winkeln der Impulsvektoren \vec{k} und \vec{p}' zu \vec{p}_0 .

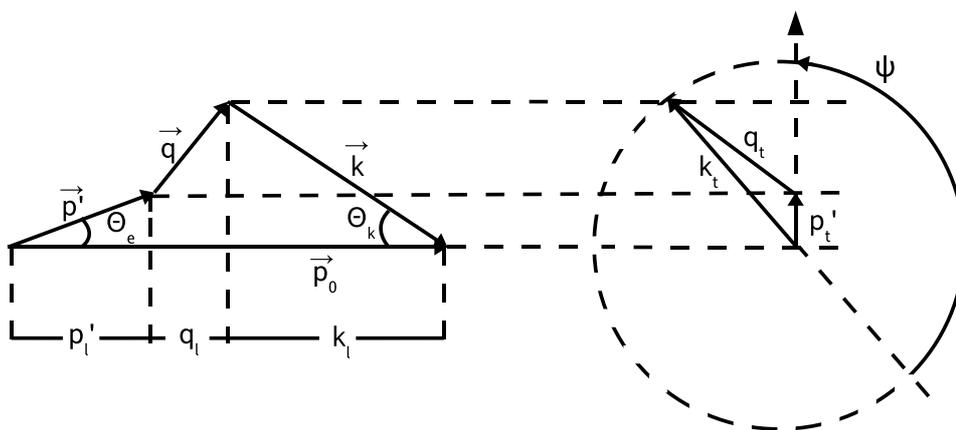


Abbildung 5.2: Impulsbeziehungen in der Bremsstrahlung, parallel (links) und senkrecht (rechts) zu \vec{p}_0 dargestellt. Nicht maßstabsgetreu, da $|\vec{q}| \ll |\vec{p}_0|, |\vec{p}'|, |\vec{k}|$ und $\Theta_k, \Theta_e \ll 1$

Der minimal erlaubte Impulsübertrag ergibt sich offensichtlich (Gleichung 5.1 und Abbildung 5.2) für den Fall $\Theta_k = \Theta_e = q_t = 0$. Unter Verwendung der Näherung $p = E' - \frac{1}{2E'}$ erhält man als minimal erlaubten longitudinalen Rückstoßimpuls [TIM69]:

$$q_l \geq \frac{x}{2E_0(1-x)} =: \delta(x). \quad (5.2)$$

Diese untere Grenze wird üblicherweise $\delta(x)$ genannt, wobei $x = E_\gamma/E_0$ die relative Photonenergie ist.

Ersetzt man den Photonwinkel Θ_k durch den charakteristischen Winkel der Bremsstrahlung¹:

$$\Theta_{char.} = 1/E_0 \quad (5.3)$$

und berechnet den Winkel Θ_e bei Vernachlässigung von q gegenüber E_γ , E' und E_0 zu:

$$\Theta_e = (1/E_0)(E_\gamma/E'), \quad (5.4)$$

erhält man mit Hilfe der Näherung $p=E'$ als maximalen longitudinalen Rückstoßimpuls:

$$q_l \lesssim 2\delta(x),$$

wobei diese obere Grenze nicht „scharf“ ist. Der transversale Rückstoßimpuls ergibt sich mit Hilfe des Kosinussatzes und unter Verwendung von Kleinwinkelnäherungen zu:

$$q_t^2 = p'^2\Theta_e^2 + E_\gamma^2\Theta_k^2 + 2p'E_\gamma\Theta_e\Theta_k \cos \Psi.$$

Aus Abbildung 5.2 wird ersichtlich, dass der transversale Impulsübertrag für $\Psi = 0$ am größten wird und mit größer werdendem Θ_k und Θ_e zunimmt. Betrachtet man nun q_t unter Verwendung der Gleichungen 5.3 und 5.4, erhält man als obere Grenze für den transversalen Impulsübertrag:

$$q_t \lesssim 2x.$$

Der für den Rückstoßimpuls erlaubte Bereich beschränkt sich also in dieser Näherung auf:

$$\begin{aligned} \delta(x) &\leq q_l \lesssim 2\delta(x) \\ 0 &\leq q_t \lesssim 2x. \end{aligned}$$

Eine genauere Rechnung ist in [TIM69] beschrieben. In diesem Fall erhält man mit einer maximalen transversalen Komponente von:

$$q_t^{max} = \sqrt{2E_0(q_l - \delta(x))}.$$

als kinematisch erlaubten Bereich für den Rückstoßimpuls:

$$\begin{aligned} \delta(x) + \frac{(q_t^{max})^2}{2E_0} &\leq q_l \lesssim \frac{\delta(x)}{x} \\ 0 &\leq q_t \lesssim 1. \end{aligned} \quad (5.5)$$

¹ Der charakteristische Winkel beschreibt den Öffnungswinkel eines Kegels um die Impulsrichtung der Primärstrahlelektronen, in dem 50 % der Bremsstrahlphotonen emittiert werden

Sowohl die Näherung als auch die genauere Rechnung sind in Abbildung 5.3 graphisch dargestellt. Aufgrund seiner Form wird der kinematisch erlaubte Bereich in [ÜBE56] als „pancake“ (Pfannkuchen) bezeichnet. In beiden Fällen ergibt sich eine scharfe untere Grenze.

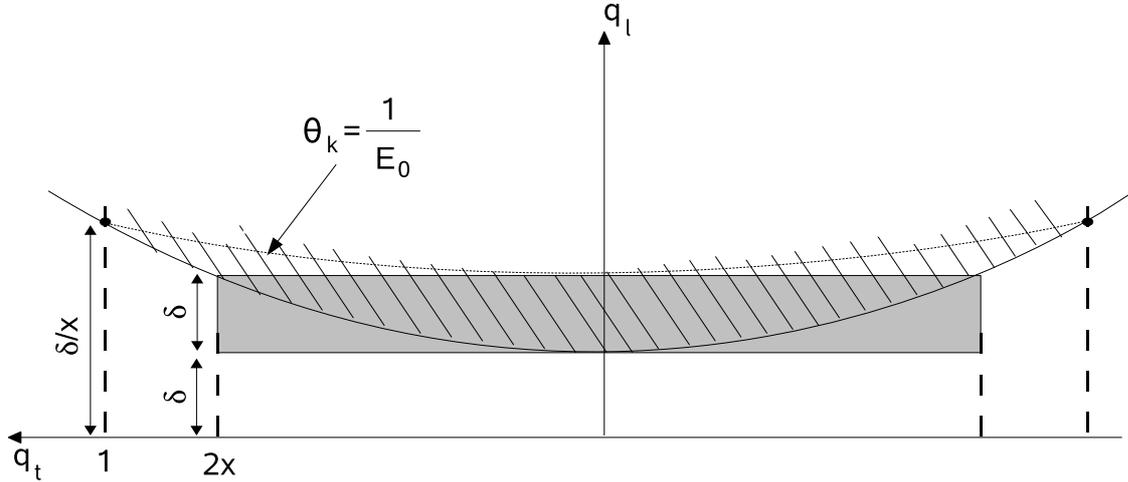


Abbildung 5.3: Kinematische Einschränkungen für die Rückstoßimpulse: Der grau unterlegte Bereich stellt die genäherte und der schraffierte Bereich die genauere Rechnung dar. Wegen $q_l \ll q_t$ ist die q_t -Achse stark gestaucht dargestellt.

5.1.2 Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt der Form $\frac{d\sigma}{dE_\gamma d\Theta_k d\Theta_e d\phi}^2$ wurde von Bethe und Heitler in erster Bornscher Näherung³ hergeleitet und ist zum Beispiel in [BH34] zu finden. Nach Integration über Θ_e und ϕ ergibt sich nach [LL91]:

$$d^2\sigma_{B.H.} = 8Z^2\alpha r_e^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{E_0}{E'} \frac{\Theta_k d\Theta_k}{(1 + \Theta_k^2)^2} \left[\left(\frac{E_0}{E'} + \frac{E'}{E_0} - \frac{4\Theta_k^2}{(1 + \Theta_k^2)^2} \right) \ln \left(\frac{2E_0 E'}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{E_0}{E'} + \frac{E'}{E_0} + 2 - \frac{16\Theta_k^2}{(1 + \Theta_k^2)^2} \right) \right], \quad (5.6)$$

wobei r_e der klassische Elektronenradius ist. Um nur den Energieverlauf des Bremsstrahlspektrums zu betrachten, integriert man noch über Θ_k und erhält:

$$d\sigma_{B.H.} = 4Z^2\alpha r_e^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{E'}{E_0} \left(\frac{E_0}{E'} + \frac{E'}{E_0} - \frac{2}{3} \right) \left(\ln \left(\frac{2E_0 E'}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right). \quad (5.7)$$

² ϕ ist der Winkel zwischen den von \vec{k} und \vec{p}' bzw. von \vec{k} und \vec{p}_0 aufgespannten Ebenen

³ d.h. für extrem relativistische Elektronenenergien ($v \approx c$) muss gelten $Z\alpha \ll 1$ (mit $\alpha \approx \frac{1}{137}$ (Feinstrukturkonstante))

Für die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung ergibt sich also in grober Näherung ein zu $1/E_\gamma$ proportionaler Verlauf.

Die Berechnungen des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitts wurden unter Annahme eines reinen Coulomb-Potential durchgeführt. Um zusätzlich die Abschirmung des Kernfeldes durch die Hüllenelektronen zu berücksichtigen, muss in diesem Wirkungsquerschnitt die Kernladungszahl Z um den vom Formfaktor $F(q)$ abhängigen Faktor $[1 - F(q)]^2$ erweitert werden. $F(q)$ beschreibt die Ladungsverteilung der Hüllenelektronen und ist mit der Ladungsdichte $\rho(r)$ gegeben durch:

$$F(q) = 1/\alpha Z \int \rho(r) e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3r,$$

wobei gilt:

$$\int \rho(r) d^3r = Z.$$

Zur numerischen Berechnung werden in der Literatur verschiedene Parametrisierungen angegeben. Die zur Bestimmung des linearen Polarisationsgrades in Abschnitt 6.3 verwendete Parametrisierung lautet [MFO92]:

$$F(q) \cdot Z = \begin{cases} \sum_{i=0}^4 a_i e^{-b_i q^2} & q < 0,1 \\ e^{\sum_{i=0}^3 c_i q^i} & 0,1 < q \leq 0,3 \\ d_0/(1 + d_1 q^2) & q > 0,3 \end{cases}$$

$$a_i = 0,286977; 2,26099; 1,56165; 1,05075; 0,839259$$

$$b_i = 0; 9635,6; 278,863; 4143,12; 23609,3$$

$$c_i = 1,7056; -32,3042; 50,5055; -37,3811$$

$$d_i = 3,94323; 3731,46.$$

In [ELS06] wird genauer auf den Formfaktor und seinen Einfluss auf die Bestimmung des Grades der Linearpolarisation eingegangen.

5.1.3 Kollimation

Die Winkelverteilung für inkohärente Bremsstrahlung kann mit Hilfe von Gleichung 5.6 abgeschätzt werden:

$$d\sigma_{BS}(\Theta_k) \approx C \frac{\Theta_k d\Theta_k}{(1 + \Theta_k^2)^2}.$$

Wenn der Winkelbereich von Θ_k durch einen Kollimator mit Öffnungswinkel Θ_c eingeschränkt wird, wird die Intensität mit einem Faktor:

$$f_c = \frac{\int_0^{\Theta_c} d\sigma_{BS}}{\int_0^\infty d\sigma_{BS}} = \frac{\Theta_c^2}{1 + \Theta_c^2}$$

reduziert.

5.2 Kohärente Bremsstrahlung

5.2.1 Kinematik

Verwendet man anstelle eines amorphen Radiators einen Kristall mit einer regelmäßigen Gitterstruktur, kann der Impulsübertrag \vec{q} vom gesamten Kristallgitter übernommen werden. Da an diesem Prozess mehrere Gitteratome ununterscheidbar beteiligt sind, wird er „kohärente Bremsstrahlung“ genannt. Vergleichbar mit dem Mößbauereffekt⁴ kann die kohärente Bremsstrahlung, aufgrund der im Vergleich zu einem einzelnen Atom deutlich größeren Masse des Kristallgitters, als rückstoßfrei angenommen werden.

Am CBELSA/TAPS-Experiment wird ein Diamantkristall als Radiator verwendet (vgl. Abschnitt 4.10), der ein kubisch flächenzentriertes Raumgitter besitzt. Jedes Kohlenstoffatom hat hier einen Abstand von einem Viertel der Länge der Raumdiagonalen der Einheitszelle zu seinen nächsten Nachbaratomen. Eine Elementarzelle von diesem Gitter ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Alle drei Basisvektoren \vec{a}_k stehen senkrecht aufeinander und haben die gleiche Länge a ($\vec{a}_k = a\vec{e}_k$ mit $k = 1,2,3$). Zur Untersuchung des Impulsübertrages auf den Kristall ist es vorteilhaft, das sogenannte „reziproke Gitter“ zu betrachten. Aus den Basisvektoren der Elementarzelle des Gitters \vec{a}_k erhält man die, das zugehörige reziproke Gitter aufspannenden, Vektoren \vec{b}_k :

$$\vec{b}_k = 2\pi \frac{\vec{e}_k}{a}. \quad (5.8)$$

Reziproke Gittervektoren \vec{g} können somit mit Hilfe der Millerschen Indizes h_k und der Basisvektoren \vec{b}_k des reziproken Raumes beschrieben werden:

$$\vec{g} = \sum_{k=1}^3 h_k \vec{b}_k. \quad (5.9)$$

Damit der kohärente Prozess stattfinden, also mehrere Gitteratome gleichzeitig den Rückstoßimpuls \vec{q} aufnehmen können, muss die Braggsche Reflexionsbedingung:

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g}_k$$

erfüllt sein. Der Kristall kann also nur Rückstoßimpulse aufnehmen, die einem reziproken Gittervektor entsprechen.

Da im Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt kleine Impulsüberträge bevorzugt sind, tragen im Wesentlichen die durch die niedrigsten Millerschen Indizes darstellbaren Rückstoßimpulse zum kohärenten Prozess bei. Der kleinste mögliche Rück-

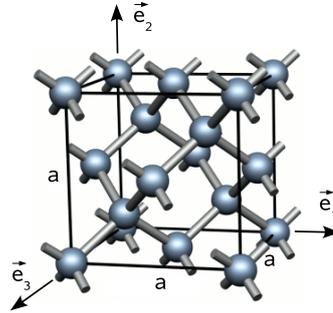


Abbildung 5.4: Elementarzelle eines Diamantkristalls [SQU10]

⁴ Rückstoßfreie Absorption und Emission von γ -Quanten [MÖß58]

stoßimpuls ist somit laut Gleichung 5.8⁵:

$$q_{min} = \frac{2\pi}{a} = 6,8 \cdot 10^{-3}. \quad (5.10)$$

Des Weiteren tragen zu dem Prozess der kohärenten Bremsstrahlung nur Impulsüberträge bzw. reziproke Gittervektoren bei, die im kinematisch erlaubten Impulsbereich („pancake“) liegen. Eine geeignete Orientierung des Kristalls im Bezug zur Richtung des einlaufenden Elektrons ermöglicht es, die Anzahl der erlaubten reziproken Gittervektoren weiter einzuschränken. Zusätzlich wird durch die Auswahl diskreter Rückstoßimpulse eine vom einlaufenden Elektron und Rückstoßimpuls aufgespannte Streuebene festgelegt, was zur Produktion von linear polarisierten Photonen ausgenutzt werden kann.

5.2.2 Wirkungsquerschnitt

Im Falle der kohärenten Bremsstrahlung muss der Wirkungsquerschnitt für ein Atom (Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt) um einen Faktor erweitert werden:

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

wobei das N für die Anzahl der beteiligten Streuzentren steht. Dieser Faktor $D(\vec{q})$ wird Diffraktionsfaktor genannt und ist laut [TIM69] für eine große Anzahl an der Reaktion beteiligter Atome gegeben durch:

$$D(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \sum_{h_{k_i}} \prod_{k=1}^3 N_k \cdot \delta\left(q_k - \frac{2\pi h_{k_i}}{a}\right).$$

Zusätzlich muss noch ein Faktor eingeführt werden, der die Struktur des Kristalls und somit Interferenzeffekte berücksichtigt. $|S(g_\nu)|^2$ kann nach [TIM69], abhängig vom Triplet h_k , folgende Werte annehmen:

- $|S(g_\nu)|^2 = 64$, wenn h_1, h_2 und h_3 gerade sind und $(h_1+h_2+h_3)$ durch 4 teilbar ist.
- $|S(g_\nu)|^2 = 32$, wenn h_1, h_2 und h_3 ungerade sind.
- $|S(g_\nu)|^2 = 0$, sonst

Der Einfluss der Kristallstruktur wird durch den Faktor $|S(g_\nu)|^2/\nu$ berücksichtigt, wobei ν die Anzahl der Atome pro Elementarzelle angibt (Diamant: $\nu = 8$). Für den Wirkungsquerschnitt ($d\sigma_N(\vec{q}) = D(\vec{q}) \cdot d\sigma(\vec{q})$) ergibt sich damit mit den reziproken Gittervektoren \vec{g}_ν :

$$d\sigma_N(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \frac{N}{8} \left[\sum_{g_\nu} |S(g_\nu)|^2 \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_\nu) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}).$$

⁵ Diamant hat eine Gitterkonstante von $3,567 \text{ \AA}$, was in dimensionslosen Einheiten $a=923.7$ entspricht.

Bei realen Kristallen sind zum Beispiel aufgrund thermischer Bewegungen der Streuzentren auch inkohärente Prozesse möglich. Der Wirkungsquerschnitt lautet dann also:

$$d\sigma_{Kristall} = d\sigma_N + d\sigma_{B.H.}$$

Der Anteil des kohärenten Prozesses kann, wie beim Mößbauer-Effekt, mit Hilfe des Debye-Waller Faktors angegeben werden. Dieser Faktor ist gegeben durch:

$$f = e^{-A(T)q^2}, \quad (5.11)$$

wobei $A(T)$ die mittlere thermische Auslenkung der Atome beschreibt:

$$A(T) = \frac{3m_e^2 c^2}{4Mk_B\Theta} \left[1 + \frac{4T}{\Theta} \Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right) \right].$$

Hierbei sind M die Masse eines Atoms, k_B die Boltzmannkonstante⁶, Θ die Debye-Temperatur (Diamant: $\Theta = 2230K$) und $\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right)$ die Debye-Funktion:

$$\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right) = \frac{T}{\Theta} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{T' dT'}{e^{T'} - 1}.$$

Der Wirkungsquerschnitt pro Atom für einen realen Kristall lässt sich jetzt mit Hilfe des Debye-Waller Faktors f und des Diffraktionsfaktors $D(\vec{q})$ ausdrücken:

$$d\sigma_{Kristall} = \left[\frac{D(\vec{q}) f}{N} + (1 - f) \right] \cdot d\sigma_{B.H.}$$

In Abbildung 5.5 ist sowohl der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator (blau), das den nach Gleichung 5.7 erwarteten $\frac{1}{E_\gamma}$ Verlauf aufweist als auch das Bremsstrahlspektrum an einem Diamantkristall (grün) gezeigt. Das Kristallspektrum weist außer dem inkohärenten Anteil auch charakteristische Überhöhungen von kohärent erzeugten Photonen auf. Die Form dieser Überhöhungen ergibt sich aus der Lage der Gittervektoren im kinematisch erlaubten Bereich („pancake“: Abbildung 5.3). Mit größer werdender Photonenergie erhöhen sich die Dicke des „pancakes“ sowie dessen Abstand vom Koordinatenursprung (vgl. Gleichungen 5.2 und 5.5). Aus diesem Grund können reziproke Gittervektoren energieabhängig den kinematisch erlaubten Bereich betreten oder verlassen. Verlässt ein Gittervektor an der unteren, scharfen Grenze diesen Bereich, verliert der Diffraktionsfaktor und somit der kohärente Wirkungsquerschnitt einen Term. Dadurch kommt es zu den scharfen Kanten im gezeigten Spektrum. Diese werden auch Diskontinuitäten der jeweiligen Gittervektoren genannt.

⁶ $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ [NA+10]

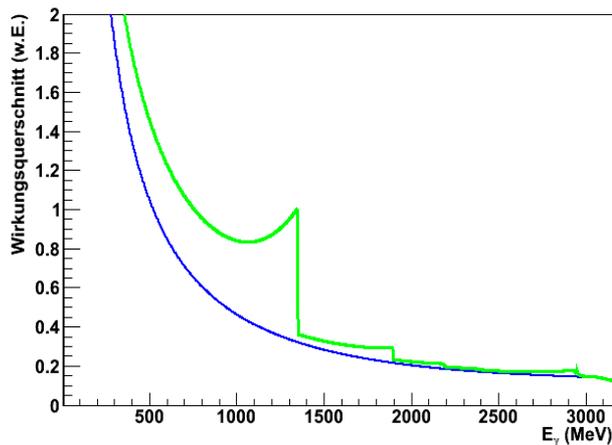


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitte in willkürlichen Einheiten für den Bremsstrahlungsprozess bei Reaktionen an einem amorphen (blau) bzw. kristallinen Radiator (grün)

5.2.3 Erzeugung linear polarisierter Photonen

Kohärente Überhöhungen finden sich sowohl in sogenannten „Mehrpunktspektren“⁷ als auch in „Einpunktspektren“⁸. Bei Mehrpunktspektren kann es jedoch vorkommen, dass sich Polarisationsbeiträge destruktiv überlagern. Für den Fall eines Einpunktspektrums ist die durch das einlaufende Elektron und den Rückstoßimpuls aufgespannte Ebene eindeutig definiert. Somit sind die kohärent erzeugten Photonen in diesem Fall linear polarisiert. Dies erfordert jedoch eine präzise Kristalleinstellung, die im CBELSA/TAPS-Experiment mit dem in Abschnitt 4.10 vorgestellten Goniometer realisiert wird und in Abschnitt 6.1 näher erläutert wird. An dieser Stelle werden die theoretischen Grundlagen hierfür dargestellt.

Elektronenstrahl im Koordinatensystem des Kristalls

Die Orientierung des Kristalls zum einlaufenden Elektronenstrahl kann mit Hilfe der Winkel θ und α im Koordinatensystem des Kristalls angegeben werden (vgl. Abbildung 5.6). Hierbei wird von einem in $[100]$ -Richtung⁹ geschnittenen Diamanten mit den Basisvektoren $\vec{b}_1=[100]$, $\vec{b}_2=[010]$ und $\vec{b}_3=[001]$ ausgegangen.

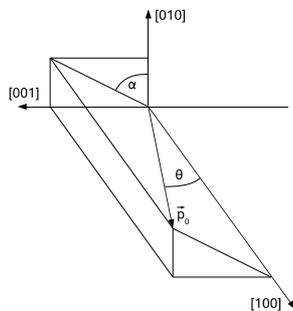


Abbildung 5.6: Orientierung des Elektronenstrahls (\vec{p}_0) im Kristallsystem.

⁷ Mehrere reziproke Gittervektoren liegen im kinematisch erlaubten Bereich („pancake“).

⁸ Nur ein reziproker Gittervektor liegt im „pancake“.

⁹ Man kann Gittervektoren in der Notation $[h_1 h_2 h_3]$ darstellen, wobei die h_k die Millerschen Indizes sind (vgl. Gleichung 5.9).

Im Fall $\theta = 0$ ist die Impulsrichtung des einlaufenden Elektrons \vec{p}_0 parallel zu \vec{b}_1 . Aus den Gleichungen 5.2 und 5.10 folgt mit der Primärstrahlenergie $E_0 = 6215^{10}$ für die kleinstmögliche Energie der Diskontinuität:

$$x_d = \frac{2E_0\delta}{1 + 2E_0\delta} = 0,988.$$

Dies ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Für Werte von x_d , die so nah am oberen Rand des Energiespektrums ($x=1$) liegen, ist die Intensitätsüberhöhung und somit die Polarisation sehr gering (vgl. auch Abbildung 5.11).

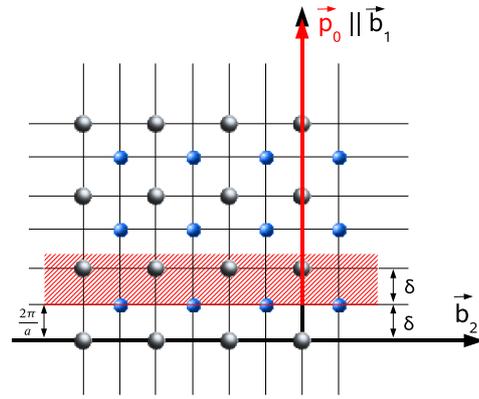


Abbildung 5.7: Orientierung des reziproken Kristallgitters zur Impulsrichtung des Primärelektronenstrahls für den Fall $\theta = 0$. Die Abbildung zeigt die Projektion in die $\vec{b}_1\vec{b}_2$ -Ebene. Für diese Kristalleinstellung wird nur eine geringe Polarisation erwartet (siehe Text).

Aus diesem Grund wird als nächstes der Fall $\theta \ll 1$ ($\theta \neq 0$) und $\alpha = 0$ betrachtet (vgl. Abbildung 5.8).

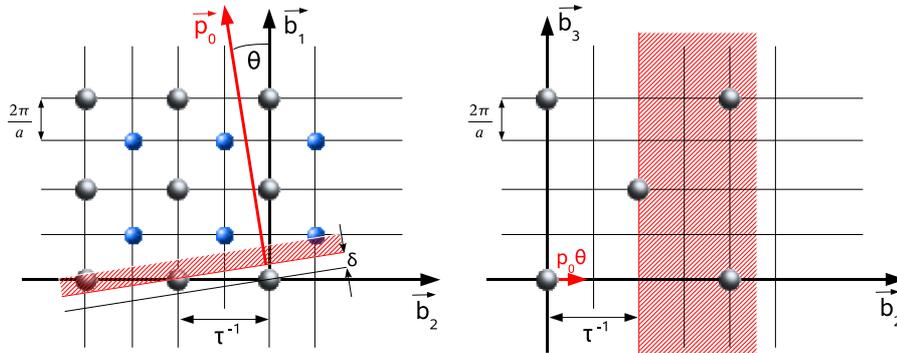


Abbildung 5.8: Orientierung des reziproken Kristallgitters zur Impulsrichtung des Primärelektronenstrahls für den Fall $\theta \neq 0$ und $\theta \ll 1$. Links: Projektion in die $\vec{b}_1\vec{b}_2$ -Ebene. Rechts: $\vec{b}_2\vec{b}_3$ -Ebene durch den Ursprung. Für diese Kristallorientierung wird ein Mehrpunktspektrum erwartet, was zu destruktiven Interferenzen in der Polarisation führen kann (siehe Text).

Die erste Reihe reziproker Gittervektoren wird hier bei $\tau^{-1} = \frac{\delta}{\theta} = \frac{4\pi}{a}$ erreicht.

¹⁰ $E_0 = 6215$ in dimensionslosen Einheiten entspricht der typischen ELSA-Energie von $E_0 = 3176.1$ MeV ($= 6215 \cdot m_e c^2$)

Dies entspricht $\delta = \frac{4\pi\theta}{a}$, woraus sich für ein Beispiel mit $\theta = 5$ mrad und einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 6215$ ein $x_d = 0,458$ ergibt. Die Diskontinuität liegt jetzt also in der unteren Hälfte des Energiespektrums. Spektren mit $\alpha = 0$ erfordern einen sehr kleinen Winkel θ , die kohärenten Erhöhungen sind jedoch sehr prominent, da mehrere reziproke Gittervektoren hierzu beitragen. Um destruktive Interferenzen in der Polarisation zu vermeiden, ist jedoch ein Einpunktspektrum vorteilhaft. Solch ein Spektrum erhält man durch Erhöhung des Winkels θ (ohne die Bedingung $\theta \ll 1$ zu verletzen) sowie mit einem Winkel $\alpha \neq 0$. Ein Beispiel für eine solche Orientierung des „pancakes“ im Koordinatensystem des Kristalls ist in Abbildung 5.9 dargestellt. In diesem Fall liegt nur der $[022]$ -Vektor im kinematisch erlaubten Bereich.

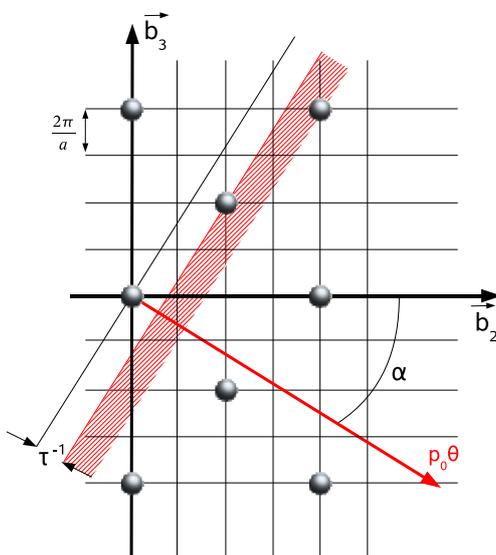


Abbildung 5.9: Orientierung des reziproken Kristallgitters zur Impulsrichtung des Primärelektronenstrahls für den Fall $\theta \ll 1$ ($\theta \neq 0$) und $\alpha \neq 0$. Die Abbildung zeigt die $\vec{b}_2\vec{b}_3$ -Ebene durch den Ursprung. Für diese Kristallorientierung wird ein Einpunktspektrum mit hoher Polarisation erwartet.

Intensität und Polarisation

Für die Intensität der Bremsstrahlung ergibt sich nach [TIM69]:

$$I(x, E_0, \theta, \alpha) = [1 + (1 - x)^2] (\Psi_1^{koh.} + \Psi_1^{inkoh.} + \Psi_{1e}^{inkoh.}) - \frac{2}{3}(1 - x) (\Psi_2^{koh.} + \Psi_2^{inkoh.} + \Psi_{2e}^{inkoh.}).$$

Die Funktionen $\Psi_1^{inkoh.}$ und $\Psi_2^{inkoh.}$ kommen aus der Berechnung der inkohärenten Intensität. Laut [TIM69] sind sie nur schwach von δ abhängig und können für $\delta = 0$ numerisch berechnet werden:

$$\Psi_1^{inkoh.} = 14,1 \quad \Psi_2^{inkoh.} = 13,2.$$

$\Psi_{1e}^{inkoh.}$ und $\Psi_{2e}^{inkoh.}$ beschreiben den Beitrag der Hüllenelektronen zum Bremsstrahlungsprozess und sind gegeben als:

$$\Psi_{1e}^{inkoh.} = 4,1 \quad \Psi_{2e}^{inkoh.} = 4,0.$$

Zur Berechnung der kohärenten Intensität ergeben sich:

$$\begin{aligned}\Psi_1^{koh.} &= \frac{1}{2} \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} \frac{[1 - F(g)]^2 \delta(g_2^2 + g_3^2)}{[g_1 + \theta(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)]^2} \\ \Psi_2^{koh.} &= 3 \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} \\ &\times \frac{[1 - F(g)]^2 \delta^2(g_2^2 + g_3^2) [g_1 + \theta(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha) - \delta]}{[g_1 + \theta(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)]^4}.\end{aligned}$$

Die Summationen müssen hier für alle reziproken Gittervektoren \vec{g} durchgeführt werden, die im „pancake“ liegen.

Für die Polarisation P erhält man:

$$P = 2(1 - x) \frac{\Psi_3^{koh.}}{I(x, E_0, \theta, \alpha)},$$

mit

$$\Psi_3^{koh.} = -\frac{1}{2} \frac{(2\pi)^2}{a^3} \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} \frac{[1 - F(g)]^2 \delta^3 [(g_2^2 - g_3^2) \cos 2\phi + 2g_2 g_3 \sin 2\phi]}{[g_1 + \theta(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)]^4},$$

wobei ϕ den Winkel zwischen der Ebene der maximalen Polarisation und der vertikalen Richtung im Laborsystem beschreibt. $\phi = 0$ bedeutet also vertikale und $\phi = \frac{\pi}{2}$ horizontale Polarisation.

Im Falle eines Einpunktspektrums gilt $\Psi_1^{koh.} = 0$ und $\Psi_2^{koh.} = 0$ für $x > x_d$. Des Weiteren gilt für kleine Winkel θ :

$$\begin{aligned}q_l &= q_1 + \theta(q_2 \cos \alpha + q_3 \sin \alpha) \\ q_t^2 &= q_2^2 + q_3^2.\end{aligned}$$

An der Diskontinuität gilt laut Gleichung 5.2 $q_l = \delta$, woraus folgt: $\Psi_2^{koh.}(x_d) = 0$. Damit ergibt sich für die kohärente Intensität:

$$I^{koh.}(x_d) = E_0 \chi(x_d) \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S(g)|^2 e^{-Ag^2} g^2 [1 - F(g)]^2$$

mit

$$\chi(x_d) = [1 + (1 - x_d)^2] \frac{(1 - x_d)}{x_d}.$$

Die Lage des Maximums der kohärenten Intensität ($\chi(x_d)$) ist in Abbildung 5.10 graphisch dargestellt. Die kohärente Intensität wird sehr groß für kleine x und geht gegen Null für $x \rightarrow 1$.

Dazu kann die Lage des Polarisationsmaximums als Funktion der Diskontinuität x_d angegeben werden:

$$P(x_d) = -\frac{\Phi(x_d)}{1 + \frac{I^{inkoh.}}{I^{koh.}}},$$

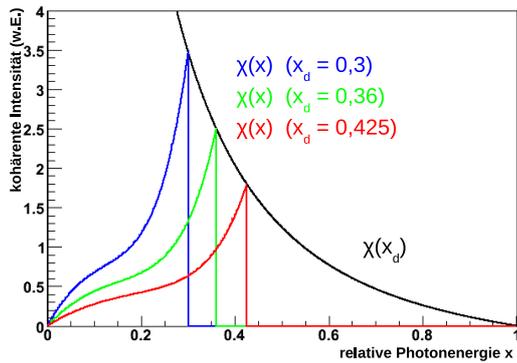


Abbildung 5.10: Lage der Diskontinuität ($\chi(x_d)$) und Form des kohärenten Spektrums ($\chi(x)$) für drei verschiedene Kristallorientierungen in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie

wobei $\Phi(x_d)$ den maximal zu erreichenden Polarisationswert (für $I^{inkoh.} = 0$) in Abhängigkeit der Lage der Diskontinuität beschreibt:

$$\Phi(x_d) = \frac{2(1 - x_d)}{1 + (1 - x_d)^2}.$$

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

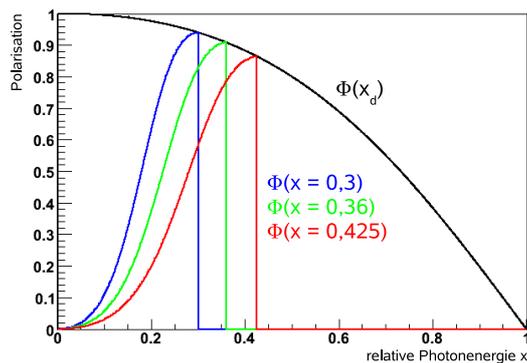


Abbildung 5.11: Polarisation, verursacht durch einen Gittervektor ($\Phi(x)$) für drei verschiedene Orientierungen des Kristallgitters. Außerdem ist die maximale Polarisation eines Gittervektors ($\Phi(x_d)$) in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie dargestellt.

Für kohärent erzeugte Photonen mit relativen Energien kleinergleich der Diskontinuität gilt:

$$I^{koh.}(x, x_d) = E_0 \chi(x) \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S(g)|^2 e^{-Ag^2} g^2 [1 - F(g)]^2$$

mit

$$\chi(x) = \frac{xQ^2}{1-x} \left[1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1-x} \left(\frac{1-x}{xQ} - 1 \right) \right],$$

$$Q = \frac{1-x_d}{x_d}.$$

Die Funktion $\chi(x)$ beschreibt die Form des kohärenten Spektrums und ist für drei verschiedene Kristallorientierungen¹¹ zusammen mit $\chi(x_d)$ in Abbildung 5.10 dargestellt.

¹¹ Die drei dargestellten Kristallorientierungen entsprechen den Lagen der Diskontinuitäten, die für die Datennahme des CBELSA/TAPS-Experimentes eingestellt wurden ($x_d = 0,3$ ($E_\gamma = 950$ MeV), $x_d = 0,36$ ($E_\gamma = 1150$ MeV), $x_d = 0,425$ ($E_\gamma = 1350$ MeV)).

Für die Polarisation eines Gittervektors in Abhängigkeit der relativen Photonenenergie gilt dann:

$$P(x, x_d) = -\frac{\Phi(x)}{1 + \frac{I_{\text{inkoh.}}}{I_{\text{koh.}}}}$$

mit

$$\Phi(x) = \frac{2x^2Q^2}{(1-x) \left[1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1-x} \left(\frac{1-x}{xQ} - 1 \right) \right]}.$$

Eine Darstellung dieser Funktion (ebenfalls für drei unterschiedliche Diskontinuitäten) befindet sich in Abbildung 5.11.

5.2.4 Kollimation

Zur Untersuchung von Kollimationseffekten ist es vorteilhaft, den erlaubten Photonenergiebereich für feste Rückstoßimpulse (reziproke Gittervektoren) zu betrachten. Die obere Grenze für x ist nicht durch den Kollimator beeinflusst und folgt direkt aus Gleichung 5.2:

$$x \leq x_d = \frac{2E_0q_l}{1 + 2E_0q_l}. \quad (5.12)$$

Ein Kollimator auf der Photonstrahlachse führt laut [TIM69] durch Einschränkung des Photon-Emissionswinkels Θ_k zu einer unteren Grenze für x . Der Einfachheit halber werden im Folgenden die Winkel:

$$\vartheta_k = \Theta_k E_0, \quad \vartheta_c = \Theta_c E_0$$

relativ zum charakteristischen Winkel der Bremsstrahlung ($\frac{1}{E_0}$) betrachtet. Unter der laut Gleichung 5.10 sinnvollen Bedingung:

$$q_t \ll \vartheta_k$$

lässt sich ϑ_k^2 als Funktion von x und q_l ausdrücken:

$$\vartheta_k^2 = \frac{1-x}{x} 2E_0q_l - 1.$$

Mit Hilfe von Gleichung 5.12 ergibt sich dann:

$$\vartheta_k^2 = \frac{1-x}{x} \frac{x_d}{1-x_d} - 1.$$

Betrachtet man nun die Einschränkung von ϑ_k auf den relativen Kollimationswinkel ϑ_c , erhält man als untere Grenze für x :

$$x_c = \frac{x_d}{1 + \vartheta_c^2(1-x_d)}.$$

Der erlaubte relative Photonenergiebereich beschränkt sich also unter Verwendung eines Kollimators auf:

$$x_c \leq x \leq x_d.$$

Durch die unterschiedlichen Photonwinkelverteilungen von inkohärenter (vgl. Abschnitt 5.1.3) und kohärenter Bremsstrahlung ist es möglich, durch Kollimation des Photonstrahls eine Erhöhung des Polarisationsgrades zu erreichen.

Kapitel 6

Linear polarisierte Photonen an ELSA

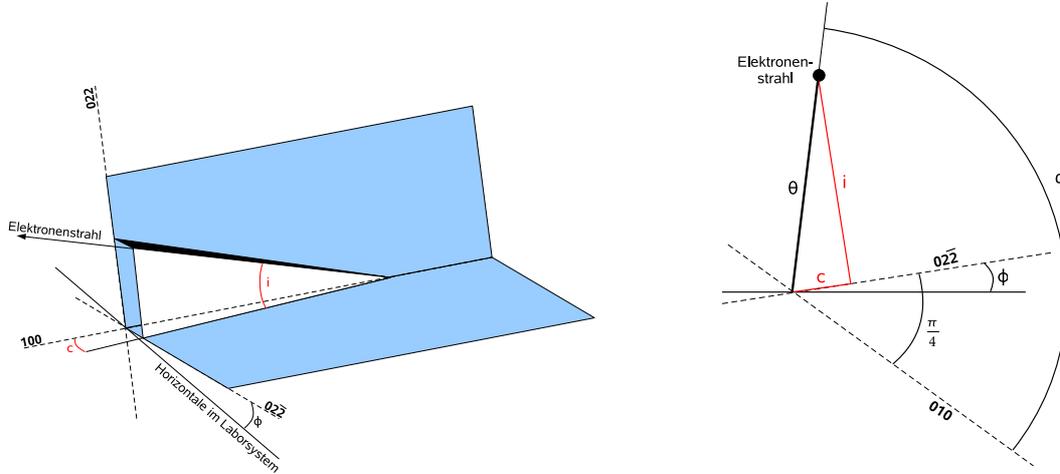
In diesem Kapitel wird die Methode zur Erzeugung eines linear polarisierten Elektronenstrahls an ELSA (Abschnitt 6.1) sowie die Überwachung des kohärenten Spektrums, inklusive der Bedingungen während der Datennahme (Abschnitt 6.2), vorgestellt. In Abschnitt 6.3 wird auf die Bestimmung des Linearpolarisationsgrades eingegangen.

6.1 Kristalleinstellung

Zur Realisierung eines (in Kapitel 5 erläuterten) Einpunktspektrums ist es notwendig, die Winkeldifferenzen, sowohl zwischen den Kristallachsen und den Goniometerachsen als auch zwischen Goniometerachsen und einlaufendem Elektronenstrahl, präzise zu vermessen. Die Winkeldifferenzen zum Elektronenstrahl sind stark von der Strahllage abhängig und müssen deshalb für jede Messperiode neu vermessen werden. Für diese Messungen wird die sogenannte *Stonehenge*-Methode [LIV09] verwendet, welche die Intensitätsüberhöhungen durch kohärente Bremsstrahlung ausnutzt. In Abschnitt 6.1.1 werden zunächst die wichtigen Winkel eingeführt, bevor in Abschnitt 6.1.2 die *Stonehenge*-Methode und deren Anwendung am Elektronenstrahl von ELSA vorgestellt wird. In Abschnitt 6.1.3 wird dann auf die Wahl der Polarisations Ebenen für die Datennahme eingegangen.

6.1.1 Definition der Winkel

In Abschnitt 5.2.3 wurde die Erzeugung eines sogenannten „Einpunktspektrums“ erklärt. Dies geschah mit Hilfe der Winkel α und θ (vgl. Abbildung 5.6). Der reziproke Gittervektor mit dem größten Beitrag zur Linearpolarisation ist der [022]-Vektor. Der Einfachheit halber werden die neuen Winkel c , i und ϕ eingeführt. Diese sind in Abbildung 6.1a inklusive der Beziehung zu den Winkeln θ und α (Abbildung 6.1b) dargestellt und werden im Folgenden erläutert.



(a) Darstellung der der Streuwinkel c , i und ϕ . Die durch die Gittervektoren $[022]$ und $[02\bar{2}]$ definierten Ebenen (blau) stehen senkrecht aufeinander. (b) Beziehung zwischen den Winkeln c und i mit den Winkeln θ und α .

Abbildung 6.1: Definition der Streuwinkel c , i und ϕ

- c ist ein kleiner Winkel zwischen Elektronenstrahl und $[022]$ -Ebene, der die Position der Diskontinuität (kohärenten Kante) festlegt. Diese kann für einen Diamant in $[100]$ -Orientierung, bei Beschränkung auf die Gittervektoren $[022]$, $[02\bar{2}]$, $[044]$, $[04\bar{4}]$ usw. folgendermaßen berechnet werden (c in Radiant):

$$c \simeq \frac{m_e a}{4\sqrt{2}\pi h_k E_0^2 \left[\frac{1}{E} - \frac{1}{E_0} \right]} \quad (6.1)$$

mit:

- $a = 923,7$: Gitterkonstante
 - $h_k = \pm 2, \pm 4, \pm 6, \dots$: Millersche Indizes
 - E_0 : Elektronenstrahlenergie in MeV
 - E : gewünschte Position der kohärenten Kante
- i ist der Winkel zwischen Elektronenstrahl und der $[02\bar{2}]$ -Ebene. Dieser Winkel sollte deutlich größer sein als c , um die Beiträge anderer Gittervektoren zum kohärenten Spektrum zu höheren Energien, außerhalb des gewünschten Beitrags zu verschieben. Für die Messungen am CBELSA/TAPS-Experiment wurde $i = 18 \cdot c$ gewählt.
 - ϕ ist der Winkel zwischen der $[02\bar{2}]$ -Ebene und der Horizontalen im Laborsystem. Dieser Winkel legt die Polarisationssebene fest.

Die Genauigkeit der energetischen Lage der kohärenten Kante, die mit Hilfe von Gleichung 6.1 berechenbar ist, hängt davon ab, wie präzise die „Offsets“¹ zwischen Kristall-, Goniometer- und Elektronenstrahlssystem bekannt sind.

Trotz sorgfältiger Montage des Diamanten am Goniometer stimmen die Normale des Diamantkristalls D ([100]-Richtung) und die Normale des Goniometers O im Allgemeinen nicht überein. Des Weiteren wird auch die Strahlachse B einen Offset zu D und O haben. Diese Situation ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

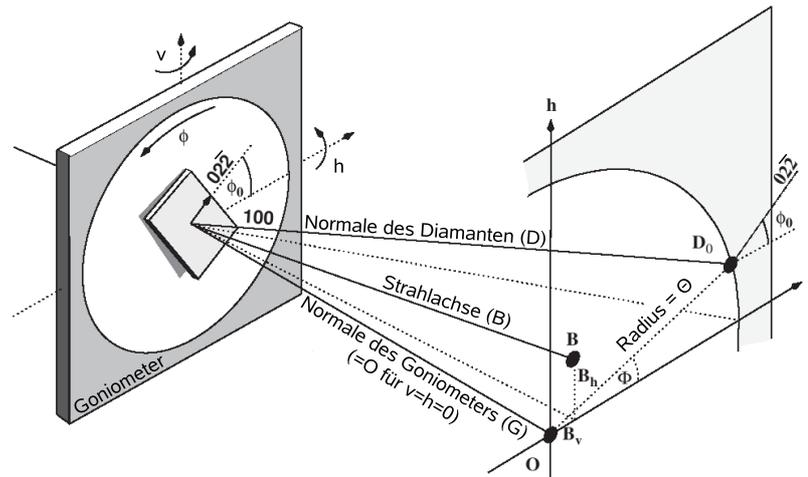


Abbildung 6.2: Definition der Winkeldifferenzen zwischen Diamant- (D), Strahl- (B) und Goniometersystem (G)

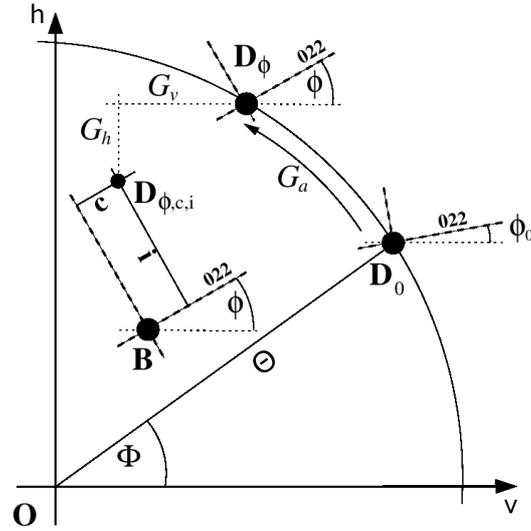
Eine mögliche Wahl zur Beschreibung der Offsets zwischen den vorhandenen Koordinatensystemen sind die im Folgenden beschriebenen Winkeldifferenzen:

- ϕ_0 : Azimutaler Offset zwischen $[02\bar{2}]$ -Achse und Horizontaler im Laborsystem.
- B_v, B_h : vertikaler bzw. horizontaler Offset“ zwischen Elektronenstrahlrichtung und Normalen des Goniometers in Ausgangsposition ($v=h=0$).
- Θ, Φ : Offset zwischen $[100]$ -Achse des Diamanten in Ausgangsposition (D_0) und Normalem des Goniometers in Ausgangsposition (O). Θ beschreibt den polaren Versatz zwischen D_0 und O , Φ den azimutalen Winkel zwischen D_0 und der Horizontalen im Laborsystem.

Wenn diese fünf Offsets bekannt sind, ist es möglich, den Diamanten aus der Ausgangsposition D_0 auf eine Position $D_{\phi,c,i}$ zu drehen, in der die Winkel ϕ, c und i die gewünschten Werte haben, das heißt Polarisationssebene und Position der kohärenten Kante festgelegt sind. Die Drehung von D_0 auf $D_{\phi,c,i}$ erfolgt durch geeignete Positionierung der azimutalen (G_a), vertikalen (G_v) und horizontalen (G_h) Achse des Goniometers. Diese Drehung ist, unter Berücksichtigung aller Offsets, in Abbildung 6.3 dargestellt.

¹ Offset: Englisch für Versatz

Abbildung 6.3: Winkel zur Positionierung des Diamantkristalls auf eine gewünschte Position $D_{\phi,c,i}$. Die Abbildung zeigt eine Projektion von Abbildung 6.2 in das Goniometersystem.



Zur besseren Übersichtlichkeit kann der Prozess in zwei Schritte unterteilt werden. Der erste Schritt ist die azimutale Drehung des Kristalls durch Anpassung des Winkels G_a , um die gewünschte Orientierung des Winkels ϕ der $[02\bar{2}]$ -Achse (und somit die gewünschte Polarisationssebene) zu erhalten. Dies ändert die Winkeldifferenz zwischen der $[100]$ -Achse des Diamanten D und der Strahlachse B , was in Abbildung 6.3 als Drehung von D_0 nach D_ϕ dargestellt ist. Der zweite Schritt beinhaltet die Drehung des Goniometers um die Winkel G_v und G_h , um den korrekten Winkel zwischen Diamant und Strahl zu erhalten, welches einer Drehung von D_ϕ nach $D_{\phi,c,i}$ entspricht.

Mit Hilfe von Abbildung 6.3 lassen sich nun die Goniometerwinkel G_a , G_v und G_h in Abhängigkeit der Winkel ϕ , c , i sowie der fünf Offsets ϕ_0 , B_v , B_h , Θ und Φ darstellen:

$$G_a = \phi - \phi_0 \quad (6.2)$$

$$G_v = c \cos \phi - i \sin \phi - \Theta \cos (G_a + \Phi) + B_v \quad (6.3)$$

$$G_h = c \sin \phi + i \cos \phi - \Theta \sin (G_a + \Phi) + B_h. \quad (6.4)$$

Diese Goniometereinstellungen bewirken eine azimutale Winkeldifferenz ϕ der $[02\bar{2}]$ -Achse zur Horizontalen im Laborsystem, was zu einer Linearpolarisationsebene unter diesem Winkel führt. Vertauscht man die Winkel c und i jedoch, wird der $[02\bar{2}]$ -Vektor in den kinematisch erlaubten Bereich des „pancake“ (vgl. Abschnitt 5.1.1) gedreht. In diesem Fall erhält man eine Linearpolarisationsebene von $\phi + \frac{\pi}{2}$.

Die Positionierung des Kristalls zum Erhalt linear polarisierter Photonen bei gewünschten Energien und Polarisationssebenen erfordert eine genaue Messung der fünf beschriebenen Offsets. Diese Messung geschieht am CBELSA/TAPS-Experiment mit Hilfe der *Stonehenge*-Methode, die im Folgenden erläutert wird.

6.1.2 Stonehenge-Methode

Die *Stonehenge*-Technik ist eine Methode, die durch systematische Variation der Goniometerwinkel und unter Verwendung des kohärenten Bremsstrahlungsprozesses selber, eine Bestimmung der eben beschriebenen Offsets erlaubt. Hierzu werden die vertikale (v) und die horizontale (h) Goniometerachse simultan gedreht, so dass die [100]-Diamantachse D einen Konus mit Radius θ_r um einen wählbaren Ursprung dieser Abtastung S_v und S_h beschreibt. Die einzustellenden Wertepaare für diese Goniometerachsen lauten:

$$\begin{aligned} G_v &= S_v + \theta_r \cos \phi_r \\ G_h &= S_h + \theta_r \sin \phi_r, \end{aligned}$$

wobei der Winkel ϕ_r schrittweise von 0° bis 360° erhöht wird. Für jedes Wertepaar G_v, G_h erhält man, durch Messung der Photonenergie mit Hilfe der Photonmarkierungsanlage (vgl. Abschnitt 4.7), ein kohärentes Spektrum. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die größte kohärente Überhöhung stammt von Bremsstrahlung an dem [022]-Gittervektor. Außerdem zu sehen ist die Überhöhung, die durch den [044]-Gittervektor verursacht wird. Kaum noch zu erkennen ist der Effekt des [066]-Vektors.

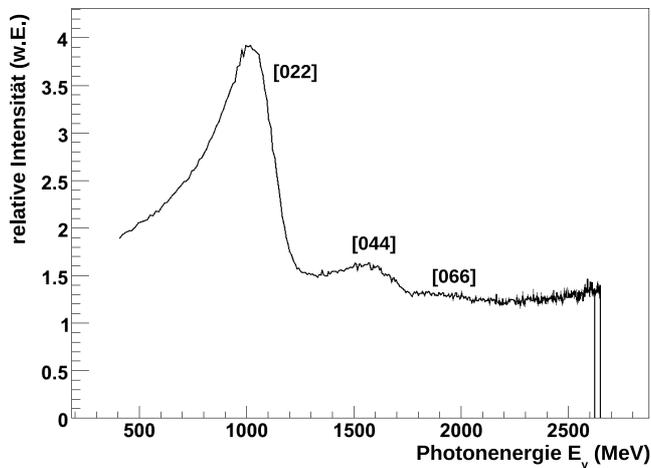


Abbildung 6.4: Kohärentes Bremsstrahlspektrum: Dargestellt ist das Energiespektrum durch Streuung an einem Diamantkristall, geteilt durch ein Energiespektrum durch Streuung an einem amorphen Kupfer-Radiator.

Zur Bestimmung der Offsets werden nun die gemessenen kohärenten Spektren mit Hilfe einer Farbkodierung radial in Abhängigkeit der zugehörigen Winkel G_v (x-Achse) und G_h (y-Achse) aufgetragen. Diese spezielle Art der Darstellung wird *Stonehenge*-Plot genannt. Beispiele für solche Plots, wie sie am CBELSA/TAPS-Experiment aufgenommen werden, finden sich in den Abbildungen 6.5 und 6.6.

Die Kurven mit der höchsten Intensität stammen von der Bremsstrahlung an den Gittervektoren [022] und [02 $\bar{2}$]. Diese Kurven konvergieren an vier Punkten im Plot zu kleiner werdenden Photonenergien, woraus man auf die Stelle schließen kann, an der die Gittervektoren genau senkrecht zum Primärstrahl stehen. Durch Anpassen zweier senkrecht aufeinander stehenden Geraden an diese vier Punkte kann die

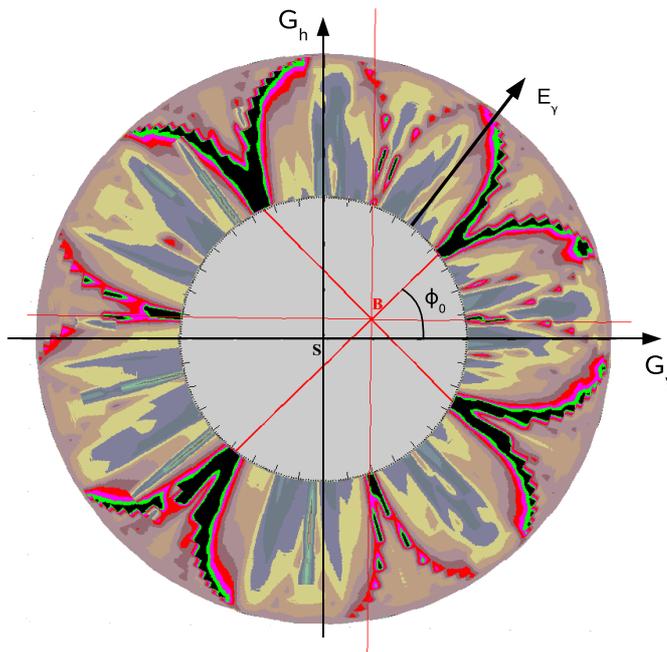


Abbildung 6.5: *Stonehenge*-Plot für eine ungeeichte Kristallorientierung: Der Scan wurde in 180 Schritten zu je 2° bei einer Konusgröße von $\theta_r = 60$ mrad und einer Primärstrahlenergie von 3176,1 MeV durchgeführt.

