

Untersuchung
kleiner Partialwellenbeiträge
in der Nähe dominierender
Resonanzzustände des Protons
mit linear polarisierten Photonen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Daniel Elsner

aus

Havelberg

Bonn 2007

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

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online
elektronisch publiziert.
Erscheinungsjahr 2007.

1. Referent: Prof. Dr. H. Schmieden
2. Referent: Prof. Dr. R. Beck
Tag der Promotion: 2.4.2007

Von einem gewissen Punkt an gibt es keine Rückkehr mehr.
Dieser Punkt ist zu erreichen.
Franz Kafka (1883 – 1924)

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Photo- und Elektroproduktion von pseudoskalaren Mesonen	7
2.1 Formalismus	7
2.1.1 Kinematik	7
2.1.2 Wirkungsquerschnitt	9
2.1.3 Multipolentwicklung	13
2.2 Pion-Elektroproduktion im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz	16
2.3 Eta-Photoproduktion in der Nähe der $S_{11}(1535)$ -Resonanz	20
3 Messung der LT-Asymmetrie in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ im Bereich der $\Delta(1232)$-Resonanz an MAMI	25
3.1 Experimenteller Stand des CMR_{π^0}	25
3.2 Methode des Experimentes	29
3.3 Messung der „fünften“ Strukturfunktion $R_{LT'}$	30
3.4 Durchführung und Auswertung	32
3.4.1 Aufbau und kinematische Einstellungen des Experimentes	32
3.4.2 Datenanalyse	35
3.4.3 Systematische Fehler	39
3.5 Ergebnisse	41
3.5.1 ρ_{LT} -Asymmetrien	41
3.5.2 Extraktion der Multipolamplituden	41
4 Bremsstrahlung	47
4.1 Inkohärente Bremsstrahlung	47
4.1.1 Kinematik des Bremsstrahlprozesses	47
4.1.2 Energie- und Winkelverteilung	50
4.1.3 Der Atomformfaktor	51
4.2 Kohärente Bremsstrahlung	53
4.2.1 Kinematik des kohärenten Prozesses	53
4.2.2 Der kohärente Wirkungsquerschnitt	54
4.2.3 Präparation linear polarisierter Photonen	56

5	Erzeugung linear polarisierter Photonen an ELSA	63
5.1	Der Elektronenbeschleuniger ELSA	63
5.2	Die Photonenmarkierungsanlage	65
5.3	Aufbau und Ansteuerung des Goniometers	71
5.4	Eichung der Kristallorientierung	79
5.4.1	Definition der Winkel und Differenzen	79
5.4.2	Die <i>Stonehenge</i> -Methode	83
5.4.3	Überwachung der relativen Kristallorientierung	85
5.5	Bestimmung des Polarisationsgrades	86
5.5.1	Methode	86
5.5.2	Experimentelle Ergebnisse	89
6	Das Crystal-Barrel/TAPS Experiment	101
6.1	Der Detektoraufbau	101
6.1.1	LH ₂ -Target	102
6.1.2	Innendetektor	102
6.1.3	Crystal-Barrel-Detektor	103
6.1.4	TAPS-Detektor	104
6.2	Triggerbedingungen	106
7	Erste Messungen von Photonasymmetrien	109
7.1	Detektorkalibration	110
7.1.1	Kalibration des TAPS-Detektorsystems	110
7.1.2	Kalibration des Crystal-Barrel-Detektors	114
7.2	Teilchenrekonstruktion und Identifikation der Endzustände	115
7.2.1	Die Rekonstruktion des TAPS-Detektors	115
7.2.2	Die Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Detektorsystems	116
7.2.3	Extraktion der Endzustände	118
7.3	Extraktion der Photonasymmetrie	128
7.3.1	Untersuchung systematischer Fehlerbeiträge	129
7.3.2	Diskussion der Ergebnisse	142
7.3.3	Untersuchung zur Sensitivität auf Resonanzbeiträge	147
8	Zusammenfassung	155
A	Multipolzerlegung der Strukturfunktionen	157
B	Technische Angaben zur Erzeugung linear polarisierter Photonen	159
B.1	Einheitensystem	159
B.2	Umrechnung der Kanalnummern des Szintillierende-Fasern-Derektors	159
B.3	Technische Spezifikationen der Stelltische des Goniometers.	160
C	Datenpunkte der Photonasymmetriemessungen	163
C.1	Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$	163
C.2	Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^0 p$	164
	Literaturverzeichnis	167