Strahlposition (B) identifiziert werden. Als Kontrolle für die Position der zwei Geraden können zwei weitere Hilfslinien mit Winkeln von jeweils 45° zu den vorherigen Linien eingezeichnet werden. Diese sollten wiederum vier Punkte im Plot treffen, die durch die $[044]$ - bzw. $[0\bar{4}\bar{4}]$ -Gittervektoren zustande kommen. Die Kurven dieser Gittervektoren sind zwar weniger prominent, jedoch deutlich zu erkennen. Des Weiteren kann der sich aus dem Winkel zwischen angepasster Geraden und Koordinatenachsen ergebende azimutale Offset ϕ_0 des Kristalls gemessen werden. Durch die Symmetrie des Diamantkristalls sind die $[022]$ - und $[0\bar{2}\bar{2}]$ -Gittervektoren ununterscheidbar, weshalb ϕ_0 immer zwischen 0° und 90° gewählt werden kann. Der Differenzvektor zwischen der Ausgangsposition des Kristalls (D_0) und der Strahlrichtung (B) errechnet sich dann nach $B\vec{D}_0 = -(\vec{S} + \vec{S}B)$. Der Ursprung des *Stonehenge*-Plots \vec{S} wird zu Beginn auf $S_v = S_h = 0$ gesetzt. Ein Beispiel für solch einen, am CBELSA/TAPS durchgeführten, Scan mit einer Konusgröße von $\theta_r = 60$ mrad² findet sich in Abbildung 6.5. Zur Erhöhung der Genauigkeit kann ein weiterer Scan mit kleinerer Konusgröße durchgeführt werden³, wobei für den Vektor \vec{S} der im ersten Durchgang ermittelte Vektor $\vec{S}B$ einzusetzen ist. Wird zusätzlich noch um den azimutalen Offset ϕ_0 korrigiert, sollten die Verbindungslinien mit den Koordinatenachsen zusammenfallen. Ein Beispiel hierfür findet sich in Abbildung 6.6.

² Diese Konusgröße hat sich für einen ersten Scan bewährt.

³ In der Praxis haben sich Konusgrößen von 10° oder 5° bewährt.

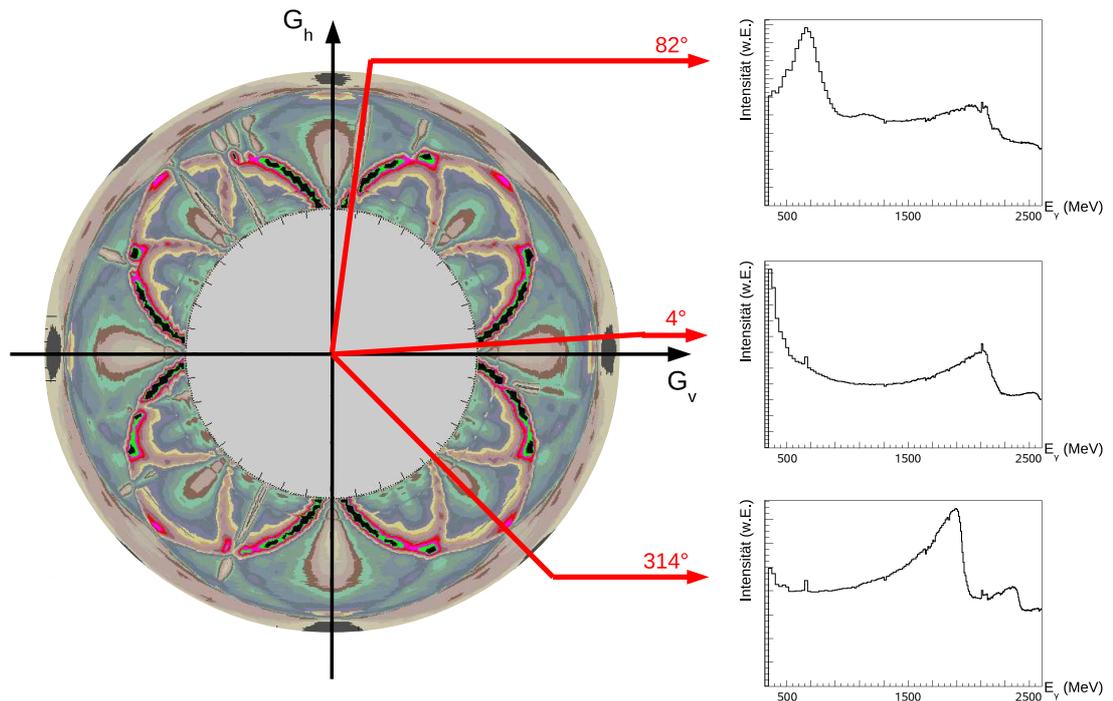


Abbildung 6.6: *Stonehenge*-Plot für eine geeichte Kristallorientierung: Der Scan wurde in 180 Schritten zu je 2° bei einer Konusgröße von $\theta_r = 10$ mrad und einer Primärstrahlenergie von 3176,1 MeV durchgeführt.

Um alle fünf Offsets zu bestimmen, muss ein zweiter Scan mit einem um einen bekannten Winkel ϕ_s gedrehten Kristall durchgeführt werden. Aus dieser Abtastung erhält man einen von $B\vec{D}_0 = (v_0, h_0)$ verschiedenen Offset-Vektor $B\vec{D}_1 = (v_1, h_1)$. Die Beziehungen zwischen der Normale des Goniometers in Ausgangsposition (O) und den Vektoren $B\vec{D}_0$, $B\vec{D}_1$, Θ , Φ und ϕ_s ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Die noch zu bestimmenden Offsets B_v , B_h , Θ und Φ berechnen sich dann zu:

$$\begin{aligned}
 B_v &= - \left[\frac{(v_0 + v_1)}{2} - \frac{(h_1 - h_0)}{2 \tan\left(\frac{\phi_s}{2}\right)} \right] \\
 B_h &= - \left[\frac{(h_0 + h_1)}{2} + \frac{(v_1 - v_0)}{2 \tan\left(\frac{\phi_s}{2}\right)} \right] \\
 \Phi &= \arctan\left(\frac{B_h + h_0}{B_v + v_0}\right) \\
 \Theta &= \sqrt{(B_v + v_0)^2 + (B_h + h_0)^2}.
 \end{aligned}$$

Durch die Messung dieser Offsets können mit Hilfe der Gleichungen 6.2, 6.3 und 6.4 linear polarisierte Photonen bei beliebigen Energien und für jede gewünschte Orientierung der Gittervektoren $[022]$ und $[0\bar{2}\bar{2}]$ relativ zum Elektronenstrahl erzeugt werden.

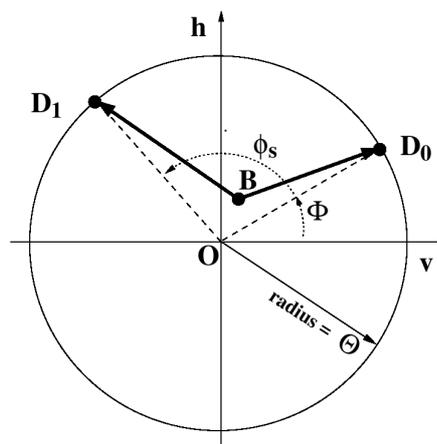
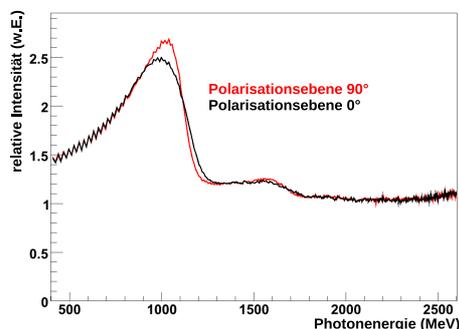


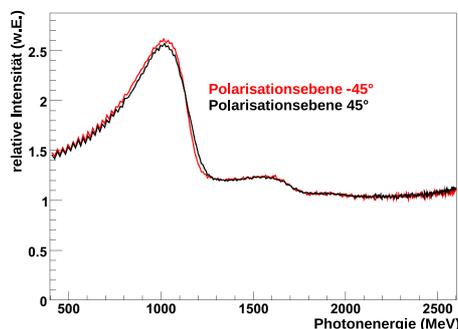
Abbildung 6.7: Bestimmung der Offsets Φ , Θ , B_v und B_h . $B\vec{D}_0$ und $B\vec{D}_1$ erhält man mit Hilfe zweier *Stonehenge*-Scans mit einer azimuthalen Winkeldifferenz von ϕ_s .

6.1.3 Wahl der Polarisierungsebenen

Zur Vermeidung von systematischen Fehlern durch Ineffizienzen des Detektors bei der Bestimmung von azimuthalen Asymmetrien (wie z.B. bei der Bestimmung der Observablen Σ und G (vgl. Abschnitt 2.3)), ist es vorteilhaft, Messungen mit unterschiedlichen (um 90° verkippten) Polarisierungsebenen durchzuführen. Bei Messungen der GRAAL-Kollaboration [BA⁺05] wurden beispielsweise die Polarisierungsebenen 0° und 90° verwendet. Aufgrund der, im Vergleich zur vertikalen Richtung, größeren Strahldivergenz in horizontaler Richtung (vgl. Abschnitt 3.4) war diese Wahl der Polarisierungsebenen für die mit dem CBELSA/TAPS-Experiment genommenen Daten nicht ratsam. In Abbildung 6.8a erkennt man die durch die unterschiedlichen Strahldivergenzen für die horizontale und vertikale Ebene verursachten, unterschiedlichen Breiten und Höhen der kohärenten Überhöhungen, was zu unterschiedlichen Polarisierungsgraden führt. Aus diesem Grund wurde sich für Polarisierungsebenen von $\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ$ und $\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ$ entschieden. Abbildung 6.8b zeigt, dass sich in diesem Fall die kohärenten Überhöhungen sehr ähnlich sind.



(a) Kohärente Bremsstrahlungsspektren für vertikale und horizontale Polarisierungsrichtung



(b) Kohärente Bremsstrahlungsspektren für Polarisierungsebenen von 45° und -45°

Abbildung 6.8: Vergleich kohärenter Bremsstrahlungsspektren für unterschiedliche Polarisierungsebenen

In der Praxis geschieht der Wechsel zwischen den beiden Polarisierungsebenen durch die Vertauschung der in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Winkel c und i . Möglich wäre auch eine azimutale Drehung des Goniometers um 90° , dies würde jedoch deutlich länger dauern.

Durch die Verwendung zweier Datensätze mit um 90° verkippten Linearpolarisationsebenen verschiebt sich beispielsweise auch die beobachtete $\cos 2\varphi$ -Modulation für die Polarisationsobservable Σ , was in dieser Modulation einen Vorzeichenwechsel bewirkt. Die azimutalen Mesonwinkelverteilungen, normiert auf einen zur Anzahl der genommenen Ereignisse mit der jeweiligen Polarisierungseinstellung proportionalen Wert, $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)$ und $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)$ lauten dann für Messungen mit linear polarisierten Photonen:

$$\begin{aligned}\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi + 45^\circ))] \\ &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)\epsilon(\varphi)[1 + P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi))] \quad (6.5)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi - 45^\circ))] \\ &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi))]. \quad (6.6)\end{aligned}$$

Zur Normierung können zum Beispiel Detektoren verwendet werden, deren Zählraten zur Anzahl der auf das Experimentiertarget treffenden Photonen proportional sind (z.B. die Photonmarkierungsanlage oder der Gamma-Intensitätsmonitor). Für die azimutale Effizienz $\epsilon(\varphi)$ kann angenommen werden, dass diese unabhängig von der Linearpolarisationsrichtung ist, da während der Datennahme im Normalfall nach 2 Datenruns⁴ die Polarisierungsebene gewechselt wurde. Außerdem fällt bei geeigneter Kombination der Gleichungen 6.5 und 6.6 die Abhängigkeit von der Effizienz weg. Man erhält:

$$\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) + \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ) = \tilde{N}\epsilon(\varphi) \quad (6.7)$$

und

$$\frac{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) - \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)}{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) + \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)} = P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)). \quad (6.8)$$

Für diese Gleichung wurde angenommen, dass die Linearpolarisationsgrade für beide Polarisationsrichtungen gleich sind. Dies muss im Realfall nicht zutreffen. Aus diesem Grund werden die Zählraten, für die in den Kapiteln 8 und 9 behandelten Analysen, polarisationsgewichtet. In Abbildung 6.9 sind azimutale, mit dem CBELSA/TAPS-Aufbau gemessene π^0 -Verteilungen für einen polaren Winkelbereich von 40° bis 90° und einen Photonenergiebereich von 1200 MeV bis 1250 MeV dargestellt. Die Zählraten \tilde{N} wurden in diesem Fall auf die Anzahl der über den gesamten azimutalen Bereich integrierten Pionen normiert.

Die Abweichungen von einer glatten Verteilung in Abbildung 6.9c stammen von unterschiedlichen Detektoreffizienzen für verschiedene azimutale Winkel⁵. Der Effekt dieser Ineffizienzen fällt für Abbildung 6.9d weg. Hier folgt das Verhältnis der gemessenen Zählraten deutlich einer zu erwartenden $\sin 2\varphi$ -Verteilung (Gleichung 6.8).

⁴ Ein Datenrun dauerte etwa 8 Minuten.

⁵ Die Abweichungen liegen im Bereich von 10 %.

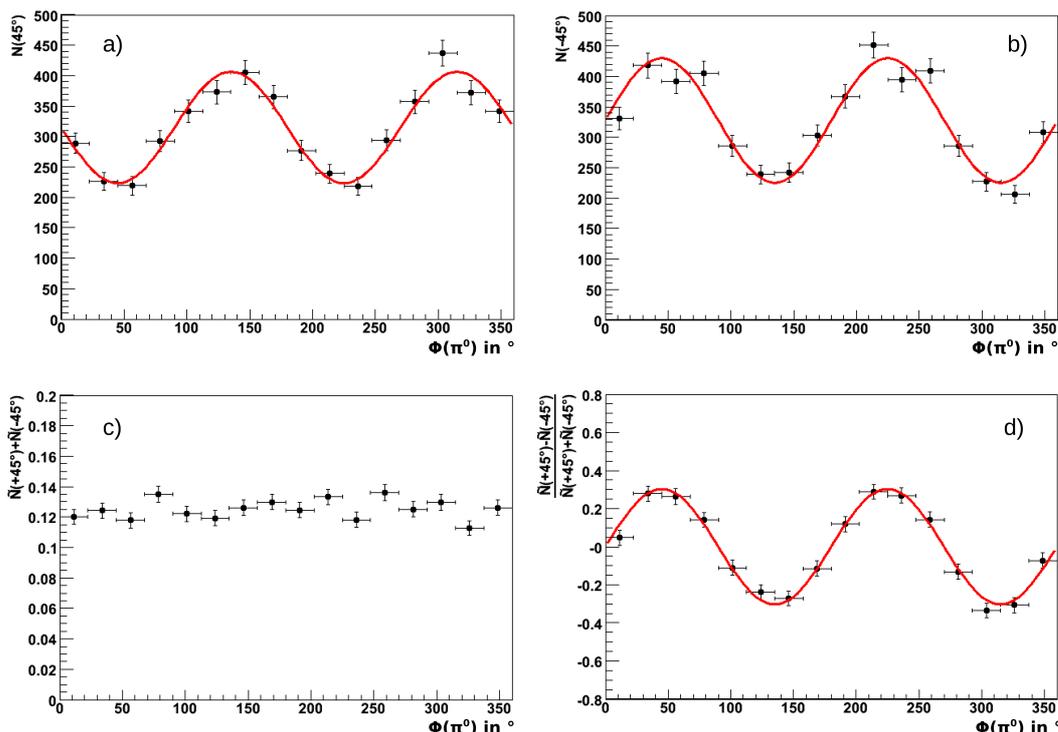


Abbildung 6.9: Azimutale π^0 -Winkelverteilung: a) Polarisationsebene $\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ$; b) Polarisationsebene $\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ$; c) Summe der auf integrierter Pionrate normierten Zählraten von a) und b) (Gleichung 6.7); d) Differenz der normierten Zählraten für die beiden Polarisationseinstellungen geteilt durch deren Summe (Gleichung 6.8). Die roten, durchgezogenen Linien entsprechen den angepassten Kurven.

6.2 Messbedingungen

Um bei längeren Datennahmen eine Verschiebung der kohärenten Kante durch Lageänderungen des Elektronenstrahls zu vermeiden, muss eine Überprüfung dieser Lage stattfinden. Hierfür kann unter anderem das kohärente Spektrum selbst benutzt werden. Diese Überwachung geschieht simultan zur Datennahme mit Hilfe des Online-Monitors [PIO07], mit dessen Hilfe ein gerade aufgenommenes kohärentes Spektrum dargestellt wird⁶. Hierfür werden die Zähler des Szintillierende-Fasern-Detektors (vgl. Abschnitt 4.7) verwendet. Diese haben den Vorteil, dass innerhalb kurzer Zeit ausreichend Statistik für eine aussagekräftige Beurteilung vorhanden ist. Das gerade aufgenommene kohärente Spektrum wird zum einen direkt mit einem vor jeder Messperiode aufgenommenen Referenzspektrum verglichen (Abbildung 6.10 unten), zum anderen wird der Quotient aus aktuell gemessenen und Referenz-Spektrum dargestellt (Abbildung 6.10 oben), um etwaige relative Abweichungen deutlich zu erkennen.

⁶ Das dafür notwendige, mit einem amorphen Cu-Radiator aufgenommene Normierungsspektrum wird im Vorhinein aufgenommen.

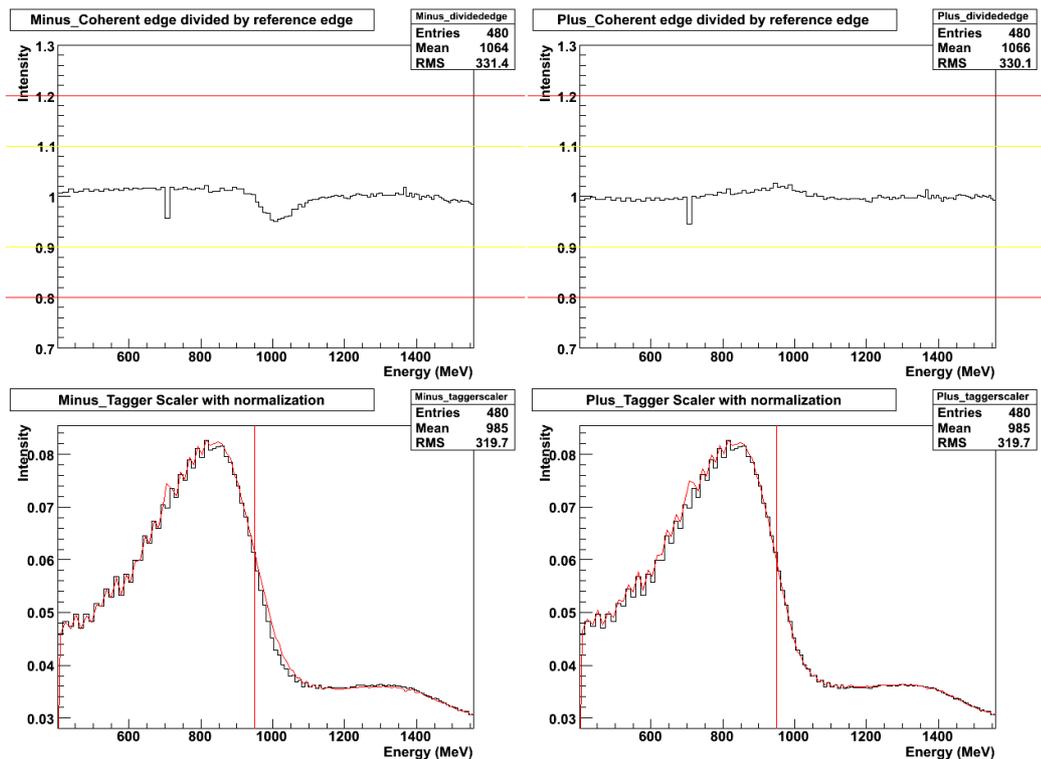


Abbildung 6.10: Online-Überwachung des kohärenten Spektrums am Beispiel einer Polarisations-einstellung mit einer Polarisations-ebene von $+45^\circ$ aus der Messung im August 2009 (kohärente Kante bei 950 MeV): Unten sind die gerade gemessenen kohärenten Spektren (schwarz) im Vergleich zu den im Vorhinein aufgenommenen Referenzspektren (rot) und oben der Quotient aus dem gerade gemessenen und dem Referenzspektrum dargestellt. Das Referenzspektrum links wurde mit einer Polarisations-ebene von -45° , das rechts mit $+45^\circ$ aufgenommen.

Bei Abweichungen von mehr als 10 % (angedeutet durch die gelbe Linie in Abbildung 6.10) vom Referenzspektrum wurde eine Korrektur der Strahl-lage oder der Goniometerposition durchgeführt. Dies war im Durchschnitt etwa alle 3-5 Tage erforderlich. In den meisten Fällen reichte hier eine Korrektur der Strahl-lage aus, wobei diese mit Hilfe von Drahtscans (Abschnitt 4.10) und der Photonkamera (Abschnitt 4.5) verifiziert werden konnte. Auf diese Weise war es möglich, starke Drifts der kohärenten Kante zu vermeiden.

Abbildung 6.11 zeigt kohärente Spektren aus der Datennahme im August 2008. Für diese Abbildung wurden mit dem TDC⁷ des Szintillierende-Fasern-Detektors aufgenommene Energiespektren für Intervalle von 2-3 Tagen aufaddiert. Man erkennt eine gute Stabilität der Position der kohärenten Kante innerhalb der gesamten, vier Wochen dauernden Messung.

Trotz dieser guten Stabilität wurde, zur Erhöhung der Genauigkeit, die Bestimmung des linearen Polarisationsgrades jeweils für Abschnitte von 2-3 Tagen durchgeführt.

⁷ Time to Digital Converter

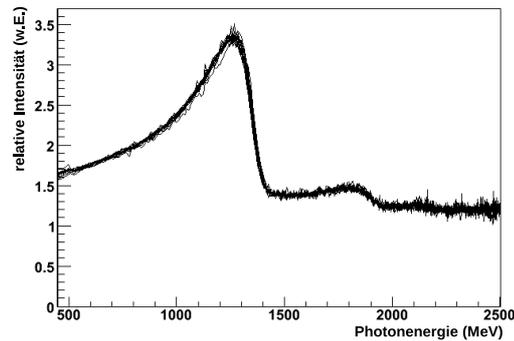


Abbildung 6.11: Kohärente Spektren für eine Polarisations Ebene von 45° (übereinander gelegt). Die Spektren wurden über vier Wochen für Intervalle von 2-3 Tagen in der Messung im August 2008 aufgenommen.

6.3 Bestimmung des Polarisationsgrades

Seit dem Beginn des CBELSA/TAPS-Experiments wurden Daten bei drei verschiedenen energetischen Lagen der kohärenten Kante genommen (vgl. Tabelle 6.1).

Messperiode	Dauer	Kantenposition	Experimentiertarget
April 2008	28.4. - 9.6.2008	1150 MeV	long. pol. Butanol
April 2008	9. - 25.6.2008	950 MeV	long. pol. Butanol
August 2008	4. - 31.8.2008	1350 MeV	long. pol. Butanol
Januar 2009 ⁸	25.2. - 4.3.2009	1150 MeV	Kohlenstoff
August 2009	20.8. - 5.9.2009	950 MeV	long. pol. Butanol
Juli 2010	5. - 28.7.2010	950 MeV	trans. pol. Butanol
Oktober 2010	11.10. - 22.11.2010	950 MeV	trans. pol. Butanol

Tabelle 6.1: Überblick über die Messperioden mit linear polarisierten Photonen.

Zur Bestimmung der Polarisationsgrade für diese Datennahmen wurden gemessene Spektren des Szintillierende-Fasern-Detektors (vgl. Abschnitt 4.7) verwendet, die fast ausschließlich mit Triggern (vgl. Abschnitt 4.9) aufgenommen wurden, in denen ein Treffer in den Szintillatorstreifen des Taggers ein Startsignal generiert. Daten mit diesen Triggern wurden in den Messperioden in regelmäßigen Abständen aufgenommen. In Einzelfällen kam es vor, dass in den zur Bestimmung des Polarisationsgrades gewählten Intervallen nicht ausreichend Statistik mit den *Tagger-Triggern* genommen wurden. In diesen Fällen wurden auch *Daten-Trigger* mitverwendet, wobei darauf zu achten war, dass Daten, die durch den Trigger zeitlich von einer hadronischen Reaktion abhängig sein können, nicht verwendet werden (vgl. Abbildung 6.12

⁸ Die Messungen der Datennahme im Januar 2009 wurden im Zeitraum 27.1. bis 25.2.2009 mit unpolarisierten Photonen durchgeführt.

(links)).

Teilt man SciFi-Spektren, die bei Bremsstrahlung an einem Diamantkristall durch solche, die durch Streuung an einem amorphen Kupfer Radiator aufgenommen wurden, erhält man ein kohärentes Verhältnisspektrum, wie es in Abbildung 6.12 (rechts) dargestellt ist.

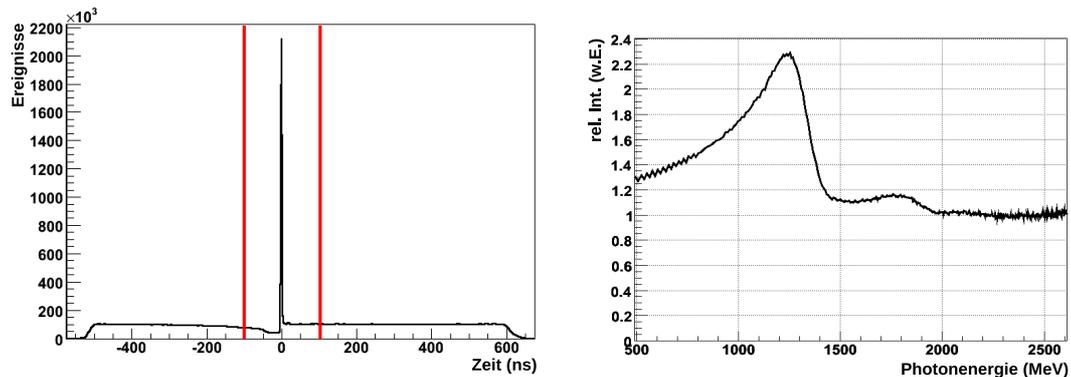


Abbildung 6.12: Links: Zeitspektrum des Szintillierende-Fasern-Detektors: Die Erhöhung bei 0 ns (*Prompt-Pik*) wird durch zeitlich mit dem Trigger korrelierte Ereignisse hervorgerufen. Bei der Analyse von *Daten-Triggern* zur Bestimmung des Polarisationsgrades wurden Ereignisse mit Zeiten im Bereich von -100 bis 100 ns (angedeutet durch die roten Linien) nicht verwendet. Rechts: kohärentes Spektrum

Die Bestimmung des linearen Polarisationsgrades geschieht durch eine analytische Berechnung des Bremsstrahlungsprozesses, die grundsätzlich auf der in Kapitel 5 gegebenen Beschreibung basiert. Dieses in [NA⁺03] beschriebene ANB⁹-Programm, das im Rahmen der Arbeit [ELS06] verbessert wurde, wird in dieser Arbeit in einer überarbeiteten Version verwendet. Außer am CBELSA/TAPS-Experiment wird dieses Programm zum Beispiel auch an Experimenten an MAMI¹⁰ und an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility verwendet.

Das ANB-Programm ist in der Lage, für einen frei wählbaren Satz von Parametern die energieabhängigen Intensitäten der Bremsstrahlung analytisch zu berechnen, wobei auch Interferenzen durch Beiträge unterschiedlicher Gittervektoren berücksichtigt werden. Abbildung 6.13 zeigt die in [ELS06] entwickelte graphische Oberfläche zur Visualisierung der Berechnungen. Dargestellt werden können sowohl kohärente (relative) Intensitäten als auch Bremsstrahlungsintensitäten durch Streuung an einem kristallinen sowie amorphen Radiator, die direkt mit dem im gleichen Diagramm darstellbaren gemessenen Spektrum verglichen werden können. Die Umrechnung von SciFi-Kanälen in Photonenergien für die gemessenen Spektren erfolgt mit einem aus der Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage (vgl. Abschnitt 4.7) bekannten Polynom.

Der Elektronenstrahl wird in dem ANB-Programm über seine Energie, seine Energie-

⁹ ANalytic BRemsstrahlungs Calculation

¹⁰ MAinzer MIkrotron

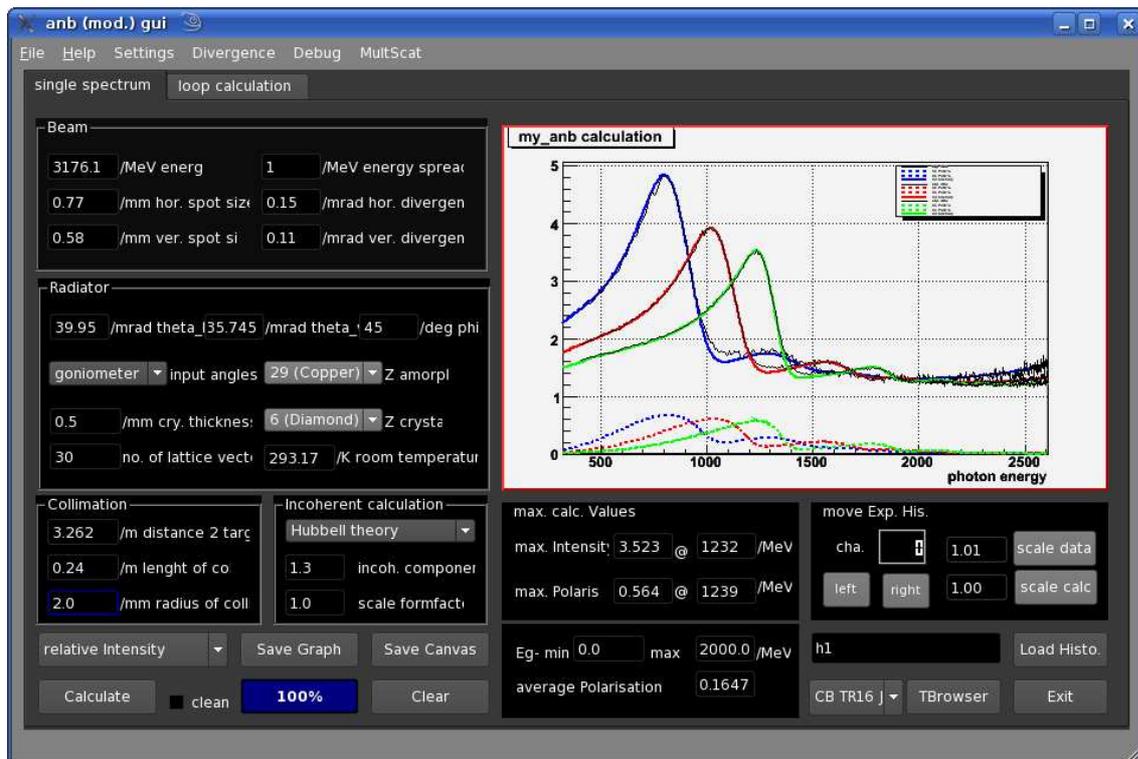


Abbildung 6.13: Graphische Oberfläche für das ANB-Programm

unschärfe sowie seine Divergenzen und Ausdehnungen in horizontaler und vertikaler Richtung parametrisiert. In der Rechnung werden das Strahlprofil und die Divergenzen durch Gaußverteilungen genähert, wobei vor allem die Divergenzen zu einem deutlichen Ausschmieren der kohärenten Kante und somit zu einer Verringerung des linearen Polarisationsgrades führen.

Des Weiteren können die Radiatorwinkel G_h , G_v und G_a (vgl. Gleichungen 6.2 bis 6.4), die Kernladungszahlen der gewählten Radiatoren (hier $Z=29$ für den amorphen Radiator (Kupfer) und $Z=6$ für den kristallinen Radiator (Diamant)), die Kristalldicke und die Raumtemperatur eingegeben werden. Hierbei bewirkt die von der Kristalldicke abhängige Vielfachstreuung wie die Divergenz ein Ausschmieren der Diskontinuität. Die Temperatur geht in die Berechnung des Debye-Waller Faktors (vgl. Gleichung 5.11 in Kapitel 5) ein. Außerdem kann die Anzahl der zur Berechnung beitragenden reziproken Gittervektoren frei gewählt werden, wobei sich die Berücksichtigung von 30 Vektoren als ausreichend erwiesen hat. Die Berechnungen mit mehr Gittervektoren zeigen, bei wesentlich höherem Zeitaufwand, keine Veränderungen in der Berechnung.

Veränderungen des Bremsstrahlspektrums durch eine Kollimation des Photonenstrahls werden über den Abstand des Kollimators vom Bremsstrahlradiator, dessen Länge und dessen Radius parametrisiert, wobei die Beschreibung kollimierter Spektren mit dem in [ELS06] verwendeten Programm nicht möglich war. Auf dieses Problem wird in Abschnitt 6.3.1 nochmal eingegangen.

Die Berechnung des inkohärenten Beitrags zum Bremsstrahlungsprozess kann wahlweise über die in Kapitel 5 beschriebene Bethe-Heitler-Theorie oder die in [HUB59] beschriebene Hubble-Theorie erfolgen, was jedoch nach Anpassung der Parameter für die Strahldivergenzen zu exakt demselben Ergebnis führt. Für beide Theorien gelingt die Beschreibung der relativen Intensitätsspektren jedoch nicht. Aus diesem Grund muss ein globaler Faktor zur Skalierung des inkohärenten Spektrums von 1,3 eingeführt werden. Dieser Faktor ist für alle Polarisierungseinstellungen gleich, wobei zum Beispiel die A2-Kollaboration an MAMI und die CLAS¹¹-Kollaboration an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility andere Skalierungsfaktoren benötigen. In [ELS06] wird als mögliche Erklärung für diesen Faktor eine ungenügende Beschreibung des Atomformfaktors (vgl. Abschnitt 5.1.2) gegeben, weshalb alternativ auch dieser skaliert werden kann.

Hat man einen Satz von Parametern gefunden, mit dem ein kohärentes Spektrum beschrieben werden kann, kann dieser gespeichert und bei späterer Verwendung wieder geladen werden. Des Weiteren können die berechneten und gemessenen Spektren zusammen mit den zugehörigen Polarisationsgraden im ROOT¹²-Format „TGraph“ gespeichert werden. Die Polarisationswerte können dann für die verschiedenen Analysen aus der Analyse-Datenbank abgefragt werden.

6.3.1 Ergebnisse und Fehler des Polarisationsgrades

Zunächst gelang es zwar, die gemessenen SciFi-Spektren mit dem ANB-Programm zu beschreiben, jedoch wurden für Linearpolarisationen in den Ebenen $+45^\circ$ und -45° Polarisationswerte nahe Null berechnet. Dies war auf einen Fehler im Programm zurückzuführen und konnte behoben werden. Ein Vergleich der Rechnung mit den Daten für verschiedene Positionen der Diskontinuität ist in Abbildung 6.14 zu sehen.

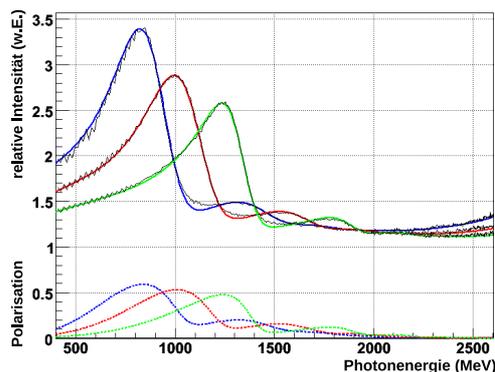


Abbildung 6.14: Berechnete und gemessene kohärente Spektren für Diskontinuitäten bei $E_\gamma \approx 950$ MeV (blau), $E_\gamma \approx 1150$ MeV (rot) und $E_\gamma \approx 1350$ MeV (grün)

¹¹ CEBAF Large Acceptance Spectrometer

¹² <http://root.cern.ch>

Im Experiment erfolgt eine Kollimation des Photonstrahls. Dies führt zu einer Vergrößerung der kohärenten Überhöhungen im relativen Spektrum und somit zu einer Erhöhung des Polarisationsgrades.

Zur Berücksichtigung dieses Effekts kann eine zeitliche Koinzidenz von gemessenen Ereignissen im SciFi-Detektor und im Gamma-Intensitätsmonitor (vgl. Abschnitt 4.5) verlangt werden. Abbildung 6.15 zeigt links das Zeitspektrum des GIMs aufgetragen gegen das Zeitspektrum des Faserdetektors. Die zeitlich koinzidenten Ereignisse liegen hier auf einer gut zu erkennenden Diagonalen. Jedoch sind diese nicht ganz untergrundfrei. Selektiert man Ereignisse, die innerhalb des in weiß eingezeichneten Vierecks liegen und betrachtet die Differenz von SciFi-Zeit und GIM-Zeit, erhält man ein Zeitspektrum, wie es in Abbildung 6.15 (rechts) dargestellt ist¹³. Man erkennt deutlich die koinzidenten Ereignisse der beiden Detektoren und einen flachen Untergrund. Links vom Koinzidenz-Pik erkennt man einen, aufgrund von Totzeit-Effekten, reduzierten Untergrund. Durch Schnitt auf den Koinzidenz-Pik K (angedeutet durch die vertikalen roten Linien) und Abzug der beiden (geeignet skalierten) Klassen von Untergründen $BG1$ und $BG2$ (grüne bzw. blaue Linien), ist es möglich, ein untergrundkorrigiertes kohärentes Spektrum zu erhalten. Es hat sich herausgestellt, dass die alleinige Betrachtung von $BG1$ ausreichend war. Die Berücksichtigung beider Klassen von Untergründen hatte keinen merklichen Einfluss auf Form und Höhe des kohärenten Spektrums.

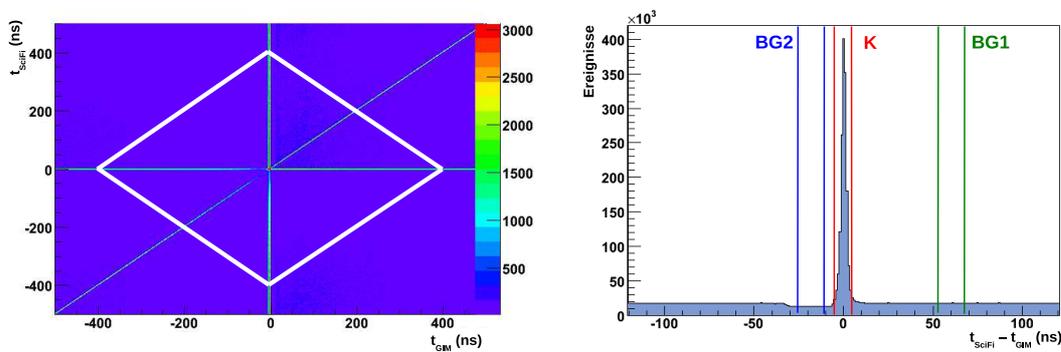


Abbildung 6.15: Links: SciFi-Zeit gegen GIM-Zeit; rechts: SciFi-Zeit minus GIM-Zeit für Ereignisse innerhalb des im linken Bild eingezeichneten weißen Vierecks. Erkennbar ist der Koinzidenzpik K sowie zwei Klassen von Untergründen ($BG1$ und $BG2$)

Abbildung 6.16 (links) zeigt den Einfluss der Kollimation auf das kohärente Spektrum.

Eine Beschreibung des kohärenten Spektrums bei Berücksichtigung der Kollimation war mit dem in [ELS06] verwendeten ANB-Programm nicht möglich, was auf die Betrachtung der Kollimation des kohärenten Beitrags zurückgeführt werden konnte.

¹³ Bei der Analyse von mit *Daten-Triggern* aufgenommenen Ereignissen wurden die zeitlich mit dem Trigger korrelierten Ereignisse nicht verwendet.

Aus diesem Grund wurde die ursprüngliche Beschreibung der Kollimation verworfen und durch die in [TIM69] und Abschnitt 5.2.4 erklärte Beschreibung ersetzt. Ein Vergleich mit den gemessenen kohärenten Spektren für drei verschiedene Positionen der Diskontinuität ist in Abbildung 6.16 (rechts) gegeben. Alle Spektren, die zur Bestimmung des Polarisationsgrades verwendet wurden, befinden sich im Anhang A. Im Durchschnitt wird durch die Verwendung eines Kollimators eine absolute Erhöhung des Polarisationsgrades von 8 % erreicht.

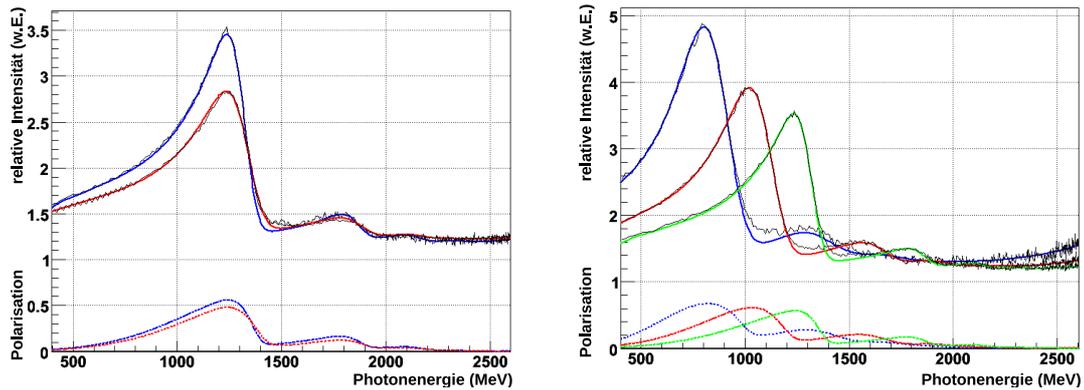


Abbildung 6.16: Links: Einfluss eines Kollimators auf das kohärente Spektrum. Eine ANB-Rechnung ohne Berücksichtigung der Kollimation ergibt die rote Kurve, eine mit Berücksichtigung die blaue. Rechts: Berechnete und gemessene kohärente Spektren für Diskontinuitäten bei $E_\gamma \approx 950$ MeV (blau), $E_\gamma \approx 1150$ MeV (rot) und $E_\gamma \approx 1350$ MeV (grün) unter Berücksichtigung von Kollimationseffekten.

Um die Qualität der Berechnung besser beurteilen zu können und eine Abschätzung für den Fehler bei der Bestimmung des Polarisationsgrades zu erhalten, wird der Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren betrachtet (vgl. Abbildung 6.17). Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Spektren. Größere Abweichungen werden nur in Photonenergiebereichen um die kohärente Kante beobachtet. Insbesondere war es nicht möglich, die Senke in der Intensität zwischen den beiden (durch Streuung an den reziproken Gittervektoren [022] und [044] verursachten) prominentesten kohärenten Überhöhungen zu beschreiben. Aus diesem Grund wird empfohlen, zur Analyse von hadronischen Ereignissen, bei denen linear polarisierte Photonen benötigt werden, nur den Photonenergiebereich bis zur Sollposition der Diskontinuität minus 30 MeV zu verwenden. In diesem Bereich liegen relative Abweichungen deutlich unter 5 %. Die so erzeugten Spektren für alle, zur Bestimmung der Linearpolarisation verwendeten Messperioden, befinden sich in Anhang B.

Um eine Fehlerabschätzung durchführen zu können, wurden durch Variation des Skalierungsfaktors des inkohärenten Anteils (siehe oben) relative Spektren berechnet, deren maximale relative Intensitäten um ± 5 % von der zur Beschreibung der Daten verwendeten Rechnung abweicht. Die Differenz der berechneten Polarisationswerte zwischen der skalierten und der zur Beschreibung der Daten verwendeten Rechnung

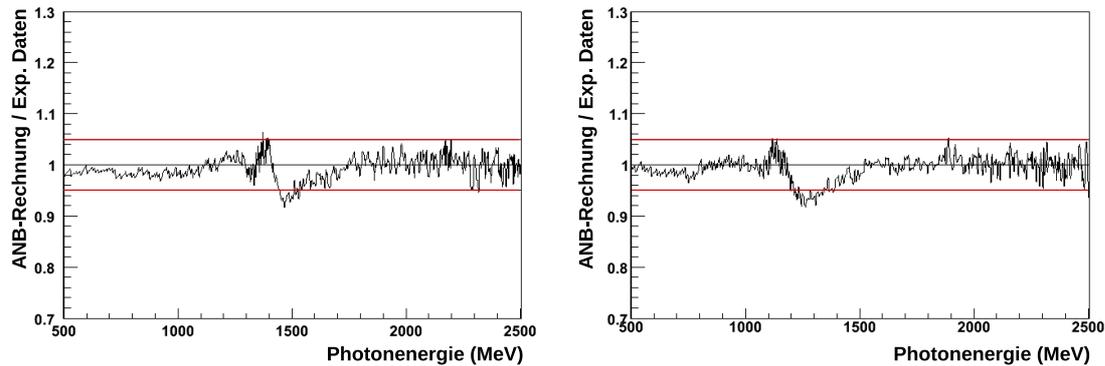


Abbildung 6.17: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren. Links für ein Zeitintervall aus der Datennahme im August 2008 (Diskontinuität bei $E_\gamma \approx 1350$ MeV, Polarisations Ebene 45°). Rechts: für ein Zeitintervall aus der Datennahme im Januar 2010 (Diskontinuität bei $E_\gamma \approx 1150$ MeV, Polarisations Ebene -45°). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

ergeben eine relative Abweichung des Polarisationsgrades von weniger als $\pm 2,5\%$. Dies ist jedoch ein konservativer Wert für den Fehler des Polarisationsgrades, da die Beschreibungen der kohärenten Intensitäten durch die Rechnung in den Bereichen, in denen der Polarisationsgrad hoch ist (und in denen, die für die Datenanalyse verwendet werden sollten (siehe oben)), deutlich besser ist. Eine ANB-Rechnung mit einer Skalierung der Intensität um plus oder minus 5% zeigt deutliche Abweichungen von den gemessenen Spektren. Um zusätzlich systematischen Effekten, wie der ungenügenden Beschreibung der Senke zwischen den beiden markantesten kohärenten Überhöhungen Rechnung zu tragen, wird der maximale relative Fehler des Polarisationsgrades auf 5% festgelegt.

Eine Kontrolle für die Bestimmung der Polarisationsgrade kann über eine Messung der Photonasymmetrie und dem Vergleich mit veröffentlichten Daten (z.B. [BA⁺05, EL⁺09, SC⁺10]) erfolgen. Dies wird in Kapitel 8 geschehen.

Kapitel 7

Analyse von CBELSA/TAPS Daten

Die Analyse von mit dem CBELSA/TAPS-Detektoraufbau durchgeführten Messungen kann in drei Stufen unterteilt werden.

1. Die mit dem in Kapitel 4 beschriebenen experimentellen Aufbau genommenen Rohdaten werden mit Hilfe von Kalibrationen in physikalische Größen wie Zeit- und Energieinformation umgewandelt (Abschnitt 7.1).
2. In der Rekonstruktion werden Signale zusammenhängender Detektormodule zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst. Zusätzlich werden aus den in den Kalorimetern gemessenen Signalen sogenannte PEDs¹ rekonstruiert. Existieren mehrere lokale Maxima innerhalb eines Clusters, werden diese auf mehrere PEDs aufgeteilt, ebenso geschieht eine adäquate Verteilung der Cluster-Energie auf diese PEDs. Des Weiteren besteht mit Hilfe der Szintillatorplättchen des Mini-TAPS- (Abschnitt 4.3) und des Vorwärtskonus-Detektors (Abschnitt 4.1) sowie der Informationen des Innendetektors (Abschnitt 4.2) die Möglichkeit, geladene Teilchen (z.B. Protonen) zu erkennen. Den detektierten PEDs werden mit Hilfe der Energie- und Winkelinformationen Viererimpulsvektoren zugeordnet (Abschnitt 7.2), womit diese als rekonstruierte Teilchen aufgefasst werden.
3. Durch Kombination von Vierervektoren der Zerfallsteilchen (für die hier beschriebenen Analysen Photonen) lassen sich z.B. Mesonen rekonstruieren und mit Hilfe ihrer invarianten Masse identifizieren. Zur möglichst eindeutigen Identifikation von Ereignissen werden in der Analyse zusätzliche (kinematische) Bedingungen gestellt (Abschnitt 7.3).

¹ PED = **P**article **E**nergy **D**eposit

7.1 Detektorkalibration

7.1.1 Zeitkalibration

Die Zeitpunkte von in verschiedenen Detektoren des CBELSA/TAPS-Experimentes (vgl. Kapitel 4) gemessenen Ereignissen werden mit Hilfe von TDCs aufgezeichnet. Damit die digitalisierten Informationen der TDCs in der Analyse verwendet werden können, werden diese in Zeiten umgerechnet und aufeinander abgeglichen. Dadurch wird gewährleistet, dass korrelierte Ereignisse gleichzeitig gemessen und rekonstruiert werden.

Die Umrechnung der TDC-Werte (T) in Zeiten (t) ist allgemein gegeben durch [HAR08]:

$$t = a + (g \cdot T) + f(E),$$

wobei g , a und $f(E)$ Kalibrationsfaktoren sind, die im Folgenden näher erläutert werden.

- g : Der Kalibrationsfaktor g beschreibt die Umrechnung von (für jeden TDC unterschiedlichen) Kanalbreiten in Nanosekunden.
- a : Aufgrund von unterschiedlichen Kabellängen und Geschwindigkeitsunterschieden von Elektronikkomponenten kommt es vor, dass sich die vom TDC gemessenen Zeiten unterscheiden, selbst wenn die Signale gleichzeitig detektiert werden. Um dies auszugleichen wird für jeden TDC der sogenannte Kalibrationsoffset a bestimmt und zu jeder gemessenen Zeit hinzuaddiert.
- $f(E)$: Für bestimmte Detektoren, z.B. den Vorwärts-Detektor, ist die Zeitinformation von der im Detektor deponierten Energie abhängig. Dies ist insbesondere bei der Verwendung von sogenannten Leading-Edge Diskriminatoren der Fall. Bei dieser Art von Diskriminatoren wird das Analogsignal des Detektors in ein Digitalsignal umgewandelt, sobald das Eingangssignal eine eingestellte Schwelle überschreitet. Dies führt zu einer Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Höhe des Eingangssignals. Ein solches Verhalten wird „timewalk“ genannt und kann über den energieabhängigen Faktor $f(E)$ korrigiert werden.

Die so erreichte Zeitauflösung ist für eine präzise Datenanalyse jedoch nicht ausreichend, da sie durch die zeitliche Unschärfe des Triggersignals limitiert ist. Deshalb werden für eine Feinkalibrierung die Zeitdifferenzspektren zweier Detektoren betrachtet. Durch Bildung der sogenannten Koinzidenzspektren fällt der Triggerzeitpunkt heraus:

$$(t_1 - t_{trig}) - (t_2 - t_{trig}) = t_1 - t_2.$$

Dafür wird ein Referenzdetektor benötigt, der eine möglichst gute Zeitauflösung aufweist und optimalerweise bei jedem Ereignis einen TDC-Eintrag besitzt. Aus diesen Gründen werden die Szintillatorstreifen der Photonmarkierungsanlage (Abschnitt 4.7) als Referenzdetektor benutzt.

Zur Bestimmung der Zeitauflösung wird eine Gaußfunktion mit einem konstanten

Untergrund an die gemessenen Zeitdifferenzspektren angepasst und die Halbwertsbreite des Koinzidenzpics bestimmt. Die erreichte Zeitauflösung der einzelnen Detektoren ist in Tabelle 7.1 dargestellt, wobei zu beachten ist, dass die angegebenen Halbwertsbreiten nicht nur durch die Auflösung des zu untersuchenden Detektors, sondern auch durch die Zeitauflösung des Referenzdetektors gegeben ist. Detailliertere Informationen zur Zeitkalibration finden sich in [HAR08].

Detektor	Referenzdetektor	FWHM in ns
Tagger-Szintillatorstreifen	Mini-TAPS, BaF ₂ -Kristalle	0,83 ± 0,01
Tagger-Szintillatorfasern	Tagger-Szintillatorstreifen	1,69 ± 0,01
Innendetektor	Tagger-Szintillatorstreifen	2,09 ± 0,01
Vorwärts-Det., CsI-Kristalle	Tagger-Szintillatorstreifen	1,86 ± 0,02
Vorwärts-Det., Szintillatorplättchen	Tagger-Szintillatorstreifen	4,43 ± 0,01
Mini-TAPS, BaF ₂ -Kristalle	Tagger-Szintillatorstreifen	0,87 ± 0,01
Mini-TAPS, Szintillatorplättchen	Tagger-Szintillatorstreifen	3,06 ± 0,05
CO ₂ -Cherenkov-Detektor	Tagger-Szintillatorstreifen	1,19 ± 0,01
GIM	Tagger-Szintillatorstreifen	3,1 ± 0,3

Tabelle 7.1: Zeitauflösung der Detektoren [HAR08]

7.1.2 Energiekalibration

Elektromagnetische Kalorimeter, wie der Crystal-Barrel- und der Mini-TAPS-Detektor, messen die Menge an Szintillations- oder Cherenkov-Licht, welche proportional zur (durch Auftreffen von Teilchen) im Detektor deponierten Energie ist.

Die Energiemessung der Elektronen (und somit der Strahlphotonen) in der Photonmarkierungsanlage erfolgt über eine impulsselektierende Ablenkung der an dem Prozess der Bremsstrahlung beteiligten Elektronen in einem Magnetfeld und einem anschließenden Nachweis im Tagging-Hodoskop.

Ziel der Energiekalibration ist es, die Messwerte, die man aus den Detektoren erhält, in eine physikalische Energieeinheit (üblicherweise wird MeV verwendet) umzuwandeln.

Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage

Die Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage dient zur korrekten Zuordnung vom Auftreffort eines Elektrons im Tagging-Hodoskop zur Elektronen- bzw. Photonenergie. Zur Eichung der Photonmarkierungsanlage wurde der Primärelektronenstrahl mit niedriger Intensität bei verschiedenen Primärenergien² direkt in das Hodoskop gelenkt. Eine Variation der Magnetfeldstärke ermöglichte das Abtasten

² Verwendet wurden die Energien 600 MeV, 650 MeV, 800 MeV, 1270 MeV, 1800 MeV und 2400 MeV.

eines Teilbereiches des Tagging-Hodoskops mit dem primären Elektronenstrahl. Aufgrund der limitierten Feldstärke des Tagging-Magneten und der minimal einstellbaren Primärstrahlenergie von etwa 600 MeV konnte auf diese Weise eine Kalibrierung der Szintillatorstreifen 49 bis 96 sowie der szintillierenden Fasern 150 bis 480 erreicht werden. Zur Extrapolation der Kalibration in die für direkte Kalibrationsmessungen nicht zugänglichen Bereiche wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Aufgrund der geometrischen Anordnung der Szintillatorstreifen wurde deren Energiekalibration in drei Bereiche unterteilt, wobei für jeden Bereich ein Polynom zur Umrechnung von getroffenem Kanal in Photonenergie zur Verfügung gestellt werden konnte. Mit der gleichen Methode wurde auch ein Polynom zur Kalibration des Szintillierende-Fasern-Detektors bestimmt.

Die erreichte Energieauflösung beträgt abhängig von der gemessenen Photonenergie zwischen $0,1 \% \cdot E_0$ und $0,4 \% \cdot E_0$.

Eine genaue Beschreibung der Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage befindet sich in [FP09].

Energiekalibration des Mini-TAPS-Detektors

Der Mini-TAPS-Detektor (vgl. Abschnitt 4.3) besteht aus 216 BaF₂-Kristallen mit einer Energieauflösung von [GA⁺94]:

$$\frac{\sigma}{E_\gamma} = \frac{0,59 \%}{\sqrt{E_\gamma}} + 1,9 \%$$

Die Energiekalibration des Mini-TAPS Detektors geschieht in vier Schritten, die im Folgenden kurz erläutert werden. Nähere Informationen finden sich z.B. in [DAH08, GO⁺09, MAK11].

Bestimmung des Pedestals: Um den ADC³-Wert zu finden, der einem Energiewert von 0 MeV entspricht (das sogenannte Pedestal), muss der Detektor unabhängig von physikalischen Ereignissen ausgelesen werden. Da eine Korrelation zwischen der Temperatur in der Experimentierhalle und der Position des Pedestals besteht, wird das Pedestal kontinuierlich während der Datennahme gemessen. Als Trigger wird hierzu ein digitaler Pulser mit einer niedrigen Frequenz (≈ 1 Hz) verwendet. Diese Ereignisse werden im Datenstrom markiert und für eine Eichung der genommenen Daten verwendet.