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gittereichrechnung des Hadron-Spektrums im Vergleich zum Experiment	2
1.2	Spektrum gemessener und berechneter N^* -Resonanzen	3
2.1	Kinematische Variablen der Meson-Elektroproduktion	8
2.2	Kinematische Variablen der Meson-Produktion am Nukleon	9
2.3	Skizze der Δ -Anregung im einfachen Konstituentenquarkmodell	16
2.4	Graphen niedrigster Ordnung der Pionproduktion durch virtuelle Photonen am Nukleon	17
2.5	Vergleich von berechnetem CMR und EMR für den $\pi^0 p$ -Kanal und für den reinen Isospin-3/2-Zustand	19
2.6	Wirkungsquerschnitte der Meson-Photoproduktion	20
2.7	Resonanzbeiträge in der π^0 - und η -Photoproduktion	21
2.8	Messungen von Polarisationsobservablen in der η -Photoproduktion	23
3.1	Experimenteller Stand für $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/ M_{1+} ^2$	26
3.2	$\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ als Funktion von $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\}$	29
3.3	Lageplan MAMI-B und Bild der 3-Spektrometeranlage	32
3.4	Kinematiken und Spektrometerparameter für die Messung der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$	34
3.5	Koinzidenzzeit und rekonstruierte Pionmasse	36
3.6	Korrelationen durch Spektrometerakzeptanzen	37
3.7	Beispiel für die Erzeugung einer künstlichen Asymmetrie aufgrund von unterschiedlichen Detektorakzeptanzen	38
3.8	Ergebnis der Messung der ρ_{LT} -Asymmetrie	42
3.9	Ergebnisse der Messung der $\rho_{LT'}$ -Asymmetrie	42
3.10	Ergebnis für $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/ M_{1+} ^2$ im Vergleich zu anderen Experimenten und Modellen	44
3.11	Vergleich der ρ_{LT} -Asymmetrie für unterschiedliche Multipolverhältnisse S_{0+}/M_{1+} und S_{1+}/M_{1+}	45
3.12	Ergebnis für $\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}/ M_{1+} ^2$ im Vergleich zu anderen Experimenten und Modellen	45
4.1	Feynmangraphen für die Bremsstrahlung eines Elektrons an einem Atomkern mit Ordnungszahl Z	48
4.2	Kinematik der Bremsstrahlung	48
4.3	Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags	50
4.4	Vergleich von atomaren Formfaktoren für ^{12}C	52
4.5	Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung an einem amorphen und einem Kristall-Radiator	56
4.6	Orientierung des Elektronstrahls im Kristallsystem	57

4.7	Orientierung des reziproken Kristallgitters zum Bereich des <i>pancake</i>	58
4.8	Energieabhängigkeit des kohärenten Beitrages eines Gittervektors	59
4.9	Polarisation eines Gittervektors für zwei verschiedene Orientierungen des Gitters in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie	60
5.1	Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA	64
5.2	Aufbau und Prinzip der Photonenmarkierungsanlage an CB/TAPS	65
5.3	Schematischer Aufbau der Photonenmarkierungsanlage	67
5.4	Einschußrichtung des Tagging-Detektors und resultierendes Korrekturpolynom .	69
5.5	Positionsbestimmung des Photonstrahls mit dem Fluß-Detektor	71
5.6	Abtastung des Elektronstrahlprofils an der Radiatorposition	72
5.7	Schematischer Aufbau des Goniometers	73
5.8	Photographie des Goniometeraufbaus	74
5.9	Schemazeichnung zur Feedforward- und PID-Regelung	75
5.10	Geschwindigkeitsprofil und Regelabweichung für die Positionierung der Gonio- metermodule	76
5.11	Schematischer Aufbau des Lasertests der Herstellerspezifikationen	77
5.12	Schematische Ansicht des Goniometer- und Kristallsystems	80
5.13	Goniometersystem mit Winkeldifferenzen	81
5.14	Absolute und relative Winkeldifferenzen im Goniometersystem	82
5.15	<i>Stonehenge</i> -Plot für eine ungeeichte Kristallorientierung	84
5.16	<i>Stonehenge</i> -Plot für eine geeichte Kristallorientierung	85
5.17	Überwachung der Strahlstabilität mit dem <i>CBMonitor++</i> anhand der Lage der Diskontinuität im Spektrum der Photonenergie	87
5.18	Einfluß von Elektronstrahldivergenz und Vielfachstreuung auf Intensitätsspektren und Polarisationsgrad	88
5.19	Relative Intensitätsspektren für ein Polarisationsmaximum bei 1305 MeV . . .	92
5.20	Relative Intensitätsspektren für ein Polarisationsmaximum bei 1515 MeV . . .	93
5.21	Relative Intensitätsspektren für ein Polarisationsmaximum bei 1610 MeV . . .	94
5.22	Relative Intensitätsspektren für ein Polarisationsmaximum bei 1814 MeV . . .	95
5.23	Vergleich von Daten mit der Rechnung für zwei Implementationen der Vielfach- streuung	97
5.24	Relative Bremsstrahlungsintensitäten mit Skalierung des inkohärenten Beitrages	98
5.25	Graphisches Frontend der modifizierten ANB-Software	100
6.1	Der CB/TAPS-Detektoraufbau	101
6.2	Der Innendetektor	102
6.3	Schematische Ansicht des Crystal-Barrel-Kalorimeters	103
6.4	Aufbau eines CB-Kristallmoduls	104
6.5	Aufbau eines Kristallmoduls des TAPS-Detektors	105
6.6	Frontansicht des TAPS-Detektoraufbaus mit LED-high-Segmentierung	105
6.7	Frontansicht des TAPS-Detektoraufbaus mit LED-low-Segmentierung	107
7.1	Energiespektrum der Höhenstrahlung für einen TAPS-Kristall	111
7.2	π^0 -Kalibration: Spektrum der invarianten Masse von zwei Photonen für alle TAPS-Module	112

7.3	π^0 -Kalibration: Spektrum der invarianten Masse von zwei Photonen gegen die TAPS-Modulnummer	112
7.4	Kalibration der LED-Schwellen der TAPS-Module	114
7.5	Energiekalibration eines Crystal-Barrel-Moduls	114
7.6	Invariante Masse der 6γ -Kombinationen und der beteiligten 2γ -Kombinationen	119
7.7	Differenz der Proton- und Meson-Azimutwinkel für 3-PED-Ereignisse ohne kinematische Schnitte	120
7.8	Differenz der Proton- und Meson-Azimutwinkel mit kinematischen Schnitten .	121
7.9	Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels ohne kinematische Schnitte	122
7.10	Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels mit kinematischen Schnitten	122
7.11	Abweichung der invarianten Masse des berechneten <i>missing</i> -Protons ohne kinematische Schnitte	123
7.12	Abweichung der invarianten Masse des berechneten <i>missing</i> -Protons mit kinematischen Schnitten	123
7.13	Zeitdifferenz der Ereignisse im TAPS- und Tagging-Detektor	125
7.14	Invariante Massen für einen 3- und einen 7-PED-Datensatz nach Standard-Analysebedingungen	126
7.15	Akzeptanzbereich des Polarwinkels im Schwerpunktsystem für π^0 - und η -Ereignisse des 3-PED-Datensatzes	127
7.16	Untergrundabschätzung für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ mit einer Gauß-Funktion .	129
7.17	Untergrundabschätzung für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ mit einer Geraden	130
7.18	Schematische ϕ -Winkelverteilung zur Untergrundbehandlung	130
7.19	Photonasymmetrie Σ der η -Photoproduktion mit systematischen Fehlern der Untergrundabschätzung im Kanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	131
7.20	Zweidimensionale Winkelverteilung (ϕ vs. $\theta_{Lab.}$) für Ereignisse im TAPS-Detektor mit zwei vertauschten Modulen	133
7.21	Zweidimensionale Winkelverteilung (ϕ vs. $\theta_{Lab.}$) für Ereignisse im TAPS-Detektor nach einer Standard-Detektorkalibration	134
7.22	Winkelverteilung für unterschiedliche Triggerschwellen im TAPS-Detektor . . .	135
7.23	Einfluß der Ineffizienz nach einer Triggerumstellung im π^0 -Kanal	136
7.24	Fehlerabschätzung künstlicher ϕ -Winkelverteilungen in $\eta \rightarrow \gamma\gamma$	138
7.25	Fehlerabschätzung künstlicher ϕ -Winkelverteilungen in $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	139
7.26	ϕ -Winkelverteilungen des GRAAL-Experimentes für zwei Polarisierungsebenen .	140
7.27	Photonasymmetrie Σ der π^0 -Photoproduktion für $E_\gamma < 1078$ MeV	143
7.28	Photonasymmetrie Σ der π^0 -Photoproduktion für $E_\gamma \geq 1078$ MeV	144
7.29	Photonasymmetrie Σ der η -Photoproduktion	146
7.30	Eta -MAID-Rechnung von verschiedenen dominierenden Resonanzbeiträgen zu Σ	149
7.31	Eta -MAID-Rechnung von nicht dominanten Resonanzbeiträgen zu Σ	150
7.32	Eta -MAID-Rechnungen des Wirkungsquerschnitts der η -Photoproduktion	151
7.33	Totaler Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion	152
7.34	BnGa -Rechnung von verschiedenen Resonanzbeiträgen zu Σ	153
B.1	Technische Angaben der Stelltische des Goniometers	161