Kalibration mit kosmischen Myonen: Die Kalibration mit Hilfe von Höhenstrahlung nutzt aus, dass kosmische Myonen bei senkrechtem Durchgang in jedem BaF₂-Kristall eine Energie von 37,7 MeV deponieren⁴. Die Position des minimal-ionisierenden Piks im ADC-Spektrum wird durch die Anpassung einer Gaußfunktion und einer exponentiellen Funktion zur Beschreibung des Untergrundes an die Daten

³ ADC = Analog to Digital Converter: Ein ADC wandelt analoge Spannungssignale in einen digitalen Wert um.

⁴ Kosmische Myonen sind minimal-ionisierende Teilchen.

bestimmt. Zur Umrechnung von ADC-Werten in Energiewerte wird ein linearer Zusammenhang dieser Werte angenommen, dessen Steigung durch das Pedestal und den minimal-ionisierenden Pik festgelegt ist.

Diese Kalibration wird vor jeder Messperiode durchgeführt und ist für die Überwachung des Detektors während der Datennahme ausreichend. Für die Datenanalyse ist jedoch eine präzisere Kalibration notwendig.

Kalibration mit Pionen: Im nächsten Kalibrationsschritt werden Photonen verwendet, die aus dem Zerfall eines neutralen Pions stammen, dessen Masse ($M_{\pi^0,PDG} = 134.98 \text{ MeV}/c^2$ [NA⁺10]) sehr genau bekannt ist. Das π^0 wird zur Kalibration verwendet, da dessen Photoproduktion zum einen einen hohen Wirkungsquerschnitt besitzt und zum anderen der Zerfall des π^0 in zwei Photonen mit 99.8 % ein sehr hohes Verzweigungsverhältnis aufweist.

Hierzu wird mit Hilfe der aus zwei PEDs rekonstruierten Vierervektoren die invariante Masse m_{inv} gebildet:

$$m_{inv}c^2 = \sqrt{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_{\gamma_1}c + \vec{p}_{\gamma_2}c)^2}.$$

Zur Kalibration wird die quadratische invariante Masse gebildet und für jeden Zentralkristall des PEDs getrennt analysiert. Auf diese Weise kann für die meisten Kristalle ein quadratisches $\gamma\gamma$ invariante Masse Spektrum mit einem aus dem π^0 -Zerfall stammenden Signal erzeugt werden. An dieses Spektrum wird ein Chebychev-Polynom zur Beschreibung des Untergrundes sowie eine Novosibirsk-Funktion zur Beschreibung des Signals angepasst. Aus dem Vergleich der rekonstruierten invarianten Masse mit der korrekten π^0 -Masse wird dann ein Korrekturfaktor bestimmt. Dieses Verfahren wird iterativ wiederholt, bis die gemessene invariante Masse im Bereich zwischen $0,99 \cdot M_{\pi^0,PDG}$ und $1,01 \cdot M_{\pi^0,PDG}$ liegt.

Aufgrund der Anordnung der Detektoren werden nicht alle Kristalle direkt von den aus dem Pionzerfall stammenden Photonen getroffen. Einige außenliegende Kristalle werden durch den Vorwärts-Detektor abgeschirmt und können somit nicht direkt kalibriert werden. Des Weiteren besitzen die innenliegenden Kristalle aufgrund des elektromagnetischen Untergrundes ein so schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, dass die Kalibration mit Pionen nicht funktioniert. Zur Kalibration dieser Kristalle wird ein Korrekturfaktor verwendet, der dem Mittelwert der Korrekturfaktoren entspricht, bei denen eine Kalibration auf die beschriebene Weise möglich ist.

Energiekorrekturfunktion: Verschiedene Effekte, wie Energieverluste durch die Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers in insensitive Detektor-Bereiche, machen eine Korrektur der gemessenen Energien notwendig. Zu diesem Zweck werden Energieverluste mit dem auf dem am CERN entwickelten Programm GEANT3⁵ basierenden Programmpaket CB-Geant [CRE01] simuliert. Die notwendige Korrektur der rekonstruierten Energien geschieht über eine aus der Simulation bestimmten Funktion, die sowohl vom Ort der Teilchenrekonstruktion als auch von der gemessenen Energie selber abhängt [DAH08].

⁵ GEANT: **GE**ometry **ANd** **T**racking

Energiekalibration des Crystal-Barrel- und Vorwärts-Detektors

Zur Messung über einen möglichst großen Energiebereich bei möglichst großer Genauigkeit wurde die Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter und den Vorwärts-Detektor in zwei Energiebereiche unterteilt. Die Energiekalibration des niedrigen Energiebereiches bis ungefähr 130 MeV („LOW-Range“) geschieht, analog zur Kalibration des Mini-TAPS-Detektors, mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und einer Energiekorrekturfunktion [MÜL07]. Für die Auslese des höheren Energiebereichs („HIGH-Range“) wird das Eingangssignal des ADCs abgeschwächt. Der Abschwächungsfaktor kann mit einem Lichtpulsersystem bestimmt und durch regelmäßige, separate Messungen während der Datennahme überwacht werden [BÖS06]. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist abhängig von der Energie des einlaufenden Photons und beträgt [JUN05]:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{2.8\%}{\sqrt[4]{E_\gamma/\text{GeV}}}.$$

7.2 Teilchenrekonstruktion

Ziel der Rekonstruktion ist es, aus den kalibrierten Detektorsignalen Vierervektoren von Photonen bzw. Protonen zu bestimmen. Dafür sind sowohl Energie- als auch Winkelinformationen der Teilchen erforderlich.

7.2.1 Energierekonstruktion

Die im Detektor deponierte Energie eines Teilchens verteilt sich im Allgemeinen auf mehrere Kristalle. Diese Gruppe zusammenhängender Kristalle wird PED genannt. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass mehrere Teilchen nahe beieinander den Detektor treffen, so dass sich mehrere PEDs überlappen. Eine Gruppe zusammenhängender Kristalle, die alle Energieeinträge haben, wird Cluster genannt. Für Cluster, die nur durch die Energiedeposition eines Teilchens gebildet werden, sind diese beiden Begriffe äquivalent.

Die Gesamtenergie eines Clusters ist die gemessene Energiesumme der zu diesem Cluster gehörigen Module, wobei das Modul mit dem höchsten Energieeintrag als zentrales Modul angenommen wird. Die Rekonstruktion der PED-Energie aus Clustern, die mehrere PEDs beinhalten, erfolgt durch die Lokalisation mehrerer Zentralkristalle und eine adäquate Aufteilung der gemessenen Energien [SEI09]. Zur Rekonstruktion eines Teilchens wird für die Datenanalyse eine Energie des PEDs von mindestens 20 MeV verlangt.

7.2.2 Ortsrekonstruktion

Für die Ortsrekonstruktion im Detektor wird die Energieverteilung in einem PED verwendet. Die Kristallpositionen werden hierfür mit den entsprechenden Energien logarithmisch gewichtet [JUN00]. Daraus ergibt sich für Photonen eine deutliche Erhöhung der Winkelrekonstruktionsgenauigkeit auf etwa 1° bis 2° [MÜL07] im

Crystal-Barrel-Kalorimeter bzw. ungefähr $1,3^\circ$ im Mini-TAPS-Detektor [CAS06]. Protonen hingegen werden meist nur in einem Kristall detektiert, was die Winkelauflösung auf die Kristallgröße beschränkt. Das würde beispielsweise für den Vorwärts-Detektor eine polare Winkelauflösung von 12° bedeuten. Diese verbessert sich jedoch durch die Verwendung der jeden Kristall halb überdeckenden Szintillatorplättchen auf 6° . Im Innendetektor kann ebenfalls eine Ortsrekonstruktion durchgeführt werden, wobei aufgrund der Detektorgeometrie (vgl. Abschnitt 4.2) hierfür eine Messung in mindestens zwei Detektorlagen erforderlich ist.

7.2.3 Ladungsrekonstruktion und halbe PEDs

Sowohl der Crystal-Barrel- als auch der Vorwärts- und Mini-TAPS-Detektor verfügen über vorgelagerte Szintillationsdetektoren zur Ladungsidentifikation. Gemessene Teilchen werden als geladen markiert, wenn ein zeitlich und räumlich korrelierter Treffer sowohl im Szintillationsdetektor als auch im Kalorimeter gefunden wird. Es kann jedoch auch vorkommen, dass Protonen (mit niedriger Energie) im Szintillationsdetektor stecken bleiben, ohne ein Signal in einem Kalorimeter zu hinterlassen. Bei der Datenanalyse ist es nicht notwendig, solche Teilchen zu verwerfen, sondern sie können ebenfalls rekonstruiert werden, da sie über den getroffenen Szintillationsdetektor eine Winkelinformation besitzen. Im Folgenden wird solch ein Ereignis als halbes PED bezeichnet. Werden also beispielsweise zwei neutrale PEDs und ein zusätzlicher Treffer in einem Szintillationsdetektor gemessen, wird dieses Ereignis als 2,5 PED Ereignis bezeichnet.

7.3 Extraktion der Endzustände

Ziel der Datenanalyse ist es, die invariante Masse des Mesonkandidaten m_{Meson} aus den gemessenen Vierervektoren der Zerfallsphotonen:

$$p_{\gamma_i} = \begin{pmatrix} E_{\gamma_i} \\ c\vec{p}_{\gamma_i} \end{pmatrix} = E_{\gamma_i} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \phi_{\gamma_i} \sin \theta_{\gamma_i} \\ \sin \phi_{\gamma_i} \cos \theta_{\gamma_i} \\ \cos \theta_{\gamma_i} \end{pmatrix}$$

mit den Energien E_{γ_i} und Impulsen \vec{p}_{γ_i} zu bestimmen:

$$m_{Meson}c^2 = \sqrt{\left(\sum_i E_{\gamma_i}\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{\gamma_i}c\right)^2}$$

Um die Mesonkandidaten mit der erwarteten invarianten Masse möglichst untergrundfrei nachzuweisen und diese auszuwählen, werden Vierervektoren von Zerfallsphotonen zu einem Vierervektor eines Mesonkandidaten kombiniert. Dies erlaubt eine Anreicherung gültiger Ereignisse durch Ausnutzung bekannter Eigenschaften der zu untersuchenden Reaktion. Außerdem können die Daten auch in verschiedene Meson-Winkelbereiche (sogenannte „Bins“) unterteilt werden. Des Weiteren werden

mit Hilfe der Photonmarkierungsanlage Strahlphotonen mit einer entsprechenden Energie- und Zeitinformation rekonstruiert. Dadurch ist es möglich, die Daten in verschiedenen Bereichen der Photonenergie zu analysieren. Eine Einteilung der Daten in verschiedene Energie- und Winkelbereiche ist eine grundlegende Voraussetzung für die Extraktion von (Polarisations-)Observablen (vgl. Abschnitt 2.3). Für die in den Abschnitten 8 und 9 betrachteten Analysen werden für die einzelnen Bins jeweils ereignisgewichtete Mittelwerte angegeben.

7.3.1 Vorselektion

Zur Erhöhung der Analysegeschwindigkeit wird zunächst eine sogenannte Vorselektion durchgeführt. In diesem Analyseschritt werden zum einen die Daten kalibriert sowie die Vierervektoren der Endzustandsteilchen rekonstruiert und zum anderen werden die genommenen Daten in verschiedene, nach PED-Multiplizität der Ereignisse geordnete Datensätze unterteilt.

7.3.2 Ladungserkennung

Im nächsten Analyseschritt werden Teilchen auf ihre Ladung untersucht und nur noch die Ereignisse betrachtet, die die gewünschte Anzahl an ladungsmarkierten Teilchen aufweisen. Zum Beispiel wird nur ein als geladen markiertes Teilchen verlangt, wenn man ein Proton und kein weiteres geladenes Teilchen im Endzustand erwartet. Die aus dem Mesonzerfall stammenden Photonen sollten hingegen nicht als geladen markiert sein. Für die Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ werden also zwei Teilchen ohne und Teilchen mit Ladungsmarkierung verlangt.

7.3.3 Zeitschnitte

Durch die Analyse von Zeitmessungen ist es möglich, korrelierte Ereignisse anzureichern. Dazu werden in der Analyse zeitlich mit dem Trigger (Abschnitt 4.9) korrelierte rekonstruierte Strahlphotonen ausgewählt. Die Zeit dieser rekonstruierten Strahlphotonen kann nun mit der rekonstruierten Zeit des Mesonkandidaten⁶ und der Zeit des Protonkandidaten verglichen werden. Das heißt, der akzeptierte Bereich für die Koinzidenzzeit zwischen Strahlphoton und Mesonkandidaten und zwischen Strahlphoton und Protonkandidaten wird eingeschränkt. Der Schnitt auf die Differenzzeit zwischen Strahlphoton und Proton muss hier im Allgemeinen breiter gewählt werden, da die Flugzeit der Protonen, insbesondere durch die Entfernung des Mini-TAPS-Detektors zum Target, die Koinzidenzzeit verschmiert.

⁶ Das Meson besitzt nur dann eine Zeitinformation, wenn nicht alle Zerfallsphotonen im Crystal-Barrel-Detektor nachgewiesen wurden, da durch die mit $6 \mu\text{s}$ langsame Photodioden-Auslese dieses Detektors keine ausreichend schnelle Zeitinformation zur Verfügung steht.

7.3.4 Kinematische Schnitte

Zur Selektion von gewünschten Reaktionen und zur Minimierung von Untergrundeignissen können auf Vierervektorerhaltung (Gleichung 7.1) basierende Bedingungen, sogenannte kinematische Schnitte, verwendet werden.

$$\begin{pmatrix} E_{Photon} \\ \vec{p}_{Photon} \end{pmatrix}_{Strahl} + \begin{pmatrix} m_{Proton} \\ \vec{0} \end{pmatrix}_{Target} = \begin{pmatrix} E_{Proton} \\ \vec{p}_{Proton} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{Meson} \\ \vec{p}_{Meson} \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

Hierfür wird angenommen, dass sich das Targetproton in Ruhe befindet. Die Energie und der Impuls des auslaufenden Protons werden nicht direkt aus der Messung entnommen, da zum einen hochenergetische Protonen den Detektor passieren können, ohne ihre Gesamtenergie zu deponieren und zum anderen die Energiekalibration der Kalorimeter auf den Nachweis von Photonen optimiert ist. Die Winkelinformationen der auslaufenden Protonen werden hingegen verwendet. Der gesamte Vierervektor des auslaufenden Protons kann zusätzlich aus den Vierervektoren der Zerfallsphotonen berechnet werden. Das auf diese Weise rekonstruierte Teilchen wird auch als *missing*⁷-Proton bezeichnet.

Im Folgenden werden die einzelnen Bedingungen vorgestellt, die auf die gemessenen Ereignisse angewendet werden können. Für die in dieser Arbeit behandelten Analysen werden, bis auf den zu untersuchenden, alle kinematischen Schnitte angewandt und die Breite der so erhaltenen Verteilungen mit Gaußfunktionen bestimmt (vgl. Abschnitte 8 und 9). Für die weitere Datenanalyse werden dann Ereignisse innerhalb eines Bereichs von $\approx 3\sigma$ dieser Verteilungen verwendet.

Fehlende Masse

Die invariante Masse des auslaufenden Protons kann mit Hilfe der (gemessenen) Vierervektoren von Strahlphoton, Targetproton und produziertem Meson berechnet werden:

$$m_{p,miss.} = \sqrt{(E_{Photon} + m_{Proton} - E_{Meson})^2 - (\vec{p}_{Photon} - \vec{p}_{Meson})^2}. \quad (7.2)$$

Diese berechnete Masse wird mit der nominalen Protonmasse von 938,272 MeV/c² [NA⁺10] verglichen.

Koplanarität

Der Anfangszustand der betrachteten Reaktionen besitzt keinen Transversalimpuls, was dazu führt, dass die Transversalimpulse des Protonkandidaten und des Mesonkandidaten im Endzustand genau entgegengesetzt sein müssen. Das kann mit Hilfe der Differenz der Azimutwinkel dieser Teilchen überprüft werden:

$$\phi_{Kop.} = \phi_{Proton} - \phi_{Meson}.$$

Ereignisse werden nur dann in der Analyse weiter verwendet, wenn $\phi_{Kop.}$ in einem Bereich um 180° liegt.

⁷ englisch für fehlend

Polarwinkeldifferenz

Eine weitere Bedingung an die Kinematik der gewünschten Reaktion kann über die Berechnung des polaren Winkels des *missing*-Protons aus den Impulskomponenten des Strahlphotons und des Mesonkandidaten geschehen. Die Differenz dieses Winkel $\theta_{berechnet}$ mit dem gemessenen polaren Winkel des Protonkandidaten muss für ein gültiges Ereignis in einem Bereich um 0° liegen.

Berechnete Photonenergie

Photonen, die außerhalb des von der Photonmarkierungsanlage abgedeckten Energiebereiches liegen und somit nicht energiemarkiert werden, können im Target hadronische Reaktionen auslösen. Diese können dann mit einem zufälligen, in der Photonmarkierungsanlage gemessenen Bremsstrahlelektron die Triggerbedingung erfüllen. Durch das Auslösen des hadronischen Triggers werden die gemessene Zeit des Elektrons ebenso wie die Zeiten der Reaktionsprodukte in der Nähe des (kalibrierten) Zeitnullpunktes liegen. Selbst durch die in Abschnitt 7.3.3 vorgestellten Zeitschnitte werden diese Untergrundereignisse also nicht verworfen [HAM09].

Solche Ereignisse treten besonders häufig bei der Anregung einer $\Delta^+(1232)$ -Resonanz auf⁸, deren Zerfall in ein Proton und ein π^0 -Meson einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt besitzt. Deshalb kann es insbesondere bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (Kapitel 8) hilfreich sein, die Energie des Strahlphotons aus der Reaktion zu berechnen. Hierfür muss die Annahme gemacht werden, dass der Protonkandidat eine Ruhemasse von $m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2$ besitzt. Für die berechnete Photonenergie ergibt sich mit Gleichung 7.1:

$$E_{\gamma,berechnet} = \frac{m_p E_{Meson} + \frac{1}{2}(E_{Meson}^2 - \vec{p}_{Meson}^2)}{m_p - E_{Meson} + p_{Meson,z}}. \quad (7.3)$$

Durch einen Schnitt können nun Ereignisse verworfen werden, deren berechnete Photonenergie unterhalb eines festgelegten Wertes liegt.

In den folgenden Kapiteln werden die vorgestellten Schnitte für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Reaktionen untersucht und festgelegt. Für die so rekonstruierten Endzustände können dann Polarisationsobservablen extrahiert werden.

⁸ Diese Resonanz wird vorzugsweise von Photonen mit einer Energie von ungefähr 340 MeV angeregt.

Kapitel 8

Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Das Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist, durch die Messung von Polarisationsobservablen (vgl. Abschnitt 2.3), die Eigenschaften von beitragenden Resonanzzuständen im Photonenergiebereich von 800 MeV bis 1300 MeV besser zu verstehen, d.h. beitragende Amplituden und Multipole (vgl. Abschnitt 2.2) genauer zu bestimmen.

Die hierfür analysierten Daten wurden in der Messperiode vom August 2008 aufgenommen, wobei linear polarisierte Photonen und ein longitudinal polarisiertes Target verwendet wurden. Der Polarisationsgrad des linear polarisierten Photonstrahls lag bei dieser Datennahme im gesamten betrachteten Energiebereich von 800 MeV bis 1300 MeV bei 20 % bis ca. 57 %. Der Targetpolarisationsgrad betrug etwa 70 %. Somit ist es für diese Daten möglich, sowohl die Photonasymmetrie Σ als auch die Doppelpolarisationsobservable G zu extrahieren. Die Messung der Photonasymmetrie erlaubt über einen Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse mit früheren Messungen [BA⁺05, EL⁺09, SC⁺10] zum einen eine Überprüfung der Datenanalyse und zum anderen eine Überprüfung des bestimmten Linearpolarisationsgrades (vgl. Kapitel 6). Durch die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G und deren Vergleich mit Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11], dem MAID2007-Modell [DHKT99, DKT07, MAID11] und dem SAID-Modell [AWLR90, SAID11] können die Eigenschaften von zu der in diesem Kapitel betrachteten Reaktion beitragenden Resonanzen näher untersucht werden.

Zur Selektion gültiger Ereignisse aus der Messperiode vom August 2008 wird zunächst die Größe der verschiedenen angewandten Schnitte festgelegt (vgl. Abschnitt 8.1). Hierfür werden jeweils bis auf den zu untersuchenden alle Schnitte angewandt, wobei die mit dem Wasserstofftarget genommenen Daten (Messung im November 2008) verwendet werden. Das zur Extraktion von Polarisationsobservablen verwendete Butanol-Target enthält zwar außer Wasserstoffatomen auch Kohlen- und Sauerstoffatome, jedoch sind nur die Protonen der Wasserstoffatome in diesem Target polarisierbar und deshalb für die hier beschriebene Analyse interessant. Es finden aber auch Reaktionen an den unpolarisierten Protonen der Kohlen- und Sauerstoffkerne statt. Aufgrund der Fermi-Bewegung der im Kern gebundenen Protonen sind die gemessenen Verteilungen unterschiedlich zu denen am (freien) Wasserstoff. Die-

se Tatsache kann zur Bestimmung des sogenannten Verdünnungsfaktors (oder auch Dilutionfaktor) verwendet werden (Abschnitt 8.2.2), der zur Extraktion der Doppel-polarisationsobservablen G notwendig ist. Die angewandten Methoden zur Bestimmung der Polarisationsobservablen Σ und G sowie die Ergebnisse für 50 MeV große Energie- und jeweils 9 polare Winkelbins werden in Abschnitt 8.2 vorgestellt. Eine Diskussion der Ergebnisse folgt in Abschnitt 8.3.

8.1 Extraktion des $p\pi^0$ Endzustands

In diesem Abschnitt wird die Wirkung der in Abschnitt 7.3 vorgestellten Selektionsschnitte auf die Daten untersucht und deren Größe zur Extraktion des $p\pi^0$ Endzustands festgelegt. Ziel ist es, den Untergrund deutlich zu verringern, möglichst ohne das Signal zu reduzieren. Aus diesem Grund werden für die vorgestellten Schnitte an gemessene Spektren Gaußverteilungen angepasst und Ereignisse innerhalb von 3σ dieser Verteilung ausgewählt¹. Die betrachteten Spektren sind zwar nicht alle gaußförmig verteilt, jedoch hat sich diese Methode zur Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses bewährt.

Im Folgenden werden Ereignisse ausgewählt, bei denen die invariante Masse von zwei Photonen in der Nähe der π^0 -Masse (134,98 MeV/c² [NA⁺10]) liegt. Abbildung 8.1 zeigt die gemessene invariante Masse des Mesonkandidaten für 3 PED- und 2,5 PED-Ereignisse nach allen anderen Selektionsschnitten. Aus den eingezeichneten Anpassungen von Gaußfunktionen (rote Kurven) ergeben sich Standardabweichungen von ungefähr 10 MeV/c² für die 3 PED- und 11 MeV/c² für die 2,5 PED-Ereignisse. Durch die Wahl von 3σ großen Schnitten ergeben sich akzeptierte invariante Massen von zwei Photonen im Bereich von 105 MeV/c² bis 165 MeV/c² für die Analyse der 3 PED-Ereignisse bzw. 102 MeV/c² bis 168 MeV/c² für die Analyse der 2,5 PED-Ereignisse.

8.1.1 Zeitschnitte

Zunächst wird der Schnitt auf die Zeitdifferenz der Strahlphotonen, also auf die Zeit der in der Photonmarkierungsanlage registrierten Ereignisse, zum Triggerzeitpunkt vorgestellt. Dieser Schnitt dient dazu, zeitlich mit dem Trigger korrelierte Ereignisse auszuwählen.

Das zugehörige Zeitspektrum befindet sich in den Abbildungen 8.2a und 8.2b. Zu erkennen ist ein Pik um 0 ns, der das eigentliche, mit dem Datentrigger (vgl. Abschnitt 4.9) korrelierte Signal darstellt (Promptpik). Bei Detektoren, die hohe Zählraten aufweisen, wie der Photonmarkierungsanlage, werden außerdem zeitlich unkorrelierte Ereignisse gemessen, die sich in der flachen Verteilung rechts und links des Piks befinden. Da koinzidente Detektorsignale, die zur Bildung eines Triggers verwendet werden, nie exakt zeitgleich die Triggerlogik erreichen, muss eine gewisse zeitliche Toleranz erlaubt werden, die für den Trigger des CBELSA/TAPS-Experimentes 50 ns beträgt. Ein zeitlich unkorreliertes Signal, das kurz vor dem

¹ Bei einer Gaußverteilung liegen etwa 99,73 % der Werte innerhalb der 3σ -Grenzen.

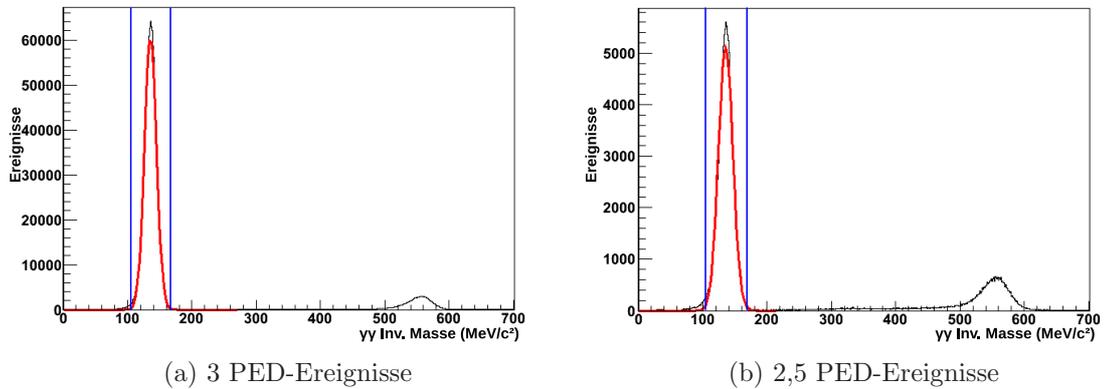


Abbildung 8.1: Invariante-Masse-Verteilung von zwei Photonen nach allen anderen Selektionsschnitten. Der jeweils linke Pik stammt aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, während der rechte Pik durch den Zerfall eines η -Mesons² in zwei Photonen zustande kommt. Aus den eingezeichneten Anpassungen von Gaußverteilungen (rote Linien) ergeben sich Standardabweichungen von $\sigma \approx 10$ MeV/ c^2 für die 3 PED- bzw. $\sigma \approx 11$ MeV/ c^2 für die 2,5 PED-Ereignisse. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, blauen Linien dargestellt.

koinzidenten Signal detektiert wird und auch in das Koinzidenzfenster fällt, löst also bereits ein Triggersignal aus und wird somit im Promptpik registriert. Dies hat zur Folge, dass direkt links von den mit dem Trigger korrelierten Ereignissen eine deutlich verringerte Anzahl an Ereignissen gemessen wird. Das tatsächliche, korrelierte Signal wird dann kurz nach dem Triggerzeitpunkt registriert, was eine höhere Zählrate rechts vom Promptpik zur Folge hat [HAR08]. Die pikförmige Überhöhung bei etwa 18 ns kommt jedoch durch die Verwendung des delayed-Tagger-Signals (vgl. Abschnitt 4.9) zustande. Vor allem bei hoher Rate kann es vorkommen, dass auf der Datenleitung des delayed-Taggers schon ein Signal anliegt, wenn die im Trigger verlangte Koinzidenz aus Tagger-Signal und anderen Triggerbedingungen erfüllt ist. Das bedeutet, dass der Trigger sofort mit dem Signal der Photonmarkierungsanlage und nicht erst mit dem zu diesem Treffer gehörigen delayed-Tagger-Signal ausgelöst wird. Das Triggersignal kommt also 16 bis 18 ns früher und somit alle gemessenen Zeiten später [HAR11].

Da sich in diesem Bereich auch gültige Ereignisse befinden, wurden für die hier beschriebene Analyse Ereignisse mit Zeiten von -20 ns bis 50 ns ausgewählt.

Zur Anreicherung von gültigen Ereignissen können des Weiteren Schnitte auf die Differenzzeit von Strahlphoton und Mesonkandidaten sowie von Strahlphoton und Protonkandidaten angewendet werden, wobei darauf zu achten ist, dass das π^0 -Meson nur dann eine brauchbare Zeitinformation besitzt, wenn nicht beide Zerfallsphotonen im Crystal-Barrel-Detektor registriert wurden (vgl. Fußnote 6 auf Seite 82).

² Das η -Meson hat eine Masse von 547,51 MeV/ c^2 [NA+10].

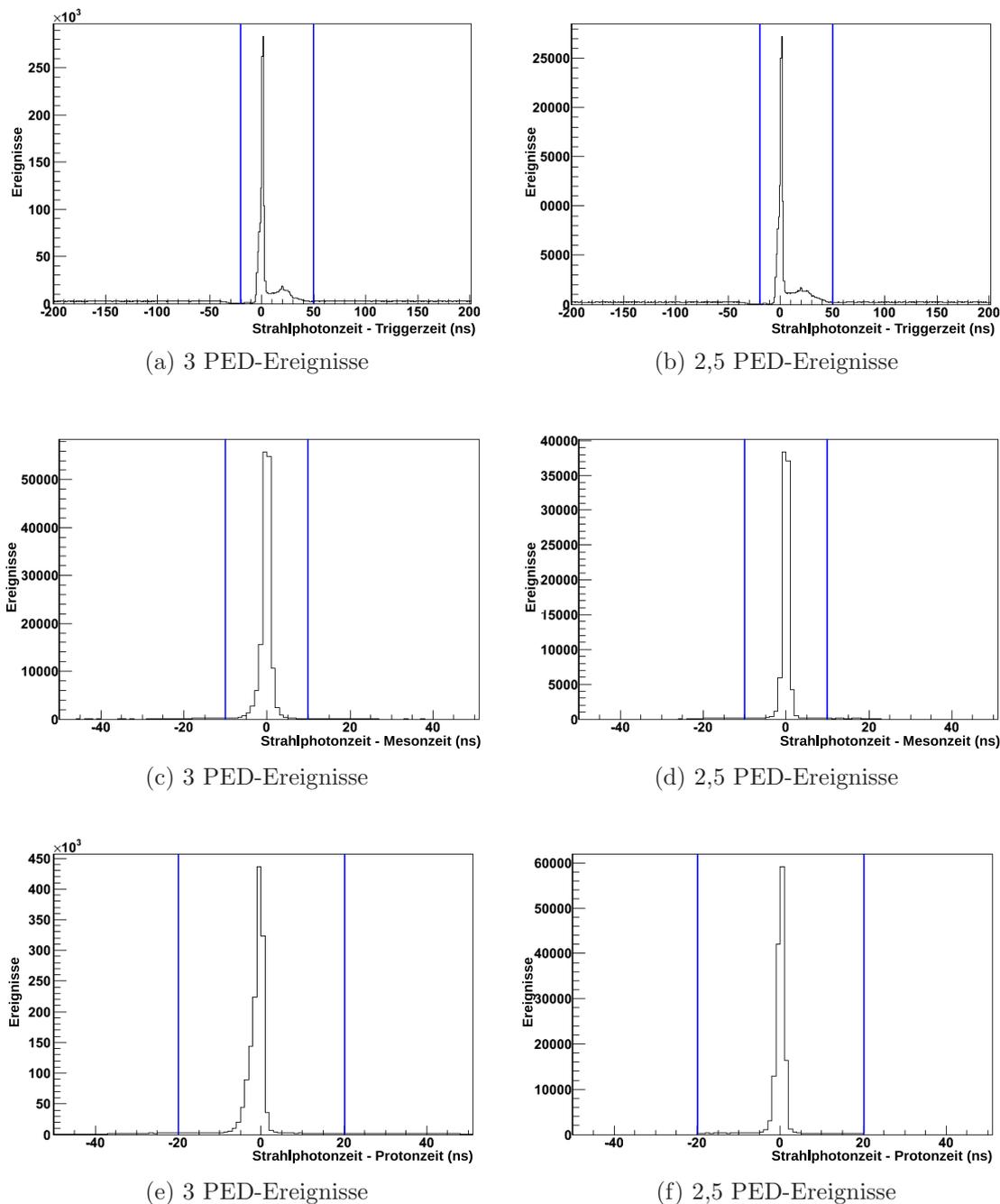


Abbildung 8.2: Zeitspektren zur π^0 -Analyse: Dargestellt sind die Zeit des Strahlphotons (a und b) sowie Differenzzeitspektren zwischen der Zeit des Strahlphotons und des Mesonkandidaten (c und d) bzw. zwischen der Zeit des Strahlphotons und des Protonkandidaten (e und f). Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, blauen Linien dargestellt.

Die zugehörigen Zeitdifferenzspektren befinden sich in den Abbildungen 8.2c bis 8.2f. Zur weiteren Analyse können aufgrund der geringen Untergrundbelastung relativ breite Schnitte um die jeweiligen Koinzidenzpeaks gewählt werden, bei denen sichergestellt ist, dass das Signal vollständig im gewählten Schnittbereich liegt. Im Folgenden wurden Schnitte von ± 10 ns für die Differenzzeit zwischen Strahlphoton und Mesonkandidaten bzw. ± 20 ns für die Differenzzeit zwischen Strahlphoton und Protonkandidaten gewählt.

8.1.2 Koplanaritätsschnitt

Für die Koplanarität, d.h. die azimutale Winkeldifferenz zwischen dem gemessenen und aus der Richtung des Mesonkandidaten berechneten Proton, ergeben sich die in Abbildung 8.3 gezeigten Spektren. Als Schnittgrößen wurden $\Delta\phi = \pm 9^\circ$ für die 3 PED-Ereignisse bzw. $\Delta\phi = \pm 11^\circ$ für die 2,5 PED-Ereignisse gewählt, was einer Breite von etwa 3σ entspricht.

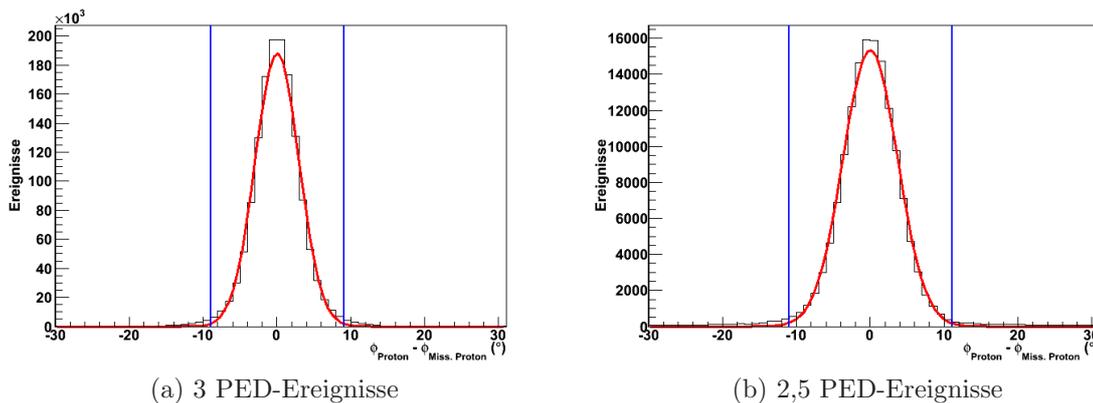


Abbildung 8.3: Differenz der Azimutwinkel des Protonkandidaten und des aus der Richtung des Mesonkandidaten berechneten fehlenden Protons. Aus den eingezeichneten Anpassungen von Gaußverteilungen (rote Linien) ergeben sich Standardabweichungen von $\sigma \approx 3^\circ$ für die 3 PED- bzw. $\sigma \approx 3,7^\circ$ für die 2,5 PED-Ereignisse. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, blauen Linien dargestellt.

8.1.3 Polarwinkeldifferenzschnitt

Die Polarwinkeldifferenzen zwischen dem Protonkandidaten und dem aus der Mesonrichtung berechneten fehlenden Proton sind in Abbildung 8.4 gezeigt. Als Schnittgröße für die 3 PED-Ereignisse ergibt sich aus der angepassten Gaußverteilung $\Delta\theta = \pm 9^\circ$. Da die Protonkandidaten für die 2,5 PED-Ereignisse meist im Innendetektor registriert werden und dessen Ortsauflösung stark polarwinkelabhängig ist, ist für diese Ereignisse keine sinnvolle Anpassung einer Gaußverteilung möglich. Hier wurde eine Schnittgröße von $\pm 35^\circ$ gewählt.

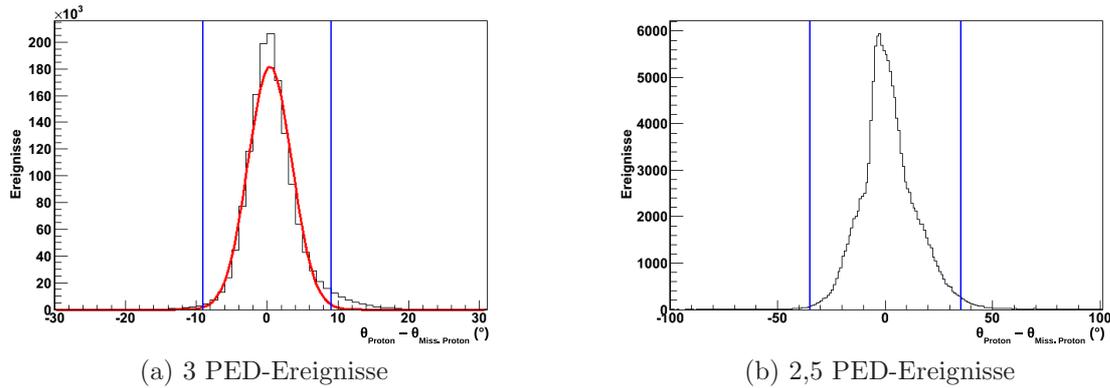


Abbildung 8.4: Differenz der Polarwinkel des Protonkandidaten und des aus der Richtung des Mesonkandidaten berechneten fehlenden Protons. Aus der eingezeichneten Anpassung einer Gaußverteilung (rote Linie) ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma \approx 3^\circ$ für die 3 PED-Ereignisse. Für die 2,5 PED-Ereignisse ist keine sinnvolle Anpassung möglich (vgl. Text). Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, blauen Linien dargestellt.

8.1.4 Schnitt auf fehlende Masse

Zur Bestimmung der Schnittbreite auf die fehlende Masse wird diese berechnet (Gleichung 7.2) und in den in Abbildung 8.5 gezeigten Spektren dargestellt. Die unteren Schnittgrenzen werden durch die Anpassung einer Gaußverteilung an den Bereich bis ungefähr 980 MeV des Spektrums abgeschätzt. Es ergeben sich Schnittwerte von 830 MeV/ c^2 für die 3 PED- bzw. 824 MeV/ c^2 für die 2,5 PED-Ereignisse, was einer Größe von 3σ der angepassten Verteilungen entspricht. Aufgrund der Asymmetrie der gezeigten Verteilung kann rechtsseitig keine sinnvolle Gaußverteilung angepasst werden. Hier wird die obere Schnittgrenze für beide Klassen von Ereignissen auf 1100 MeV/ c^2 festgelegt.

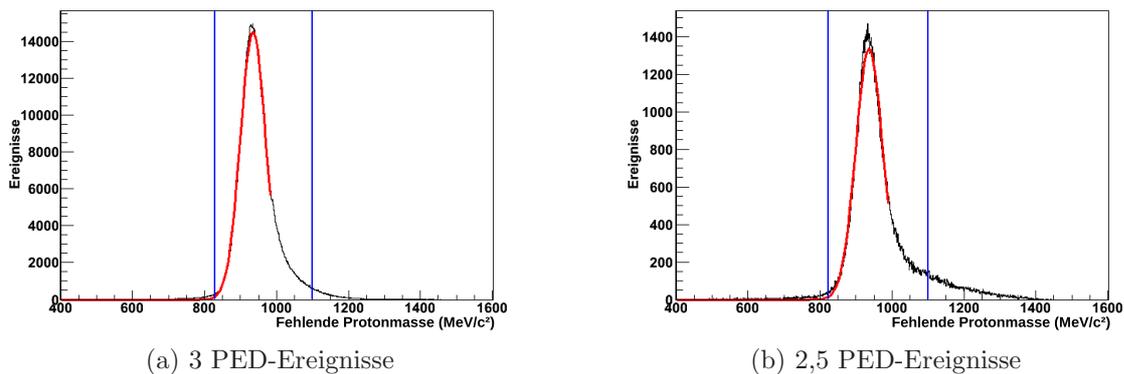


Abbildung 8.5: Fehlende-Masse-Verteilungen für die π^0 -Analyse: Aus der linksseitigen Anpassung von Gaußverteilungen (rote Linien) ergeben sich Standardabweichungen von $\sigma \approx 36$ MeV/ c^2 für die 3 PED-Ereignisse bzw. $\sigma \approx 38$ MeV/ c^2 für die 2,5 PED-Ereignisse. Für die rechte Seite der gezeigten Spektren ist keine sinnvolle Anpassung möglich. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, blauen Linien dargestellt.

8.1.5 Schnitt auf die berechnete Photonenergie

Abbildung 8.6 zeigt die mit der Photonmarkierungsanlage gemessene Photonenergie, aufgetragen gegen die aus den Reaktionsprodukten berechnete Photonenergie (vgl. Gleichung 7.3). Man erkennt deutlich die erwarteten, aus dem Zerfall einer $\Delta^+(1232)$ -Resonanz stammenden Ereignisse bei berechneten Photonenergien von etwa 340 MeV. Um diese Untergrundereignisse zu eliminieren, werden Ereignisse mit berechneten Energien der Strahlphotonen von $E_{\gamma,berechnet} < 600$ MeV verworfen. Die nach dem Schnitt noch vorhandenen Ereignisse liegen in Abbildung 8.6 hauptsächlich in einem diagonalen Band. Für diese Ereignisse stimmen berechnete und gemessene Strahlenergie in etwa überein.

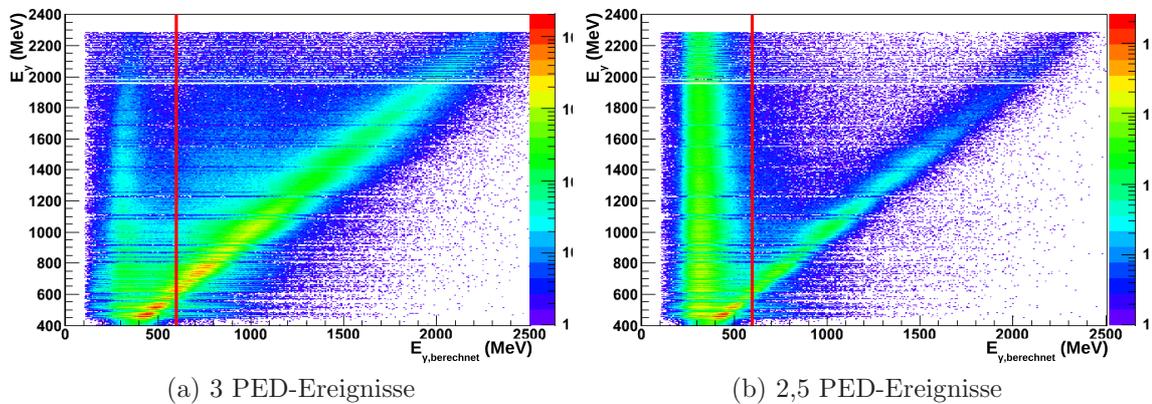
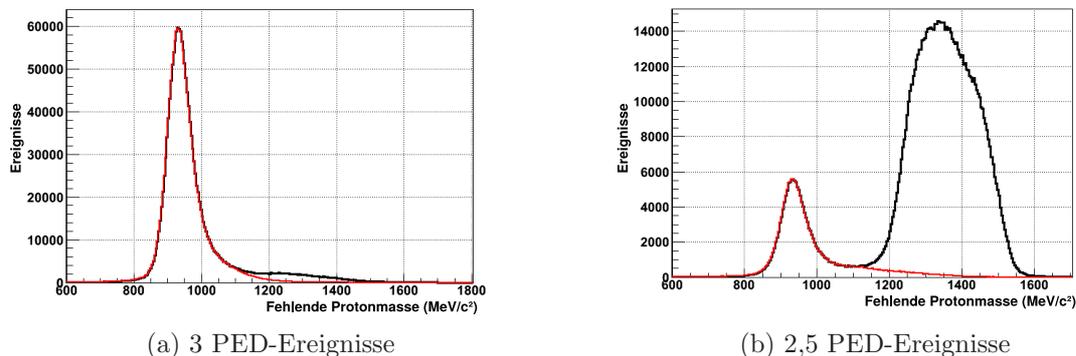


Abbildung 8.6: Gemessene Photonenergie, aufgetragen gegen die berechnete Photonenergie für die π^0 -Analyse. Das diagonale Band von Ereignissen stammt von Ereignissen, bei denen die berechnete und die gemessene Energie der Strahlphotonen in etwa übereinstimmen. Außerdem zu erkennen ist ein vertikales Band von Ereignissen bei berechneten Photonenergien von etwa 340 MeV, welches durch den Zerfall einer $\Delta^+(1232)$ -Resonanz zustandekommt. Der Schnittbereich auf Ereignisse mit berechneten Strahlphotonenergien von mehr als 600 MeV ist jeweils durch die vertikale, rote Linie dargestellt.

Abbildung 8.7 zeigt die Auswirkung dieses Schnitts auf die fehlende Masse der 3 PED- und 2,5 PED-Ereignisse. Für die 2,5 PED-Ereignisse ist der genannte Untergrundbeitrag größer, da durch die relativ niedrigen Photonenergien zur Anregung einer $\Delta^+(1232)$ -Resonanz die Wahrscheinlichkeit für niedrige Protonenergien und damit für ein Steckenbleiben der Protonen in einem Detektor zur Ladungsidentifikation höher ist.



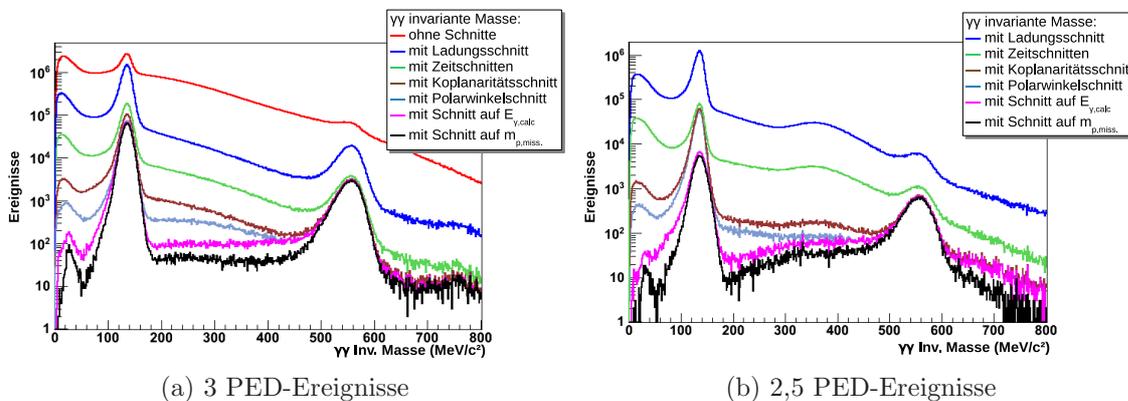
(a) 3 PED-Ereignisse

(b) 2,5 PED-Ereignisse

Abbildung 8.7: Wirkung des Schnitts auf die berechnete Photonenergie für die π^0 -Analyse. Dargestellt ist die fehlende Masse ohne (schwarz) und mit dem Schnitt auf die berechnete Photonenergie (rot).

8.1.6 Qualität der π^0 -Rekonstruktion

Der Effekt der vorgestellten Schnitte ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Die π^0 Ereignisse sind nach Anwendung aller Schnitte mit einem sehr hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis identifizierbar.



(a) 3 PED-Ereignisse

(b) 2,5 PED-Ereignisse

Abbildung 8.8: Invariante Masse zweier Photonen bei schrittweiser Anwendung der einzelnen Schnitte für die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse (logarithmische Skala).

Es kann vorkommen, dass für ein rekonstruiertes hadronisches Ereignis, trotz Anwendung der vorgestellten Schnitte, mehrere zeitlich koinzidente Elektronen in der Photonmarkierungsanlage nachgewiesen werden und somit für ein Ereignis mehrere Stahlphotonen rekonstruiert werden. Die Multiplizität der Photonen für die analysierte Messperiode aus dem August 2008 ist in Abbildung 8.9 dargestellt und beträgt

im Mittel 1,015 für die 3 PED- bzw. 1,011 für die 2,5 PED-Ereignisse. Aufgrund dieser sehr geringen Multiplizitäten wird auf einen Zeituntergrundabzug verzichtet und das Ereignis gegebenenfalls mehrfach verwendet.

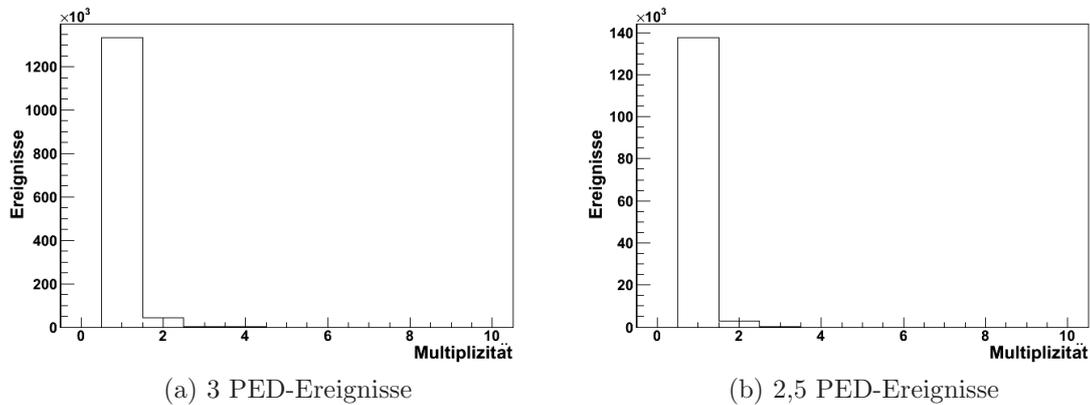


Abbildung 8.9: Photon-Multiplizität für die π^0 -Analyse.

Im Prinzip könnten mit der Kenntnis des Photonflusses³, der Akzeptanz und der Targetflächendichte Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Das war jedoch nicht Teil dieser Arbeit, sondern die im Folgenden dargestellte Bestimmung der Polarisationsobservablen Σ und G .

8.2 Extraktion der Polarisationsobservablen

Im Folgenden werden die Methode zur Extraktion der Polarisationsobservablen für die π^0 -Photoproduktion am Proton mit dem CBELSA/TAPS-Experiment vorgestellt und die Ergebnisse differentiell in Energie- und Polarwinkelbins präsentiert.

8.2.1 Photonasymmetrie Σ

Methode

Die Extraktion der Photonasymmetrie (vgl. Abschnitt 2.3.3) erfolgt mit der in Abschnitt 6.1.3 vorgestellten Methode. Es werden also für verschiedene Energie- und Winkelbins Azimutwinkelverteilungen des Pionkandidaten rekonstruiert. Die azimutalwinkelabhängigen Zählraten $N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)$ und $N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)$ für die verwendeten Linearpolarisationseinstellungen ($\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ$ und $\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ$) werden mit Hilfe der Zählraten der Szintillatorstreifen der Photonmarkierungsanlage

³ Der Photonfluss ist die Anzahl der Bremsstrahlphotonen pro Zeit, die im Target eine Reaktion auslösen können.

$A(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)$ bzw. $A(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)$ normiert und können wie folgt kombiniert werden:

$$\begin{aligned} V_\Sigma &:= \frac{(N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)/A(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)) - (N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)/A(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ))}{(N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)/A(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)) + (N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)/A(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ))} \\ &= \frac{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) - \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)}{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) + \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)} = P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)). \end{aligned}$$

Ein Beispiel für mit dieser Methode erhaltene Azimutwinkelverteilungen befindet sich in Abbildung 8.10. Die Funktion $P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi))^4$ wird an die gemessenen Verteilungen angepasst, wobei die Polarisationsobservable Σ durch einen freien Fitparameter beschrieben wird. Diese Anpassungen werden für alle 50 MeV großen Photonenergie- und jeweils neun π^0 -Polarwinkelbins durchgeführt.

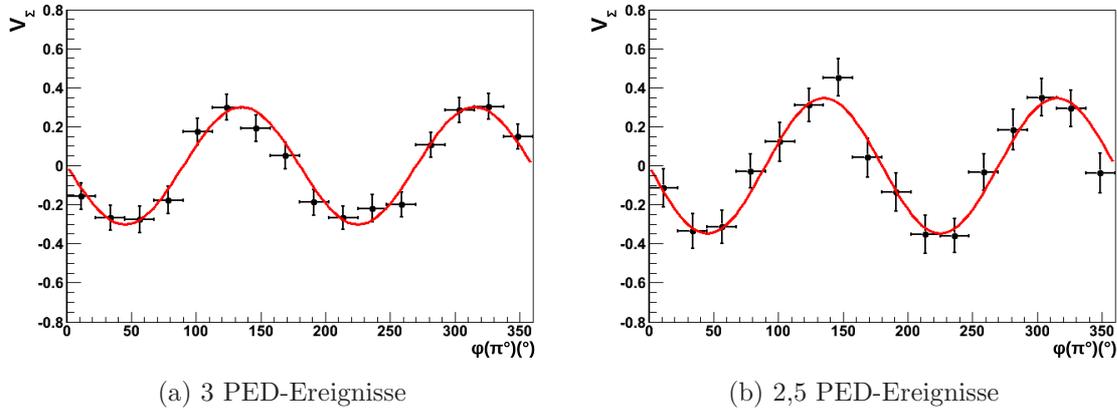


Abbildung 8.10: Typische π^0 -Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observable Σ für Energien von 1050 MeV bis 1100 MeV und Polarwinkel des Pions im Schwerpunktsystem von 38° bis 56° mit Anpassung von $\sin 2\varphi$ -Verteilungen (rote Kurven), dargestellt für 3 PED- und 2,5 PED-Ereignisse.

Systematische Fehlerbeiträge

Im Folgenden werden die systematischen Fehlerbeiträge für die Bestimmung der Observablen Σ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ diskutiert.

Der Fehler für die Photonenergie wird dominiert durch die Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage (vgl. Abschnitt 7.1.2), welcher in [FP09] auf 1,5 szintillierende Fasern bestimmt wird. Durch Umrechnung in Energiewerte entsteht eine Energieabhängigkeit dieses Fehlers. Der resultierende Fehler liegt für die hier betrachteten Photonenergien bei etwa 15 MeV, wird jedoch im Folgenden für jedes Energiebin separat angegeben.

⁴ Die $\cos 2\varphi$ -Verteilung aus Gleichung 2.5 wird durch die Wahl der Linearpolarisationsebenen von $\pm 45^\circ$ zu einer $\sin 2\varphi$ -Verteilung.

Ein weiterer systematischer Fehler entsteht durch die Ungenauigkeiten der Bestimmung der Linearpolarisation. Der relative Fehler hierzu wurde in Abschnitt 6.3.1 auf 5 % bestimmt. Dieser systematische Fehler wird für jedes untersuchte Energie- und Winkelbin separat berechnet.

In Abschnitt 8.2.3 werden zusätzliche Untersuchungen zum systematischen Fehler durch Variation von kinematischen Schnittgrößen angestellt. Dies ist aufgrund von Reaktionsbeiträgen an in Kohlenstoff- bzw. Sauerstoffkernen gebundenen Protonen hier nicht möglich.

Im Folgenden werden die Ergebnisse zur Photonasymmetrie Σ am Butanol-Target vorgestellt und mit vorherigen Messungen am freien Proton [BA⁺05, EL⁺09, SC⁺10] verglichen.

Ergebnisse

Abbildung 8.11 zeigt die mit Hilfe der in Abschnitt 8.1 vorgestellten Schnitte extrahierten Polarisationsobservable Σ am Butanol-Target. Der Vergleich mit Messungen der Photonasymmetrie am freien Proton [BA⁺05, EL⁺09, SC⁺10] bzw. der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11] zeigt über weite Energie- und Winkelbereiche sehr gute Übereinstimmungen innerhalb ihrer Fehler. Systematische Abweichungen von den Daten der GRAAL-Kollaboration und der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse finden sich vor allem in den Photonenergiebins von 980 MeV bis 1218 MeV bei $\cos\theta_{CMS}^0$ im Bereich von -0,2.

Zur Untersuchung dieser systematischen Diskrepanzen werden die in den Abschnitten 8.1.2, 8.1.3 und 8.1.4 vorgestellten kinematischen Schnitte auf jeweils 2σ des Signals verkleinert bzw. 4σ des Signals vergrößert⁵. Diese Variation führt zu einer Einschränkung (2σ -Schnitte) bzw. einer Ausweitung (4σ -Schnitte) der kinematischen Bedingungen für die Reaktion. Insbesondere werden unterschiedliche Auswirkungen auf Reaktionen an gebundenen Protonen des Kohlen- bzw. Sauerstoffkerns⁶ und an denen am (freien) Wasserstoffkern erwartet. Die Einschränkung der kinematischen Bedingungen durch die 2σ -Schnitte bedingt eine relative Anreicherung der rekonstruierten Reaktionen am Wasserstoffkern im Vergleich zu denen an im Kern gebundenen Protonen. Abbildung 8.12 zeigt die extrahierten Photonasymmetrien für die verschiedenen Schnittbreiten.

Man erkennt eine deutliche Annäherung der rekonstruierten Photonasymmetrien mit kleiner werdenden Schnitten an die, für den freien Fall durchgeführte, Rechnung der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse. Dies entspricht dem durch Einschränkung der Kinematik und somit durch Erhöhung des relativen Anteils der Reaktionen an freien H-Protonen im Vergleich zu den gebundenen Protonen erwarteten Ergebnis.

Die dazugehörigen gemessenen Werte der Photonasymmetrie für alle Energie-, Winkelbins und verwendeten kinematischen Schnittgrößen befinden sich in Anhang C. Eine Diskussion der Ergebnisse folgt in Abschnitt 8.3.

⁵ Für den Schnitt auf die fehlende Masse wurden obere Schnittgrenzen von 1050 MeV/c² für die 2σ - bzw. 1150 MeV/c² für die 4σ -Schnitte verwendet.

⁶ Die Targetproton dieser Kerne besitzen eine Fermibewegung.

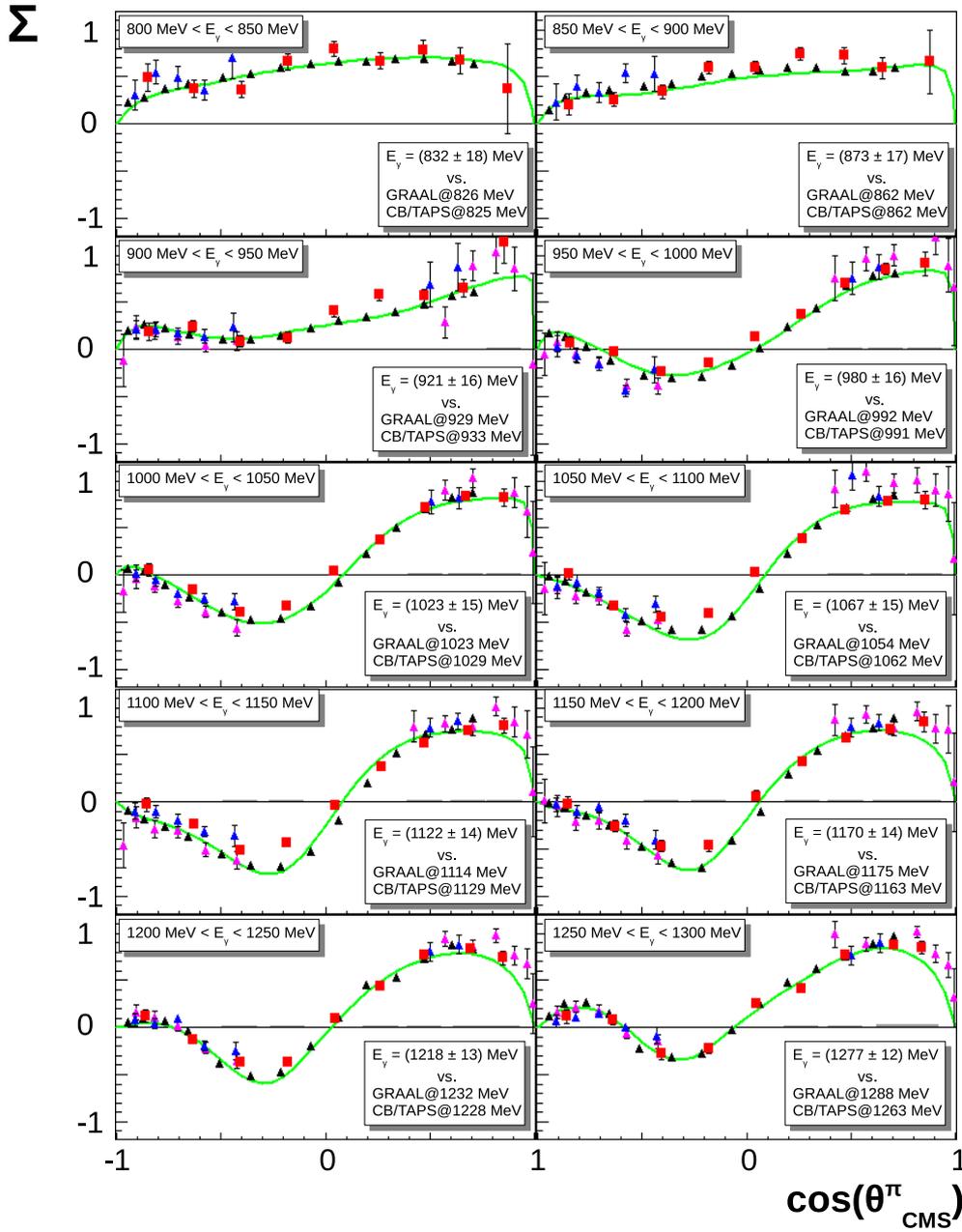


Abbildung 8.11: Photonasymmetrie Σ in der π^0 -Photoproduktion: Die Ergebnisse dieser Arbeit sind durch rote Quadrate dargestellt. Die systematischen Fehler (graue Balken) sind kaum zu erkennen, da sie nur den Fehler der Linearpolarisationsbestimmung beinhalten. Die zum Vergleich eingetragenen Messungen der GRAAL-Kollaboration (schwarze Dreiecke [BA⁺05]) und der Crystal Barrel/TAPS-Kollaboration aus dem Jahr 2003 (blaue Dreiecke [EL⁺09], magenta Dreiecke [SC⁺10]) wurden mit einem Wasserstofftarget, also am freien Proton durchgeführt. Die durchgezogenen, grünen Linien zeigen Rechnungen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11]. Die Fehler der Photonenergien liegen (wegen des vergleichbaren Detektoraufbaus) bei den CB/TAPS-Daten in der gleichen Größenordnung wie die dieser Arbeit.

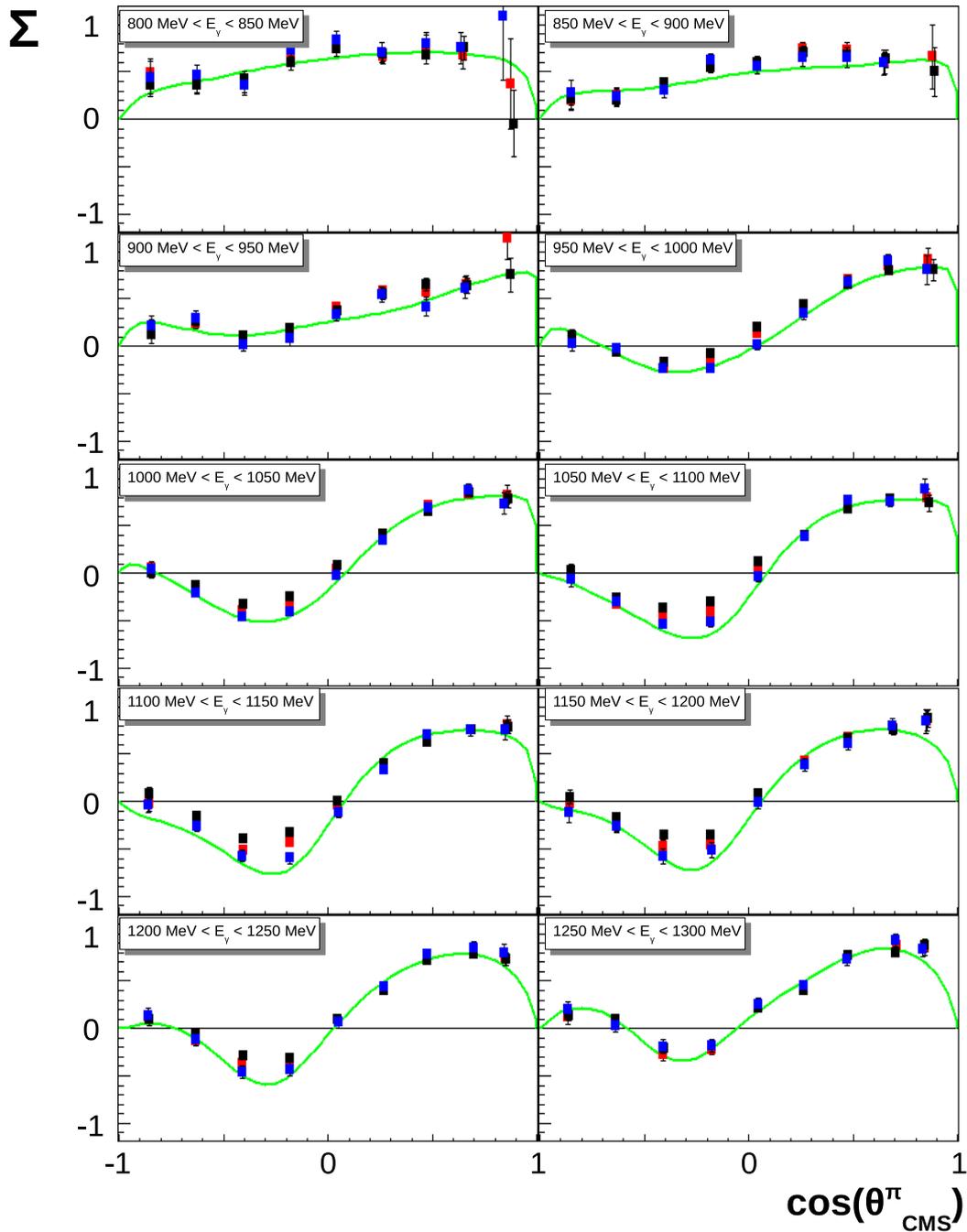


Abbildung 8.12: Photonasymmetrie Σ dieser Analyse in der π^0 -Photoproduktion für verschiedene Schnittbreiten: Eingetragen sind extrahierte Photonasymmetrien für 4σ (schwarz), 3σ (rot) und 2σ (blau) große kinematische Schnittbreiten (siehe Text) sowie die Rechnungen mit der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11]. Der systematische Fehler ist, quadratisch zum statistischen Fehler addiert, in den Fehlerbalken enthalten.

8.2.2 Verdünnungsfaktor

Für alle mit einem polarisierten Butanol-Target (vgl. Abschnitt 4.6) gemessenen Observablen, also insbesondere für die in Abschnitt 8.2.3 beschriebene Extraktion der Doppelpolarisationsobservablen G , ist die möglichst präzise Bestimmung des sogenannten Verdünnungsfaktors (oder Dilutionfaktors) notwendig.

Die Messung der Targetpolarisation erfolgt mit einem sogenannten NMR⁷-Verfahren, das sensitiv auf die Polarisation der freien Targetprotonen ist. Jedoch sind nur die Wasserstoffatome des Targets polarisierbar. Die rekonstruierten Reaktionen können aber auch an Protonen innerhalb der Atomkerne der weiteren Targetbestandteile (Kohlenstoff, Sauerstoff und Helium⁸) stattfinden. Der für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G notwendige Polarisationsgrad entspricht also nicht dem mit dem NMR-Verfahren bestimmten Polarisationsgrad, er ist sozusagen „verdünnt“. Eine einfache Berechnung des Verdünnungsfaktors über die (bekannte) atomare Zusammensetzung des Targetmaterials ist für die hier beschriebenen Analysen nicht möglich, da die verwendeten kinematischen Schnitte zur Rekonstruktion der gewünschten Reaktion unterschiedliche Auswirkungen auf Reaktionen an gebundenen und freien Kernprotonen aufweisen (vgl. auch Abschnitt 8.2.1). Der effektive Dilutionfaktor wird definiert als:

$$D_{eff} = \frac{N_H}{N_{ges}},$$

wobei N_H die Anzahl der rekonstruierten Reaktionen an Wasserstoffkernen und N_{ges} die Anzahl der insgesamt rekonstruierten Reaktionen beschreibt. Die Bestimmung dieses Faktors kann durch Ausnutzung der Fermibewegung der in Atomkernen gebundenen Protonen erfolgen. Zur Ermittlung von D_{eff} werden also auf die Fermibewegung sensitive Größen aus den Daten extrahiert und mit separaten Messungen am Wasserstoff- (freie Protonen) und Kohlenstofftarget (gebundene Protonen) verglichen. Aufgrund der Polarwinkel- und Energieabhängigkeit von D_{eff} muss diese Anpassung für jedes Bin separat erfolgen.

Auf die Fermibewegung sensitive Größen sind insbesondere die Verteilung der fehlenden Masse (vgl. Abschnitt 8.1.4), die Polarwinkeldifferenzverteilung (vgl. Abschnitt 8.1.3) und die Koplanaritätsverteilung (vgl. Abschnitt 8.1.2), die auch in Abschnitt 8.2.1 zur Einschränkung der kinematischen Bedingungen für die betrachtete Reaktion verwendet wurden. Die unterschiedliche Länge der verschiedenen Targets (vgl. Abschnitt 4.6) führt jedoch zu Fehlern in der Rekonstruktion der polaren Winkel der Reaktion, da nicht bestimmt werden kann, wo im Target die Reaktion stattgefunden hat. Dies hat Auswirkungen auf die Polarwinkeldifferenzverteilung und auch indirekt auf die Verteilung der fehlenden Masse, da zur Berechnung dieser Verteilung (vgl. Gleichung 7.2) der polare Winkel des Mesons verwendet wird. Eine Anpassung dieser Verteilungen hätte also einen systematischen Fehler zur Folge. Aus diesem Grund wurde für die folgende Analyse die Koplanaritätsverteilung zur Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors verwendet. Für diese Verteilung ist die

⁷ Nuclear Magnetic Resonance

⁸ Das Targetmaterial ist von flüssigem Helium umgeben.

Abhängigkeit von den Targetdimensionen sehr gering.

Abbildung 8.13a zeigt die Anpassung der Summe der Koplanaritätsverteilungen, die mit Kohlenstoff- und Wasserstoff-Target gemessen wurde, an die, die mit einem Butanol-Target gemessen wurde. Hierfür werden die H- und C-Spektren skaliert, bis eine möglichst gute Übereinstimmung von deren Summe mit dem Butanol-Spektrum vorhanden ist. Der Fehler des auf diese Weise bestimmten Verdünnungsfaktors wird aus den Fehlern der Skalierungsfaktoren berechnet. In Abbildung 8.13b ist der so bestimmte effektive Dilutionfaktor für ein Energie- und mehrere Winkelbins dargestellt.

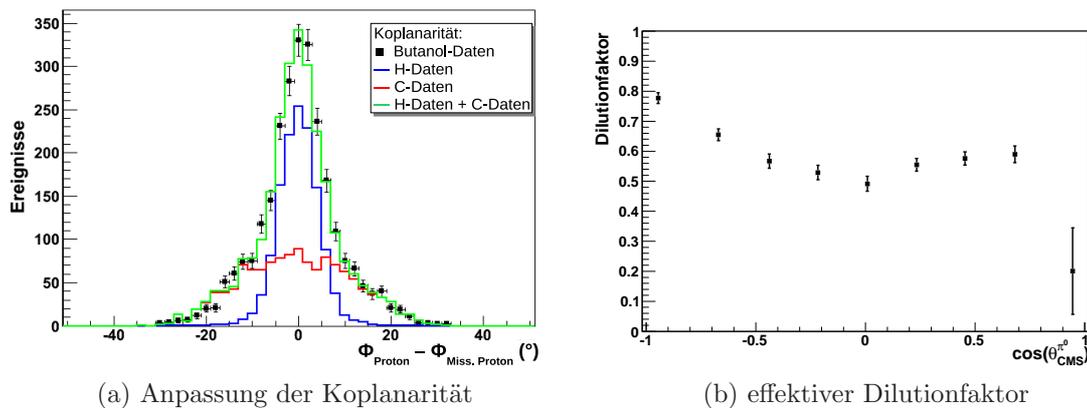


Abbildung 8.13: Beispiel für die Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors: Links dargestellt ist die Anpassung der Summe (grün) von Kohlenstoff- (rot) und Wasserstoff-Daten (blau) an die Butanol-Daten (schwarz) für ein Energiebin von 1150 MeV bis 1200 MeV und ein Polarwinkelbin von 123° bis 141° . Der so bestimmte effektive Verdünnungsfaktor ist rechts für das gleiche Energiebin und mehrere Winkelbins gezeigt (nur für 3 PED-Ereignisse). Die in der rechten Abbildung eingetragenen Fehler resultieren aus den Fehlern der aus den Anpassungen erhaltenen Skalierungsfaktoren.

8.2.3 Doppelpolarisationsobservable G

Methode

Zur Extraktion der Doppelpolarisationsobservable G (vgl. Abschnitt 2.3.4) werden, wie für den Fall der Photonasymmetrie (Abschnitt 8.2.1) gemessene Azimutwinkelverteilungen des Pionkandidaten rekonstruiert. Durch den regelmäßigen Wechsel der Polarisationsrichtung des longitudinal polarisierten Targets ist es möglich, (auf die Zählraten der Szintillatorstreifen der Photonmarkierungsanlage normierte) Zählraten für jedes Paar von Polarisationsstellungen zu bestimmen und diese dann so miteinander zu kombinieren, dass die Azimutwinkelabhängigkeit dieser Kombination durch die zu messende Observable G bestimmt ist. Die möglichen Paare von Polarisationsstellungen lauten:

- Polarisationsrichtung der Targetprotonen in Strahlrichtung, Photonen unter einem azimuthalen Winkel von $+45^\circ$ polarisiert ($N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_z^T)$)
- Polarisationsrichtung der Targetprotonen gegen Strahlrichtung, Photonen unter einem azimuthalen Winkel von $+45^\circ$ polarisiert ($N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_{-z}^T)$)
- Polarisationsrichtung der Targetprotonen in Strahlrichtung, Photonen unter einem azimuthalen Winkel von -45° polarisiert ($N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_z^T)$)
- Polarisationsrichtung der Targetprotonen gegen Strahlrichtung, Photonen unter einem azimuthalen Winkel von -45° polarisiert ($N(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_{-z}^T)$),

wobei für die einzelnen Zählraten mit der azimuthalen Effizienz $\epsilon(\varphi)$ gilt:

$$\begin{aligned}
\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_z^T) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_z^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi + 45^\circ)) \\
&\quad + P_z^T P_{\gamma,l}G \sin(2(\varphi + 45^\circ))] \\
&= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_z^T)\epsilon(\varphi)[1 + P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)) \\
&\quad - P_z^T P_{\gamma,l}G \cos(2(\varphi))] \\
\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_{-z}^T) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_{-z}^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi + 45^\circ)) \\
&\quad + P_{-z}^T P_{\gamma,l}G \sin(2(\varphi + 45^\circ))] \\
&= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_{-z}^T)\epsilon(\varphi)[1 + P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)) \\
&\quad + P_{-z}^T P_{\gamma,l}G \cos(2(\varphi))] \\
\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_z^T) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_z^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi - 45^\circ)) \\
&\quad + P_z^T P_{\gamma,l}G \sin(2(\varphi - 45^\circ))] \\
&= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_z^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)) \\
&\quad + P_z^T P_{\gamma,l}G \cos(2(\varphi))] \\
\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_{-z}^T) &= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_{-z}^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \cos(2(\varphi - 45^\circ)) \\
&\quad + P_{-z}^T P_{\gamma,l}G \sin(2(\varphi - 45^\circ))] \\
&= \tilde{N}(\varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_{-z}^T)\epsilon(\varphi)[1 - P_{\gamma,l}\Sigma \sin(2(\varphi)) \\
&\quad - P_{-z}^T P_{\gamma,l}G \cos(2(\varphi))].
\end{aligned}$$

Um die Doppelpolarisationsobservable G ohne Abhängigkeit von der Effizienz und weiteren Observablen zu bestimmen, kombiniert man die Zählraten wie folgt:

$$\begin{aligned}
V_G &:= \frac{(\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_z^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_{-z}^T)) - (\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_z^T))}{\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_z^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_z^T)} \\
&= -P_{\gamma,l}P_z^T G \cos(2(\varphi)).
\end{aligned}$$

Ein Beispiel für mit dieser Methode erhaltene Azimutwinkelverteilungen befindet sich in Abbildung 8.14.

Die Anpassung von $\cos 2\varphi$ -Verteilungen erfolgt für alle betrachteten Photonenergie- und π^0 -Polarwinkelbins, wobei die Targetpolarisation mit Hilfe des Verdünnungsfaktors (vgl. Abschnitt 8.2.2) in eine „effektive Targetpolarisation“ umgerechnet werden muss.

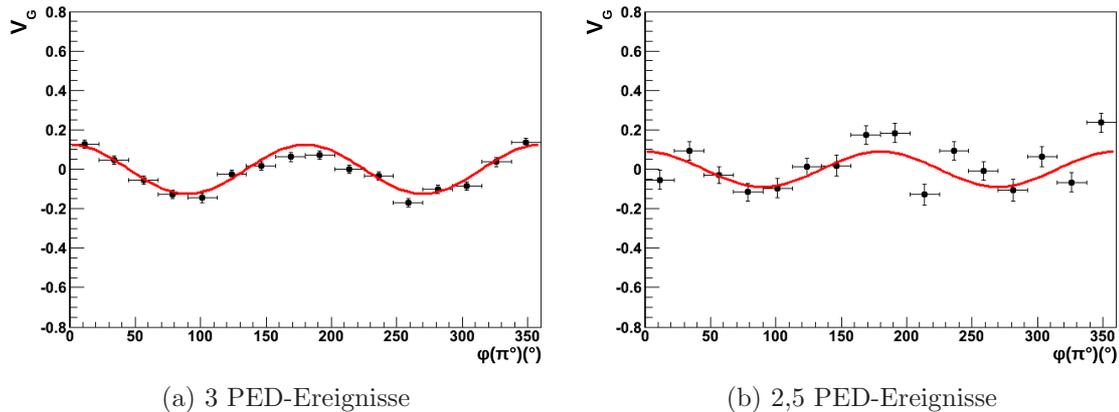


Abbildung 8.14: Typische π^0 -Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G für 3 PED- ($1000 \text{ MeV} < E_\gamma < 1050 \text{ MeV}$, $96^\circ < \theta_{CMS}^\pi < 109^\circ$) und 2,5 PED-Ereignisse ($1050 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV}$, $38^\circ < \theta_{CMS}^\pi < 56^\circ$) mit Anpassung von $\cos 2\varphi$ -Verteilungen (rote Kurven).

Systematische Fehlerbeiträge

Der systematische Fehler für die Bestimmung der Observablen G in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ setzt sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen, die im Folgenden diskutiert werden.

Der Fehler für die Photonenergie wird analog zu Abschnitt 8.2.1 für jedes Energiebin separat bestimmt und angegeben.

Der relative Fehler für die Linearpolarisation wurde in Abschnitt 6.3.1 auf 5 % bestimmt. Der relative Fehler für die mit Hilfe von NMR-Verfahren bestimmte Targetpolarisation beträgt 2 % [DUT11], wobei hier noch der Fehler des effektiven Verdünnungsfaktors hinzukommt. Dieser Fehler wird durch den Fehler der binweisen Anpassung der in Abschnitt 8.2.2 beschriebenen Kohlenstoff- und Wasserstoffverteilungen an die gemessene Butanolverteilung bestimmt. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers für die Polarisationsbestimmung werden die Fehler für die Linearpolarisation, die Targetpolarisation und den Dilutionfaktor linear aufaddiert, es kann also ein systematischer Fehlerbeitrag für den Gesamtpolarisationswert $P_{\gamma,l} D_{eff} P_z^T$ für jedes untersuchte Energie- und Winkelbin bestimmt werden.

Ein weiterer systematischer Fehlerbeitrag kommt durch einen Einfluss der kinematischen Schnitte auf die zu bestimmende Observable zustande, welche z.B. Auswirkungen auf eventuell vorhandene Untergrundbeiträge haben können. Dieser Beitrag wird in dieser Arbeit durch Variation der kinematischen Schnitte (fehlende Masse, Polarwinkeldifferenz, Koplanarität) untersucht. Die erwähnten Schnitte werden, wie in Abschnitt 8.2.1 beschrieben, auf 2σ des Signals verkleinert bzw. 4σ des Signals vergrößert. Eine Verdopplung der Schnittgrößen würde unter Annahme eines

konstanten Untergrundes auch eine Verdopplung des Untergrundbeitrags bewirken⁹. Zur Bestimmung eines systematischen Fehlers wird die Observable G sowohl für die 2σ Schnitte ($G(2\sigma)$) als auch für die 4σ Schnitte ($G(4\sigma)$) bestimmt. Die rekonstruierte Observable G ist für beide Schnittintervalle in Anhang D dargestellt.

Zu beachten ist, dass sich der Einfluss der kinematischen Schnitte sowohl „additiv“ als auch „multiplikativ“ auf die Analyseergebnisse auswirken kann. Beispielsweise sorgen große Untergrundasymmetrien für eine systematische Verschiebung der Ergebnisse zu größeren Werten, die für größere Schnitte, also erhöhten Untergrundanteil zunimmt (additiver Beitrag). Weist der Untergrund hingegen keine oder nur sehr kleine Asymmetrien auf, so wird die gemessene Observable für höheren Untergrundbeitrag systematisch zu betragsmäßig kleineren Werten verschoben (multiplikativer Beitrag).

Zur Untersuchung eines additiven Beitrages wurde für jedes Energie- und Winkelbin die Differenz: $G(2\sigma) - G(4\sigma)$ gebildet. Aus den erhaltenen Differenzen wird der fehlergewichtete Mittelwert berechnet. Für den additiven Einfluss der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler in G ergab sich auf diese Weise ein Beitrag von 0,01.

Zur Untersuchung des multiplikativen Beitrags der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler wurde für jedes Energie- und Winkelbin die Differenz $|G(2\sigma)| - |G(4\sigma)|$ gebildet. Dieses Verfahren kann für alle Punkte angewandt werden, bei denen die Vorzeichen von $G(2\sigma)$ und $G(4\sigma)$ gleich sind. Für den Fall, dass $G(2\sigma)$ und $G(4\sigma)$ unterschiedliche Vorzeichen besitzen, wurde die Differenz $G(2\sigma) - G(4\sigma)$ berechnet. Aus den so erhaltenen Differenzen wird der fehlergewichtete Mittelwert berechnet, wobei sich als Ergebnis für den multiplikativen Beitrag der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler in G ein Wert von 0,05 ergab.

Aufgrund der Dominanz des multiplikativen gegenüber dem additiven Anteil wurde der Wert für den systematischen Fehlerbeitrag durch den Einfluss der gewählten Schnittgrößen auf $\Delta G = 0,05$ festgelegt. Auch für die in den Abschnitten 9.2.4 und 9.2.5 vorgestellte Extraktion von Strahl-Target-Observablen in der ω -Photoproduktion zeigte sich, dass der multiplikative Anteil immer größer als der additive Anteil war. Aus diesem Grund wurde auch dort der multiplikative Anteil als Fehlerbeitrag für den Einfluss der Analysebedingungen gewählt.

Zur Bestimmung des vollständigen systematischen Fehlers für die Observable G wird dieser Wert linear zu dem aus der Ungenauigkeit der Polarisationsbestimmungen stammenden systematischen Fehler aufaddiert.

Ergebnisse

Die Ergebnisse für die Messung der Doppelpolarisationsobservablen G inklusive ihrer statistischen und systematischen Fehler sowie Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen sind in Abbildung 8.15 dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit extrahierten Messwerte befinden sich in Anhang E. Eine physikalische Interpretation der Ergebnisse folgt in Abschnitt 8.3.

⁹ Der Beitrag des Signals ist bei 2σ und 4σ Schnitten ungefähr gleich: Bei 2σ Schnitten werden etwa 95,45 % und bei 4σ Schnitten etwa 99,73 % des Signals rekonstruiert.

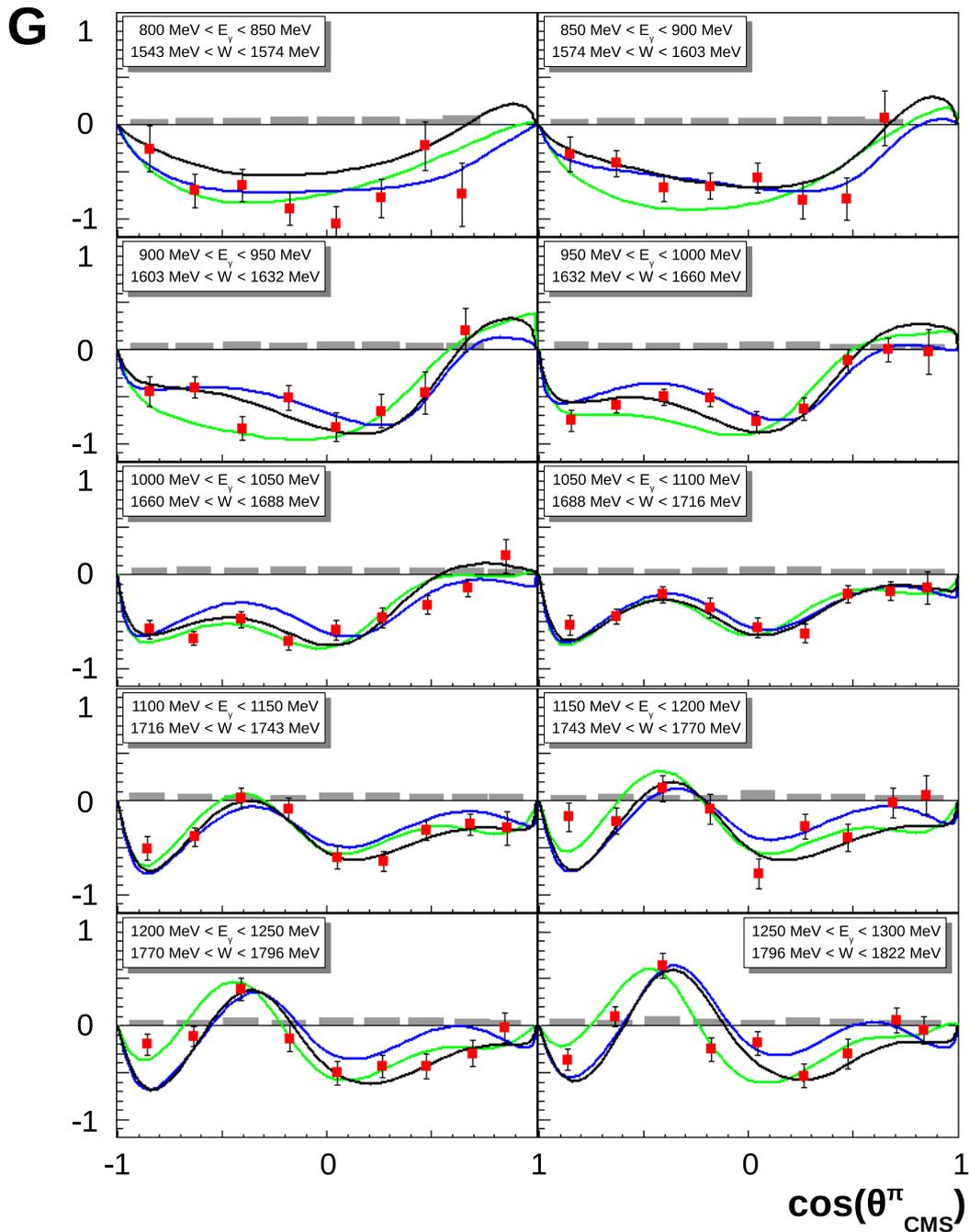


Abbildung 8.15: Ergebnisse für die Doppelpolarisationsobservable G in der π^0 -Photoproduktion. Eingetragen ist die extrahierte Observable (rote Quadrate) sowie Rechnungen mit der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [AKST05, AS06, NIK11] (grüne Kurven), MAID2007 [DHKT99, DKT07, MAID11] (blaue Kurven) und SAID [AWLR90, SAID11] (schwarze Kurven). Der gesamte systematische Fehler ist durch die grauen Balken dargestellt.

8.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse für die Photonasymmetrie (Abschnitt 8.2.1) können zur Überprüfung sowohl der Datenanalyse als auch der Bestimmung des Polarisationsgrades (Abschnitt 6.3) verwendet werden. Bei den Experimenten der GRAAL-Kollaboration am ESRF¹⁰ wurde zur Erzeugung der linear polarisierten Photonen das Prinzip der Laser-Rückstreuung eingesetzt. Im Gegensatz dazu wird für das CBELSA/TAPS-Experiment die Methode der kohärenten Bremsstrahlung (Abschnitt 5.2) verwendet. Die in Abschnitt 8.2.1 gezeigte sehr gute Übereinstimmung mit den Daten der GRAAL-Kollaboration [BA⁺05] in den meisten Energie- und Winkelbins sowie die beobachtete Annäherung beider Ergebnisse für kleiner werdende Schnitte (also eine Annäherung an die Situation der Reaktion an freien Protonen) deutet auf eine hohe Güte sowohl für die Methode der Datenanalyse als auch der Linearpolarisationsbestimmung (Abschnitt 6.3) hin.

Bei den Rechnungen der unterschiedlichen theoretischen Modelle für die Doppelpolarisationsobservable G (vgl. Abbildung 8.15) fällt auf, dass alle Vorhersagen für Werte von $\cos(\theta_{CMS}^\pi) = \pm 1$ einen Wert von Null vorhersagen. Dies muss der Fall sein, da die Observable mit Hilfe von CGLN-Amplituden (vgl. Abschnitt 2.2.2) folgendermaßen dargestellt wird:

$$G \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k}{q} \sin^2(\theta_{CMS}^\pi) \text{Im} [F_2^* F_3 + F_1^* F_4].$$

Des Weiteren fällt auf, dass die Vorhersagen insgesamt relativ ähnliche Verläufe vorweisen. Dies lässt darauf schließen, dass die Observable G durch bekannte Resonanzen, d.h. durch die Messung von anderen Observablen wie z.B. der Photonasymmetrie und des differentiellen Wirkungsquerschnitts gut festgelegt ist. Eine Untersuchung dieser Tatsache mit der MAID2007-Parametrisierung, für die der Beitrag einzelner Resonanzen zur Doppelpolarisationsobservablen G „ausgeschaltet“ wurde, hat gezeigt, dass die Resonanzen $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ in dem hier betrachteten Energiebereich den größten Einfluss auf die Observable haben.

Zu größer werdenden Energien erkennt man außerdem größer werdende Winkelmodulationen. Dies lässt sich durch die Multipol-Entwicklung (vgl. Abschnitt 2.2) der Observablen verdeutlichen. Bei höheren Energien können Resonanzen mit höheren Drehimpulsen l angeregt werden, es tragen also höhere Ordnungen von Legendre-Polynomen (vgl. Gleichungen 2.1 bis 2.4) und somit höhere Potenzen von $\cos(\theta_{CMS}^\pi)$ zur Observablen bei. Die Zusammensetzung der Doppelpolarisationsobservablen G aus Pion-Multipolen ist in Anhang F für Drehimpulse $l \leq 3$ dargestellt. Zu erkennen ist, dass Terme mit höheren l auch höhere Vorfaktoren besitzen, diese also bei Energien, bei denen Resonanzen mit diesen Drehimpulsen erzeugt werden können, dominieren. Die relativen Größen dieser Vorfaktoren können auch mit Hilfe der anschaulichen Erklärung für die Doppelpolarisationsobservable G (vgl. Abschnitt 2.3.4)

¹⁰ European Synchrotron Radiation Facility

verstanden werden, da größere Bahndrehimpulse auch zu einer größeren Spin-Bahn-Wechselwirkung führen.

Bei genauerer Betrachtung der Observablen fallen jedoch einige Unterschiede in den Vorhersagen auf. Zur Untersuchung dieser Unterschiede wurde die Vorhersage des MAID-Modells verwendet, wobei der Beitrag einzelner Resonanzen deaktiviert wurde. Hierfür wurden drei Energiebereiche genauer untersucht.

Für Photonenergien von 832 MeV bis 921 MeV weisen die Vorhersagen der verschiedenen theoretischen Modelle Abweichungen voneinander auf (vgl. Abbildung 8.15). In diesem Energiebereich tragen vor allem die Resonanzen $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ und $D_{13}(1520)$ zum π^0 -Wirkungsquerschnitt bei (vgl. z.B. [AS⁺05]). Diese Abweichungen sind zunächst überraschend, da die beitragenden Resonanzen gut bekannt sind, jedoch ist die Doppelpolarisationsobservable G durch Interferenzen auch auf kleine Resonanzbeiträge sensitiv. Es zeigte sich, dass außer den Resonanzbeiträgen $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$, die im gesamten betrachteten Energiebereich (800 MeV bis 1300 MeV) die Vorhersagen für die Observable dominieren, auch die Resonanzen $S_{11}(1535)$ und $S_{31}(1620)$ einen großen Einfluss auf G haben. Dies ist in Abbildung 8.16 für die Photonenergie von 873 MeV dargestellt.

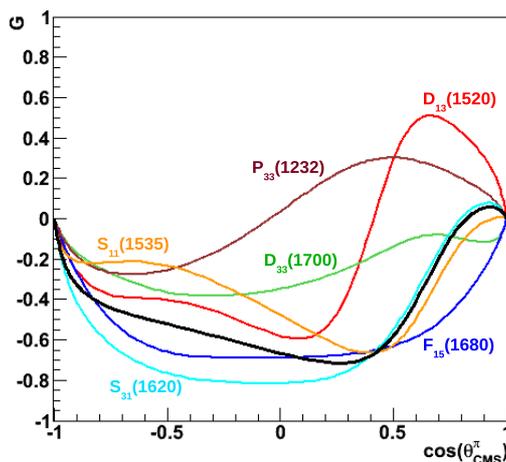


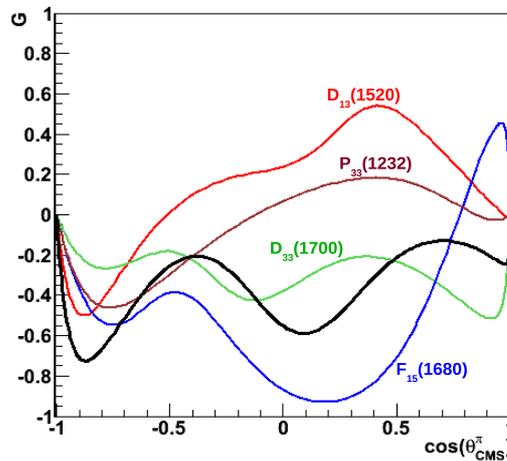
Abbildung 8.16: Untersuchung der Doppelpolarisationsobservablen G mit dem MAID2007-Modell für $E_\gamma=873$ MeV bei Deaktivierung der Resonanzbeiträge $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $S_{31}(1620)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ (farbige Kurven). Die schwarze Kurve beschreibt die Standardvorhersage.

Zur genaueren Untersuchung, wie zur Differenzierung zwischen den Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen, reicht die im Rahmen dieser Arbeit analysierte Datenbasis nicht aus. Ergebnisse zur Observablen G mit höherer Statistik in dem Energiebereich aus den Messungen im April 2008 und August 2009 werden in [THI12] vorgestellt.

Im mittleren Energiebereich aus Abbildung 8.15 ($E_\gamma = 980$ MeV bis $E_\gamma = 1122$ MeV) wird der π^0 -Wirkungsquerschnitt durch die Resonanzen $D_{33}(1700)$ und $F_{15}(1680)$ dominiert. Hier zeigen die Vorhersagen aller theoretischen Modelle sehr gute Übereinstimmungen sowohl untereinander, als auch mit den vorgestellten Ergebnissen. Zur Untersuchung der Sensitivität der Doppelpolarisationsobservablen G auf verschiedene Resonanzbeiträge wird wieder das MAID-Modell unter Deaktivierung einzelner Beiträge verwendet. In Abbildung 8.17 sind die Vorhersagen für $E_\gamma=1067$ MeV dargestellt. Es zeigt sich, dass bis auf die im gesamten betrachteten Energiebereich

beitragenden Resonanzen $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ keine weiteren Resonanzen einen signifikanten Einfluss auf die Observable besitzen.

Abbildung 8.17: Untersuchung der Doppelpolarisationsobservablen G mit dem MAID2007-Modell für $E_\gamma=1067$ MeV bei Deaktivierung der Resonanzbeiträge $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ (farbige Kurven). Die schwarze Kurve beschreibt die Standardvorhersage.



Die sehr gute Übereinstimmung der Vorhersagen mit den Daten in dem Energiebereich von $E_\gamma=980$ MeV bis $E_\gamma=1122$ MeV deutet darauf hin, dass die Eigenschaften der dominant beitragenden Resonanzen offensichtlich gut durch die Messung anderer Observablen festgelegt sind. Des Weiteren spricht sie für eine gute Qualität der in diesem Kapitel vorgestellten Methode der Datenanalyse, der Methode zur Bestimmung des Dilutionfaktors und der Genauigkeiten der Photon- und Targetpolarisationsbestimmung.

Betrachtet man die höchsten Energiebins aus Abbildung 8.15, erkennt man zunehmende Abweichungen der verschiedenen theoretischen Modelle. Bei diesen Energien tragen zunehmend Resonanzen aus der sogenannten vierten Resonanzregion zum π^0 -Wirkungsquerschnitt und somit auch zur Doppelpolarisationsobservablen G bei. In der vierten Resonanzregion befindet sich eine Vielzahl an Resonanzen, deren Existenz ungewiss oder deren Eigenschaften teilweise nur schlecht verstanden sind. Das MAID-Modell sagt hier wie auch für die anderen Energien eine hohe Sensitivität der Observablen G auf die Resonanzen $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$, aber auch auf die Resonanz $F_{37}(1950)$ voraus (vgl. Abbildung 8.18), wobei die Resonanz $F_{37}(1950)$ die energetisch am höchsten liegende Resonanz ist, die im MAID-Modell berücksichtigt wird. Weitere Einflüsse durch Resonanzen, die nicht ins MAID-Modell eingehen, eventuell auch durch schlecht bekannte oder „fehlende“ Resonanzen, sind jedoch nicht ausgeschlossen.

Besonders deutlich werden die Abweichungen in den Vorhersagen der verschiedenen theoretischen Modelle, wenn man G gegen die Photonenergie aufträgt (Abbildung 8.19). Hier zeigen sich die größten Abweichungen in den jeweiligen Modellen bei den hohen Energien, wo die Möglichkeit besteht, dass viele Resonanzen zur Observablen G beitragen. Die hier gezeigten und weitere Datennahmen bei noch höheren Photonenergien können also helfen, das Anregungsspektrum des Nukleons besser zu verstehen.

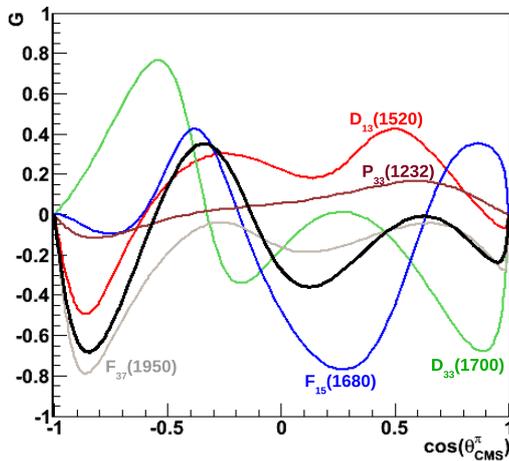


Abbildung 8.18: Untersuchung der Doppelpolarisationsobservablen G mit dem MAID2007-Modell für $E_\gamma=1218$ MeV bei Deaktivierung der Resonanzbeiträge $P_{33}(1232)$, $D_{13}(1520)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ und $F_{37}(1950)$ (farbige Kurven). Die schwarze Kurve beschreibt die Standardvorhersage.

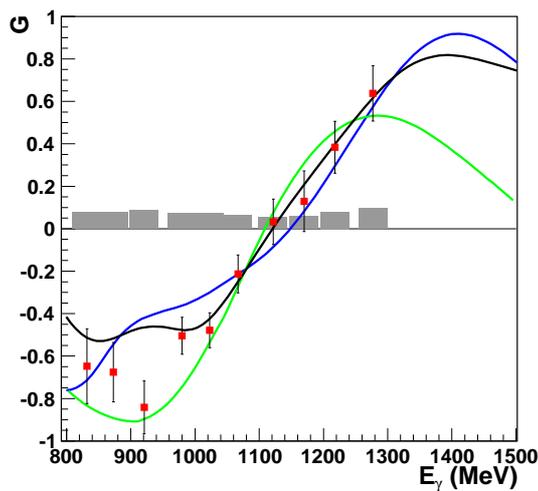


Abbildung 8.19: Doppelpolarisationsobservable G als Funktion der Photonenergie für $109^\circ < \theta_{CMS}^\pi < 124^\circ$. Zur Farbgebung vgl. Abbildung 8.15.

Kapitel 9

Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ ist die Untersuchung eines nicht pionischen Endzustands, welcher sich zur Suche nach „fehlenden Resonanzen“ eignen könnte. Zu diesem Zweck muss jedoch erst der ω -Produktionsmechanismus näher untersucht werden. Wie in Kapitel 2 beschrieben kann das ω -Meson diffraktiv über den Austausch eines Pomerons oder eines neutralen π -Mesons im t-Kanal produziert werden. Verschiedene Analysen (z.B. [BA⁺03, AJ⁺06, KL⁺08]) geben jedoch Hinweise auf die ω -Produktion über Resonanzen im s-Kanal. Die Bestimmung von Polarisationsobservablen kann nicht nur zur Suche nach „fehlenden Resonanzen“, sondern auch, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, zur Untersuchung des ω -Produktionsmechanismus beitragen. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Observablen Σ , Σ_π , G , G_π und E weisen eine hohe Sensitivität auf Reaktionsprozesse zur Erzeugung des ω -Mesons auf [SANS09].

Zur Rekonstruktion des $p\omega$ -Endzustands werden, analog zu Kapitel 8, zunächst die Schnittgrößen zur Selektion gültiger Ereignisse festgelegt (Abschnitt 9.1). Hierfür werden die Daten aus der Messperiode im November 2008 (Wasserstofftarget) verwendet und das Photonenergieintervall von der ω -Produktionsschwelle (1108 MeV) bis 2300 MeV betrachtet. Im Laufe der Arbeit stellte sich heraus, dass Ereignisse des gewünschten Endzustands nicht untergrundfrei separiert werden können. Zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses werden deshalb für die in den Abschnitten 9.1.4 (Koplanarität), 9.1.5 (Polarwinkeldifferenz) und 9.1.6 (fehlende Masse) vorgestellten Schnittgrößen Bereiche von 2σ der Signalbreite um die Nominalkinematik ausgewählt.

Diese Schnittgrößen bewirken zwar eine deutliche Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses, eine vollständige Eliminierung aller Untergrundbeiträge gelingt jedoch nicht. Aus diesem Grund ist eine gesonderte Untergrundanalyse unverzichtbar. Auf die Bestimmung der Untergrundbeiträge sowie notwendige Korrekturen auf die Messgrößen wird in Abschnitt 9.2.1 eingegangen.

Die Vorstellung der Extraktion der Polarisationsobservablen Σ , Σ_π , G , G_π und E sowie der Ergebnisse für verschiedene Energie- und Polarwinkelbins geschieht in den Abschnitten 9.2.2 bis 9.2.5. Eine Diskussion der Ergebnisse hinsichtlich des ω -Produktionsmechanismus folgt in Abschnitt 9.3.

9.1 Extraktion des $p\omega$ Endzustands

Aufgrund der Optimierung des CBELSA/TAPS-Experimentes auf den Nachweis neutraler Endzustände (vgl. Kapitel 4) wird im Rahmen dieser Arbeit die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma$ untersucht, wobei das ω -Meson mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa $(8,28 \pm 0,28) \%$ [NA⁺10] in ein neutrales Pion und ein Photon zerfällt. Das π^0 -Meson zerfällt dann mit einem Verzweigungsverhältnis von $(98,82 \pm 0,03) \%$ [NA⁺10] in zwei Photonen. Die nachzuweisende Signatur in den Daten besteht also aus einem geladenen (Protonkandidat) und drei ungeladenen (ω -Mesonkandidat) Ereignissen.

Das Ziel ist es nun, den in den Daten vorhandenen Untergrund deutlich zu reduzieren. Hierfür wird, wie im Falle der π^0 -Analyse (Kapitel 8), die Wirkung der in Abschnitt 7.3 vorgestellten Selektionsschnitte untersucht und deren Größe zur Extraktion des $p\omega$ -Endzustands festgelegt.

Im Folgenden werden Ereignisse ausgewählt, bei denen die rekonstruierte invariante Masse des Mesonkandidaten in der Nähe der invarianten Masse des ω -Mesons ($782,65 \text{ MeV}/c^2$ [NA⁺10]) liegt. Abbildung 9.1 zeigt das gemessene $\pi^0\gamma$ -Invariante-Masse-Spektrum nach allen anderen Selektionsschnitten (Abschnitte 9.1.1 bis 9.1.6) sowohl für die 4 PED- als auch für die 3,5 PED-Ereignisse.

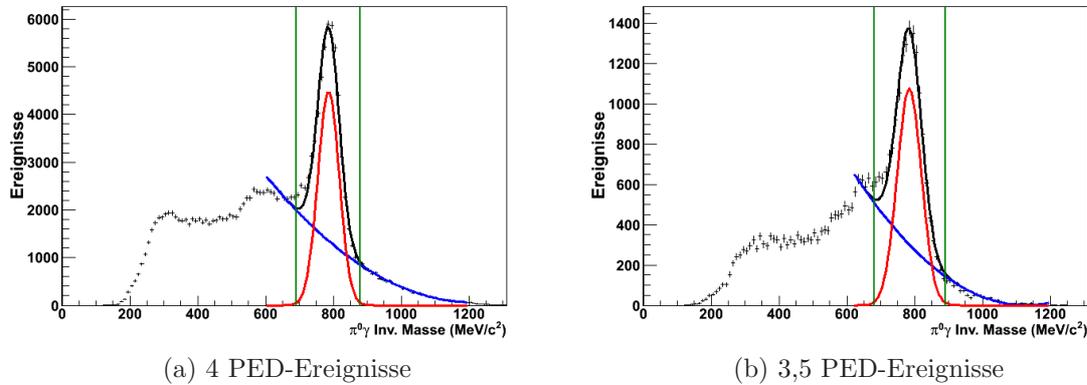


Abbildung 9.1: $\pi^0\gamma$ Invariante-Masse-Spektrum. Zur Bestimmung der Breite des ω -Signalpiks wurden Gaußfunktionen (rote Kurven) angepasst. Der Untergrund wird durch ein Polynom zweiten Grades (blaue Kurven) parametrisiert. Die Summe aus den Anpassungen von Signal und Untergrund ist durch die schwarzen Kurven dargestellt. Als Breite des Signalpiks wurden Standardabweichungen von $\sigma = 32 \text{ MeV}/c^2$ für die 4 PED- bzw. $\sigma = 35 \text{ MeV}/c^2$ für die 3,5 PED-Ereignisse bestimmt. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

Durch die Wahl von 3σ großen Schnitten ergeben sich akzeptierte invariante $\pi^0\gamma$ -Massen im Bereich von $687 \text{ MeV}/c^2$ bis $879 \text{ MeV}/c^2$ für die Analyse der 4 PED-Ereignisse bzw. $678 \text{ MeV}/c^2$ bis $888 \text{ MeV}/c^2$ für die Analyse der 3,5 PED-Ereignisse.

9.1.1 Schnitt auf invariante Masse des Zerfallspions

Zur Rekonstruktion des aus dem ω -Zerfall stammenden Pions werden jeweils zwei rekonstruierte Photonen zu einem Pionkandidaten zusammengefasst und deren invariante Masse berechnet. Abbildung 9.2 zeigt das zugehörige gemessene Invariante-Masse-Spektrum.

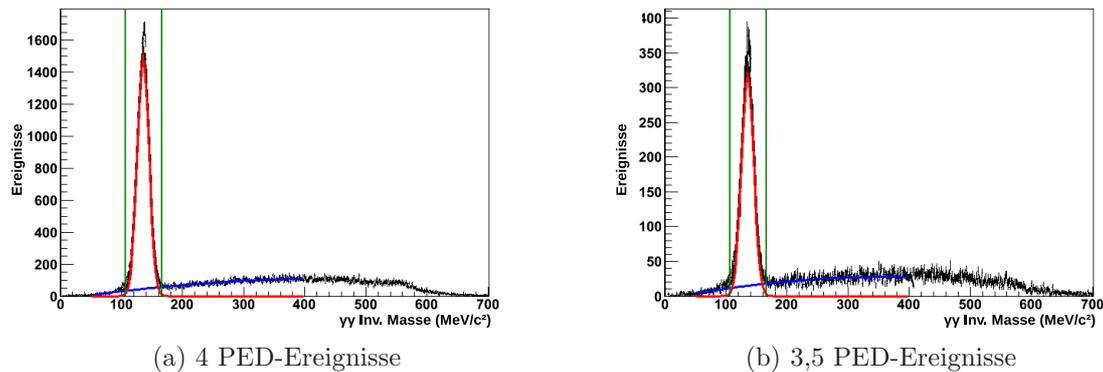


Abbildung 9.2: $\gamma\gamma$ Invariante-Masse-Spektrum für die Rekonstruktion des Zerfallspions. Zur Bestimmung der Breite des Signalpiks wurden Gaußfunktionen (rote Kurven) angepasst. Der Untergrund wird durch ein Polynom zweiten Grades (blaue Kurven) beschrieben. Als Breite des Signalpiks wurden Standardabweichungen von $\sigma = 10 \text{ MeV}/c^2$ für beide Klassen von Ereignissen bestimmt. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

Zur weiteren Analyse werden Ereignisse ausgewählt, für die die invariante Masse des Zerfallspionkandidaten in einem 3σ -Bereich der Signalbreite, d.h. zwischen $105 \text{ MeV}/c^2$ und $165 \text{ MeV}/c^2$, liegt.

9.1.2 Schnitt auf die Energie des dritten Photons

Ein weiterer Schnitt zur Selektion gültiger Ereignisse ist der Schnitt auf die gemessene Energie des Photons aus dem Zerfall des ω -Mesons, welches nicht aus dem Zerfallspion stammt. Dieser Schnitt dient hauptsächlich zur Reduktion von Untergrundereignissen durch die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Diese Reaktion besitzt eigentlich zwei Photonen im Endzustand, kann aber falsch rekonstruiert werden, wenn die Energiedeposition eines der beiden Photonen sich so im Kalorimeter verteilt, dass diese zwei Maxima anstatt einem aufweist, also zwei PEDs rekonstruiert werden. Das zweite Maximum dieses sogenannten „Split-Offs“ besitzt üblicherweise nur eine geringe Energie, so dass diese Ereignisse zu einem großen Teil durch den hier vorgestellten Schnitt unterdrückt werden. Es hat sich als sinnvoll herausgestellt, eine Energie des dritten Photons von mehr als 200 MeV zu verlangen.

9.1.3 Zeitschnitte

Die Zeitschnitte erfolgen analog zu Abschnitt 8.1.1. Die zugehörigen Spektren befinden sich in Abbildung 9.3. Als Schnittgrößen können wie im Falle der π^0 -Analyse

aufgrund des geringen zeitlichen Untergrundes relativ breite Schnitte um die jeweiligen Koinzidenzpeaks gewählt werden, bei denen sichergestellt ist, dass das Signal vollständig im gewählten Schnittbereich liegt. Die hier verwendeten Schnittgrößen liegen bei -20 ns bis 50 ns für die Differenzzeit des Strahlphotons zum Triggerzeitpunkt, ± 10 ns für die Differenzzeit zwischen Strahlphoton und Mesonkandidat sowie ± 20 ns für die Differenzzeit zwischen Strahlphoton und Protonkandidat.

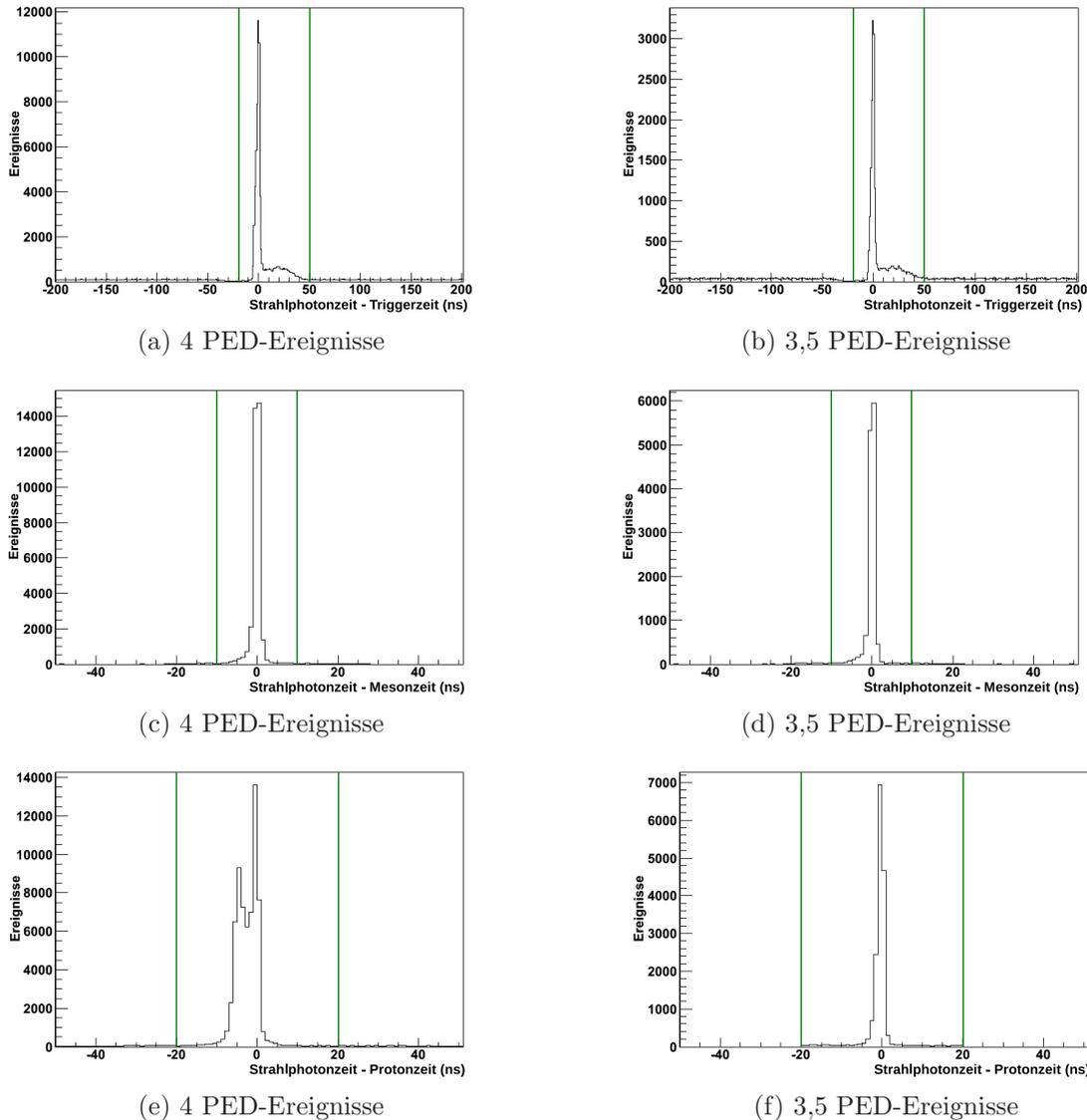


Abbildung 9.3: Zeitspektren zur ω -Analyse: Dargestellt sind die Zeit des Strahlphotons (a und b) sowie Differenzzeitspektren zwischen der Zeit des Strahlphotons und des Mesonkandidaten (c und d) bzw. zwischen der Zeit des Strahlphotons und des Protonkandidaten (e und f). Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

9.1.4 Koplanaritätsschnitt

Für die azimuthalen Winkeldifferenzen zwischen gemessenem und aus der Mesonrichtung berechnetem Proton ergeben sich die in Abbildung 9.4 gezeigten Spektren. Als Schnittgrößen wurde $\pm 16^\circ$ für die 3,5 PED- und $\pm 12^\circ$ für die 4 PED-Ereignisse gewählt, was einer Größe von ungefähr 2σ entspricht.

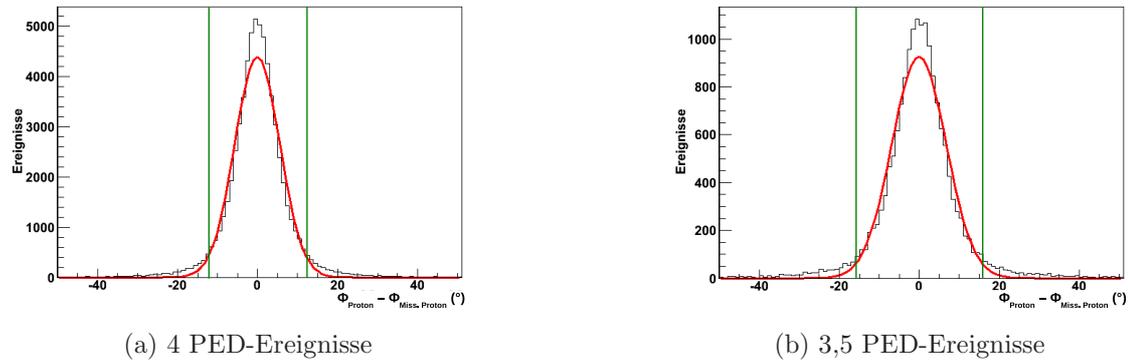


Abbildung 9.4: Differenz der Azimutwinkel des Protonkandidaten und des aus der Richtung des Mesonkandidaten berechneten fehlenden Protons. Aus den eingezeichneten Anpassungen von Gaußverteilungen (rote Kurven) ergeben sich Standardabweichungen von $\sigma \approx 6^\circ$ für die 4 PED- bzw. $\sigma \approx 8^\circ$ für die 3,5 PED-Ereignisse. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

9.1.5 Polarwinkeldifferenzschnitt

Die Polarwinkeldifferenzen zwischen dem Protonkandidaten und dem aus der Kinematik des Mesons berechneten fehlenden Proton sind in Abbildung 9.5 gezeigt. Als 2σ -Schnittgröße ergibt sich aus der angepassten Gaußverteilung $\Delta\theta = \pm 6^\circ$ für die 4 PED- bzw. $\Delta\theta = \pm 16^\circ$ für die 3,5 PED-Ereignisse.

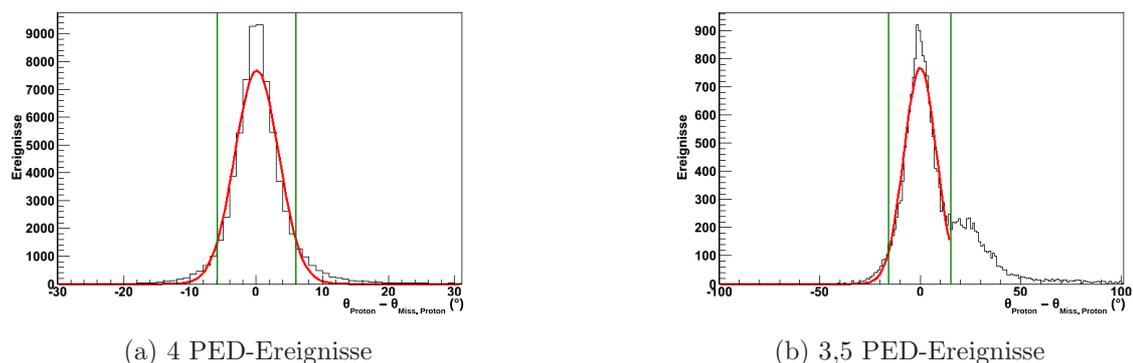


Abbildung 9.5: Differenz der Polarwinkel des Protonkandidaten und des aus der Richtung des Mesonkandidaten berechneten fehlenden Protons. Aus der eingezeichneten Anpassung einer Gaußverteilung (rote Kurve) ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma \approx 3,3^\circ$ für die 4 PED-Ereignisse. Für die 3,5 PED-Ereignisse ist nur eine linksseitige Anpassung möglich. Hier ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma \approx 8^\circ$. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

9.1.6 Schnitt auf fehlende Masse

Zur Bestimmung der Schnittbreite auf die fehlende Masse werden die in Abbildung 9.6 gezeigten Spektren betrachtet. Durch die Anpassung von Gaußverteilungen ergeben sich 2σ große Schnitte von $844 \text{ MeV}/c^2$ bis $1032 \text{ MeV}/c^2$ für beide Klassen von Ereignissen.

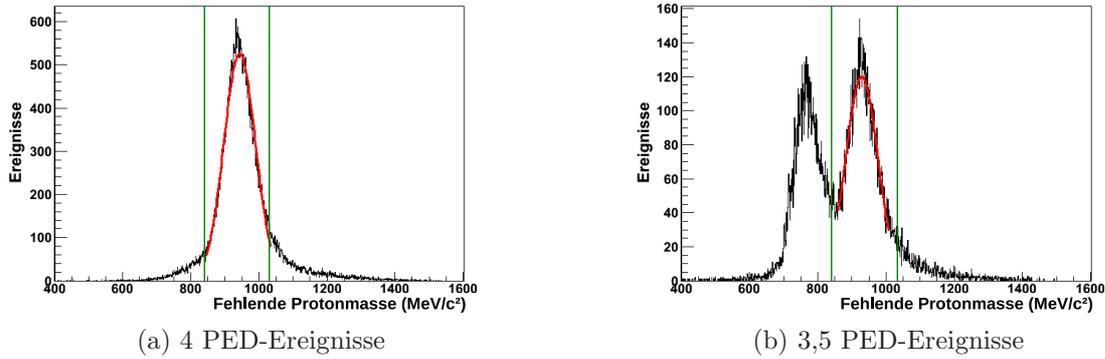


Abbildung 9.6: Fehlende-Masse Verteilungen für die ω -Analyse: Aus der Anpassung von Gaußverteilungen (rote Kurven) ergeben sich Standardabweichungen von $\sigma \approx 47 \text{ MeV}/c^2$ sowohl für die 4 PED- als auch für die 3,5 PED-Ereignisse. Der verwendete Schnittbereich ist durch die vertikalen, grünen Linien dargestellt.

9.1.7 Qualität der ω -Rekonstruktion

Der Effekt der vorgestellten Schnitte ist in Abbildung 9.7 dargestellt. Die aus der ω -Photoproduktion stammenden Ereignisse sind trotz Anwendung der vorgestellten Schnitte nicht untergrundfrei identifizierbar, weshalb eine gesonderte Untergrundanalyse unverzichtbar ist. Auf die Bestimmung des Untergrunds sowie die Untergrundkorrektur wird in Abschnitt 9.2.1 eingegangen.

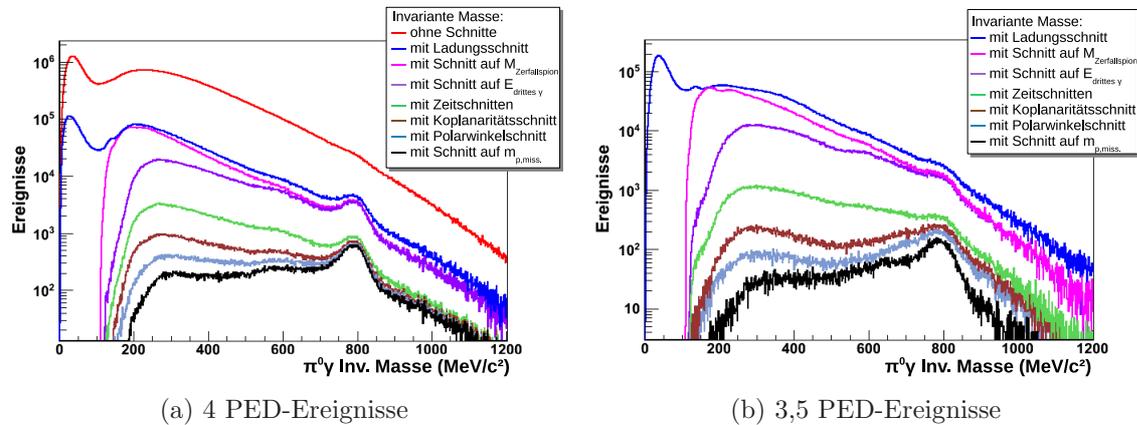


Abbildung 9.7: $\pi^0\gamma$ Invariante-Masse-Spektren bei schrittweiser Anwendung der einzelnen Schnitte für die ω -Analyse (logarithmische Skala).

Zusätzlich zu der in Abschnitt 8.1.6 erklärten Photon-Multiplizität kann es im Falle der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ vorkommen, dass keine eindeutige Zuordnung von zwei in den Kalorimetern nachgewiesenen Photonen zu einem Zerfallspionkandidaten geschehen kann. Dies wird als kombinatorischer Untergrund bezeichnet und führt zu einer Erhöhung der Multiplizität. Die Multiplizität der rekonstruierten Ereignisse für die Datennahme vom November 2008 ist in Abbildung 9.8 dargestellt und beträgt im Mittel 1,028 für die 4 PED- bzw. 1,015 für die 3,5 PED-Ereignisse. Wie im Falle der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ sind die Multiplizitäten sehr gering. Aus diesem Grund wird auch hier auf einen Zeituntergrundabzug verzichtet, der ohnehin keine Korrektur des kombinatorischen Untergrundes erlauben würde.

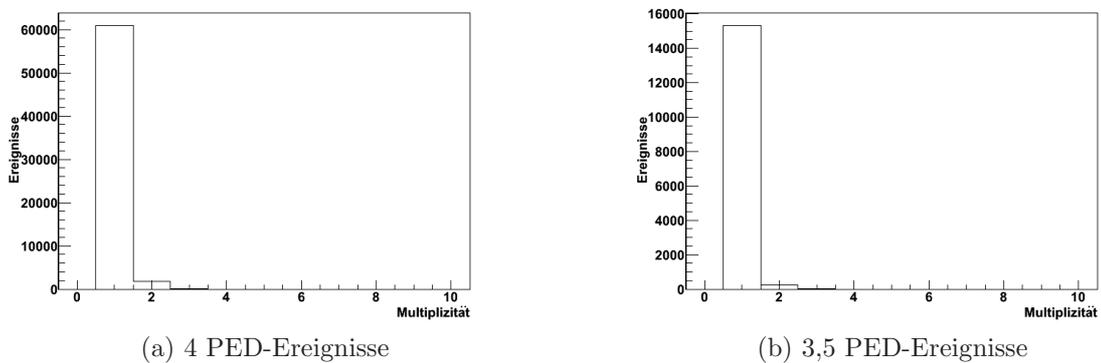


Abbildung 9.8: Multiplizität der rekonstruierten Ereignisse für die ω -Analyse.

9.2 Extraktion der Polarisationsobservablen

Wie in Abschnitt 9.1.7 gezeigt, ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ mit den hier vorgestellten Daten und der hier verwendeten Analyse nicht untergrundfrei rekonstruierbar. Aus diesem Grund wird zunächst auf die Untersuchung des Untergrundes eingegangen (Abschnitt 9.2.1), bevor Methode und Ergebnisse zur Extraktion der Observablen vorgestellt werden (Abschnitte 9.2.2, 9.2.4 und 9.2.5).

9.2.1 Untersuchung des Untergrundes

Zur Minimierung des Fehlers für die zu extrahierenden Observablen ist eine möglichst präzise Analyse der Untergrundbeiträge erforderlich. Hierzu wurden mit dem Simulationspaket CB-Geant [CRE01] sowohl die zu analysierende Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ als auch verschiedene Untergrundreaktionen simuliert ($\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $p\pi^0\pi^0$, $p\eta$, $p\pi^0\eta$, $n\pi^0\pi^+$). Nach Anwendung der in Abschnitt 9.1 vorgestellten Selektionsschnitte zeigte sich die höchste verbleibende Rekonstruktionseffizienz für die Untergrundreaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$. Diese Reaktion kann durch die gezeigten Schnitte rekonstruiert werden, wenn eines der vier aus dem Zerfall der zwei Pionen entstehenden Photonen nicht nachgewiesen werden kann. Die durchgeführten Simulationen zeigen, dass dieses verlorengegangene Photon meist niedrige Energien hat und somit nicht im Kalorimeter

rekonstruiert wird¹. Der Untergrundbeitrag mit der zweithöchsten Rekonstruktionseffizienz der vorgestellten Analyse ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Dieser Untergrundbeitrag ist vor allem im Energiebereich der ω -Produktionsschwelle wichtig, da diese Reaktion hier einen (im Vergleich zu den anderen untersuchten Reaktionen) großen Wirkungsquerschnitt aufweist. Für alle anderen simulierten Untergrundreaktionen zeigte sich ein vernachlässigbarer Beitrag zum Untergrund.

Zur Bestimmung des Beitrages der Untergrundreaktionen zum gemessenen $\pi^0\gamma$ -Invariante-Masse-Spektrum werden die in Abschnitt 9.1 vorgestellten Selektionsschnitte auf die simulierten Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\omega$, $p\pi^0\pi^0$, $p\pi^0$ angewandt. Die Summe der auf diese Weise rekonstruierten simulierten Ereignisse wird an das gemessene Invariante-Masse-Spektrum angepasst. Dabei werden die simulierten Beiträge unterschiedlich skaliert, um zu gewährleisten, dass deren Summe das gemessene Spektrum möglichst gut beschreibt. Diese Anpassung muss aufgrund der energie- und polarwinkelabhängigen Rekonstruktionseffizienzen und Wirkungsquerschnitte für jedes Bin separat durchgeführt werden. Beispiele für diese Anpassungen befinden sich in Abbildung 9.9.

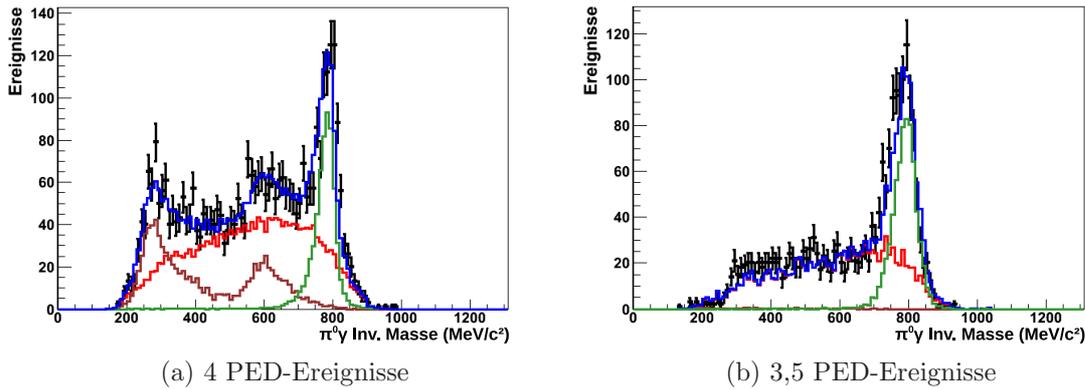


Abbildung 9.9: Untergrundanpassung für die ω -Analyse: Dargestellt ist die Anpassung von der Summe (blau) der (mit Hilfe der in Abschnitt 9.1 vorgestellten Selektionsschnitte) rekonstruierten simulierten Ereignissen ($\gamma p \rightarrow p\omega$ (grün), $p\pi^0\pi^0$ (rot), $p\pi^0$ (braun)) an die gemessenen Invariante-Masse-Spektren (schwarz) für jeweils ein Bin der 4 PED- ($1300 \text{ MeV} < E_\gamma < 1400 \text{ MeV}$, $120^\circ < \theta_\omega^{CMS} < 138^\circ$) und der 3,5 PED-Ereignisse ($1500 \text{ MeV} < E_\gamma < 1600 \text{ MeV}$, $0^\circ < \theta_\omega^{CMS} < 41^\circ$).

Eine einfachere, also z.B. lineare Beschreibung des Untergrundes für die hier vorgestellte Analyse ist nicht möglich, da wie in Abbildung 9.10 gezeigt, die Untergrundbeiträge in einzelnen Bins Überhöhungen im Bereich des ω -Signalpiks aufweisen. Die vorgestellten Anpassungen zeigen auch, dass der aus den $2\pi^0$ -Ereignissen stammende Untergrund für alle Bins im Bereich des ω -Invariante-Masse-Schnitts dominiert. Darüber hinaus können diese $2\pi^0$ -Untergrundereignisse physikalische Asymmetrien aufweisen und somit die gemessenen Observablen verfälschen. Aus diesem Grund

¹ Die zur Rekonstruktion eines PEDs verlangte Energie muss mindestens 20 MeV betragen (vgl. Abschnitt 7.2).

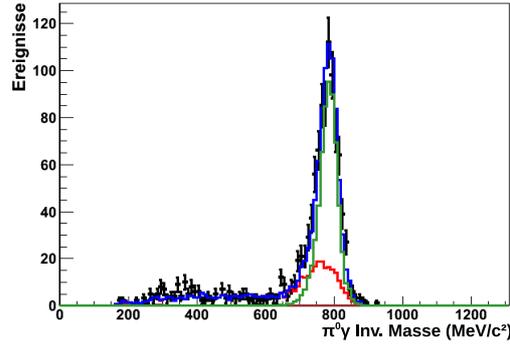


Abbildung 9.10: Untergrundanpassung der rekonstruierten $\pi^0\gamma$ -Invarianten-Masse für 4 PED-Ereignisse ($1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $0^\circ < \theta_\omega^{CMS} < 41^\circ$). Die Farbkodierung entspricht der aus Abbildung 9.9.

wurde mit den genommenen Daten eine separate $2\pi^0$ -Analyse durchgeführt, wobei dieselben kinematischen Schnittgrößen wie für die ω -Analyse verwendet wurden. Für die $2\pi^0$ -Analyse wurde nur ein nachgewiesenes Photon mehr verlangt, wobei die invariante Masse von jeweils zwei Photonen der π^0 -Masse entsprechen muss. Abbildung 9.11a zeigt, dass für diese Ereignisse eine fast untergrundfreie Rekonstruktion möglich ist. Als Schnittbereich für die invariante Masse wurde der gleiche wie für die ω -Analyse verwendet, wobei dieser jedoch verschoben werden musste, um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass bei den Untergrundereignissen das verlorene Photon meist Energien unterhalb der Nachweisschwelle aufweist und somit die rekonstruierten invarianten Massen für die ω - und die $2\pi^0$ -Analyse unterschiedlich sind. Abbildung 9.11b zeigt die Differenz aus generierter und mit der ω -Analyse rekonstruierter invarianter Masse sowohl für simulierte ω - als auch für simulierte $2\pi^0$ -Ereignisse. Es zeigt sich, dass der Invariante-Masse-Schnittbereich für die Untergrundanalyse um etwa $36 \text{ MeV}/c^2$ (in Richtung größerer invarianten Massen) verschoben werden muss.

Zur Bestimmung der Polarisationsobservablen der ω -Photoproduktion (O_ω) muss diese also sowohl für die in Abschnitt 9.1 rekonstruierten ($O_{gemessen}$) als auch für die aus dem $2\pi^0$ -Untergrund stammenden Ereignisse ($O_{\pi^0\pi^0}$) bestimmt werden. Mit Hilfe der binweisen Anpassungen der simulierten Signal- und Untergrundereignisse an die gemessenen Invariante-Masse-Spektren und unter Vernachlässigung des π^0 -Untergrundbeitrags können Wichtungsfaktoren a und b bestimmt werden, so dass die zu bestimmende Polarisationsobservable über die Gleichung:

$$O_\omega = \frac{O_{gemessen} - bO_{\pi^0\pi^0}}{a}$$

berechnet werden kann. Der statistische Fehler σ_ω für die zu bestimmende Observable (O_ω) berechnet sich mit den statistischen Fehlern für die in Abschnitt 9.1 rekonstruierten Ereignisse ($\sigma_{gemessen}$) und dem der Untergrundereignisse ($\sigma_{\pi^0\pi^0}$) zu:

$$\sigma_\omega = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{gemessen}}{a}\right)^2 + \left(\frac{b}{a}\sigma_{\pi^0\pi^0}\right)^2}.$$

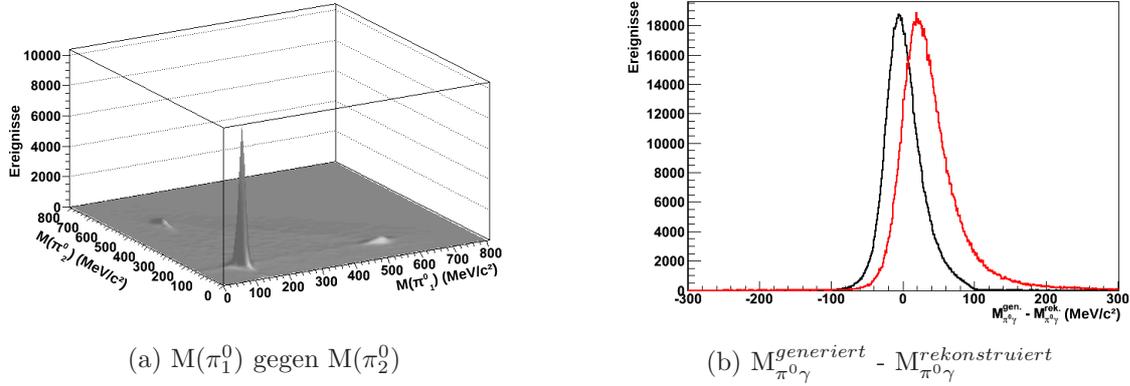


Abbildung 9.11: $2\pi^0$ -Untergrundanalyse: Dargestellt ist die aus den Daten der Messperiode im November 2008 extrahierte invariante Masse eines rekonstruierten Pions aufgetragen gegen die des anderen (links). Die Rekonstruktion dieser Ereignisse durch Schnitte auf die invariante Masse beider Pionen gelingt fast untergrundfrei. Die rechte Abbildung zeigt die Differenz aus generierter und mit der ω -Analyse rekonstruierter $\pi^0\gamma$ invarianter Masse sowohl für simulierte ω - (schwarz) als auch für simulierte $2\pi^0$ -Ereignisse (rot). Die gezeigten Spektren weisen eine relative Verschiebung von etwa $36 \text{ MeV}/c^2$ auf.

Die Fehler der Wichtungsfaktoren a und b werden aus den Anpassungen der simulierten Ereignisse an die Daten bestimmt und gehen in den systematischen Fehler ein.

Die Ergebnisse für die Observablen Σ , Σ_π , G, G_π und E werden im Folgenden vorgestellt.

9.2.2 Photonasymmetrie Σ und Pionasymmetrie Σ_π

Zur Bestimmung der Photonasymmetrie Σ und Pionasymmetrie Σ_π (vgl. Abschnitt 2.3.3) wurden die Daten aus der Messperiode im August 2008 verwendet. Während dieser Datennahme wurden die Messungen mit linear polarisierten Photonen sowie einem longitudinal polarisierten Butanol-Target durchgeführt.

Methoden

Die Bestimmung der Photonasymmetrie Σ in der ω -Photoproduktion erfolgt wie für die π^0 -Analyse (Kapitel 8) mit Hilfe der Kombination von mit unterschiedlich orientierten Linearpolarisationsebenen aufgenommenen, normierten Zählraten ($\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ)$ und $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)$) über die Gleichung:

$$V_\Sigma := \frac{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) - \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)}{\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ) + \tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ)} = P_{\gamma,l} \Sigma \sin(2(\varphi)). \quad (9.1)$$

Hierfür werden rekonstruierte Mesonkandidaten mit $\pi^0\gamma$ invarianten Massen im Bereich von $687 \text{ MeV}/c^2$ bis $879 \text{ MeV}/c^2$ für die 4 PED-Ereignisse bzw. $678 \text{ MeV}/c^2$ bis $888 \text{ MeV}/c^2$ für die 3,5 PED-Ereignisse verwendet (vgl. Abschnitt 9.1). Zur Untergrundkorrektur wird die gleiche Methode zur Extraktion der Untergrund-Photonasymmetrie auf die rekonstruierten $2\pi^0$ -Ereignisse angewandt. Die rekonstruierten invarianten Massen liegen für diese Ereignisse im Bereich von $723 \text{ MeV}/c^2$ bis $915 \text{ MeV}/c^2$ für die 5 PED-Ereignisse bzw. $714 \text{ MeV}/c^2$ bis $924 \text{ MeV}/c^2$ für die 4,5 PED-Ereignisse². Typische Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen Σ sowohl für die rekonstruierten ω -Mesonkandidaten als auch für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse befinden sich in Abbildung 9.12.

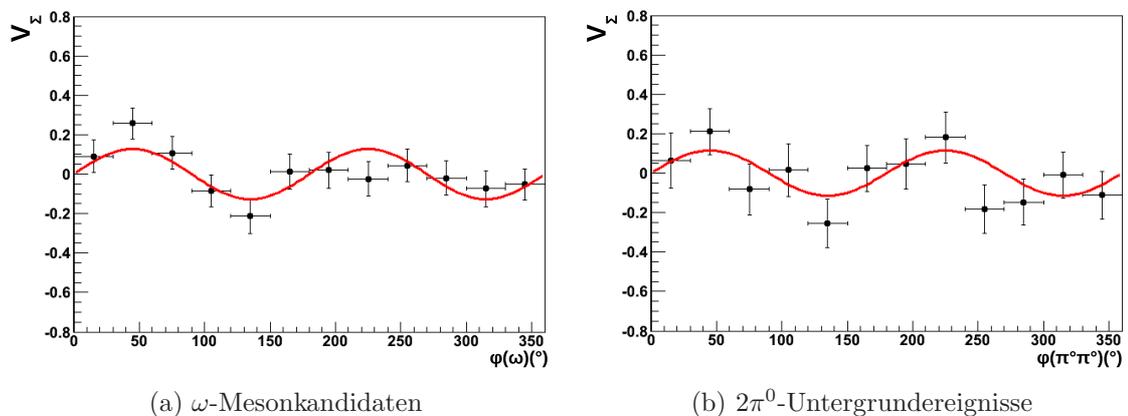


Abbildung 9.12: Typische Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen Σ in der ω -Photoproduktion. Links: Azimutwinkelverteilung der ω -Mesonkandidaten ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $78^\circ < \theta_{CMS}^\omega < 101^\circ$), rechts: Azimutwinkelverteilung der rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $0^\circ < \theta_{CMS}^{\pi^0\pi^0} < 53^\circ$). Die angepassten $\sin 2\varphi$ -Verteilungen sind durch die roten Kurven dargestellt.

Zur Extraktion der Observablen Σ_π wird anstelle der Azimutwinkelverteilung des ω -Mesonkandidaten die Azimutwinkelverteilung des rekonstruierten Zerfallspions betrachtet. Der Azimutwinkel des ω -Mesons φ aus Gleichung 9.1 wird also durch den Azimutwinkel des Zerfallspions φ_π ersetzt und so das Verhältnis V_{Σ_π} gebildet. Für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse werden zwei Zerfallspionen rekonstruiert, wobei zur Bestimmung der Untergrundasymmetrie die Summe der φ_π -Verteilungen beider Zerfallspionkandidaten betrachtet wird. Typische Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionen zur Extraktion der Observablen Σ_π sowohl für die rekonstruierten Zerfallspionkandidaten der ω -Analyse als auch für die Zerfallspionen der rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse befinden sich in Abbildung 9.13.

Die Existenz von Asymmetrien der $2\pi^0$ -Untergrundereignisse (vgl. Abbildung 9.12b

² Der Grund für die Verschiebung des Untergrund-Schnittbereichs gegenüber dem Mesonkandidaten-Schnittbereich ist in Abschnitt 9.2.1 dargestellt.

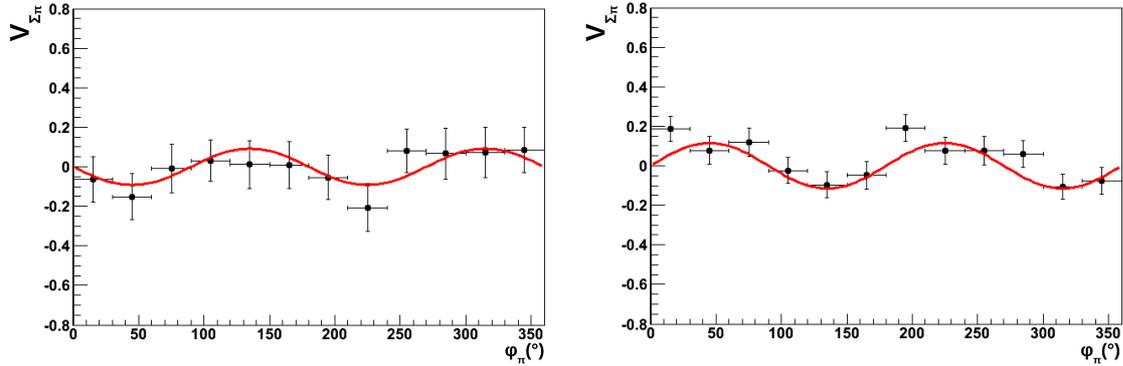
(a) Zerfallspionkandidaten aus der ω -Analyse(b) Untergrund-Zerfallspionkandidaten aus der $2\pi^0$ -Analyse

Abbildung 9.13: Typische Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen Σ_π in der ω -Photoproduktion. Links: Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionen für die ω -Analyse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $0^\circ < \theta_{CMS}^\omega < 53^\circ$), rechts: Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionen für die rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $126^\circ < \theta_{CMS}^{\pi^0\pi^0} < 180^\circ$). Die angepassten $\sin 2\phi$ -Verteilungen sind durch die roten Kurven dargestellt.

und 9.13b) macht eine adäquate Untergrundanalyse erforderlich, wie sie in Abschnitt 9.2.1 beschrieben wurde.

Systematische Fehlerbeiträge

Der systematische Fehler für die Bestimmung der Observablen Σ und Σ_π in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ setzt sich, wie im Falle der Bestimmung der Photonasymmetrie in der π^0 -Analyse (vgl. Abschnitt 8.2.1), aus Beiträgen durch die Ungenauigkeiten in der Photonenergie- und Linearpolarisationsbestimmung zusammen. Diese und zusätzliche Fehlerbeiträge durch die Untergrundkorrektur werden im Folgenden diskutiert.

Der Fehler für die Photonenergie wird dominiert durch die begrenzte Genauigkeit der Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage. Diese Ungenauigkeit wird in [FP09] auf 1,5 szintillierende Fasern bestimmt und beträgt somit für das hier betrachtete Energiebin ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$) ungefähr 13 MeV.

Der relative Fehler für die Linearpolarisation liegt bei 5 % (vgl. Abschnitt 6.3.1).

Eine weitere systematische Fehlerquelle entsteht durch die Untergrundkorrektur, da zum einen die in Abschnitt 9.2.1 eingeführten Wichtungsfaktoren a und b fehlerbehaftet sind und zum anderen der Beitrag des π^0 -Untergrundes zur bestimmten Observable vernachlässigt wurde.

Zur Bestimmung des Fehlerbeitrags der Faktoren a und b wurden diese binweise im Rahmen ihrer Fehler variiert. Die maximale Abweichung der mit dieser Variation extrahierten Observable von der mit den Sollwerten für a und b bestimmten Observable wurde dann als systematischer Fehlerbeitrag festgelegt.

Zur Bestimmung des durch die Vernachlässigung des π^0 -Untergrundes verursachten systematischen Fehlerbeitrags wird aus der Untergrundanpassung (vgl. Abschnitt 9.2.1) ein weiterer Wichtungsfaktor c für die beitragenden π^0 -Ereignisse bestimmt. Nun können die Observablen Σ und Σ_π unter Annahme einer maximalen π^0 -Untergrundasymmetrie von 1 bzw. -1 neu berechnet werden:

$$O_\omega = \frac{O_{\text{gemessen}} - bO_{\pi^0\pi^0} - cO_{\pi^0}}{a}, \text{ mit } O_{\pi^0} = \pm 1.$$

Die maximale Abweichung der so extrahierten von der unter Vernachlässigung des π^0 -Untergrundbeitrags extrahierten Observable in der ω -Photoproduktion wird als weiterer systematischer Fehlerbeitrag angenommen.

Die im Folgenden angegebenen systematischen Fehler für die Observablen Σ und Σ_π sind die linear aufaddierten Ungenauigkeiten der Polarisationsbestimmung und der Untergrundanalyse.

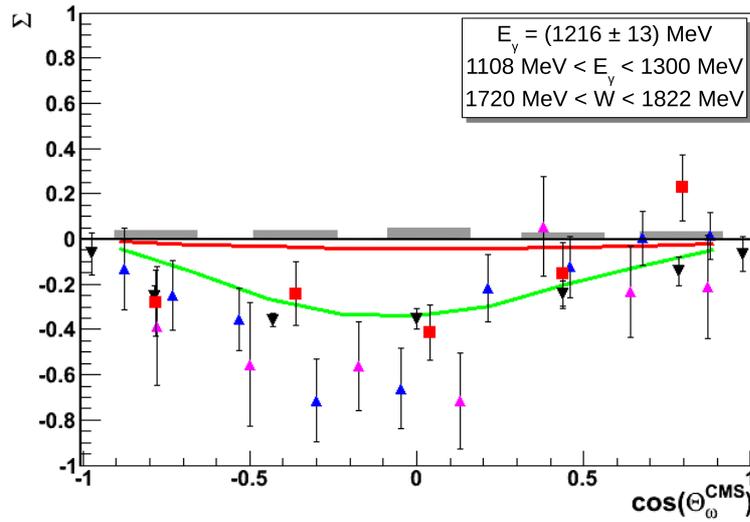
In den Abschnitten 9.2.4 und 9.2.5 werden zusätzliche Untersuchungen zum systematischen Fehler durch Variation von kinematischen Schnittgrößen angestellt. Dies ist aufgrund von Reaktionsbeiträgen an in Kohlenstoff- bzw. Sauerstoffkernen gebundenen Protonen hier nicht möglich (vgl. auch Abschnitt 8.2.1).

Ergebnisse

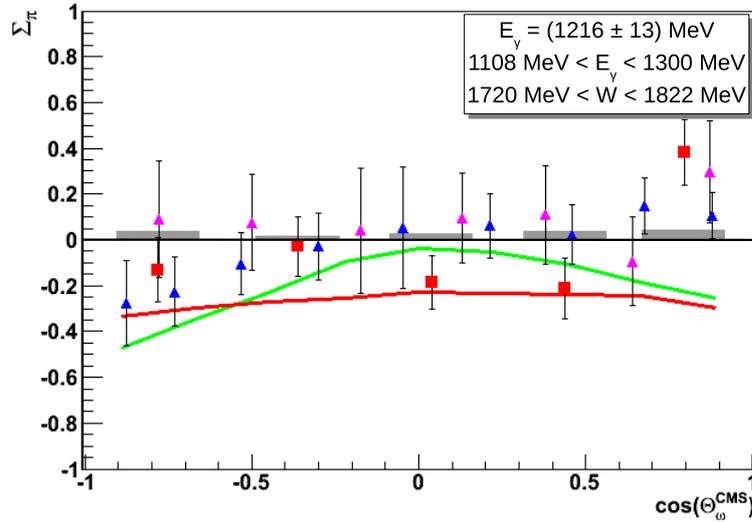
Aufgrund der geringen Statistik für die Messung der Observablen aus der Datennahme im August 2008 beschränken sich die gezeigten Ergebnisse auf ein Energie- (1108 bis 1300 MeV) und fünf polare Winkelbins. Die im Rahmen dieser Arbeit extrahierten Observablen Σ und Σ_π wurden mit einem Butanol-Target (vgl. Abschnitt 4.6) gemessen. Ebenso wie für die Bestimmung der Photonasymmetrie in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (Abschnitt 8.2.1) können auch in dem hier betrachteten Fall der Extraktion der Photon- sowie der Pionasymmetrie in der ω -Photoproduktion Reaktionen sowohl an den freien als auch an den gebundenen Protonen des Butanols stattfinden. In Abschnitt 8.2.1 wurde eine Annäherung der an Butanol gemessenen Polarisationsobservable Σ an die freie Kinematik für kleiner werdende kinematische Schnittgrößen gezeigt. Die hier beschriebene Analyse wurde bereits mit relativ engen, d.h. 2σ großen Schnitten für die in den Abschnitten 9.1.4 bis 9.1.6 vorgestellten kinematischen Variablen durchgeführt. Es werden also ähnliche Ergebnisse für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen und den Messungen am freien Proton erwartet.

Abbildung 9.14 zeigt die extrahierten Observablen Σ und Σ_π im Vergleich zu früheren Messungen am freien Proton [AJ⁺06] (nur Σ) und [KL⁺08] sowie zu Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [SANS09].

Im Rahmen der großen statistischen Fehler zeigen sich gute Übereinstimmungen mit den früheren Messungen. Die in Abbildung 9.14 eingetragenen Werte inklusive der statistischen und systematischen Fehler befinden sich in Anhang G.



(a) Photonasymmetrie



(b) Pionasymmetrie

Abbildung 9.14: Ergebnisse zu den Observablen Σ (Abbildung 9.14a) und Σ_π (Abbildung 9.14b) der ω -Photoproduktion am Butanoltarget (rote Quadrate) für ein Energiebin von 1108 MeV bis 1300 MeV (ereignisgewichteter Mittelwert: 1216 MeV) inklusive der systematischen Fehler (graue Balken). Der angegebene Fehler für die Photonenergie (± 13 MeV) entspricht der systematischen Unsicherheit ihrer Messung [FP09]. Zum Vergleich sind Messungen der GRAAL-Kollaboration [AJ⁺06] (schwarze Dreiecke) bei $E_\gamma = 1163$ MeV sowie der Crystal-Barrel/TAPS-Kollaboration [KL⁺08] bei $1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV}$ (magenta Dreiecke) und $1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$ (blaue Dreiecke) eingetragen, die beide an freien Protonen (Wasserstofftarget) durchgeführt wurden. Die durchgezogenen Linien entsprechen Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [SANS09] für die ω -Produktion im t-Kanal (rot) bzw. mit dominanten Beiträgen für die Produktion im s-Kanal (grün).

9.2.3 Verdünnungsfaktor

Die Extraktion der Observablen G , G_π und E erfordert, wie die Bestimmung der Observablen G in der Pionproduktion (Abschnitt 8.2.3), die Bestimmung eines effektiven Verdünnungsfaktors (oder Dilutionfaktors).

Die Methode zur Bestimmung dieses Faktors ist die gleiche wie für den Fall der Pionanalyse (vgl. Abschnitt 8.2.2). Es wird die Summe von sowohl mit einem Kohlenstofftarget als auch mit einem Wasserstofftarget gemessenen Koplanaritätsverteilungen (Abschnitt 9.1.4) binweise an die mit einem Butanol-Target gemessene Verteilung angepasst und die Anzahl der rekonstruierten Reaktionen innerhalb der in Abschnitt 9.1.4 vorgestellten Schnittbereiche an den jeweiligen Targets bestimmt. Der effektive Verdünnungsfaktor:

$$D_{eff} = \frac{N_H}{N_{ges}}$$

lässt sich dann mit der Anzahl der rekonstruierten Reaktionen an Wasserstoffkernen N_H und der Anzahl der insgesamt rekonstruierten Reaktionen N_{ges} berechnen.

Ein Beispiel für die beschriebene Anpassung ist in Abbildung 9.15a für ein Energie- und Winkelbin dargestellt. Abbildung 9.15b zeigt den auf diese Weise bestimmten effektiven Verdünnungsfaktor für ein Photonenergiebin von 1300 MeV bis 1400 MeV und acht Winkelbins.

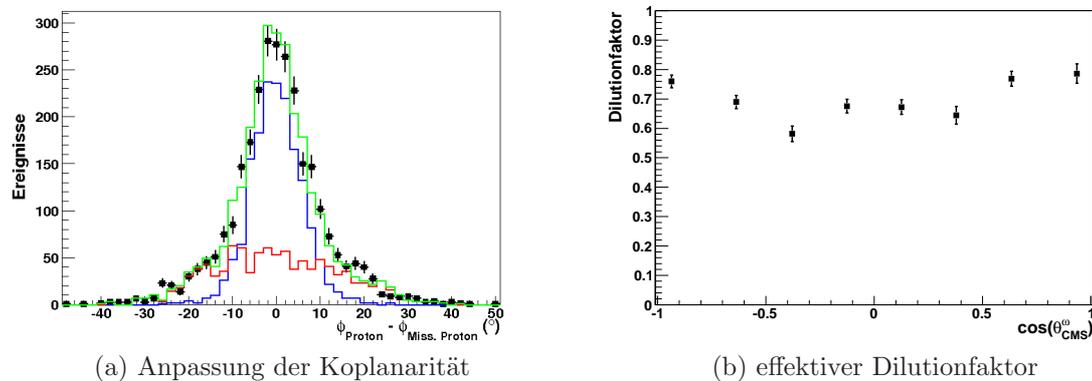


Abbildung 9.15: Beispiel für die Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors: Links dargestellt ist die Anpassung der Summe (grün) von Kohlenstoff- (rot) und Wasserstoff-Daten (blau) an die Butanol-Daten (schwarz) für ein Energiebin von 1300 MeV bis 1400 MeV und ein Polarwinkelbin von 90° bis 104° . Der so bestimmte effektive Verdünnungsfaktor ist rechts für das gleiche Energiebin und mehrere Winkelbins gezeigt (hier für 4 PED-Ereignisse). Die eingetragenen Fehler sind die Ungenauigkeiten der Anpassungen an die Spektren.

Zur Bestimmung des Untergrundbeitrags zu der zu analysierenden Observable muss der effektive Verdünnungsfaktor zusätzlich für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse (vgl. Abschnitt 9.2.1) bestimmt werden. In Abbildung 9.16 befindet sich ein Beispiel für die Anpassung der Summe der Koplanaritätsverteilungen von Kohlenstoff- und Wasserstoff-Daten an die Koplanaritätsverteilung der Butanol-Daten für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse.

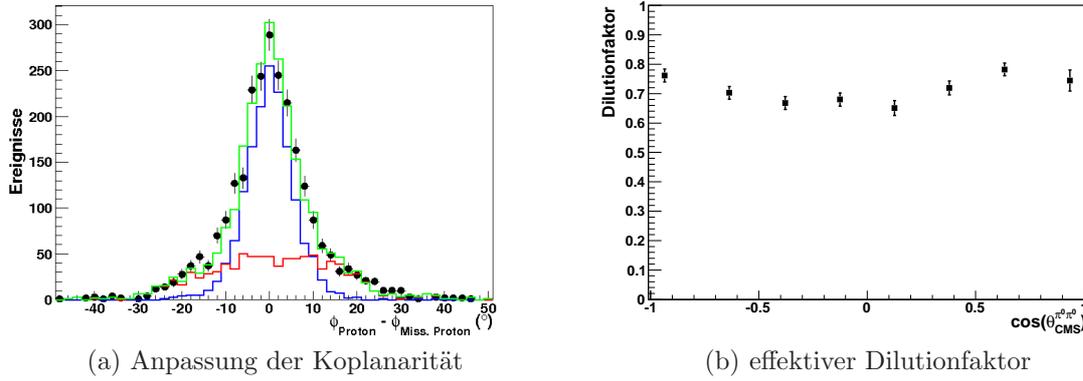


Abbildung 9.16: Beispiel für die Bestimmung des effektiven Dilutionfaktors für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse: Links dargestellt ist die Anpassung der Summe (grün) von Kohlenstoff- (rot) und Wasserstoff-Daten (blau) an die Butanol-Daten (schwarz) für ein Energiebin von 1300 MeV bis 1400 MeV und ein Polarwinkelbin von 90° bis 104° . Der so bestimmte effektive Verdünnungsfaktor ist rechts für das gleiche Energiebin und mehrere Winkelbins gezeigt (hier für 5 PED-Ereignisse). Die eingetragenen Fehler sind die Ungenauigkeiten der Anpassungen an die Spektren.

9.2.4 Polarisationsobservablen G und G_π

Zur Bestimmung der Observablen G und G_π (vgl. Abschnitt 2.3.4) wurden wie zur Bestimmung von Σ und Σ_π die Daten aus der Messperiode im August 2008 verwendet.

Methode

Die Extraktion der Polarisationsobservablen G in der ω -Photoproduktion erfolgt wie für die π^0 -Analyse (Kapitel 8) mit Hilfe der Kombination von mit unterschiedlichen Linearpolarisationsebenen und Targetpolarisationsrichtungen aufgenommenen, normierten Zählraten ($\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_z^T)$, $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = 45^\circ, P_{-z}^T)$, $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_z^T)$ und $\tilde{N}(\varphi, \varphi_{\gamma,l} = -45^\circ, P_{-z}^T)$) über die Gleichung:

$$\begin{aligned}
 V_G &:= \frac{(\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_z^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_{-z}^T)) - (\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_z^T))}{\tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_z^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, +45^\circ, P_{-z}^T) + \tilde{N}(\varphi, -45^\circ, P_z^T)} \\
 &= -P_{\gamma,l} P_z^T G \cos(2(\varphi)).
 \end{aligned} \tag{9.2}$$

Ein Beispiel für mit dieser Methode erhaltene Azimutwinkelverteilungen sowohl für die rekonstruierten ω -Mesonkandidaten als auch für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse befindet sich in Abbildung 9.17.

Zur Extraktion der Observablen G_π wird, wie für die Extraktion von Σ_π , anstelle der Azimutwinkelverteilung des ω -Mesonkandidaten die Azimutwinkelverteilung des rekonstruierten Zerfallspions betrachtet. Es wird also der Azimutwinkel φ der ω -Mesonkandidaten in Gleichung 9.2 durch den Azimutwinkel φ_π der Zerfallspionkandidaten ersetzt und so das Verhältnis V_{G_π} gebildet. Typische Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionkandidaten zur Extraktion der Observablen G_π sowohl für

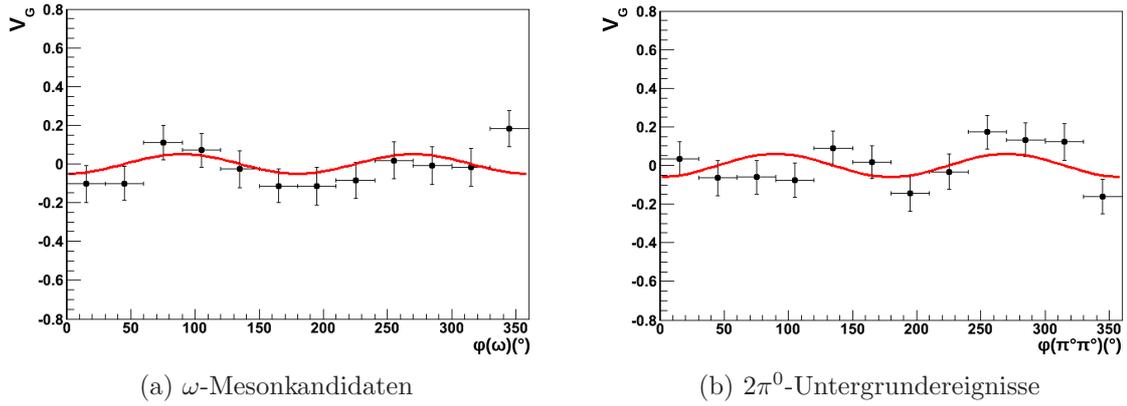


Abbildung 9.17: Typische Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G in der ω -Photoproduktion. Links: Azimutwinkelverteilung der ω -Mesonkandidaten ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $53^\circ < \theta_{CMS}^\omega < 78^\circ$), rechts: Azimutwinkelverteilung der rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $78^\circ < \theta_{CMS}^{\pi^0\pi^0} < 101^\circ$). Die angepassten $\cos 2\varphi$ -Verteilungen sind durch die roten Kurven dargestellt.

die rekonstruierten Zerfallspionkandidaten der ω -Analyse als auch für die Zerfallspionkandidaten der rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse befinden sich in Abbildung 9.18.

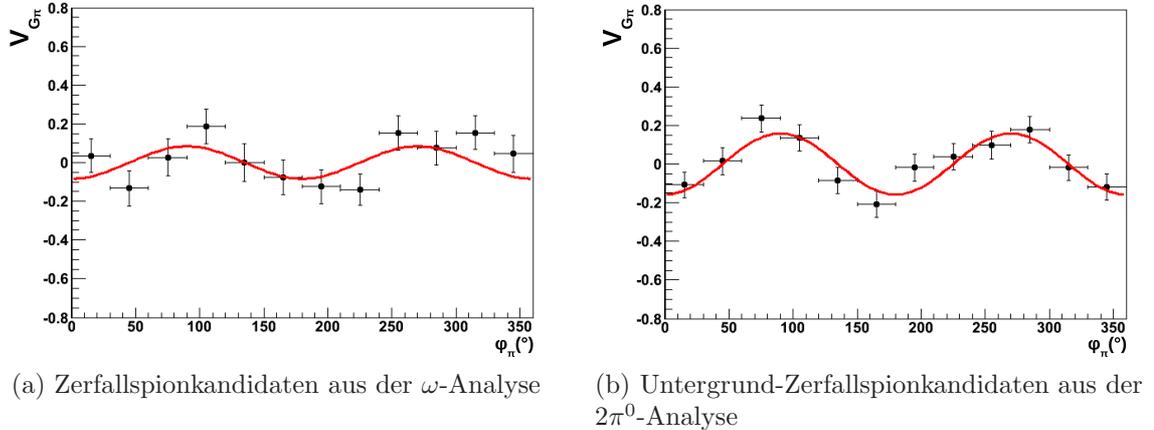


Abbildung 9.18: Typische Azimutwinkelverteilungen zur Extraktion der Observablen G_π in der ω -Photoproduktion. Links: Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionen für die ω -Analyse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $126^\circ < \theta_{CMS}^\omega < 180^\circ$), rechts: Azimutwinkelverteilungen der Zerfallspionen für die rekonstruierten $2\pi^0$ -Untergrundereignisse ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $126^\circ < \theta_{CMS}^{\pi^0\pi^0} < 180^\circ$). Die angepassten $\cos 2\varphi$ -Verteilungen sind durch die roten Kurven dargestellt.

Wie im Falle der Extraktion der Observablen Σ und Σ_π (Abschnitt 9.2.2) trägt der $2\pi^0$ -Untergrund signifikante Asymmetrien (vgl. Abbildung 9.17b und 9.18b), die wie in Abschnitt 9.2.1 beschrieben, korrigiert werden müssen.

Systematische Fehlerbeiträge

Der systematische Fehler für die Bestimmung der Observablen G und G_π in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ setzt sich aus den gleichen Beiträgen wie der systematische Fehler für die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable G in der π^0 -Analyse (vgl. Abschnitt 8.2.3) zusammen. Diese und zusätzliche Fehlerbeiträge durch die Untergrundkorrektur werden im Folgenden diskutiert.

Ein systematischer Fehlerbeitrag zu den Observablen G und G_π ergibt sich aus der Ungenauigkeit der Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage. Der Fehler ist energieabhängig und beträgt für das im Folgenden betrachtete Energiebin etwa 13 MeV (vgl. auch Abschnitt 9.2.2).

Zur Bestimmung des systematischen Fehlerbeitrags durch die Untergrundkorrektur wird die gleiche Methode wie für die Observablen Σ und Σ_π verwendet. Es ergeben sich also Fehlerbeiträge, die zum einen durch die Fehlerbehaftung der in Abschnitt 9.2.1 eingeführten Wichtungsfaktoren a und b und zum anderen durch die Vernachlässigung des π^0 -Untergrundes verursacht sind.

Die systematischen Fehlerbeiträge durch die Ungenauigkeiten der Polarisationsbestimmungen setzen sich analog zu den zur Extraktion der Observable G in der π^0 -Photoproduktion (vgl. Abschnitt 8.2.3) betrachteten Fehlerbeiträgen zusammen. Der relative Fehler des Linearpolarisationsgrades beträgt 5 % (vgl. Abschnitt 6.3.1). Der relative Fehler der Targetpolarisation wurde auf 2 % bestimmt [DUT11], wobei durch die Betrachtung der effektiven Targetpolarisation auch der Fehler des effektiven Verdünnungsfaktors berücksichtigt werden muss. Dieser Fehler wird aus den Ungenauigkeiten der in Abschnitt 9.2.3 beschriebenen Anpassungen von Kohlenstoff- und Wasserstoffverteilungen an die Butanolverteilung sowohl für die rekonstruierten Ereignisse als auch für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse bestimmt. Zur Ermittlung des systematischen Fehlers für die Polarisationsbestimmung werden die Fehler für die Linearpolarisation, die Targetpolarisation und den Dilutionfaktor linear aufaddiert, es wird also ein systematischer Fehlerbeitrag für den Gesamtpolarisationswert $P_{\gamma,l} D_{eff} P_z^T$ bestimmt.

Um den Einfluss der Analysebedingungen auf die gemessenen Observablen zu untersuchen, wurden die in den Abschnitten 9.1.4 (Koplanarität), 9.1.5 (Polarwinkel-differenz) und 9.1.6 (fehlende Masse) vorgestellten Schnittgrößen auf $2,2\sigma$ erhöht ($G_{(\pi)}(2,2\sigma)$) bzw. auf $1,8\sigma$ verkleinert ($G_{(\pi)}(1,8\sigma)$). Die Ergebnisse hierzu befinden sich in Anhang H. Die gleiche Methode wurde schon bei der Bestimmung des systematischen Fehlers für die Doppelpolarisationsobservable G in der π^0 -Photoproduktion angewandt (vgl. Abschnitt 8.2.3), jedoch wurden dort Schnittgrößen von 3σ bzw. 1σ verwendet. Diese großen Variationen waren hier nicht vorteilhaft, da sich zum einen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für die 3σ -Schnitte besonders für Energien nahe der Produktionsschwelle zu sehr verschlechtert und zum anderen die Statistik für die 1σ -Schnitte zu sehr begrenzt wird. Des Weiteren kann es durch die Untergrundbestimmung vorkommen, dass der Wert für die mit 2σ großen Schnitten bestimmte Observable in einzelnen kinematischen Bereichen nicht zwischen den Werten der mit $1,8\sigma$ und mit $2,2\sigma$ großen Schnitten bestimmten Observable liegt. Um nun den systematischen Fehlerbeitrag durch die Analysebedingungen zu be-

stimmen, wurde wie für die π^0 -Analyse (Abschnitt 8.2.3) ein „additiver“ und ein „multiplikativer“ Fehler für die Observable untersucht.

Der additive Beitrag wurde durch die Bildung der Differenzen: $G_{(\pi)}(2\sigma) - G_{(\pi)}(1, 8\sigma)$ und $G_{(\pi)}(2\sigma) - G_{(\pi)}(2, 2\sigma)$ bestimmt. Aus den erhaltenen Differenzen wird jeweils der fehlergewichtete Mittelwert berechnet. Für den additiven Einfluss der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler ergab sich nach Mittelung der Ergebnisse ein Beitrag von ungefähr 0,01 sowohl für G als auch für G_π .

Zur Untersuchung des multiplikativen Beitrags der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler wurden für jedes Bin die Differenzen $|G_{(\pi)}(2\sigma)| - |G_{(\pi)}(1, 8\sigma)|$ und $|G_{(\pi)}(2\sigma)| - |G_{(\pi)}(2, 2\sigma)|$ gebildet. Dieses Verfahren wurde für alle Punkte angewandt, bei denen sich die Vorzeichen von $G_{(\pi)}(2\sigma)$ und $G_{(\pi)}(1, 8\sigma)$ bzw. $G_{(\pi)}(2, 2\sigma)$ nicht unterscheiden. Für den Fall, dass $G_{(\pi)}(2\sigma)$ und $G_{(\pi)}(1, 8\sigma)$ bzw. $G_{(\pi)}(2, 2\sigma)$ unterschiedliche Vorzeichen besitzen, wurde die Differenz $G_{(\pi)}(2\sigma) - G_{(\pi)}(1, 8\sigma)$ bzw. $G_{(\pi)}(2\sigma) - G_{(\pi)}(2, 2\sigma)$ berechnet. Aus den so erhaltenen Differenzen wird jeweils der fehlergewichtete Mittelwert berechnet und eine Mittelung der beiden Ergebnisse durchgeführt. Hierbei ergab sich als Ergebnis für den multiplikativen Beitrag der Analysebedingungen auf den systematischen Fehler ein Wert von 0,03 für G und 0,02 für G_π .

Der im Folgenden betrachtete Gesamtfehleranteil durch den Einfluss der gewählten Schnittgrößen ist, wie auch in Abschnitt 8.2.3 beschrieben, der jeweils größere, also der multiplikative Fehler von 0,03 für G und 0,02 für G_π .

Die Bestimmung des vollständigen systematischen Fehlers für die Observablen G und G_π erfolgt über lineare Addition der Fehlerbeiträge durch Untergrundkorrektur, effektive Polarisationsbestimmung und Analysebedingungen.

Ergebnisse

Die in Abbildung 9.19 gezeigten Ergebnisse beschränken sich aufgrund der geringen Statistik wie die Ergebnisse für Σ und Σ_π (Abschnitt 9.2.2) auf ein Energie- und fünf polare Winkelbins. Die gezeigten Ergebnisse werden mit Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse für die ω -Produktion im t-Kanal bzw. mit dominanten Beiträgen für die Produktion im s-Kanal verglichen [SANS09].

Die in Abbildung 9.19 eingetragenen Werte inklusive der statistischen und systematischen Fehler befinden sich in Anhang I.

9.2.5 Doppelpolarisationsobservable E

Die Bestimmung der Strahl-Target-Helizitätsasymmetrie E (vgl. Abschnitt 2.3.5) erfolgt mit Daten aus den Messperioden im November 2007, September 2009 und November 2009. Während dieser Datennahmen wurden zirkular polarisierte Photonen sowie ein longitudinal polarisiertes Butanol-Target verwendet.

Methode

Ähnlich wie für die Datennahme zur Extraktion der Observablen Σ , Σ_π , G und G_π , wurde auch in den Messperioden zur Bestimmung der Observablen E die Po-

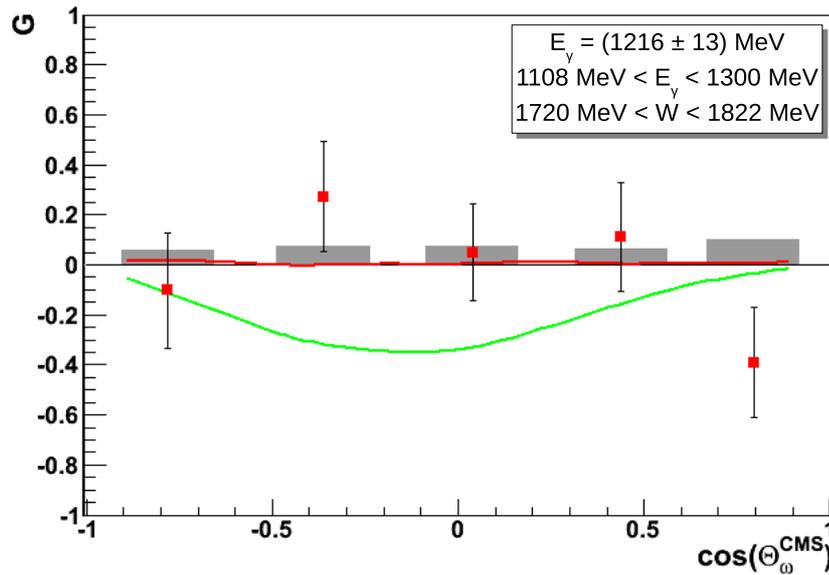
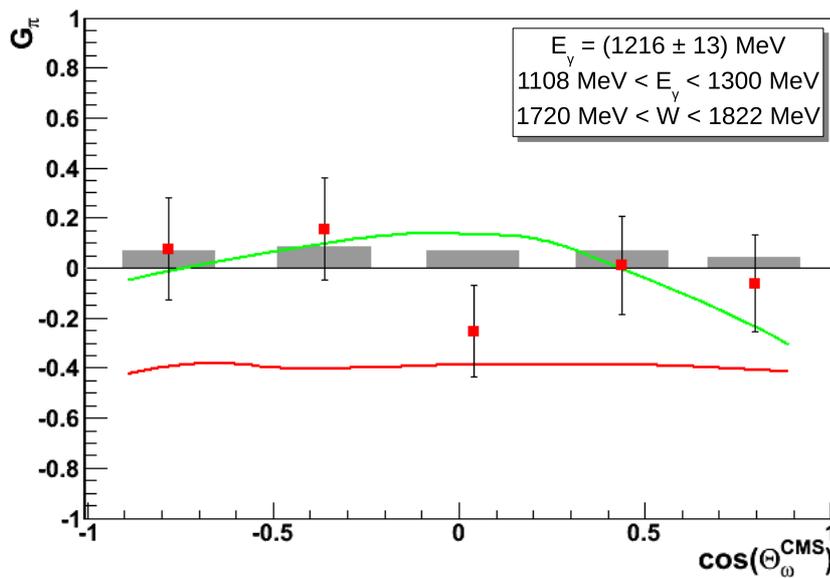
(a) Polarisationsobservable G (b) Polarisationsobservable G_π

Abbildung 9.19: Ergebnisse zu den Observablen G (Abbildung 9.19a) und G_π (Abbildung 9.19b) der ω -Photoproduktion (rote Quadrate) für ein Energiebin von 1108 bis 1300 MeV (ereignisgewichteter Mittelwert: 1216 MeV) inklusive der systematischen Fehler (graue Balken). Der angegebene Fehler für die Photonenergie (± 13 MeV) entspricht der systematischen Unsicherheit ihrer Messung [FP09]. Die durchgezogenen Linien entsprechen Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [SANS09] für die ω -Produktion im t-Kanal (rot) bzw. mit dominanten Beiträgen für die Produktion im s-Kanal (grün).

larisationsrichtung des longitudinal polarisierten Targets regelmäßig, das heißt in Abständen von wenigen Tagen um 180° gedreht. Zusätzlich fand ein Wechsel der Helizität der zirkular polarisierten Photonen nach jedem Extraktionszyklus von ELSA zum Experiment statt. Aus den, mit Hilfe der in Abschnitt 9.1 vorgestellten Schnitten, rekonstruierten Endzuständen kann nun die Anzahl an Reaktionen mit parallelen ($N^{\uparrow\uparrow}$) und antiparallelen ($N^{\uparrow\downarrow}$) Spinstellungen von Photon und Targetproton ermittelt werden. Diese Zählraten werden mit Hilfe der Zählraten der Szintillatorstreifen der Photonmarkierungsanlage flussnormiert. Zur Extraktion der Doppelpolarisationsobservablen E wird aus den normierten Endzustands-Zählraten $\tilde{N}^{\uparrow\uparrow}$ und $\tilde{N}^{\uparrow\downarrow}$ für jedes betrachtete Energie- und Winkelbin folgende Asymmetrie gebildet:

$$\frac{\tilde{N}^{\uparrow\downarrow} - \tilde{N}^{\uparrow\uparrow}}{\tilde{N}^{\uparrow\uparrow} + \tilde{N}^{\uparrow\downarrow}} = P_z^T P_{\gamma,\odot} E,$$

wobei P_z^T den Grad der Targetpolarisation und $P_{\gamma,\odot}$ den Grad der Photonstrahl-Zirkularpolarisation angibt.

Auch hier kann es vorkommen, dass die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse Asymmetrien aufweisen. Aus diesem Grund wurde die Observable E auch für den Untergrundkanal bestimmt. In Abbildung 9.20 sind fehlende-Masse-Verteilungen für parallele und antiparallele Stellungen von Photon- und Targetspin sowohl für die ω -Mesonkandidaten als auch für die Untergrundereignisse dargestellt.

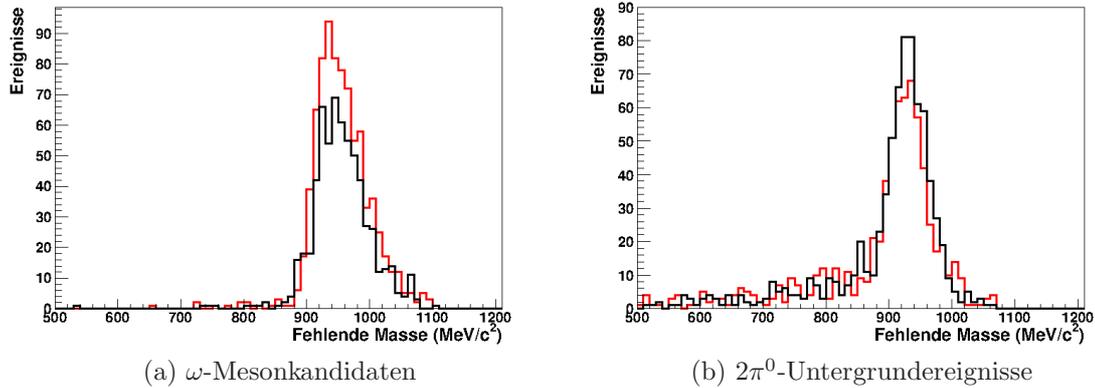


Abbildung 9.20: Zählratenunterschiede zur Extraktion der Observablen E : Dargestellt ist die Verteilung der fehlenden Masse sowohl für parallele (rot) als auch für antiparallele (schwarz) Stellungen von Photon- und Targetspin. Das linke Bild zeigt die Verteilungen für die rekonstruierten ω -Mesonkandidaten ($1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $41^\circ < \theta_{CMS}^\omega < 60^\circ$), das rechte für die $2\pi^0$ -Untergrundereignisse ($1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$, $139^\circ < \theta_{CMS}^{\pi^0\pi^0} < 180^\circ$).

Systematische Fehlerbeiträge

Der systematische Fehler für die Doppelpolarisationsobservable E setzt sich wie die systematischen Fehler für die Observablen G und G_π (vgl. Abschnitt 9.2.4) aus mehreren Anteilen zusammen, die im Folgenden erläutert werden.

Der Fehler für die Photonenergie ist durch die Unsicherheiten für die Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage gegeben (vgl. Abschnitt 7.1.2) und wird in [FP09] auf 1,5 szintillierende Fasern bestimmt. Durch Umrechnung in Energiewerte entsteht eine Energieabhängigkeit dieses Fehlers. Für die höchsten betrachteten Energiebins ($E_\gamma > 1900$ MeV) wird die Photonenergie mit Hilfe der Szintillatorstreifen der Photonmarkierungsanlage gemessen. Hier wurde der systematische Fehler aus der in [FP09] angegebenen relativen Energieauflösung berechnet. Nach Fertigstellung der in [FP09] beschriebenen Energiekalibration stellte sich heraus, dass die mit Hilfe des Polynoms zur Kalibration der Photonmarkierungsanlage berechneten Photonenergien für die zur Bestimmung der Observable E verwendeten Daten Unsicherheiten aufweisen, die nicht im Rahmen der in [FP09] angegebenen Grenzen liegen [SCH12]. Hier zeigen sich relative Abweichungen in der Photonenergie, die für Energien im Bereich der ω -Produktionsschwelle (1108 MeV) bei etwa 1 % liegen und für höhere Photonenergien kleiner werden³. Die im Folgenden angegebenen systematischen Fehler für die Photonenergie werden also über Addition der in [FP09] angegebenen Unsicherheiten für die Energiekalibration der Photonmarkierungsanlage mit den in [SCH12] ermittelten Fehlern für die Photonenergie bestimmt.

Der systematische Fehlerbeitrag durch die Ungenauigkeiten der Polarisationsbestimmungen errechnet sich analog zu Abschnitt 9.2.4 mit der Ausnahme, dass zur Bestimmung von E zirkular anstatt linear polarisierte Photonen verwendet werden. Der relative Fehler für die Messung der longitudinalen Elektronstrahlpolarisation mit Hilfe des Møllerpolarimeters (vgl. Abschnitt 4.8) wurde in [KAM09] auf 1 % bestimmt. Daraus folgt, dass der relative Fehler der Photonstrahl-Zirkularpolarisation ebenfalls 1 % beträgt.

Um den Einfluss der Analysebedingungen auf die gemessene Observable zu untersuchen, wurde die gleiche Methode wie für die Observablen G und G_π verwendet. Die Ergebnisse für die mit unterschiedlichen Schnittbreiten durchgeführten Analysen befinden sich in Anhang J. Es ergab sich ein additiver Fehlerbeitrag von 0,01 und ein multiplikativer Beitrag von 0,02. Der im Folgenden betrachtete Gesamtfehleranteil durch den Einfluss der gewählten Schnittgrößen ist, wie in den Abschnitten 8.2.3 und 9.2.4, der größere der beiden, also der multiplikative Fehler.

Die Bestimmung des vollständigen systematischen Fehlers für die Observable E erfolgt über lineare Addition der Fehlerbeiträge durch Untergrundkorrektur, effektiver Polarisationsbestimmung und Variation der Schnittbreiten.

³ Die erwähnten Abweichungen liegen bei Energien von 1200 MeV bis 1400 MeV bei ca. 0,75 % und bei höheren Energien bei ca. 0,5 %

Ergebnisse

Abbildung 9.21 zeigt die Ergebnisse für die Strahl-Target-Helizitätsasymmetrie E . Die gezeigten Ergebnisse werden in den ersten vier Energiebins mit Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse für die ω -Produktion im t-Kanal bzw. mit dominanten Beiträgen für die Produktion im s-Kanal verglichen, da nur in diesem Energiebereich Rechnungen vorliegen [SANS09].

Die in Abbildung 9.21 eingetragenen Werte inklusive der statistischen und systematischen Fehler befinden sich in Anhang K. Eine physikalische Interpretation der Ergebnisse folgt in Abschnitt 9.3.

9.3 Diskussion der Ergebnisse

Das Ziel der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ war die Untersuchung des ω -Produktionsmechanismus. Die Messungen in dieser Reaktion sind (noch) „unvollständig“ im Sinne des in Abschnitt 2.3 erwähnten „vollständigen Experiments“, jedoch ist es im Rahmen dieser Arbeit gelungen mehrere Polarisationsobservablen zu bestimmen, die empfindlich auf den ω -Produktionsmechanismus sind. Hierbei gelang sowohl die Messung der Observablen Σ und Σ_π als auch erstmalig die Bestimmung der Polarisationsobservablen G , G_π und E . Die Sensitivität der Observablen auf unterschiedliche Aspekte des ω -Produktionsmechanismus ist in den Abschnitten 2.3.3 bis 2.3.5 erläutert. Beispielsweise sind die Observablen Σ und G empfindlich auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung von Meson und Nukleon, während die Observable E als „Spinfilter“ im s-Kanal wirkt.

Die Ergebnisse für die Observablen Σ und Σ_π (vgl. Abbildung 9.14) können, ähnlich wie die Ergebnisse zur Photonasymmetrie in der π^0 -Analyse, zur Überprüfung sowohl der Datenanalyse als auch der Bestimmung der Linearpolarisation (Abschnitt 6.3) verwendet werden. Der Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit aus Messungen mit einem Butanol-Target erhaltenen Ergebnisse mit früheren Messungen an freien Protonen [AJ⁺06, KL⁺08] zeigt im Rahmen der Fehler gute Übereinstimmungen. Aufgrund der großen statistischen Fehler für die Messergebnisse zur Pionasymmetrie (Abbildung 9.14b) ist eine eindeutige Interpretation hinsichtlich des ω -Produktionsmechanismus (vgl. Abschnitt 2.3.3) nicht möglich. Rekonstruierte Asymmetrien nahe Null geben jedoch Hinweise darauf, dass das ω -Meson nicht über reinen Pomeron- oder über reinen π^0 -Austausch produziert wird. Laut [SANS09] wird für reinen Pomeron-Austausch ein Wert $\Sigma_\pi \approx 0,5$ und für reinen π^0 -Austausch ein Wert $\Sigma_\pi \approx -0,5$ erwartet (vgl. auch Abschnitt 2.3.3). Die Photonasymmetrie hingegen weist eine höhere Empfindlichkeit auf den ω -Produktionsmechanismus auf. In diesem Fall spricht die Rekonstruktion von Asymmetrien bis zu einem Wert von $-0,4$ (vgl. auch Anhang G) für einen Beitrag der ω -Produktion über den Zerfall von Resonanzen, wohingegen für die ω -Produktion im t-Kanal Werte nahe Null vorhergesagt werden [SANS09].

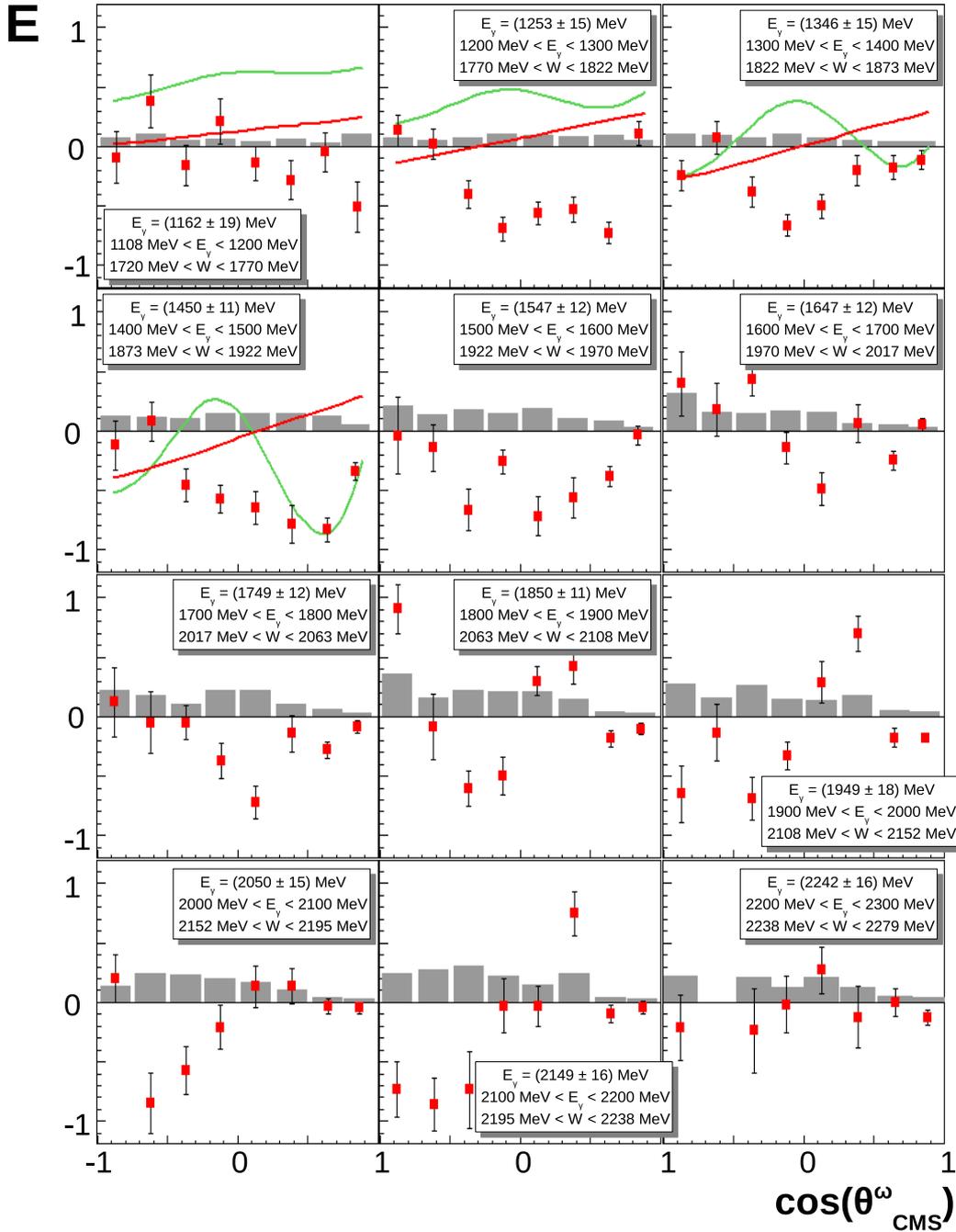


Abbildung 9.21: Ergebnisse für die Doppelpolarisationsobservable E der ω -Photoproduktion (rote Quadrate) inklusive der systematischen Fehler (graue Balken). Die angegebenen Fehler für die Photonenergie entsprechen der systematischen Unsicherheit ihrer Messung [FP09]. Die durchgezogenen Linien entsprechen Vorhersagen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse [SANS09] für die ω -Produktion im t-Kanal (rot) bzw. mit dominanten Beiträgen für die Produktion im s-Kanal (grün).

Die Ergebnisse für die Observablen G und G_π (vgl. Abbildung 9.19) ergeben auf den ersten Blick kein konsistentes Bild hinsichtlich der s-Kanal-Beiträge zur ω -Produktion. Die rekonstruierten Werte nahe Null für die Doppelpolarisationsobservable G könnten für dominante t-Kanal-Beiträge sprechen, jedoch sagt eine zweite in [SANS09] gegebene Vorhersage für dominante s-Kanal-Beiträge ebenfalls Werte nahe Null für diese Observable voraus⁴. Für die Observable G_π werden ebenfalls Werte nahe Null rekonstruiert. Dies könnte für s-Kanal-Beiträge zur ω -Produktion, jedoch auch für reinen Pomeron- oder reinen π^0 -Austausch sprechen (vgl. auch Abschnitt 2.3.4 oder [SANS09]). Die analysierte Datenbasis zur Messung der Observablen G und G_π ist ähnlich wie die zur Messung der Observablen Σ_π nicht groß genug, um mit Hilfe der in dieser Arbeit analysierten Daten nähere Aussagen über den ω -Produktionsmechanismus treffen zu können.

Die Strahl-Target-Helizitätsasymmetrie E weist eine besonders hohe Empfindlichkeit auf s-Kanal Resonanzbeiträge zur ω -Produktion auf. Grund hierfür ist, dass die Observable als „Spinfilter“ im s-Kanal wirkt (vgl. auch Abschnitt 2.3.5). Zur Messung der Doppelpolarisationsobservablen E wurden deutlich mehr Daten genommen als für die Messungen zu den Observablen Σ , Σ_π , G und G_π , was es erlaubt, die Daten auf mehr Energie- und Winkelbins aufzuteilen. Die Ergebnisse (Abbildung 9.21) für das erste Energiebin ($1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV}$) sind im Rahmen ihrer Fehler verträglich mit Vorhersagen für eine diffraktive Produktion des ω -Mesons, da hier relativ kleine Werte für E rekonstruiert werden. Bei höheren Energien werden insbesondere für Werte von $\cos\theta_{CMS}^\omega$ nahe eins, also für kleine Polarwinkel des ω -Mesons Ergebnisse nahe Null für die Strahl-Target-Helizitätsasymmetrie rekonstruiert (vgl. auch Abbildung 9.22). Auch dies spricht anschaulich für eine diffraktive Erzeugung des ω -Mesons, da das Photon nicht an das Targetproton koppelt (vgl. auch Abschnitt 2.3). Für Photonenergien größer als 1200 MeV zeigen sich jedoch deutliche Winkelmodulationen in $\cos\theta_{CMS}^\omega$, die nicht linear sind. Das sind eindeutige Anzeichen für eine Produktion des ω -Mesons im s-Kanal, obwohl die beitragenden Resonanzen quantitativ unverstanden sind. Abbildung 9.22 zeigt die Ergebnisse für die Doppelpolarisationsobservable E als Funktion der Energie für die acht Polarwinkelbins aus Abbildung 9.21. Auch hier sind deutliche Modulationen zu erkennen, die sich nicht durch eine reine Produktion des ω -Mesons im t-Kanal erklären lassen.

⁴ Diese zweite Vorhersage ist nicht in Abbildung 9.19 gezeigt.

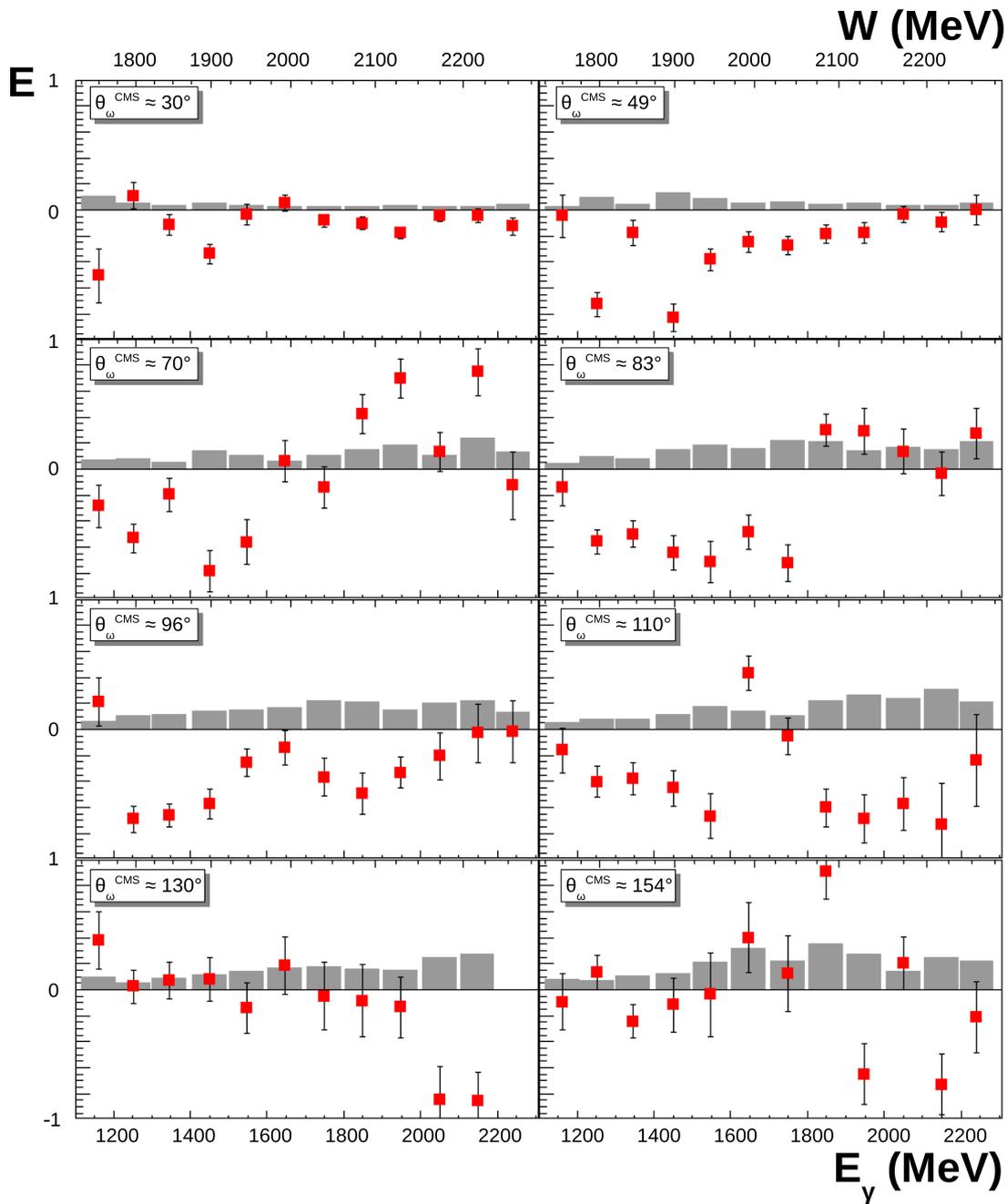


Abbildung 9.22: Ergebnisse für die Doppelpolarisationsobservable E als Funktion der Energie für die acht $\cos\theta_{CMS}^\omega$ -Bins aus Abbildung 9.21 (rote Quadrate). Die systematischen Fehler sind durch die grauen Balken dargestellt.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit und des CBELSA/TAPS-Experiments ist es, die Struktur des Nukleons besser zu verstehen. Ähnlich wie in der Atomphysik, wo spektroskopische Messungen einen großen Beitrag zum Verständnis des Atom-Aufbaus geliefert haben, versucht man diese erfolgreichen Methoden ebenfalls zur Analyse der Nukleonstruktur zu verwenden. Dies stellt diverse Anforderungen an die zu diesem Zweck durchgeführten Meson-Photoproduktionsexperimente. Zur Erzeugung hochenergetischer Photonen wird ein Beschleuniger benötigt. Die Beschleunigeranlage ELSA ist aufgrund des von ihr gelieferten Elektronenstrahls und der Möglichkeit, sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Elektronen bei Energien zu erzeugen, die zur Anregung von Nukleonresonanzen benötigt werden, ideal geeignet. Ein Grundproblem der Nukleonspektroskopie ist die Trennung von energetisch breiten Resonanzen, die sich gegenseitig überlappen. Zu diesem Zweck ist es notwendig, Polarisationsobservablen zu messen. Das CBELSA/TAPS-Experiment verwendet hierfür wahlweise linear oder zirkular polarisierte Photonen sowie ein longitudinal oder transversal polarisiertes Target.

Die Erzeugung und Charakterisierung linear polarisierter Photonenstrahlen durch kohärente Bremsstrahlung war ein Teil dieser Arbeit. Diese Photonenstrahlen konnten durch die präzise Ausrichtung eines Diamantkristalls relativ zum Elektronenstrahl mit Hilfe eines Goniometers für das Experiment bereitgestellt werden. Es wurden Kristalleinstellungen gewählt, die zu um 90° gegeneinander verdrehten Polarisations Ebenen führen, um in späteren Analysen die Möglichkeit zu haben, detektorbedingte Asymmetrien zu eliminieren. Durch eine Analyse der gemessenen kohärenten Spektren und deren Anpassung durch die ANB-Parametrisierung konnte der Polarisationsgrad des linear polarisierten Photonstrahls über einen großen Photonenergiebereich mit einem maximalen relativen Fehler von 5 % bestimmt werden.

Die Optimierung des CBELSA/TAPS-Experiments auf die Detektion von Photonen ermöglicht die Messung diverser neutraler Mesonen als Zerfallsprodukte von Nukleonresonanzen. Beispiele hierfür sind die in dieser Arbeit analysierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ und $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p\gamma\gamma\gamma$. Ziel der Analysen war es für diese Reaktionen Strahl-Target-Doppelpolarisationsobservablen zu bestimmen.

Zur Kontrolle der Linearpolarisationsbestimmung und der Datenanalyse wurde für

die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ auch die Einfachpolarisationsobservable Σ bestimmt. Für diese Reaktion konnte der Endzustand unter Anwendung diverser (kinematischer) Schnitte fast untergrundfrei rekonstruiert und die Photonasymmetrie über die Messung von azimuthalen Winkelmodulationen extrahiert werden. Die Messungen dieser Arbeit wurden an einem Butanol-Target durchgeführt, in dem sich neben freien, auch in Atomkernen gebundene Protonen befinden. Ein Vergleich mit den am freien Proton gemessenen Ergebnissen der GRAAL-Kollaboration für die Photonasymmetrie zeigte jedoch gute Übereinstimmungen. Durch die in dieser Arbeit durchgeführte Einschränkung der kinematischen Schnittbreiten konnte aufgrund eines geringeren Einflusses der gebundenen Protonen auf die Observable eine weitere Annäherung an die Situation der Messung mit freien Protonen beobachtet werden. Diese Tatsache deutet auf eine gute Qualität der Datenanalyse sowie der Bestimmung der Linearpolarisation hin. Die Verwendung eines longitudinal polarisierten Targets erlaubte es weiterhin erstmalig die Doppelpolarisationsobservable G für Photonenergien von 800 MeV bis 1300 MeV zu messen. Zur Extraktion dieser Observablen war die Bestimmung eines Verdünnungsfaktors notwendig, der mit Hilfe der azimuthalen Winkeldifferenzen der rekonstruierten Mesonen und Protonen für jedes Bin ermittelt werden konnte. Die erstmalige Messung von G für Photonenergien von 800 MeV bis 1300 MeV liefert wichtige Informationen für Partialwellenanalysen und die damit verbundene Extraktion von Resonanzbeiträgen. Dies ist in Hinblick auf ein „vollständiges Experiment“ von großer Bedeutung. Insbesondere tragen die Ergebnisse dazu bei, die Eigenschaften bekannter, im π^0 -Kanal beitragender Resonanzen besser zu verstehen.

Für die Suche nach vorhergesagten, aber experimentell noch nicht gefundenen Resonanzen eignen sich nichtpionische Kanäle besonders gut. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine zweite Analyse, die Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ durchgeführt. Ziel dieser Analyse war es, diesen Kanal auf die Empfindlichkeit auf Resonanzbeiträge zu überprüfen. Auch hier wurden (kinematische) Schnitte zur Rekonstruktion des gewünschten Endzustands angewandt. Eine untergrundfreie Rekonstruktion war jedoch nicht möglich. Deshalb wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation eine Untergrundanalyse durchgeführt, bei der sich herausstellte, dass die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ den Untergrundbeitrag dominieren. Zur Untergrundkorrektur musste mit den genommenen Daten eine $2\pi^0$ -Untergrundanalyse durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit gelang sowohl die Bestimmung der Polarisationsobservablen Σ und Σ_π als auch erstmalig die Bestimmung der Strahl-Target-Doppelpolarisationsobservablen G , G_π und E . Obwohl für die ω -Produktion ein „vollständiges Experiment“ aufgrund der Vielzahl an zu messenden Observablen noch nicht in Sicht ist, bietet schon die Messung von weniger Observablen entscheidende Informationen über den Einfluss von Resonanzen zur Produktion des ω -Mesons. Insbesondere die Ergebnisse für die im Vergleich mit den anderen Observablen mit hoher Statistik gemessenen Observable E zeigen starke Hinweise auf Resonanzbeiträge in der ω -Photoproduktion.

Zur Realisierung eines „vollständigen Experiments“ werden zur Zeit und auch in Zukunft weitere Messungen von Polarisationsobservablen durchgeführt. Beispielsweise

wurden im Juli 2010 und im November 2010 mit dem CBELSA/TAPS-Experiment Daten mit einem transversal polarisierten Butanol-Target aufgenommen. Trotz dieser und weiterer Datennahmen zur Messung neuer Observablen und zur Erhöhung der Statistik für bereits gemessene Observablen im π^0 -Kanal wird die Bestimmung von „fehlenden Resonanzen“ in diesem Kanal schwierig sein. Aus diesem Grund werden Messungen von nichtpionischen Kanälen notwendig sein. Die unter anderem in dieser Arbeit gezeigten starken Hinweise auf den Beitrag von s-Kanal-Resonanzen zur ω -Photoproduktion bestätigen die Eignung dieses Kanals zur Suche nach „fehlenden Resonanzzuständen“. Hier können die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen und die Messungen von weiteren Observablen dazu beitragen, die Resonanzbeiträge zum ω -Kanal im Einzelnen zu identifizieren. Insbesondere für die mit linear polarisierten Photonen gemessenen Observablen ist jedoch eine Erweiterung der Statistik notwendig. Hier bietet es sich an den gemischt-geladenen Zerfall des ω -Mesons ($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) mit einem Verzweigungsverhältnis von 89,1 % zu untersuchen. Dies ist aufgrund der Optimierung auf die Detektion von Photonen mit dem CBELSA/TAPS-Experiment nicht möglich. Andere Experimente, wie beispielsweise das BGO-OD¹-Experiment, das zur Zeit an ELSA aufgebaut wird, können jedoch zu diesen Untersuchungen beitragen. Ein weiterer Vorteil bei der Analyse des gemischt-geladenen ω -Zerfalls ist, dass in diesem Fall die vollen Zerfallswinkelverteilungen im Ruhesystem des Vektormesons messbar sind. Zum weiteren Verständnis des ω -Produktionsmechanismus kann auch die Analyse von weiteren Vektormeson-Kanälen beitragen. Hierbei bietet sich aufgrund der ω - ϕ -Mischung insbesondere die Analyse des ϕ -Kanals an. Ein weiterer Grund für Messungen in diesem Kanal ist, dass er sich hervorragend eignet Informationen über den Pomeron-Austausch zu erhalten, da der Meson-Austausch im t-Kanal hier stark unterdrückt ist. Zum Studium des Meson-Austauschs in der t-Kanal-Vektormesonproduktion hingegen ist beispielsweise die Photoproduktion von K^* -Mesonen gut geeignet, da in diesem Fall der Pomeron-Austausch keine Beiträge liefert.

¹ Abkürzung für: Bismut-Germanat (BGO: Detektormaterials des zentralen Kalorimeters) – open dipole (englisch für offener Dipol)

Anhang A

Graphen zur Polarisationbestimmung

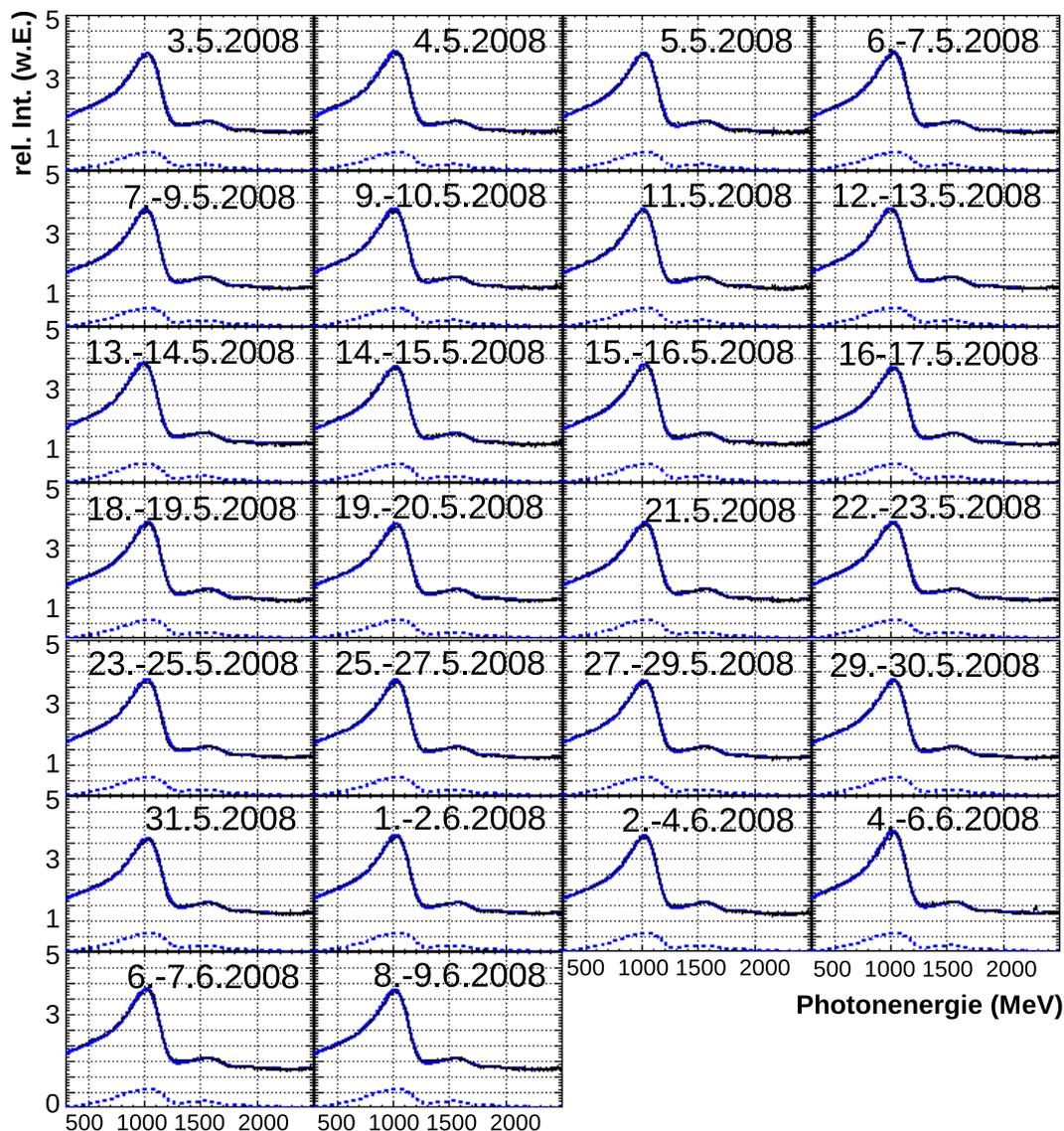


Abbildung A.1: Kohärente Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

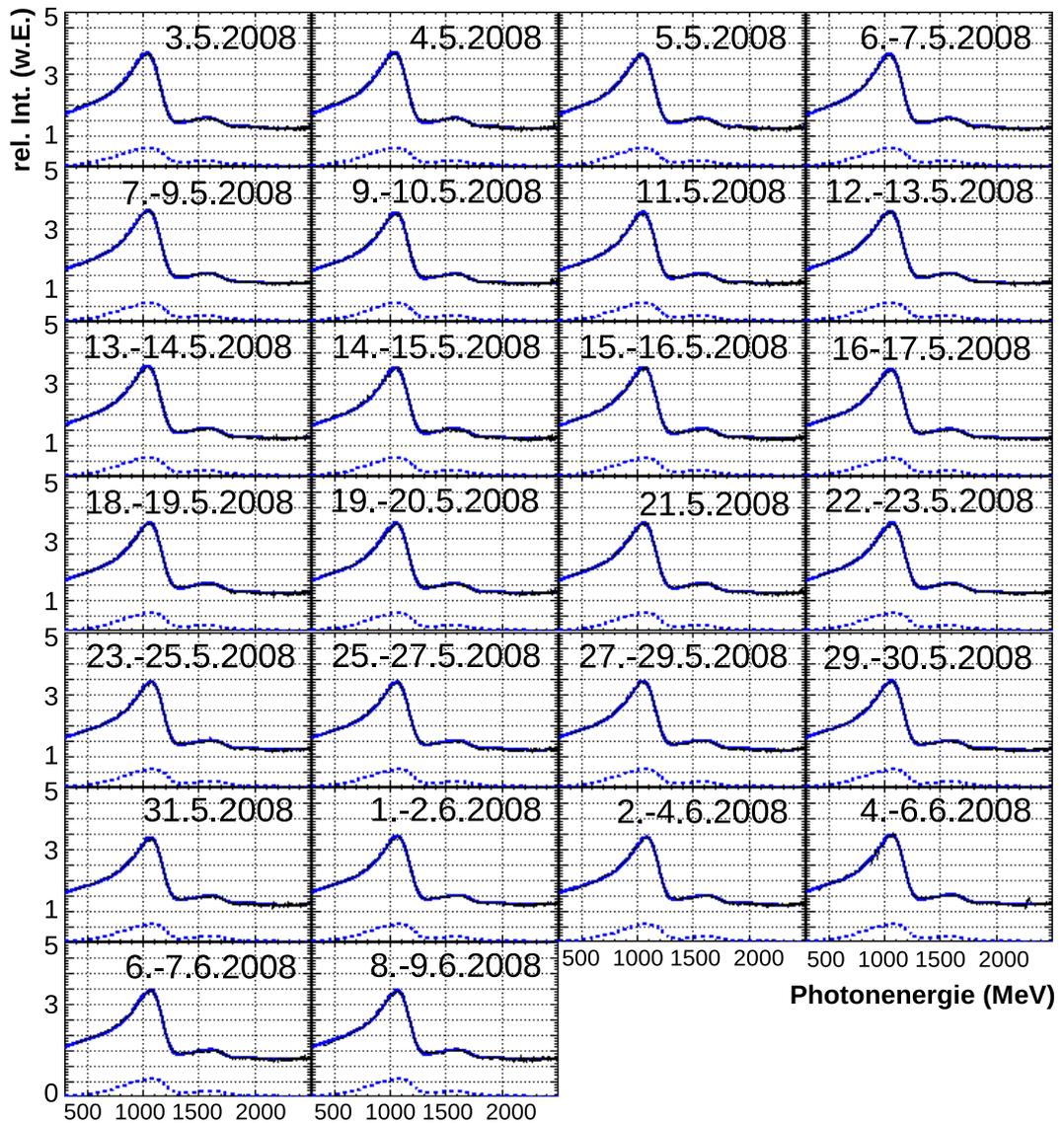


Abbildung A.2: Kohärente Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisations Ebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

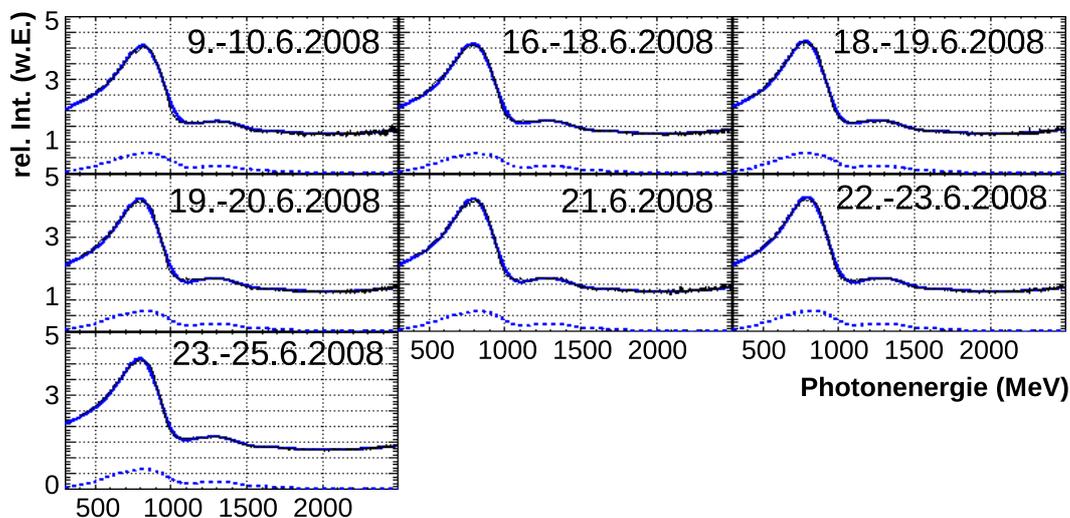


Abbildung A.3: Kohärente Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

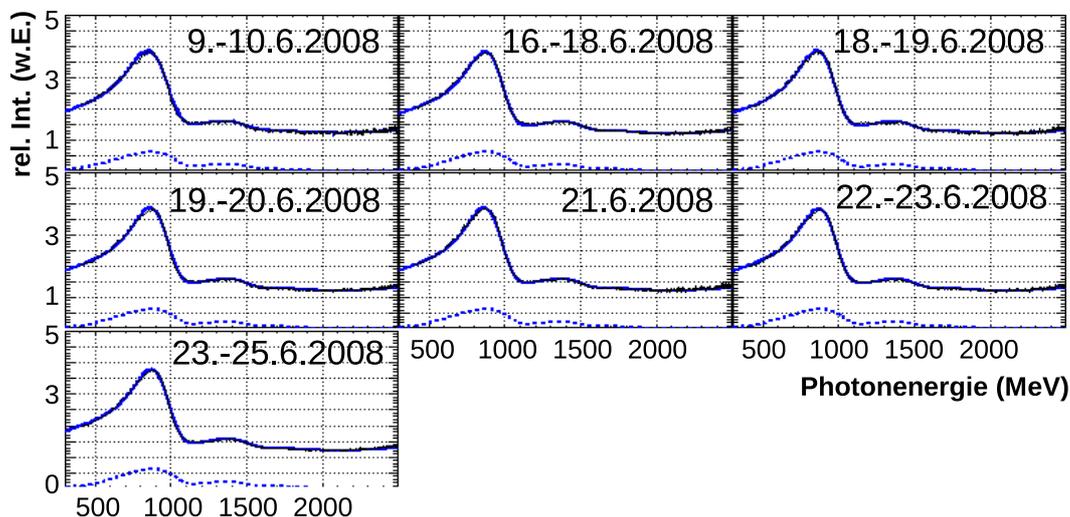


Abbildung A.4: Kohärente Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisations Ebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

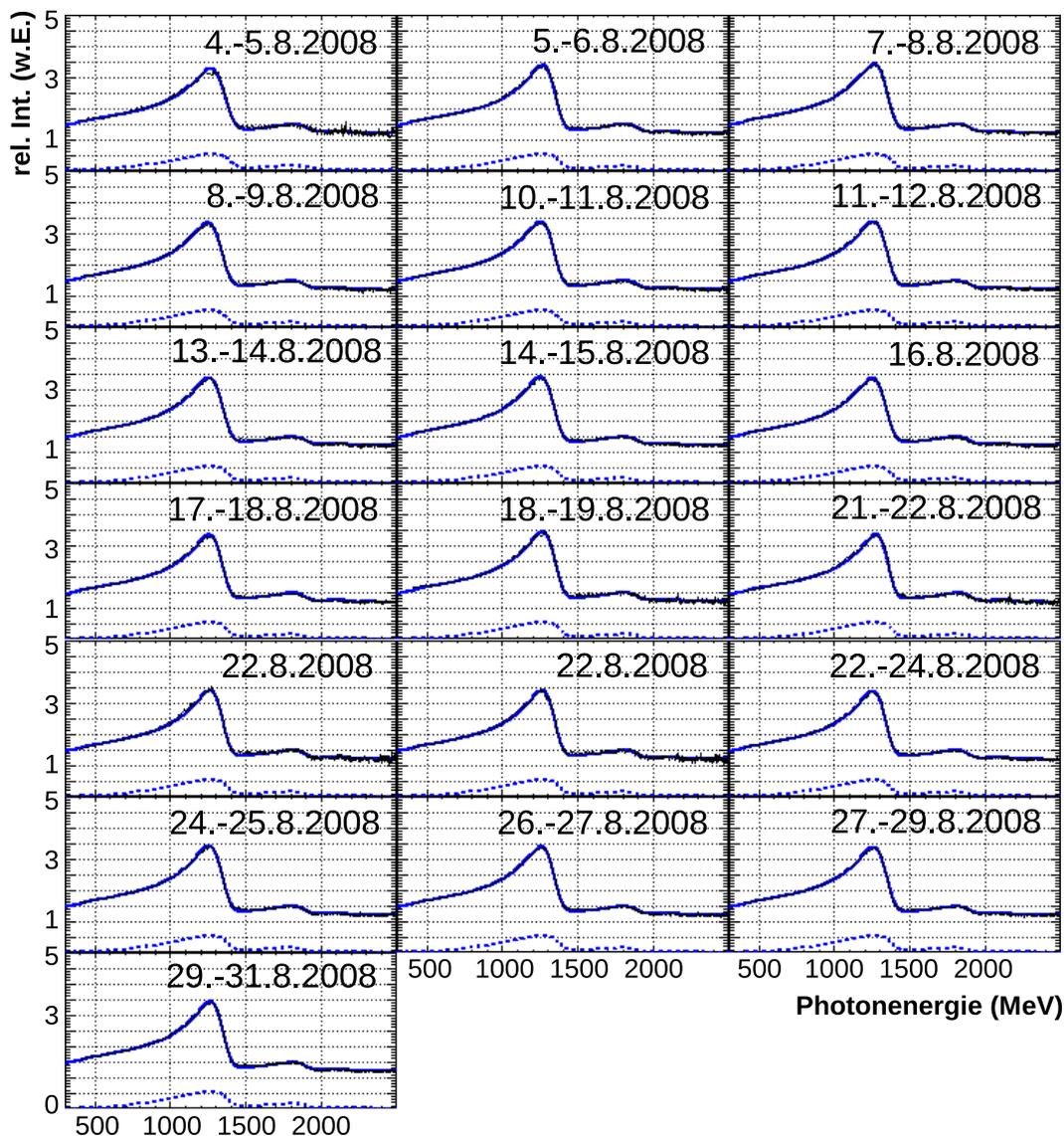


Abbildung A.5: Kohärente Spektren aus der Messperiode im August 2008 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1350$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

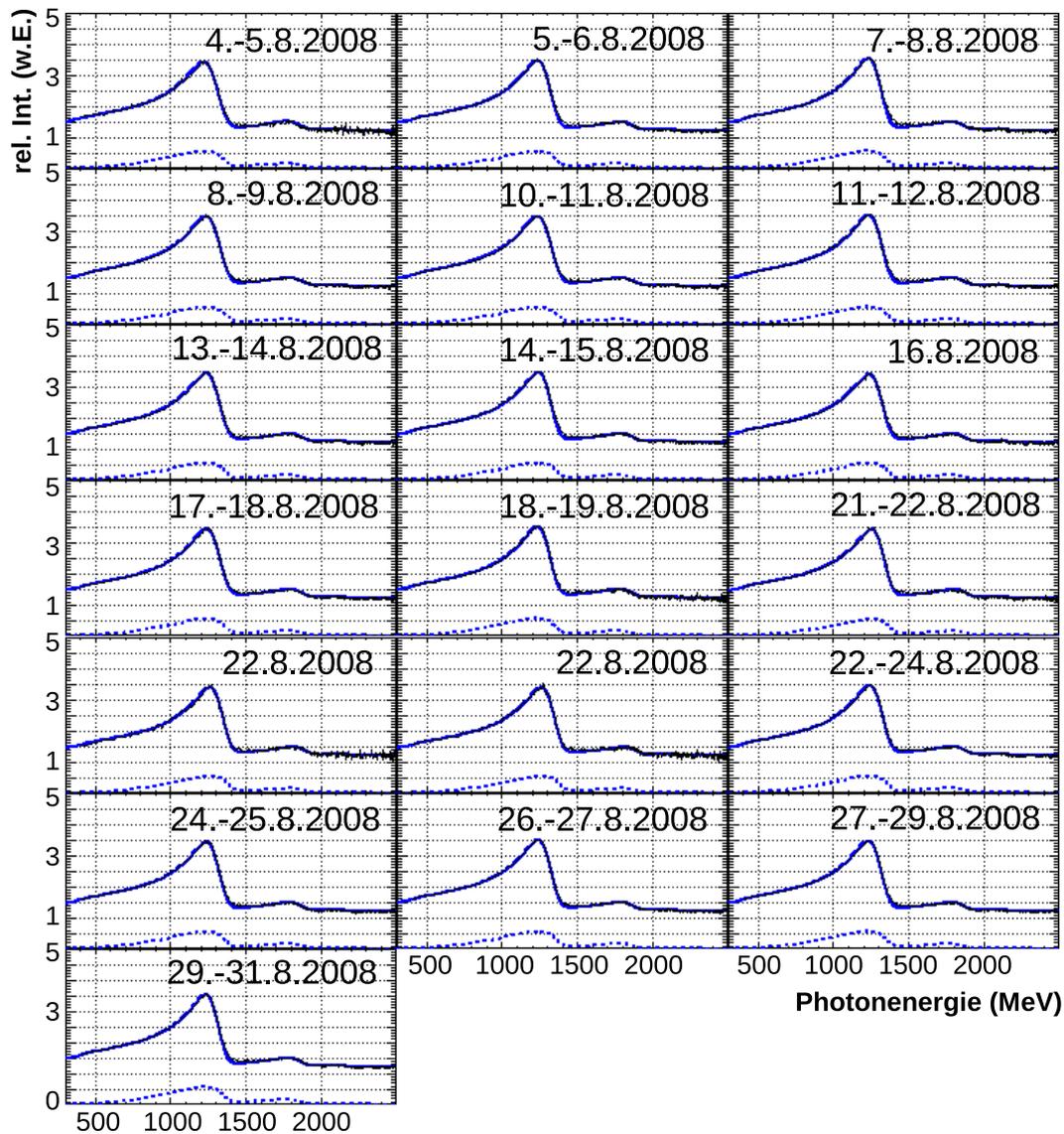


Abbildung A.6: Kohärente Spektren aus der Messperiode im August 2008 mit einer Polarisations Ebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1350$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

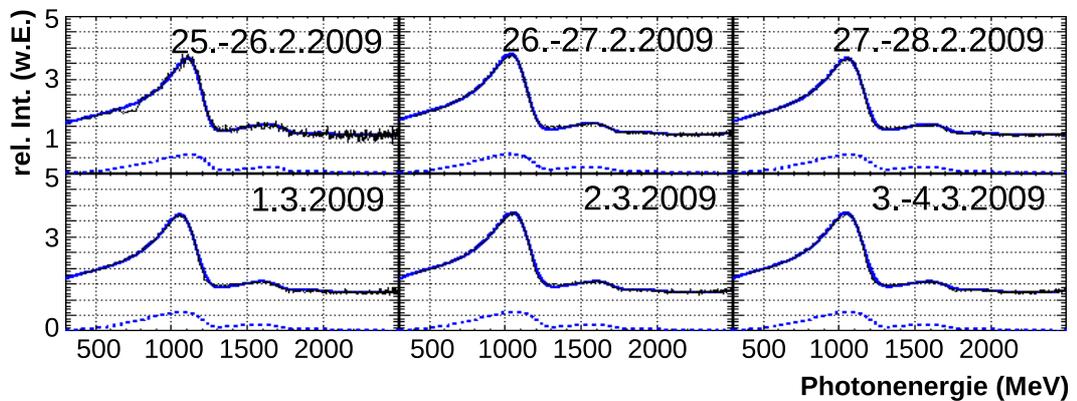


Abbildung A.7: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Januar 2009 mit einer Polarisierungsebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

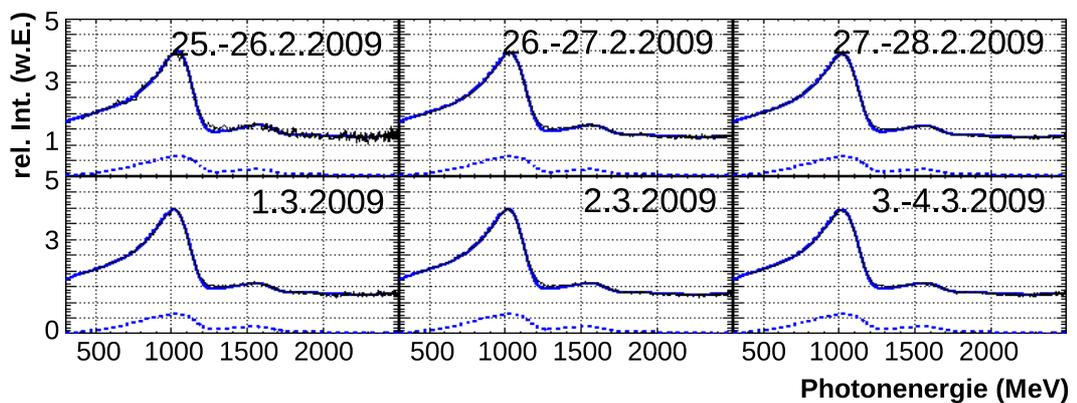


Abbildung A.8: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Januar 2009 mit einer Polarisierungsebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

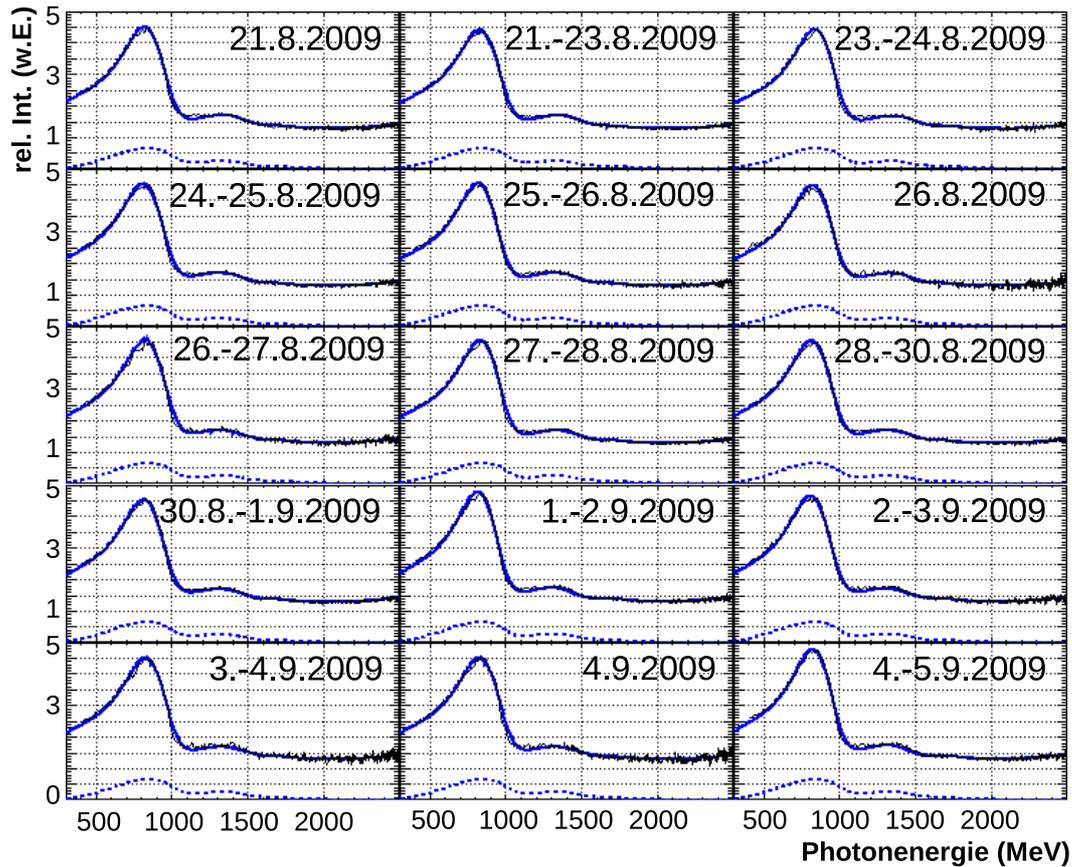


Abbildung A.9: Kohärente Spektren aus der Messperiode im August 2009 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

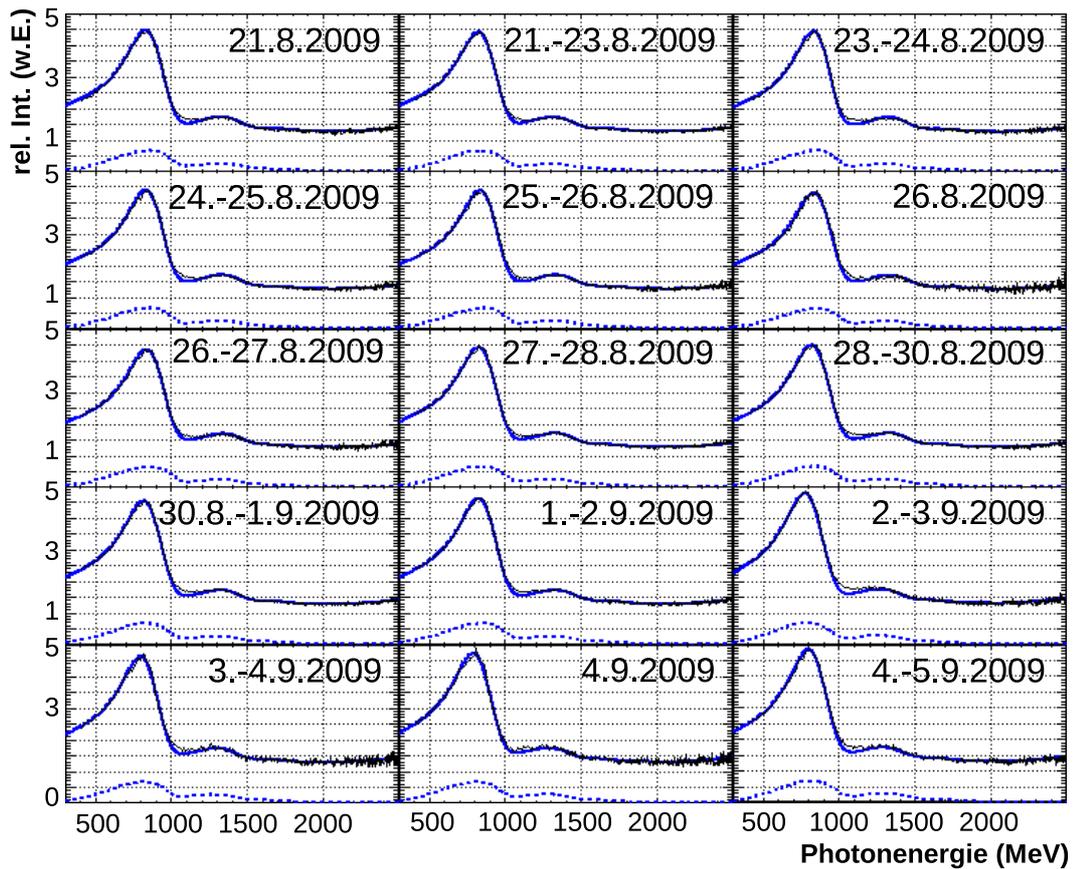


Abbildung A.10: Kohärente Spektren aus der Messperiode im August 2009 mit einer Polarisations Ebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

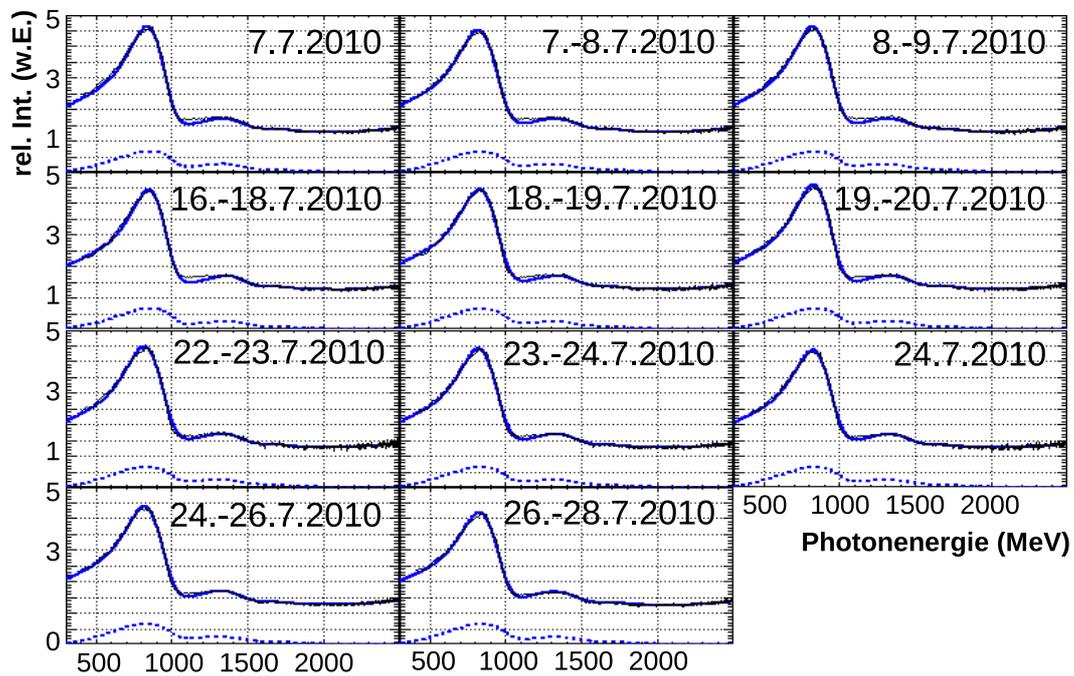


Abbildung A.11: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Juli 2010 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

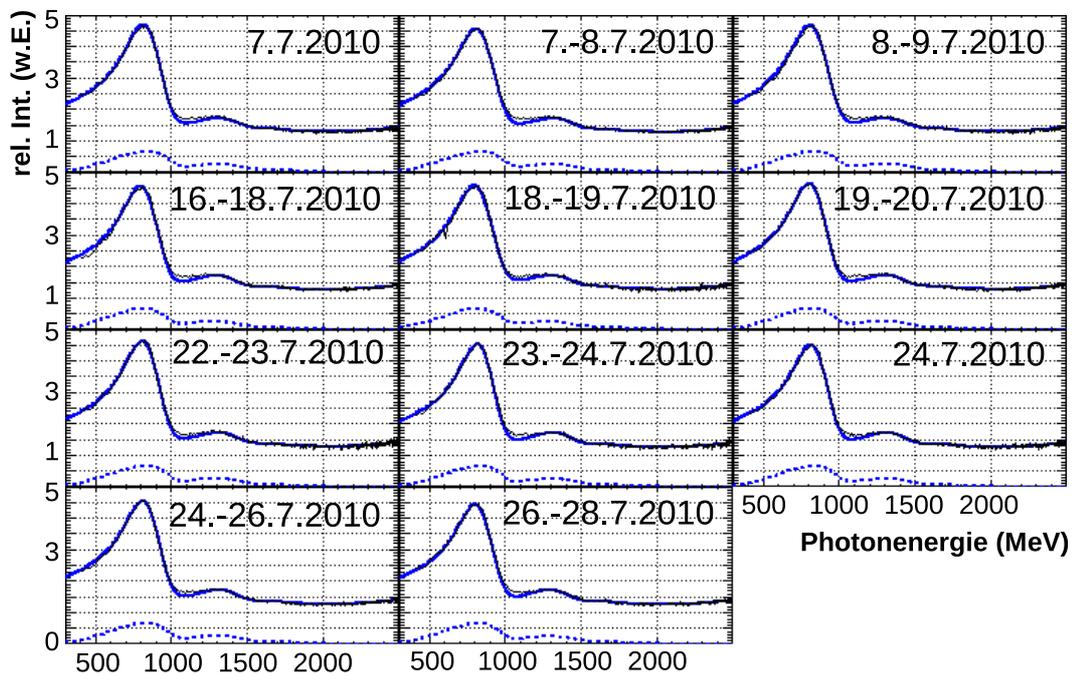


Abbildung A.12: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Juli 2010 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

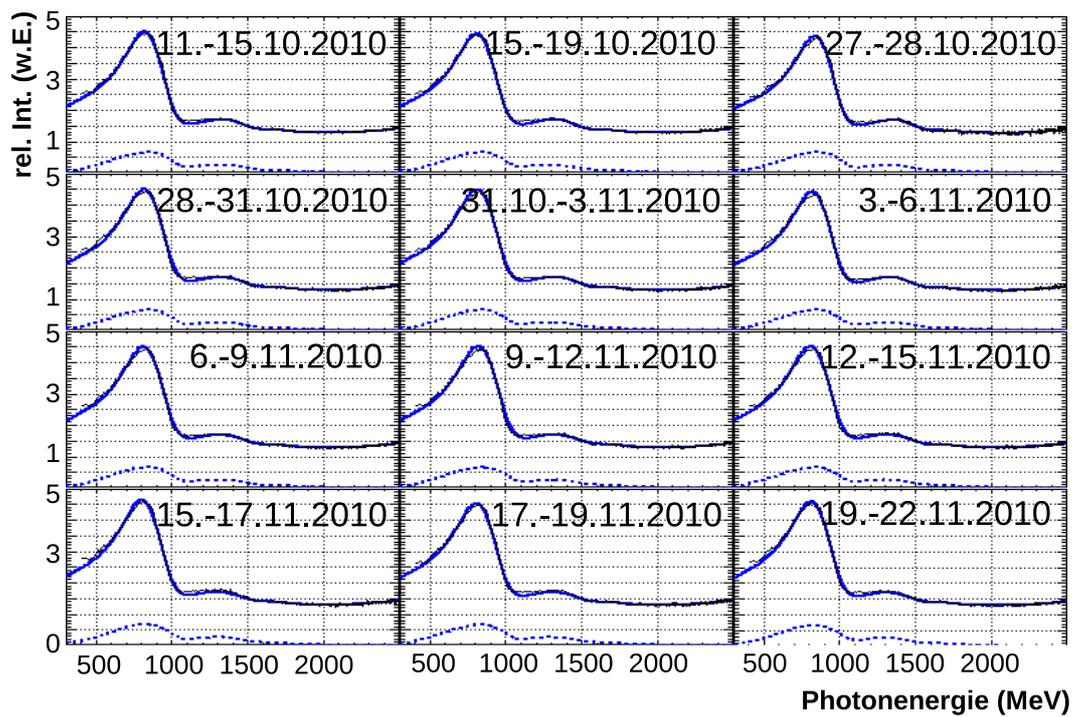


Abbildung A.13: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Oktober 2010 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

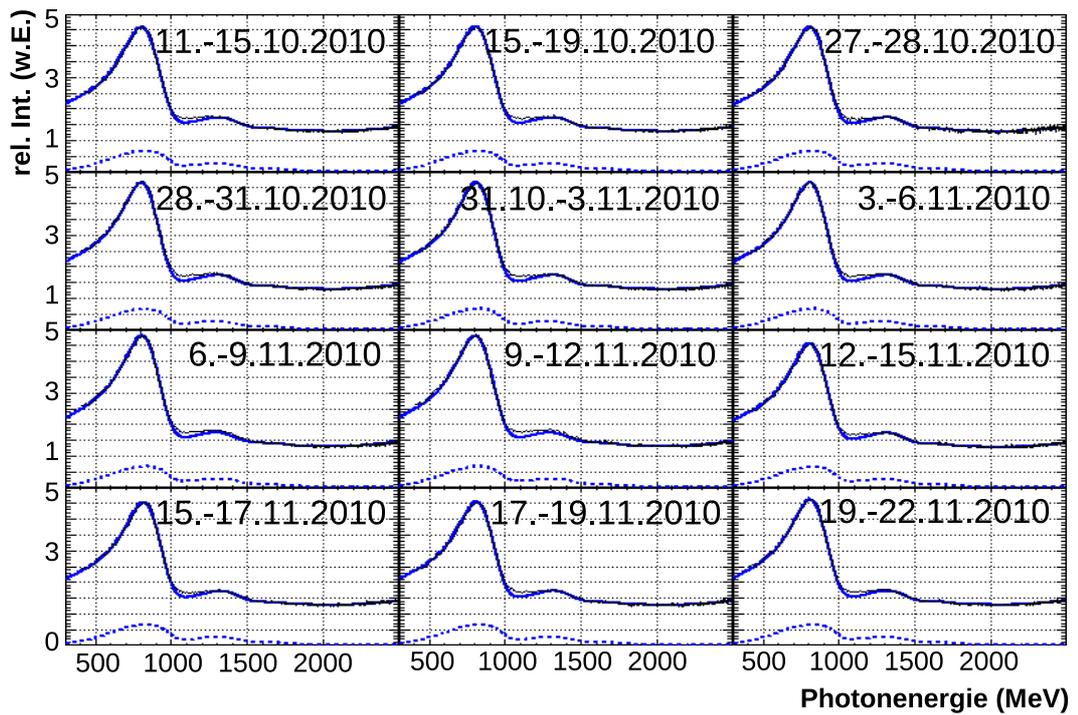


Abbildung A.14: Kohärente Spektren aus der Messperiode im Oktober 2010 mit einer Polarisations Ebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV: Die blauen Linien sind mit ANB berechnete, die schwarzen gemessene Spektren. Die gestrichelten blauen Linien beschreiben den Grad der Linearpolarisation.

Anhang B

Relative Abweichungen von ANB-Rechnung und Messung

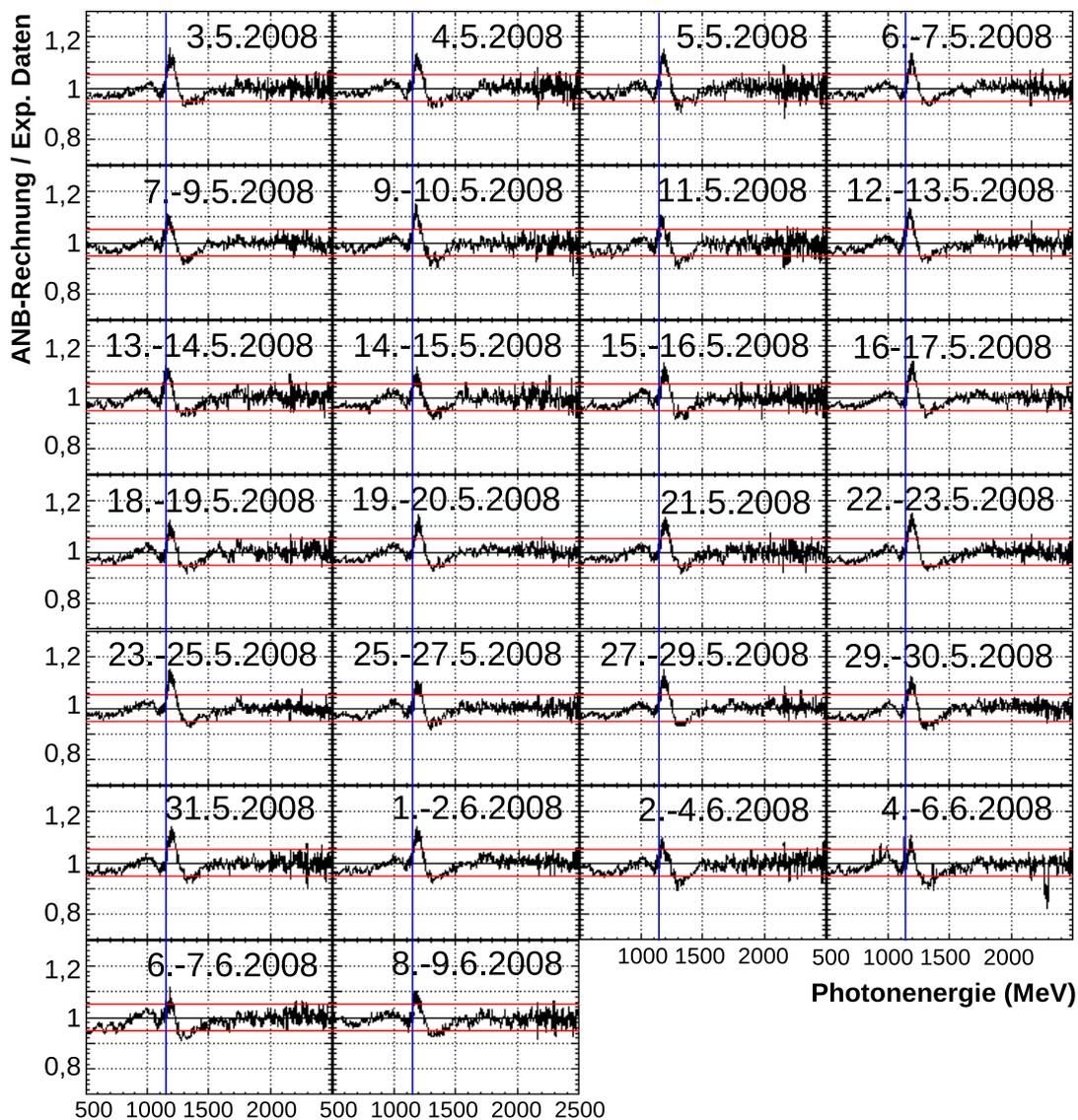


Abbildung B.1: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

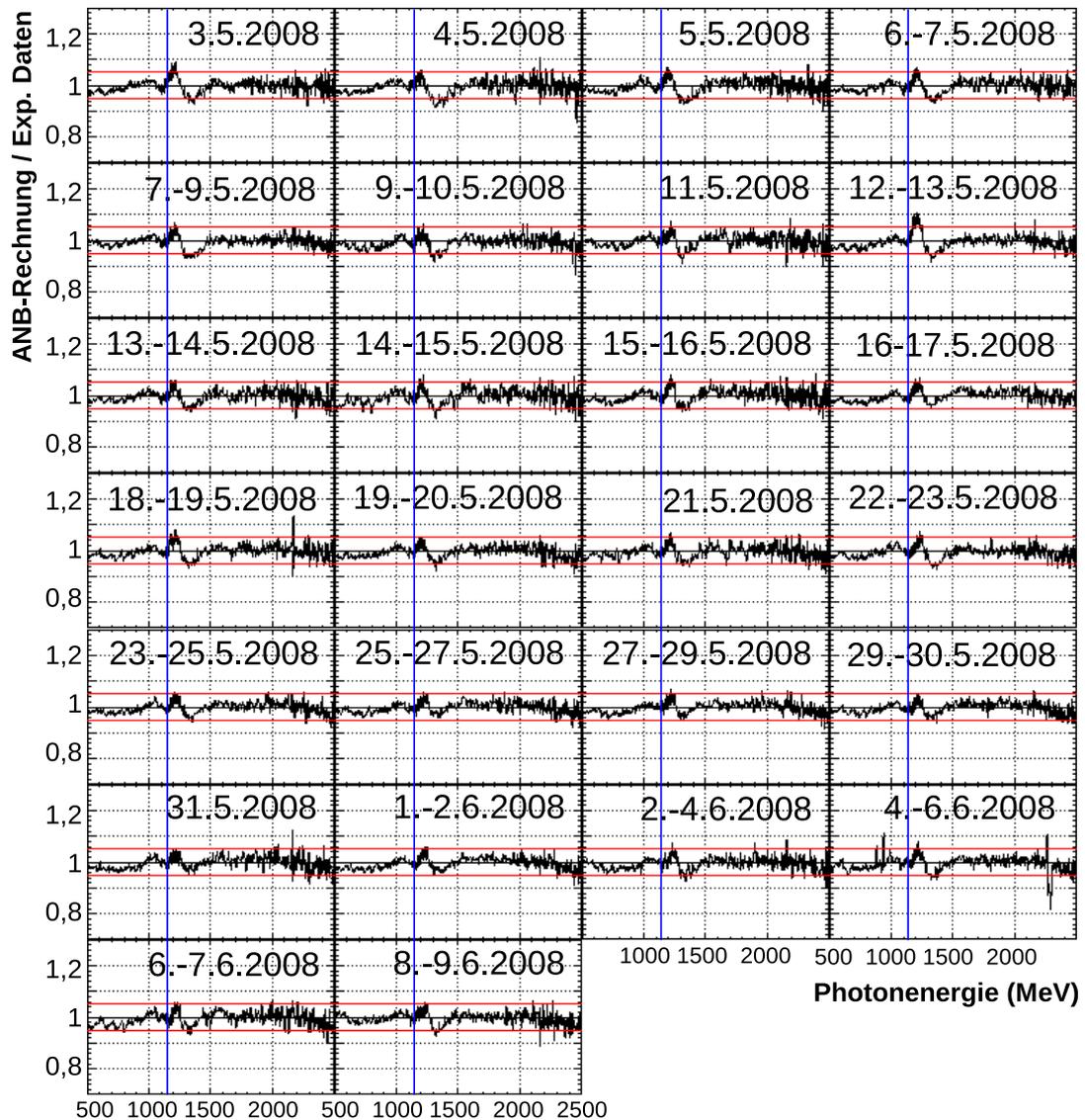


Abbildung B.2: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

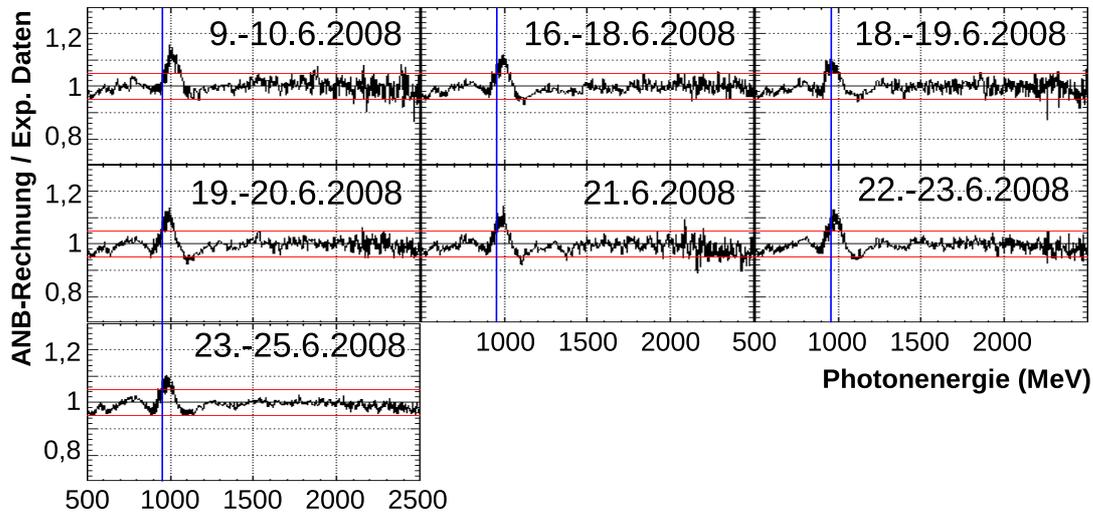


Abbildung B.3: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisationssebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

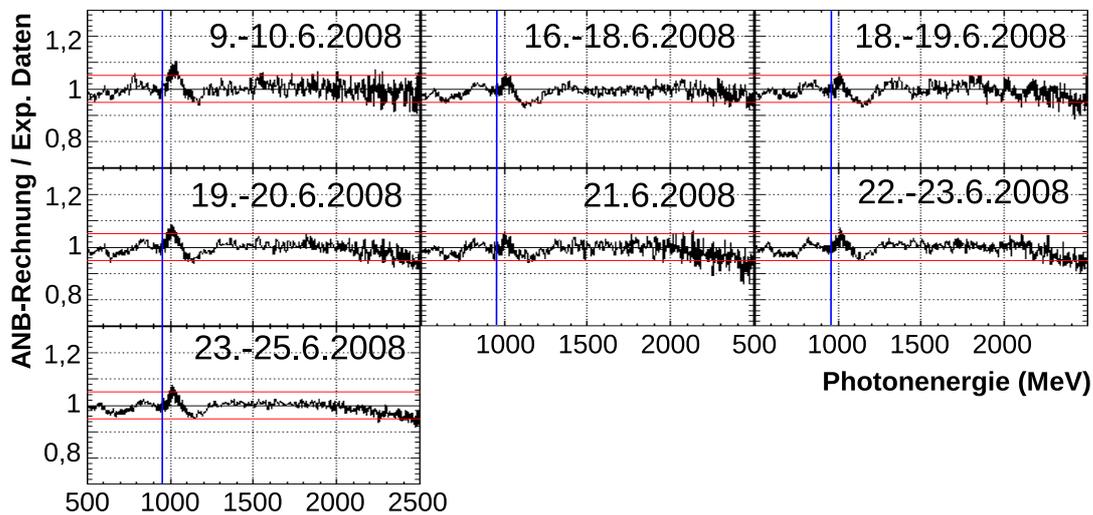


Abbildung B.4: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im April 2008 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

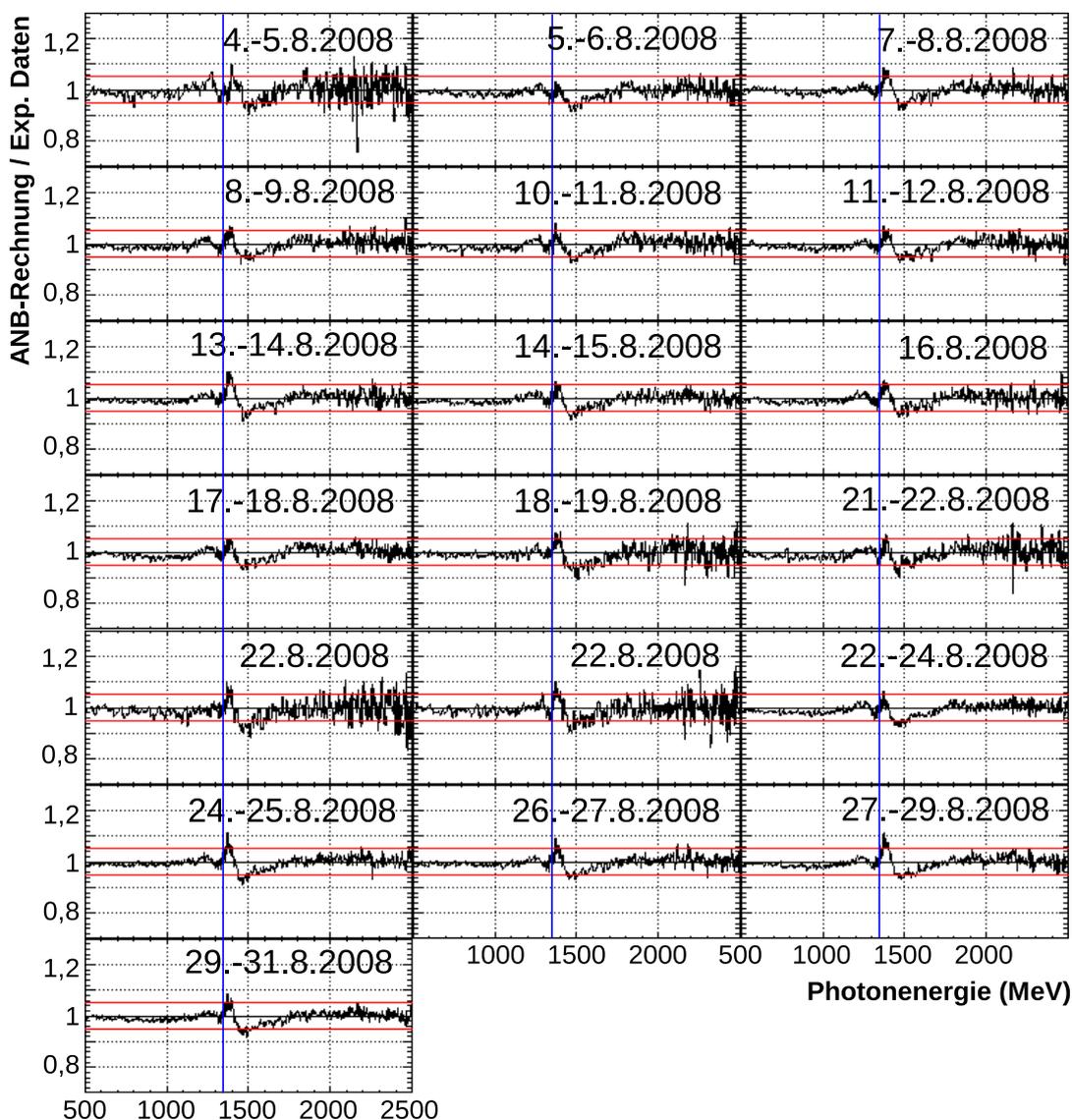


Abbildung B.5: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im August 2008 mit einer Polarisations Ebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1350$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

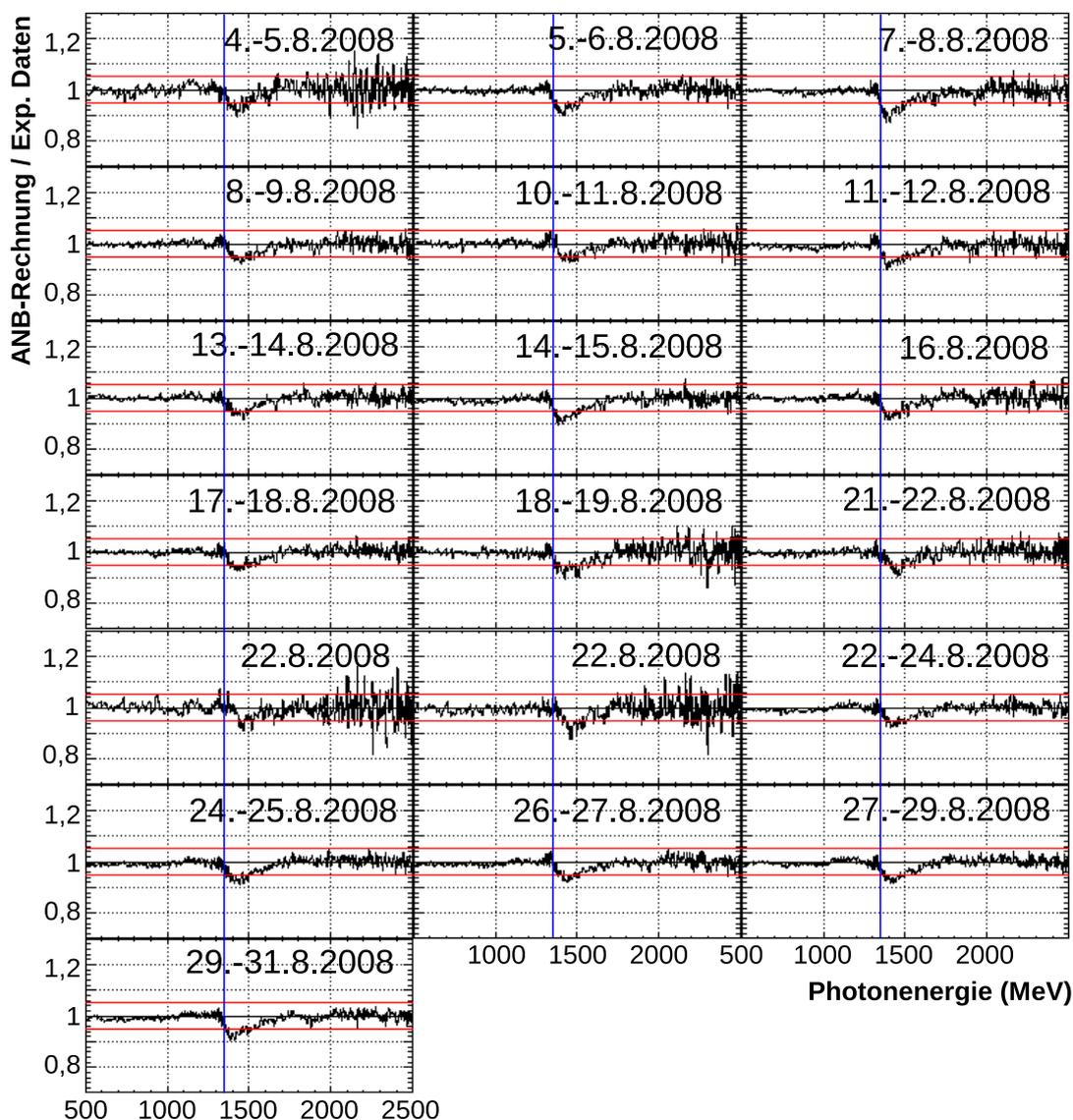


Abbildung B.6: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im August 2008 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1350$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

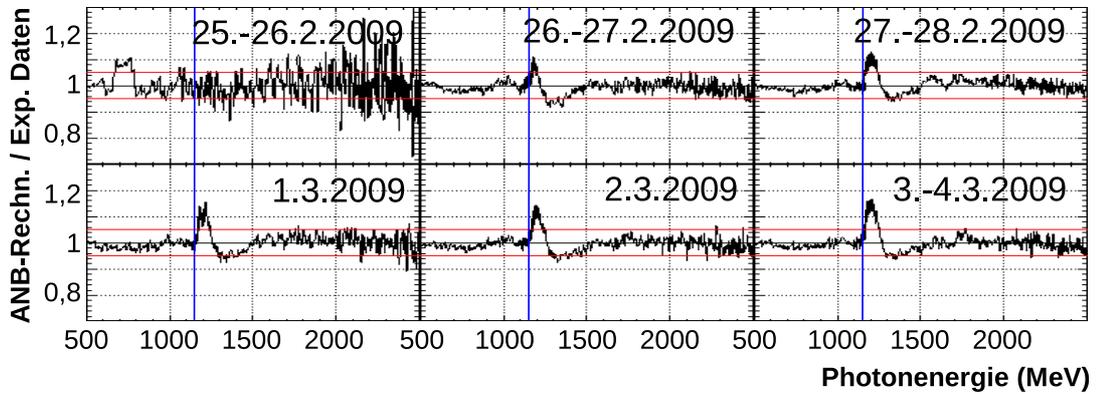


Abbildung B.7: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Januar 2009 mit einer Polarisationssebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

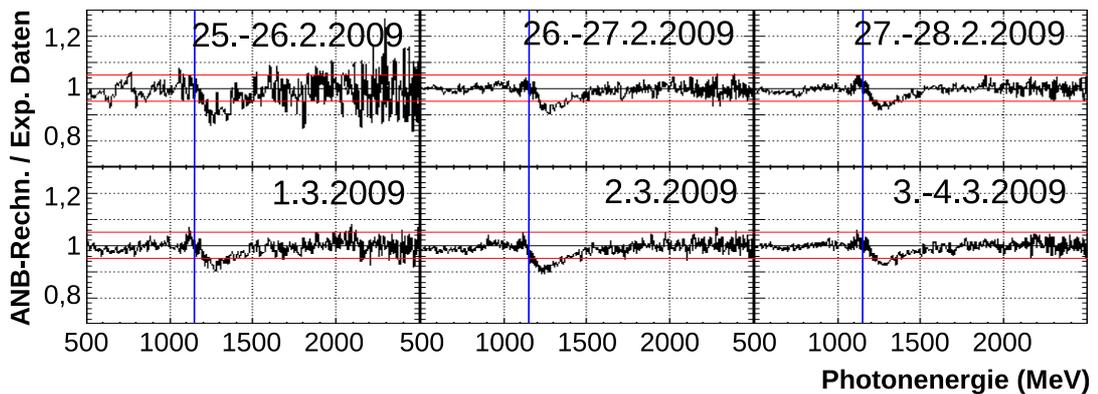


Abbildung B.8: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Januar 2009 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 1150$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

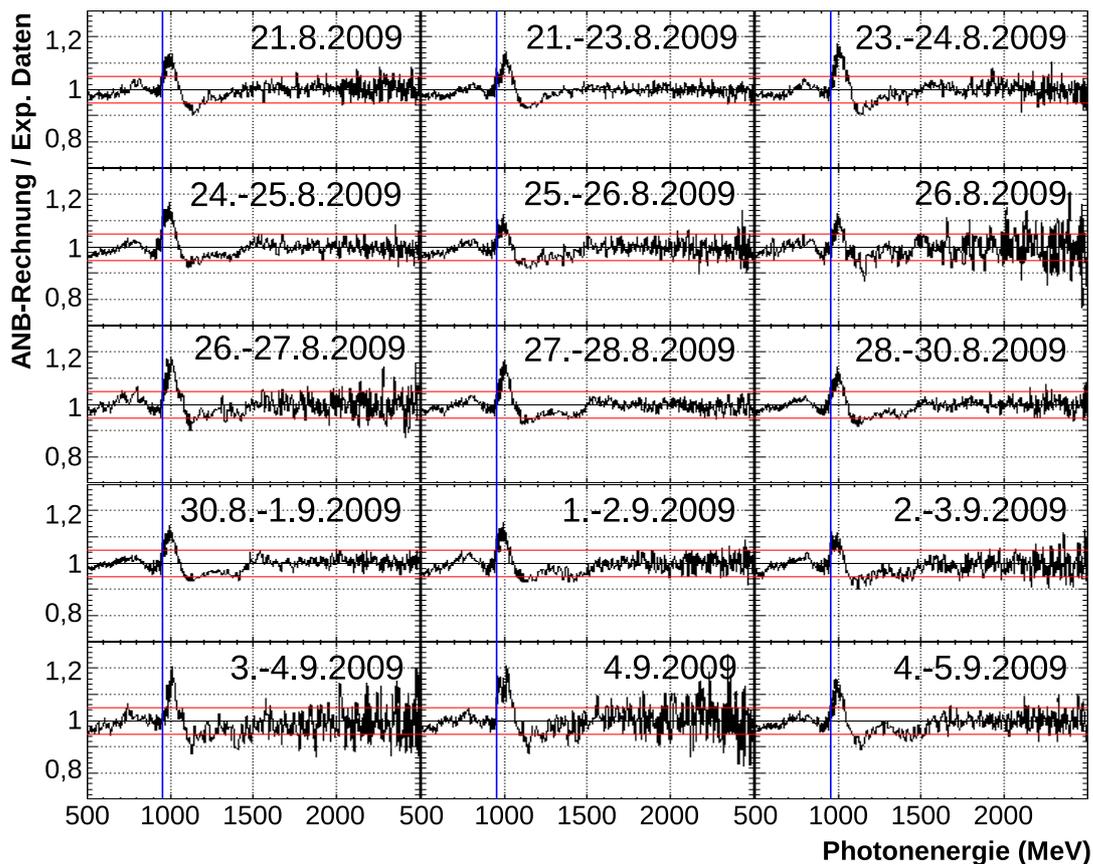


Abbildung B.9: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im August 2009 mit einer Polarisationssebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

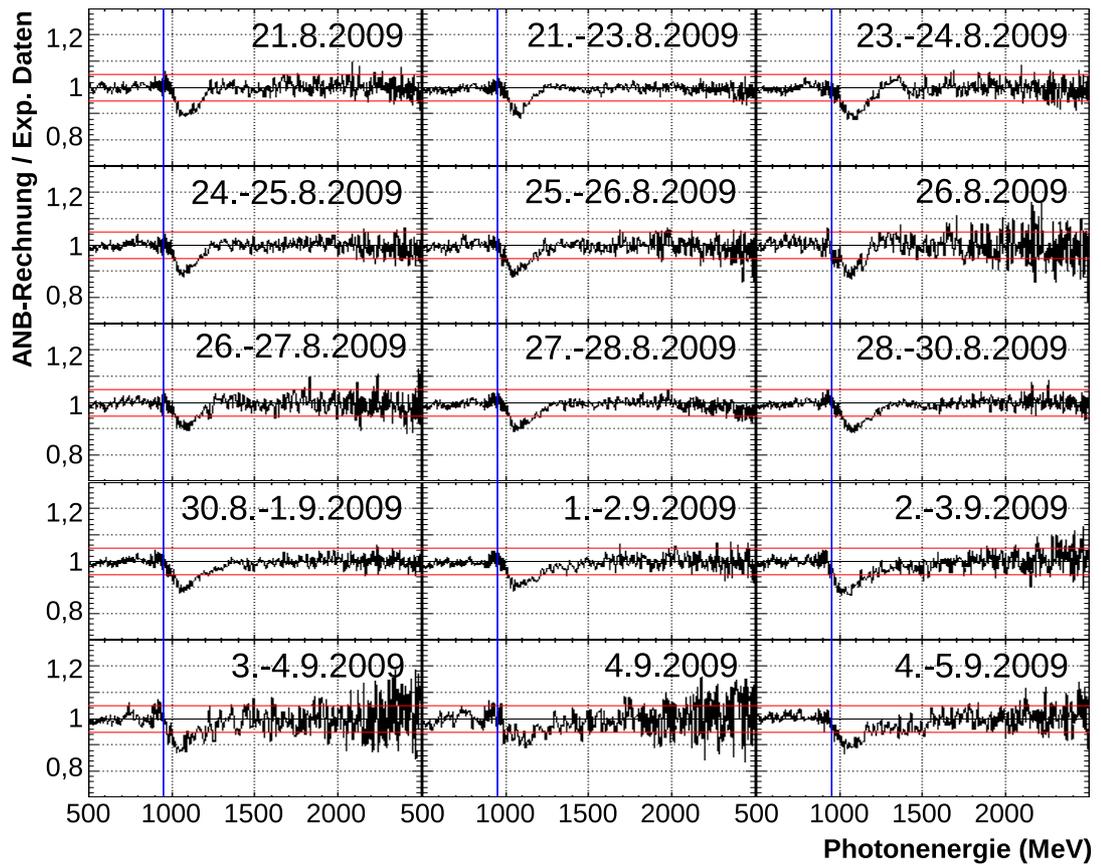


Abbildung B.10: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im August 2009 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

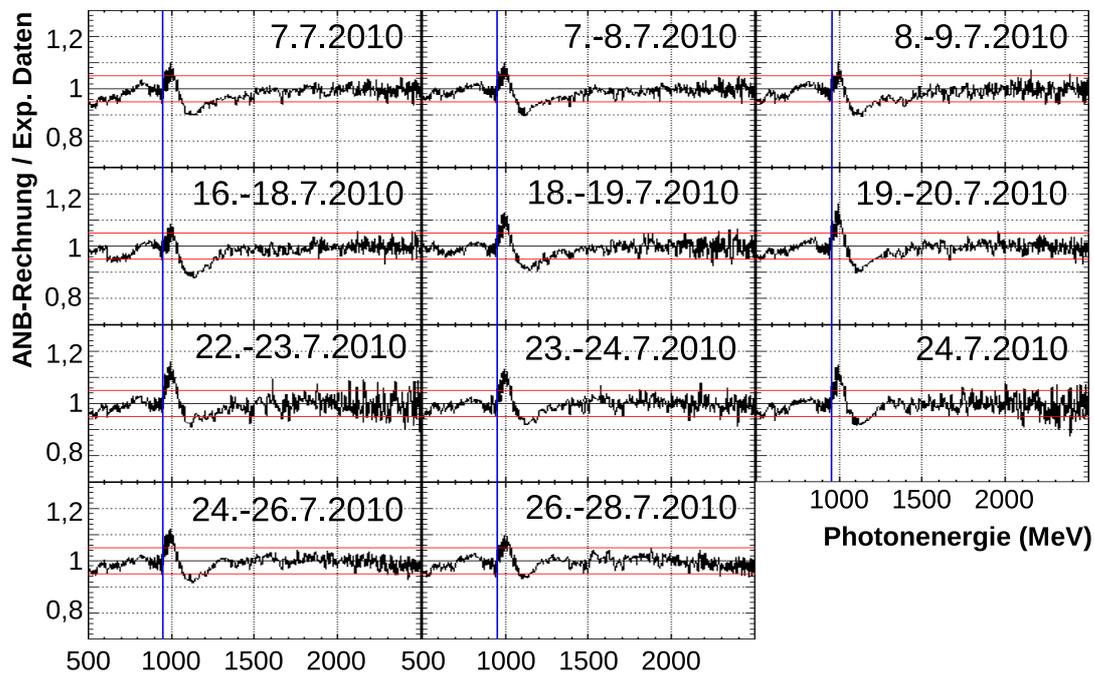


Abbildung B.11: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Juli 2010 mit einer Polarisationssebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

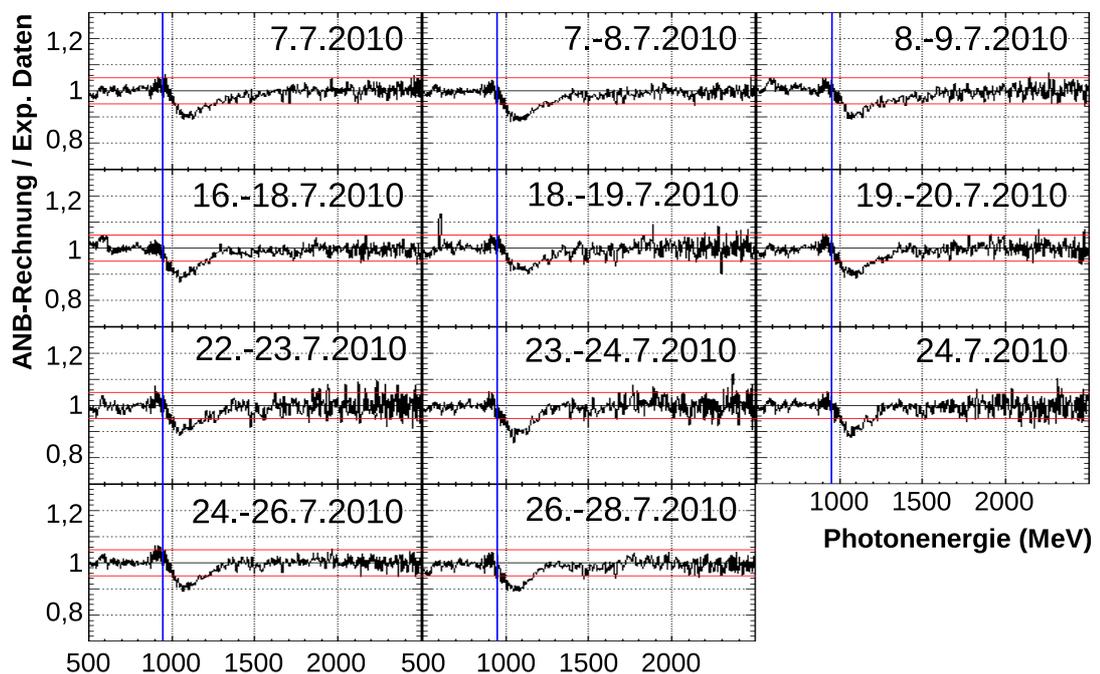


Abbildung B.12: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Juli 2010 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

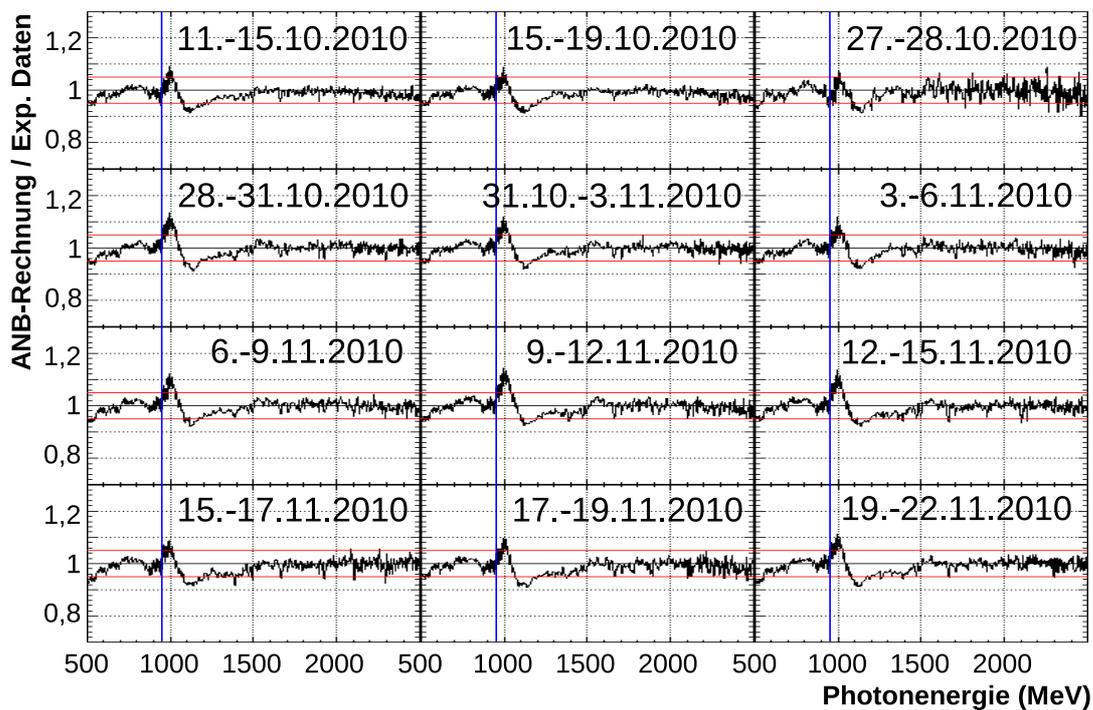


Abbildung B.13: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Oktober 2010 mit einer Polarisationssebene von $+45^\circ$ und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

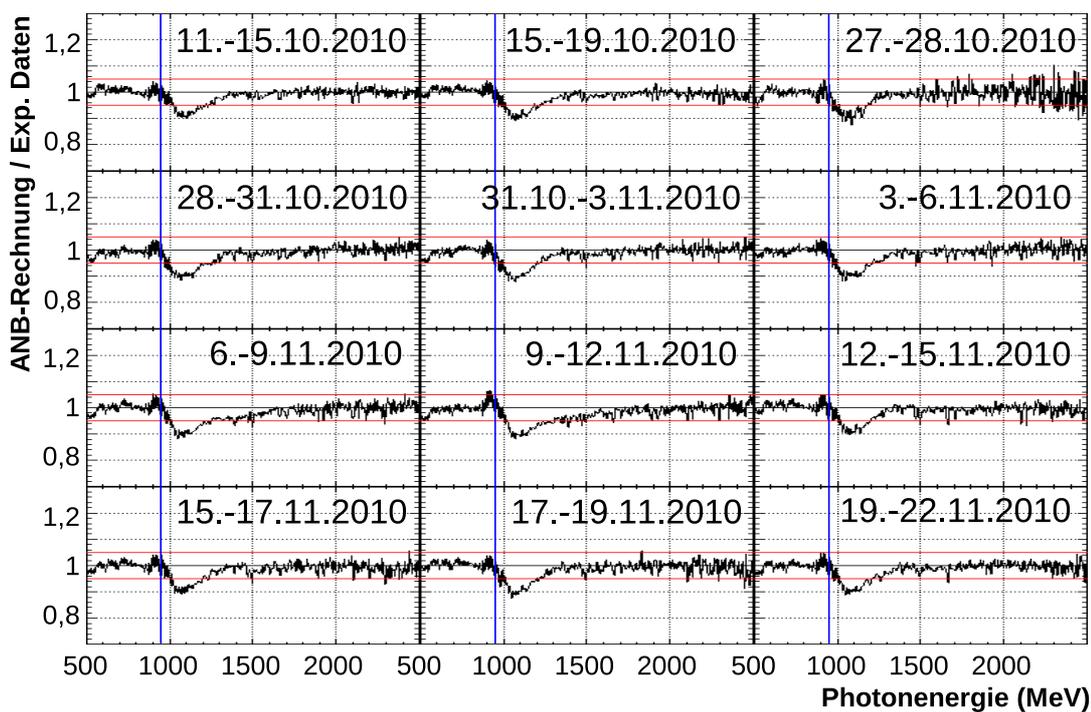


Abbildung B.14: Relative Abweichungen von Rechnung und Messung: Quotient aus berechneten und gemessenen kohärenten Spektren aus der Messperiode im Oktober 2010 mit einer Polarisationssebene von -45° und einer Position der Diskontinuität von $E_\gamma \approx 950$ MeV (blaue Linien). Die horizontalen roten Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$.

Anhang C

Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

In Tabelle C.1 sind die Ergebnisse für die Photonasymmetrie der π^0 -Photoproduktion für verschiedene kinematische Schnittbreiten ($\Sigma(2\sigma)$, $\Sigma(3\sigma)$, $\Sigma(4\sigma)$, (vgl. Kapitel 8)) mit ihren statistischen Fehlern ($\sigma_{stat}(\Sigma)$) aufgeführt. $\sigma_{sys}(\Sigma)$ entspricht dem systematischen Fehler durch die Ungenauigkeiten der Linearpolarisationsbestimmung und ist für die mit 3σ großen kinematischen Schnitten rekonstruierten Ereignisse angegeben. Die Photonenergie- und Winkelangaben sind ereignisgewichtete Werte für jeden Datenpunkt.

$E_\gamma = (831 \pm 18) \text{ MeV}$		$(800 \text{ MeV} < E_\gamma < 850 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,848	0,434±0,172	0,497±0,147	0,365±0,131	0,005
-0,629	0,464±0,114	0,372±0,096	0,355±0,086	0,004
-0,401	0,365±0,107	0,366±0,089	0,422±0,079	0,003
-0,177	0,729±0,094	0,659±0,081	0,594±0,072	0,006
0,042	0,834±0,092	0,8±0,078	0,739±0,068	0,008
0,261	0,705±0,1	0,669±0,084	0,688±0,073	0,006
0,468	0,798±0,123	0,781±0,102	0,679±0,089	0,007
0,643	0,751±0,167	0,674±0,142	0,756±0,125	0,006
0,874	1,086±0,669	0,373±0,477	-0,044±0,348	0,004

$E_\gamma = (873 \pm 17) \text{ MeV}$		$(850 \text{ MeV} < E_\gamma < 900 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,849	0,281±0,129	0,204±0,11	0,213±0,098	0,002
-0,631	0,236±0,086	0,256±0,072	0,206±0,065	0,003
-0,402	0,305±0,082	0,341±0,068	0,38±0,06	0,004
-0,179	0,621±0,075	0,598±0,063	0,544±0,055	0,007
0,043	0,552±0,075	0,599±0,062	0,596±0,054	0,007
0,26	0,647±0,085	0,742±0,069	0,709±0,059	0,008
0,47	0,648±0,103	0,724±0,082	0,682±0,07	0,008
0,65	0,602±0,134	0,595±0,11	0,638±0,095	0,007
0,876	1,281±0,405	0,658±0,335	0,499±0,257	0,008

$E_\gamma = (921 \pm 16) \text{ MeV}$		$(900 \text{ MeV} < E_\gamma < 950 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,845	0,212±0,112	0,187±0,096	0,12±0,086	0,003
-0,631	0,295±0,074	0,246±0,062	0,266±0,055	0,003
-0,404	0,018±0,074	0,087±0,061	0,109±0,053	0,002
-0,181	0,076±0,07	0,123±0,058	0,192±0,051	0,002
0,043	0,338±0,07	0,408±0,057	0,372±0,049	0,005
0,26	0,544±0,081	0,579±0,064	0,551±0,054	0,008
0,472	0,419±0,098	0,566±0,077	0,648±0,064	0,007
0,661	0,615±0,112	0,654±0,092	0,643±0,08	0,009
0,856	1,257±0,27	1,144±0,223	0,754±0,18	0,015

$E_\gamma = (980 \pm 16) \text{ MeV}$		$(950 \text{ MeV} < E_\gamma < 1000 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,843	0,032±0,078	0,065±0,067	0,11±0,06	0,001
-0,631	-0,027±0,05	-0,029±0,043	-0,066±0,039	0
-0,406	-0,233±0,052	-0,235±0,043	-0,167±0,038	0,004
-0,179	-0,232±0,052	-0,141±0,043	-0,077±0,038	0,002
0,041	0,015±0,054	0,13±0,044	0,197±0,038	0,002
0,263	0,346±0,059	0,372±0,048	0,443±0,041	0,006
0,475	0,675±0,064	0,705±0,052	0,655±0,044	0,011
0,669	0,896±0,068	0,855±0,057	0,802±0,051	0,014
0,858	0,805±0,149	0,91±0,121	0,803±0,107	0,014

$E_\gamma = (1023 \pm 15) \text{ MeV}$		$(1000 \text{ MeV} < E_\gamma < 1050 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,845	0,048±0,072	0,058±0,062	0,008±0,056	0,001
-0,633	-0,209±0,048	-0,16±0,04	-0,135±0,037	0,003
-0,407	-0,462±0,049	-0,395±0,041	-0,322±0,036	0,007
-0,182	-0,41±0,05	-0,322±0,042	-0,254±0,037	0,006
0,042	-0,027±0,052	0,048±0,043	0,078±0,037	0,001
0,264	0,345±0,052	0,368±0,043	0,414±0,037	0,007
0,48	0,694±0,054	0,712±0,044	0,655±0,039	0,013
0,672	0,878±0,057	0,834±0,048	0,854±0,043	0,015
0,855	0,734±0,112	0,827±0,095	0,778±0,086	0,015

$E_\gamma = (1067 \pm 15) \text{ MeV}$		$(1050 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,849	-0,065±0,076	0,01±0,065	0,031±0,059	0
-0,63	-0,303±0,052	-0,325±0,043	-0,262±0,039	0,007
-0,409	-0,535±0,051	-0,447±0,043	-0,37±0,038	0,009
-0,181	-0,508±0,053	-0,405±0,044	-0,301±0,039	0,008
0,044	-0,035±0,054	0,025±0,044	0,118±0,038	0,001
0,269	0,389±0,052	0,39±0,043	0,399±0,037	0,008
0,476	0,769±0,051	0,687±0,043	0,671±0,038	0,014
0,678	0,758±0,057	0,779±0,047	0,783±0,042	0,016
0,854	0,89±0,105	0,799±0,092	0,739±0,082	0,016

$E_\gamma = (1122 \pm 14) \text{ MeV}$		$(1100 \text{ MeV} < E_\gamma < 1150 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,856	-0,035±0,085	-0,028±0,071	0,084±0,062	0,001
-0,628	-0,255±0,059	-0,233±0,048	-0,155±0,042	0,005
-0,407	-0,576±0,057	-0,508±0,046	-0,396±0,04	0,012
-0,182	-0,596±0,057	-0,43±0,046	-0,328±0,039	0,01
0,048	-0,119±0,055	-0,038±0,044	0±0,038	0,001
0,269	0,331±0,051	0,372±0,042	0,403±0,036	0,009
0,476	0,7±0,051	0,627±0,042	0,626±0,037	0,014
0,684	0,751±0,058	0,754±0,047	0,752±0,041	0,017
0,858	0,752±0,097	0,813±0,083	0,787±0,074	0,019

$E_\gamma = (1170 \pm 14) \text{ MeV}$		$(1150 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,857	-0,121±0,103	-0,022±0,085	0,048±0,073	0,001
-0,63	-0,255±0,078	-0,256±0,063	-0,164±0,054	0,007
-0,407	-0,576±0,078	-0,468±0,06	-0,352±0,051	0,012
-0,18	-0,508±0,076	-0,465±0,059	-0,352±0,05	0,012
0,047	-0,013±0,069	0,061±0,056	0,079±0,048	0,002
0,268	0,387±0,064	0,425±0,052	0,384±0,044	0,011
0,476	0,618±0,065	0,677±0,053	0,668±0,046	0,017
0,69	0,797±0,074	0,769±0,058	0,752±0,051	0,019
0,852	0,845±0,121	0,849±0,101	0,874±0,086	0,021

$E_\gamma = (1218 \pm 13) \text{ MeV}$		$(1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1250 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,859	0,133±0,079	0,125±0,066	0,094±0,059	0,003
-0,634	-0,119±0,067	-0,134±0,053	-0,069±0,045	0,004
-0,409	-0,456±0,068	-0,373±0,053	-0,287±0,045	0,01
-0,179	-0,428±0,067	-0,371±0,053	-0,309±0,044	0,01
0,047	0,065±0,06	0,101±0,047	0,09±0,04	0,003
0,266	0,433±0,056	0,445±0,045	0,404±0,039	0,012
0,474	0,778±0,058	0,77±0,046	0,718±0,04	0,021
0,696	0,844±0,066	0,832±0,05	0,788±0,043	0,022
0,848	0,796±0,088	0,738±0,075	0,728±0,068	0,02

$E_\gamma = (1277 \pm 12) \text{ MeV}$		$(1250 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$		
$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(2\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(3\sigma)$	$(\Sigma \pm \sigma_{stat})(4\sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,863	0,197±0,079	0,116±0,067	0,138±0,059	0,003
-0,636	0,026±0,068	0,084±0,054	0,098±0,047	0,002
-0,408	-0,19±0,076	-0,276±0,059	-0,212±0,049	0,007
-0,177	-0,18±0,07	-0,218±0,055	-0,187±0,046	0,006
0,047	0,257±0,06	0,248±0,049	0,21±0,041	0,007
0,263	0,448±0,059	0,419±0,048	0,401±0,041	0,011
0,474	0,733±0,069	0,764±0,053	0,772±0,045	0,021
0,706	0,932±0,064	0,87±0,051	0,794±0,044	0,023
0,84	0,835±0,079	0,847±0,067	0,877±0,059	0,023

Tabelle C.1: Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Anhang D

Variation der Schnittbreiten für G in der π^0 -Produktion

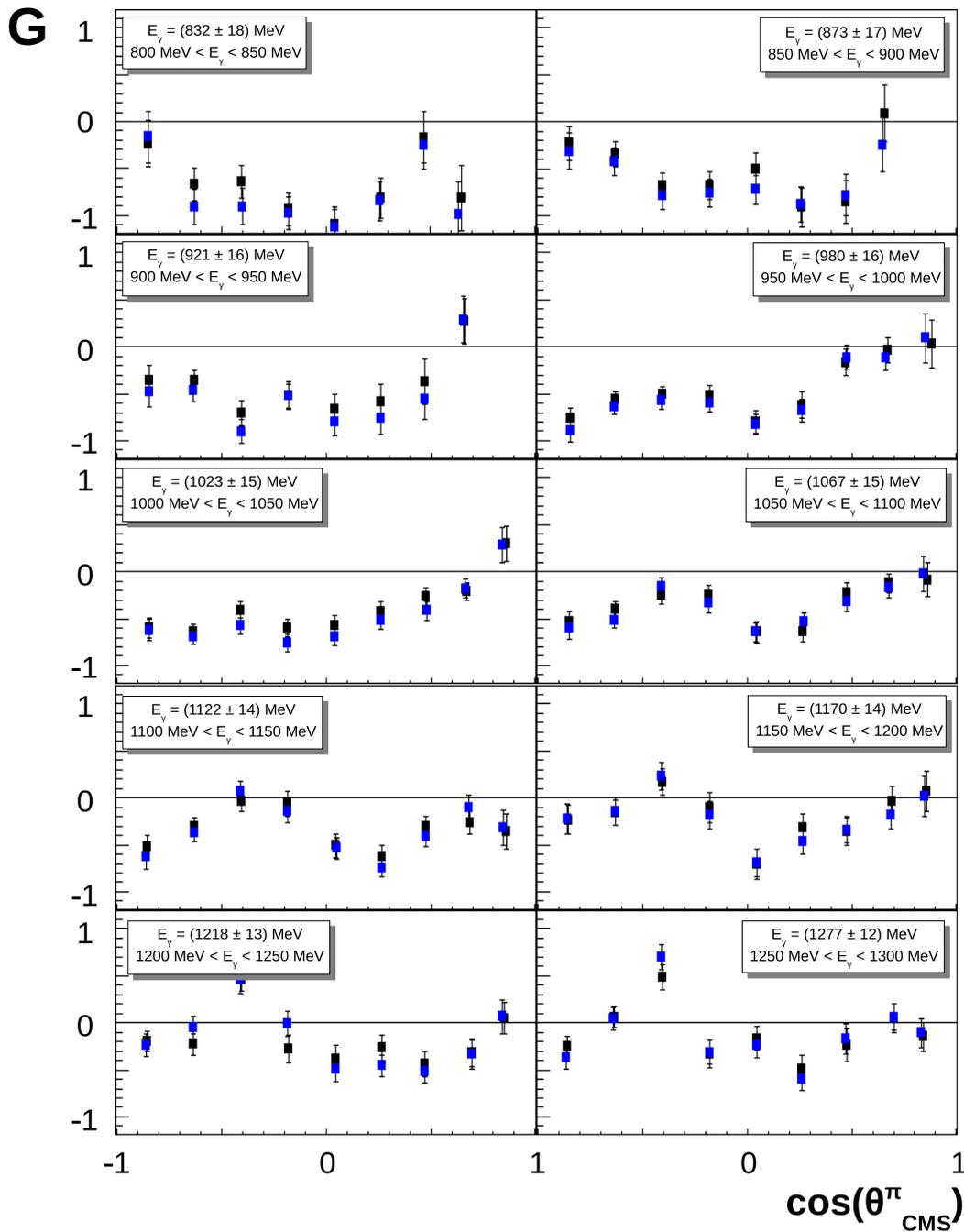


Abbildung D.1: Doppelpolarisationsobservable G der π^0 -Photoproduktion für kinematische Schnittbreiten von 2σ (blau) und 4σ (schwarz). In den Fehlerbalken ist nur der statistische Fehler enthalten.

Anhang E

Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

In Tabelle E.1 sind die Ergebnisse für die Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ sowohl mit ihren statistischen ($\sigma_{stat}(G)$) als auch mit ihren systematischen Fehlern ($\sigma_{sys}(G)$) angegeben. Die Photonenergie- und Winkelangaben sind ereignisgewichtete Werte für jeden Datenpunkt.

$E_\gamma = (831 \pm 18)$ MeV
(800 MeV < E_γ < 850 MeV)

$E_\gamma = (873 \pm 17)$ MeV
(850 MeV < E_γ < 900 MeV)

$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$	$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,848	-0,259	0,245	0,062	-0,849	-0,314	0,182	0,062
-0,629	-0,702	0,174	0,073	-0,631	-0,413	0,133	0,064
-0,401	-0,646	0,176	0,075	-0,402	-0,677	0,14	0,075
-0,177	-0,897	0,176	0,081	-0,179	-0,652	0,143	0,075
0,042	-1,06	0,186	0,088	0,043	-0,568	0,16	0,072
0,261	-0,783	0,204	0,079	0,26	-0,806	0,192	0,081
0,468	-0,224	0,258	0,059	0,47	-0,796	0,225	0,084
0,643	-0,743	0,339	0,089	0,65	0,069	0,285	0,053

$E_\gamma = (921 \pm 16)$ MeV
(900 MeV < E_γ < 950 MeV)

$E_\gamma = (980 \pm 16)$ MeV
(950 MeV < E_γ < 1000 MeV)

$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$	$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,845	-0,443	0,159	0,067	-0,843	-0,752	0,111	0,079
-0,631	-0,402	0,114	0,064	-0,631	-0,589	0,078	0,072
-0,404	-0,84	0,125	0,084	-0,406	-0,503	0,087	0,07
-0,181	-0,512	0,134	0,075	-0,179	-0,512	0,093	0,07
0,043	-0,824	0,152	0,084	0,041	-0,764	0,109	0,082
0,26	-0,651	0,179	0,078	0,263	-0,631	0,124	0,078
0,472	-0,462	0,222	0,073	0,475	-0,118	0,124	0,055
0,661	0,205	0,23	0,065	0,669	-0,001	0,123	0,057
				0,858	-0,025	0,24	0,052

$$E_\gamma = (1023 \pm 15) \text{ MeV}$$

$$(1000 \text{ MeV} < E_\gamma < 1050 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma = (1067 \pm 15) \text{ MeV}$$

$$(1050 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$	$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,845	-0,584	0,102	0,075	-0,849	-0,542	0,106	0,075
-0,633	-0,678	0,073	0,077	-0,63	-0,447	0,08	0,071
-0,407	-0,478	0,082	0,07	-0,409	-0,212	0,09	0,06
-0,182	-0,715	0,091	0,081	-0,181	-0,354	0,1	0,067
0,042	-0,595	0,105	0,076	0,044	-0,567	0,103	0,078
0,264	-0,457	0,102	0,073	0,269	-0,626	0,1	0,08
0,48	-0,322	0,099	0,065	0,476	-0,208	0,097	0,06
0,672	-0,142	0,097	0,064	0,678	-0,179	0,1	0,06
0,855	0,197	0,177	0,06	0,854	-0,143	0,175	0,058

$$E_\gamma = (1122 \pm 14) \text{ MeV}$$

$$(1100 \text{ MeV} < E_\gamma < 1150 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma = (1170 \pm 14) \text{ MeV}$$

$$(1150 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$	$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,856	-0,511	0,124	0,077	-0,857	-0,173	0,151	0,06
-0,628	-0,385	0,096	0,07	-0,63	-0,217	0,136	0,063
-0,407	0,032	0,107	0,052	-0,407	0,129	0,143	0,059
-0,182	-0,092	0,122	0,056	-0,18	-0,089	0,159	0,057
0,048	-0,6	0,118	0,084	0,047	-0,776	0,157	0,102
0,269	-0,647	0,107	0,086	0,268	-0,275	0,135	0,069
0,476	-0,31	0,106	0,067	0,476	-0,392	0,141	0,074
0,684	-0,252	0,115	0,07	0,69	-0,024	0,157	0,058
0,858	-0,293	0,175	0,07	0,852	0,061	0,208	0,056

$$E_\gamma = (1218 \pm 13) \text{ MeV}$$

$$(1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1250 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma = (1277 \pm 12) \text{ MeV}$$

$$(1250 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$	$\cos(\theta_{CMS}^{\pi^0})$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,859	-0,201	0,11	0,061	-0,863	-0,362	0,111	0,071
-0,634	-0,114	0,11	0,058	-0,636	0,095	0,112	0,059
-0,409	0,384	0,123	0,076	-0,408	0,638	0,13	0,095
-0,179	-0,136	0,135	0,06	-0,177	-0,254	0,131	0,067
0,047	-0,505	0,128	0,086	0,047	-0,187	0,125	0,062
0,266	-0,429	0,117	0,079	0,263	-0,537	0,127	0,085
0,474	-0,435	0,131	0,08	0,474	-0,3	0,16	0,071
0,696	-0,296	0,142	0,071	0,706	0,058	0,137	0,055
0,848	-0,023	0,163	0,06	0,84	-0,047	0,146	0,056

Tabelle E.1: Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Anhang F

Multipol-Darstellung der Doppelpolarisationsobservablen G

Gleichung F.1 beschreibt die Zusammensetzung der Doppelpolarisationsobservablen G aus Pion-Multipolen für Drehimpulse $l \leq 3$ (z.B. nach [KDT95]).

$$\begin{aligned} G \frac{q \frac{d\sigma}{d\Omega}}{k \sin^2(\theta_{CMS}^\pi)} = \text{Im} [& \frac{3}{4} (10E_{2+}^* E_{2-} - 8M_{2-}^* E_{2-} + 8M_{2+}^* E_{2-} + 4E_{2-}^* E_{0+} \\ & + 4E_{2+}^* E_{0+} + 4M_{2-}^* E_{0+} - 4M_{2+}^* E_{0+} - 18M_{2-}^* E_{2+} \\ & + 18M_{2+}^* E_{2+} - 4E_{3-}^* M_{1-} - 4E_{1+}^* M_{1-} + 10E_{3+}^* M_{1-} \\ & - 4M_{3-}^* M_{1-} + 4M_{1+}^* M_{1-} - 10M_{3+}^* M_{1-} + 18E_{3-}^* M_{3-} \\ & + 18E_{1+}^* M_{3-} - 45E_{3+}^* M_{3-} - 10M_{1+}^* M_{3-} + 21M_{3+}^* M_{3-} \\ & - 8E_{3-}^* M_{1+} - 8E_{1+}^* M_{1+} + 20E_{3+}^* M_{1+} + 4M_{3+}^* M_{1+} \\ & + 24E_{3-}^* M_{3+} + 24E_{1+}^* M_{3+} - 60E_{3+}^* M_{3+}) \\ & + \frac{3}{4} (8E_{3-}^* E_{2-} + 50E_{3+}^* E_{2-} - 28M_{3-}^* E_{2-} + 70M_{3+}^* E_{2-} \\ & - 24M_{2-}^* E_{3-} + 84M_{2+}^* E_{3-} + 20E_{3-}^* E_{0+} + 20E_{3+}^* E_{0+} \\ & + 20M_{3-}^* E_{0+} - 20M_{3+}^* E_{0+} + 36M_{2-}^* E_{1+} + 24M_{2+}^* E_{1+} \\ & - 42E_{3-}^* E_{2+} - 168M_{3-}^* E_{2+} - 150M_{2-}^* E_{3+} + 20M_{2+}^* M_{1-} \\ & - 12M_{3-}^* M_{2-} + 12M_{1+}^* M_{2-} - 30M_{3+}^* M_{2-} - 42M_{2+}^* M_{3-} \\ & - 8M_{2+}^* M_{1+} + 12E_{2-}^* E_{1+} + 12E_{2-}^* M_{1+} + 12E_{2+}^* E_{1+} \\ & - 20E_{2+}^* M_{1-} - 28E_{2+}^* M_{1+}) \cos(\theta_{CMS}^\pi) \\ & + \frac{3}{4} (210E_{3+}^* E_{3-} - 90M_{3-}^* E_{3-} + 510M_{3+}^* E_{3-} + 60E_{3-}^* E_{1+} \\ & + 60E_{3+}^* E_{1+} + 150M_{3-}^* E_{1+} + 60M_{3+}^* E_{1+} + 150M_{2-}^* E_{2+} \\ & + 90M_{2+}^* E_{2+} - 930M_{3-}^* E_{3+} - 120M_{3+}^* E_{3+} - 70E_{3+}^* M_{1-} \\ & + 70M_{3+}^* M_{1-} + 60M_{2+}^* M_{2-} + 30M_{1+}^* M_{3-} - 210M_{3+}^* M_{3-} \\ & + 60E_{3-}^* M_{1+} - 80E_{3+}^* M_{1+} - 40M_{3+}^* M_{1+} + 30E_{2-}^* E_{2+} \\ & + 60E_{2-}^* M_{2+}) \cos^2(\theta_{CMS}^\pi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\frac{3}{4} \left(150E_{3-}^*E_{2+} + 80E_{3+}^*E_{2+} + 600M_{3-}^*E_{2+} + 240M_{3+}^*E_{2+} \right. \\
& + 490M_{2-}^*E_{3+} + 260M_{2+}^*E_{3+} + 210M_{3+}^*M_{2-} + 150M_{2+}^*M_{3-} \\
& + 300E_{3-}^*M_{2+} - 60M_{3+}^*M_{2+} + 70E_{2-}^*E_{3+} \\
& + 210E_{2-}^*M_{3+} \left. \right) \cos^3(\theta_{CMS}^\pi) \\
& +\frac{3}{4} \left(350E_{3-}^*E_{3+} + 1950M_{3-}^*E_{3+} + 700M_{3+}^*E_{3+} + 525M_{3+}^*M_{3-} \right. \\
& + 1050E_{3-}^*M_{3+} \left. \right) \cos^4(\theta_{CMS}^\pi)] \tag{F.1}
\end{aligned}$$

Anhang G

Σ und Σ_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

In Tabelle G.1 sind die Ergebnisse für die Photonasymmetrie der ω -Photoproduktion für kinematische Schnittbreiten von 2σ , mit ihren statistischen ($\sigma_{stat}(\Sigma)$) und systematischen Fehlern ($\sigma_{sys}(\Sigma)$) aufgeführt. Tabelle G.2 zeigt die Ergebnisse für die Pionasymmetrie ebenfalls mit ihren statistischen ($\sigma_{stat}(\Sigma_\pi)$) und systematischen Fehlern ($\sigma_{sys}(\Sigma_\pi)$). Die Photonenergie- und Winkelangaben sind ereignisgewichtete Werte für jeden Datenpunkt.

$$E_\gamma = (1216 \pm 13) \text{ MeV}$$

$$(1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	Σ	$\sigma_{stat}(\Sigma)$	$\sigma_{sys}(\Sigma)$
-0,78	-0,284	0,147	0,038
-0,362	-0,243	0,138	0,035
0,039	-0,413	0,122	0,046
0,439	-0,156	0,139	0,027
0,795	0,226	0,145	0,031

Tabelle G.1: Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

$$E_\gamma = (1216 \pm 13) \text{ MeV}$$

$$(1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	Σ_π	$\sigma_{stat}(\Sigma_\pi)$	$\sigma_{sys}(\Sigma_\pi)$
-0,78	-0,132	0,138	0,036
-0,362	-0,029	0,13	0,015
0,039	-0,185	0,119	0,027
0,439	-0,213	0,134	0,037
0,795	0,382	0,143	0,043

Tabelle G.2: Pionasymmetrie Σ_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

Anhang H

Variation der Schnittbreiten für G und G_π in der ω -Produktion

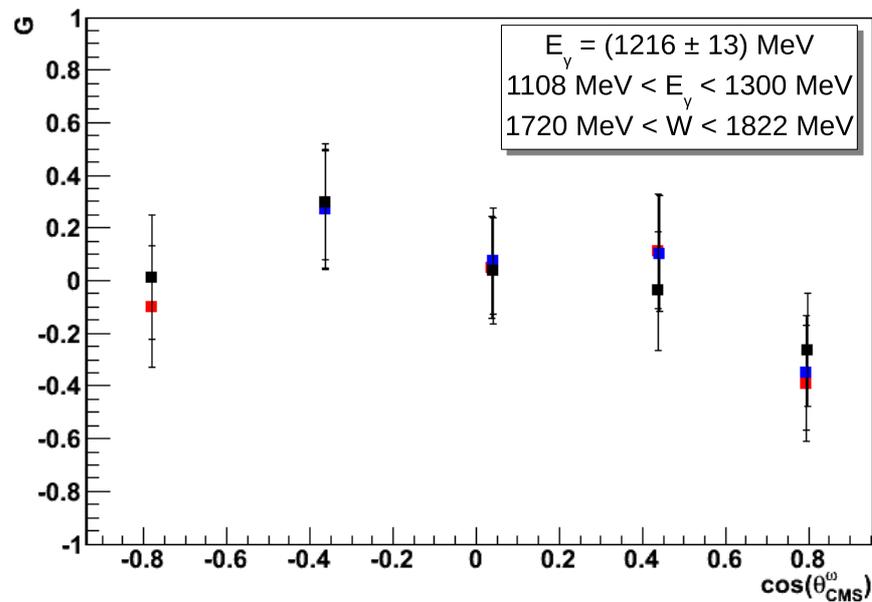


Abbildung H.1: Polarisationsobservable G in der ω -Photoproduktion für kinematische Schnittbreiten von 2σ (rot), $1,8\sigma$ (blau) und $2,2\sigma$ (schwarz). In den Fehlerbalken ist nur der statistische Fehler enthalten.

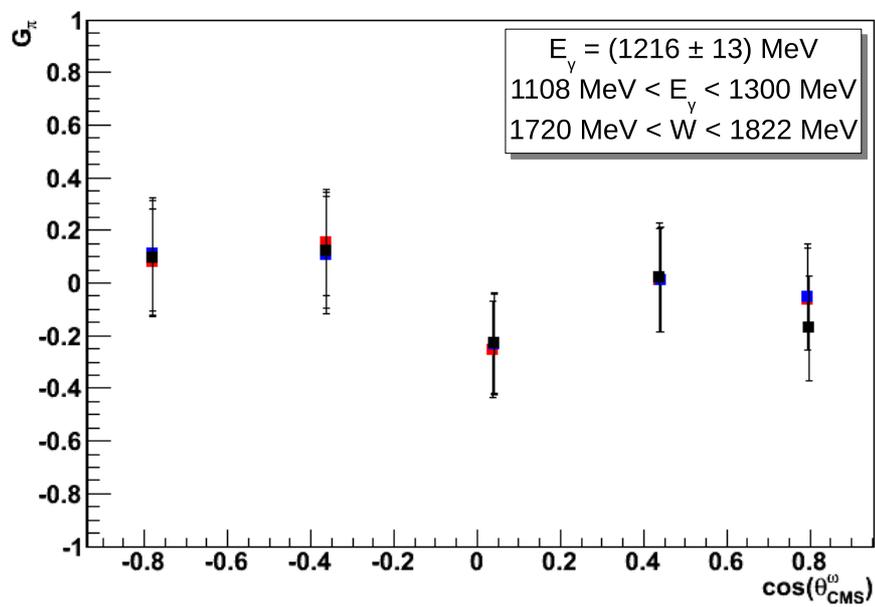


Abbildung H.2: Polarisationsobservable G_π in der ω -Photoproduktion für kinematische Schnittbreiten von 2σ (rot), $1,8\sigma$ (blau) und $2,2\sigma$ (schwarz). In den Fehlerbalken ist nur der statistische Fehler enthalten.

Anhang I

G und G_π für die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow p\omega$$

In Tabelle I.1 und Tabelle I.2 sind die Ergebnisse für die Observablen G und G_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ sowohl mit ihren statistischen ($\sigma_{stat}(G(\pi))$) als auch mit ihren systematischen Fehlern ($\sigma_{sys}(G(\pi))$) angegeben. Die Photonenergie- und Winkelangaben sind ereignisgewichtete Werte für jeden Datenpunkt.

$$E_\gamma = (1216 \pm 13) \text{ MeV}$$
$$(1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	G	$\sigma_{stat}(G)$	$\sigma_{sys}(G)$
-0,78	-0,102	0,231	0,059
-0,362	0,27	0,222	0,074
0,039	0,05	0,194	0,075
0,439	0,112	0,217	0,066
0,795	-0,39	0,218	0,102

Tabelle I.1: Doppelpolarisationsobservable G für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

$$E_\gamma = (1216 \pm 13) \text{ MeV}$$
$$(1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	G_π	$\sigma_{stat}(G_\pi)$	$\sigma_{sys}(G_\pi)$
-0,78	0,077	0,203	0,069
-0,362	0,154	0,203	0,085
0,039	-0,252	0,182	0,068
0,439	0,011	0,195	0,068
0,795	-0,062	0,194	0,042

Tabelle I.2: Polarisationsobservable G_π für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

Anhang J

Variation der Schnittbreiten für **E** in der ω -Produktion

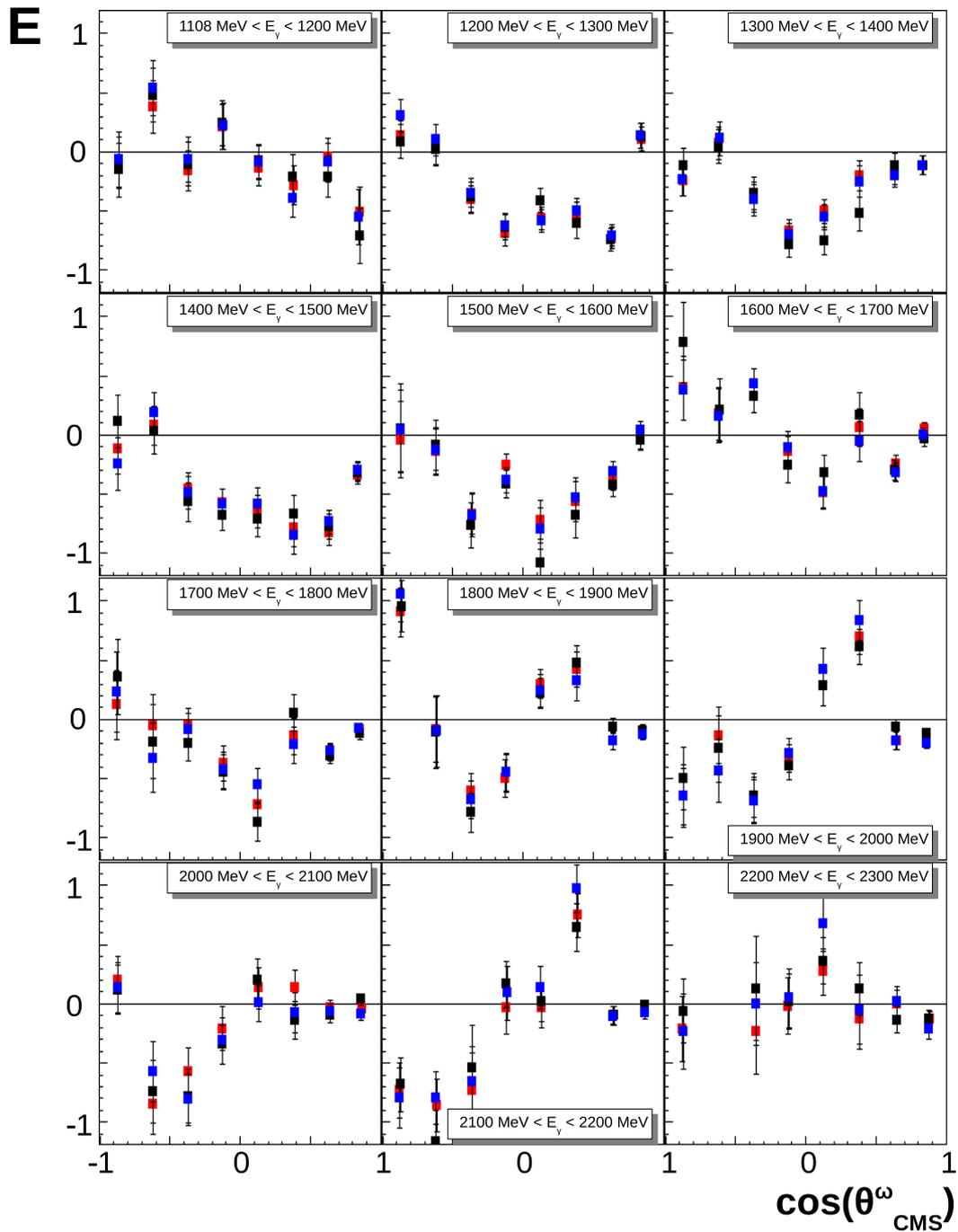


Abbildung J.1: Polarisationsobservable E in der ω -Photoproduktion für kinematische Schnittbreiten von 2σ (rot), $1,8\sigma$ (blau) und $2,2\sigma$ (schwarz). In den Fehlerbalken ist nur der statistische Fehler enthalten.

Anhang K

E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

In Tabelle K.1 sind die Ergebnisse für die Strahl-Target-Helizitätsasymmetrie E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ sowohl mit ihren statistischen ($\sigma_{stat}(E)$) als auch mit ihren systematischen Fehlern ($\sigma_{sys}(E)$) angegeben. Die Photonenergie- und Winkelangaben sind ereignisgewichtete Werte für jeden Datenpunkt.

$$E_\gamma = (1162 \pm 19) \text{ MeV}$$

$$(1108 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma = (1253 \pm 15) \text{ MeV}$$

$$(1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,865	-0,095	0,217	0,076	-0,867	0,132	0,133	0,068
-0,619	0,38	0,221	0,099	-0,622	0,024	0,128	0,052
-0,372	-0,161	0,173	0,048	-0,371	-0,404	0,12	0,075
-0,123	0,211	0,188	0,061	-0,126	-0,69	0,101	0,106
0,129	-0,144	0,14	0,04	0,128	-0,561	0,094	0,092
0,379	-0,285	0,163	0,066	0,38	-0,533	0,108	0,08
0,626	-0,047	0,162	0,029	0,63	-0,727	0,091	0,096
0,85	-0,508	0,209	0,103	0,844	0,107	0,101	0,053

$$E_\gamma = (1346 \pm 15) \text{ MeV}$$

$$(1300 \text{ MeV} < E_\gamma < 1400 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma = (1450 \pm 11) \text{ MeV}$$

$$(1400 \text{ MeV} < E_\gamma < 1500 \text{ MeV})$$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,874	-0,245	0,129	0,109	-0,87	-0,12	0,205	0,123
-0,617	0,072	0,142	0,09	-0,612	0,08	0,165	0,11
-0,37	-0,382	0,124	0,078	-0,37	-0,455	0,139	0,109
-0,117	-0,665	0,089	0,109	-0,124	-0,572	0,115	0,144
0,129	-0,5	0,099	0,077	0,125	-0,647	0,134	0,152
0,382	-0,199	0,127	0,049	0,382	-0,788	0,16	0,143
0,634	-0,177	0,097	0,044	0,637	-0,832	0,106	0,129
0,835	-0,116	0,079	0,037	0,836	-0,338	0,076	0,055

$E_\gamma = (1547 \pm 12) \text{ MeV}$
 $(1500 \text{ MeV} < E_\gamma < 1600 \text{ MeV})$

$E_\gamma = (1647 \pm 12) \text{ MeV}$
 $(1600 \text{ MeV} < E_\gamma < 1700 \text{ MeV})$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,87	-0,038	0,321	0,209	-0,87	0,399	0,27	0,314
-0,621	-0,143	0,195	0,136	-0,618	0,18	0,221	0,162
-0,365	-0,667	0,174	0,174	-0,37	0,43	0,13	0,144
-0,121	-0,259	0,104	0,147	-0,125	-0,142	0,135	0,168
0,126	-0,717	0,161	0,187	0,127	-0,489	0,133	0,161
0,377	-0,561	0,169	0,108	0,382	0,062	0,161	0,061
0,637	-0,384	0,086	0,088	0,638	-0,249	0,076	0,052
0,841	-0,038	0,077	0,031	0,846	0,052	0,058	0,028

$E_\gamma = (1749 \pm 12) \text{ MeV}$
 $(1700 \text{ MeV} < E_\gamma < 1800 \text{ MeV})$

$E_\gamma = (1850 \pm 11) \text{ MeV}$
 $(1800 \text{ MeV} < E_\gamma < 1900 \text{ MeV})$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,876	0,124	0,293	0,223	-0,872	0,904	0,211	0,354
-0,619	-0,05	0,263	0,173	-0,619	-0,085	0,279	0,159
-0,367	-0,051	0,141	0,102	-0,368	-0,604	0,145	0,219
-0,12	-0,37	0,145	0,223	-0,123	-0,496	0,16	0,215
0,127	-0,723	0,141	0,218	0,122	0,298	0,123	0,213
0,382	-0,144	0,158	0,101	0,38	0,425	0,15	0,152
0,639	-0,277	0,069	0,063	0,642	-0,186	0,067	0,045
0,85	-0,085	0,051	0,028	0,855	-0,105	0,049	0,029

$E_\gamma = (1949 \pm 18) \text{ MeV}$
 $(1900 \text{ MeV} < E_\gamma < 2000 \text{ MeV})$

$E_\gamma = (2050 \pm 15) \text{ MeV}$
 $(2000 \text{ MeV} < E_\gamma < 2100 \text{ MeV})$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,873	-0,652	0,236	0,27	-0,87	0,202	0,199	0,138
-0,619	-0,136	0,235	0,153	-0,619	-0,848	0,258	0,244
-0,368	-0,69	0,184	0,263	-0,37	-0,576	0,201	0,234
-0,117	-0,332	0,115	0,15	-0,125	-0,208	0,183	0,199
0,127	0,289	0,175	0,14	0,129	0,133	0,172	0,17
0,384	0,696	0,151	0,183	0,388	0,132	0,147	0,103
0,646	-0,177	0,077	0,051	0,643	-0,034	0,062	0,037
0,863	-0,181	0,042	0,038	0,866	-0,047	0,045	0,027

$E_\gamma = (2149 \pm 16) \text{ MeV}$
 $(2100 \text{ MeV} < E_\gamma < 2200 \text{ MeV})$

$E_\gamma = (2242 \pm 16) \text{ MeV}$
 $(2200 \text{ MeV} < E_\gamma < 2300 \text{ MeV})$

$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$	$\cos(\theta_{CMS}^\omega)$	E	$\sigma_{stat}(E)$	$\sigma_{sys}(E)$
-0,875	-0,73	0,233	0,247	-0,875	-0,211	0,272	0,219
-0,615	-0,859	0,222	0,271	-0,353	-0,237	0,352	0,212
-0,364	-0,736	0,321	0,306	-0,123	-0,017	0,24	0,127
-0,116	-0,03	0,227	0,216	0,125	0,271	0,193	0,209
0,129	-0,037	0,17	0,145	0,384	-0,126	0,26	0,129
0,386	0,745	0,182	0,24	0,649	-0,003	0,114	0,055
0,645	-0,094	0,078	0,038	0,881	-0,128	0,067	0,041
0,871	-0,044	0,052	0,026				

Tabelle K.1: Doppelpolarisationsobservable E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$

Literaturverzeichnis

- [AJ⁺06] Ajaka, J. et al.: *Evidence for Nucleon-Resonance Excitation in ω -Meson Photoproduction*, Physical Review Letters 96, 2006
- [AK⁺92] Aker, E. et al.: *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 321, 69-108, 1992
- [AL⁺68] Althoff, K. H. et al.: *The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn*, Nuclear Instruments and Methods 61, 1-30, 1968
- [AR⁺72] Armstrong, T. A. et al.: *Total Hadronic Cross Section of γ Rays in Hydrogen in the Energy Range 0.265-4.215 GeV*, Physical Review D 5, 1640-1652, 1972
- [AKST05] Anisovich, A. V.; Klempt, E.; Sarantsev, A. V.; Thoma, U.: *Partial-wave decomposition of pion and photoproduction amplitudes*, European Physical Journal A 24, 111-128, 2005
- [AS06] Anisovich, A. V. Sarantsev, A. V.: *Partial decay widths of baryons in the spin-momentum operator expansion method*, European Physical Journal A 30, 427-441, 2006
- [AWLR90] Arndt, R. A.; Workman, R. L.; Li, Z.; Roper L. D.: *Partial-wave analysis of pion photoproduction*, Physical Review C 42, 1853-1863, 1990
- [AS⁺05] Anisovich, A. V.; Sarantsev, A. V.; Bartholomy, O.; Klempt, E.; Nikonov, V. A.; Thoma, U.: *Photoproduction of baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$* , European Physical Journal A 25, 427-439, 2005
- [BA⁺03] Barth, J. et al.: *Low-energy photoproduction of ω -mesons*, European Physical Journal A 18, 117-127, 2003
- [BA⁺05] Bartalini, O. et al.: *Measurements of π^0 photoproduction on the proton from 550 to 1500 MeV at GRAAL*, European Physical Journal A 26, 399-419, 2005
- [BCP⁺05] Bartholomy, O.; Credé, V.; van Pee, H. et al.: *Neutral-pion photoproduction off protons in the energy range $0.3 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$* , Physical Review Letters 94, 2005

- [BDP⁺99] Bradtke, Ch.; Dutz, H.; Peschel, H. et al.: *A new frozen-spin target for 4π particle detection*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 436, 430-442, 1999
- [BH34] Bethe, H.; Heitler W.: *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*, Proceedings of the Royal Society of London A 146, 83-112, 1934
- [BL⁺69] Bloom, E. D. et al.: *Determination of the total photon-proton cross section from high energy inelastic electron scattering*, SLAC-PUB 653 (1969)
- [BLO⁺69] Bloom, E. D. et al.: *High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°*, Physical Review Letters 23, 1969
- [BÖS06] Böse, S.: *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2006
- [BR⁺69] Breidenbach, M. et al.: *Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering*, Physical Review Letters 23, 1969
- [CAS06] Castelijns, R.: *Photoproduction of strange mesons and hyperons on the proton*, Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 2006
- [CB10] <http://www.cb.uni-bonn.de>, aufgerufen am 7.5.2010
- [CGLN57] Chew, G. F.; Goldberger, M. L.; Low, F. E.; Nambu, Y.: *Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production*, Physical Review 106, 1345-1355, 1957
- [CHT97] Chiang, W.-T.; Tabakin F.: *Completeness Rules for Spin Observables in Pseudoscalar Meson Photoproduction*, Physical Review C 55, 2054-2066, 1997
- [CI86] Capstick, S.; Isgur, N.: *Baryons in a relativized quark model with chromodynamics*, Physical Review D 34, 2809-2835, 1986
- [CRE01] Credé, V.: *CBGEANT 1.08/01*, CB-Note 002, 2001
- [DAH08] Dahlke, T.: *Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008
- [DHKT99] Drechsel, D.; Hanstein, O.; Kamalov S. S.; Tiator L.: *A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV*, Nuclear Physics A 645, 145-174, 1999
- [DIE08] Dielmann, J.: *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008

- [DKT07] Drechsel, D.; Kamalov, S. S.; Tiator, L.: *Unitary isobar model-MAID2007*, European Physical Journal A 34, 69-97, 2007
- [DR⁺07] Dugger, M.; Ritchie, B. G. et al.: *π^0 photoproduction on the proton for photon energies from 0.675 to 2.875 GeV*, Physical Review C 76, 2007
- [DUT11] Dutz, H.: Private Mitteilung, 2011
- [EBE06] Eberhardt, H.: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2006
- [ELS06] Elsner, D.: *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Dissertation, Universität Bonn, 2006
- [EL⁺09] Elsner, D. et al.: *Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in π^0 photoproduction off the proton*, European Physical Journal A 39, 373-381, 2009
- [ELS11] Elsner, D.: Private Mitteilung, 2011
- [EWA10] Ewald, R.: *Untersuchung der $\Sigma^+ K_S^0$ Photoproduktion am Proton mit dem CBELSA/TAPS-Experiment*, Dissertation, Universität Bonn, 2010
- [FLE01] Flemming, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bochum, 2001
- [FP04] Fornet-Ponse, K.: *Entwurf eines Fokalebeneendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2004
- [FP09] Fornet-Ponse, K.: *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, 2009
- [FP08] Fornet-Ponse, K.: Private Mitteilung, 2008
- [FRO10] Frommberger, F.: <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de>, aufgerufen am 30.9.2010
- [FUN08] Funke, Ch.: *Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors*, Dissertation, Universität Bonn, 2008
- [GA⁺94] Gabler, A. R. et al.: *Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 346, 168-176, 1994
- [GEL64] Gell-Mann, M.: *A schematic model of baryons and mesons*, Physics Letters 8, 214-215, 1964

- [GO⁺09] Gottschall, M.; Dahlke, T.; Thoma, U.; Wilson, A.; Credé, V.; Makónyi, K.: *Documentation of the TAPS Energy Calibration*, CB-ELSA/TAPS Note, 2009
- [GRU06] Grüner, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2006
- [HAM09] Hammann, Ch.: *Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2009
- [HAR08] Hartmann, J.: *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008
- [HAR11] Hartmann, J.: Private Mitteilung, 2011
- [HIL00] Hillert, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitation, Universität Bonn, 2000
- [HOF12] Hoffmeister, Ph.: Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 2012
- [HS88] Husmann, D.; Schwille, W. J.: *ELSA-die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Physikalische Blätter 44, 40-44, 1988
- [HUB59] Hubbell, J. H.: *Spectrum of Thin Target Bremsstrahlung Bounded by a Forward Circular Cone*, Physical of Applied Physics 30, 981-984, 1959
- [IK78] Isgur N.; Karl, G.: *P-wave baryons in the quark model*, Physical Review D 18, 4187-4205, 1978
- [JUN00] Junkersfeld, J.: *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Diplomarbeit, Universität Bonn, 2000
- [JUN05] Junkersfeld, J.: *Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis zu 3 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, 2005
- [KAI07] Kaiser, D.: *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [KAM09] Kammer, S.: *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Dissertation, Universität Bonn, 2009
- [KDT95] Knöchlein, G.; Drechsel, D.; Tiator, L.: *Photo- and Electroproduction of Eta Mesons*, Z. Phys. A 352, 327-343, 1995
- [KL⁺08] Klein F. et al.: *Beam asymmetries in near-threshold omega photoproduction off the proton*, Physical Review D 78, No. 11, 2008
- [KON01] Konrad, M.: *Ortsensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2001

- [KRI98] Krimmer, J.: *Aufbau eines Überwachungssystems für den Photonenstrahl für das GDH-Experiment an ELSA Bonn*, Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1998
- [KS03] Krusche B.; Schadmand, S.: *Study of Non-Strange Baryon Resonances with Meson Photoproduction*, Progress in Particle and Nuclear Physics 51, 399-485, 2003
- [LIV09] Livingston, K.: *The Stonehenge Technique. A method for aligning coherent bremsstrahlung radiators*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 603, 205-213, 2009
- [LL91] Landau, L. D.; Lifschitz, E. M.: *Lehrbuch der Theoretischen Physik Band 4: Quantenelektrodynamik*, Akademie Verlag, 1991
- [LMPa01] Löring, U.; Metsch, B. Ch.; Petry, H. R.: *The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces, The non-strange-baryon spectrum and ground states*, European Physical Journal A 10, 359-446, 2001
- [LMPb01] Löring, U.; Metsch, B. Ch.; Petry, H. R.: *The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces, The strange baryon spectrum*, European Physical Journal A 10, 447-486, 2001
- [LÖ⁺01] Löring, U.; Kretzschmar, K.; Metsch, B. Ch.; Petry, H. R.: *Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces, Theoretical background*, European Physical Journal A 10, 309-346, 2001
- [MAID11] <http://www.kph.kph.uni-mainz.de/MAID>, aufgerufen am 18.10.2011
- [MAK11] Makónyi, K.: *Searching for ω -mesic state in Carbon*, Dissertation, Universität Gießen, 2011
- [MAT07] Materne, S.: *Ein Aerogel-Čerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [MFO92] Maslen, E.N.; Fox, A.G.; O'Keefe, M.A.: *Int. Tables for Crystallography*, Kluwer Academic Publishers, 1992
- [MÖß58] Mößbauer, R. L.: *Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in Ir¹⁹¹*, Zeitschrift für Physik 151, 124-143, 1958
- [MÜL07] Müller, J.: *Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [NA⁺03] Natter, F.A.; Grabmayr, P.; Hehl, T.; Owens, R. O.; Wunderlich, S.: *Monte Carlo Simulation and Analytical Calculation of Coherent Bremsstrahlung and its Polarisation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 211 465-486, 2003

- [NA⁺10] Nakamura, K. et al.: *Review of Particle Physics, 2010-2011*, Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 37, 2010
- [NIK11] <http://pwa.hiskp.uni-bonn.de>, aufgerufen am 12.10.2011
- [OM59] Olsen, H.; Maximon, L. C.: *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*, Physical Review 114, 887-904, 1959
- [PIO07] Piontek, D.: *Entwicklung eines Online-Monitors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [PSI10] http://ltp.web.psi.ch/ltp_home/outreach.html, aufgerufen am 8.7.2010
- [PST96] Pichowsky, M.; Şavklı, Ç. ; Tabakin, F.: *Polarization observables in vector meson photoproduction*, Physical Review C 53, 1996
- [RD04] Rohlof, Ch.; Dutz, H.: *Effective densities and polarizations of the targets for the GDH-Experiments at MAMI and ELSA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 526, 126-131, 2004
- [RUT11] Rutherford, E.: *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine 6, 669-688, 1911
- [RM11] Ronniger, M.; Metsch, B. Ch.: *Effects of a spin-flavour-dependent interaction on the baryon mass spectrum*, European Physical Journal A 47, 162, 2011
- [SAID11] http://gwadac.phys.gwu.edu/analysis/pr_analysis.html, aufgerufen am 18.10.2011
- [SANS09] Sarantsev, A. V.; Anisovich, A. V.; Nikonov, V. A.; Schmieden, H.: *Polarization degrees of freedom in near-threshold photoproduction of ω -mesons in the $\pi^0\gamma$ decay channel*, European Physical Journal A 39, 61-70, 2009
- [SCH12] Schmidt, Ch.: Private Mitteilung, 2012
- [SCH09] Schmieden, H.: *Photoproduction of ω -Mesons at ELSA and the Role of Azimuthal Asymmetries*, Chinese Physics C 33, 1146-1152, 2009
- [SEI09] Seifen, T.: *Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2009
- [SC⁺10] Sparks, N.; Credé, V. et al.: *Measurement of the beam asymmetry Σ in the forward direction for $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$* , Physical Review C 81, 2010
- [SHKL11] Sandorfi, A. M.; Hoblit, S.; Kamano, H.; Lee, T.-S. H.: *Determining pseudoscalar meson photoproduction amplitudes from complete experiments*, Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys. 38, 2011

- [SQU10] Sque, S.: <http://www.stevesque.com/diamond/structure/>, aufgerufen am 15.6.2010
- [STE99] Steier, Ch.: *Polarisierte Elektronen in der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, 1999
- [STY96] Şavklı, Ç. ; Tabakin, F.; Yang, S. N.: *Multipole analysis of spin observables in vector meson photoproduction*, Physical Review C 53, 1996
- [SU⁺05] Suft, G. et al.: *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 538, 416-424, 2005
- [THI12] Thiel, A.: *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 -Photoproduktion*, Dissertation, Universität Bonn, 2012
- [TIA02] Tiator, L.: *MAID and the GDH Sum Rule in the Resonance Region*, Vortrag für die GDH Konferenz, Genua, Italien, 2002
- [TIM69] Timm, U.: *Coherent Bremsstrahlung in Crystals*, Fortschritte der Physik 17, 765-808, 1969
- [TL02] Titov, A. I.; Lee, T.-S. H.: *Effective Lagrangian approach to the ω photoproduction near threshold*, Physical Review C 66, 2002
- [ÜBE56] Überall, H.: *High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals*, Physical Review 103, 1055-1067, 1956
- [UWI10] http://simple.wikipedia.org/wiki/Matrix_mechanics, aufgerufen am 8.7.2010
- [WEN08] Wendel, Ch.: *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*, Dissertation, Universität Bonn, 2008
- [WIN06] Winnebeck, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2006
- [ZAC05] Zhao, Q.; Al-Khalili, J. S.; Cole, P. L.: *Vector meson photoproduction studied in its radiative decay channel*, Physical Review C 71, 2005
- [ZHA01] Zhao, Q.: *Nucleonic resonance excitation with linearly polarized photons in $\gamma p \rightarrow \omega p$* , Physical Review C 63, 2001
- [ZWE64] Zweig, G.: *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking I & II*, CERN-8419-TH-401 & CERN-8419-TH-412, 1964