Tabellenverzeichnis

1.1	Vergleich der Anzahl beobachteter und erwarteter Baryon-Resonanzen	4
2.1	Zusammenhang der Multipolamplituden im γN -System und Meson-Nukleon-System	15
3.1	Kinematische und Spektrometer-Einstellungen des Protonarms	33
3.2	Kinematiken der elastischen Messungen $p(e, e'p)$	33
3.3	Absoluter systematischer Fehler ($\Delta\rho_{LT}$) der Kinematik I/Ia	40
3.4	Extrahierte Multipolverhältnisse S_{0+}/M_{1+} und S_{1+}/M_{1+}	43
5.1	Standardwerte für Strahlenergie und Feldstärke des Tagging-Magneten	66
5.2	Ergebnisse des Lasertests im Vergleich mit den Herstellerspezifikationen für die Goniometer-Stelltische	78
5.3	Eingabeparameter der ANB-Software für die vermessenen Einstellungen des Polarisationsmaximums	90
5.4	Absolute und relative Fehler des maximalen Polarisationsgrades für vier Polarisations-einstellungen	99
6.1	Eigenschaften der CsI(Tl)- und BaF ₂ -Kristalle des Crystal-Barrel- und TAPS-Detektors	104
7.1	Variation der Photonasymmetrie für die Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ unter verschiedenen Analysebedingungen.	141
C.1	Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$	163
C.2	Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^0 p$	166

Kapitel 1

Einleitung

Die Entdeckung der anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron lieferte einen ersten Hinweis darauf, daß das Nukleon eine Substruktur besitzt und kein punktförmiges Teilchen ist. Gell-Mann und Zweig schlugen 1964 die Beschreibung der Substruktur der damaligen „schweren Elementarteilchen“ durch die sogenannte Quarkhypothese vor. Durch die Einführung von Konstituenten mit Spin $1/2$ (Quarks), die in drei verschiedenen Flavors (up, down und strange) existieren, gelang es, die große Anzahl der bekannten Baryonen und Mesonen, den sogenannten Teilchenzoo, zu klassifizieren. Die mathematische Beschreibung basiert dabei auf der $SU(3)$ -Gruppe.

Ergebnisse aus tiefinelastischen Lepton-Streuexperimenten, wie das Björken-Skaling und die Callan-Gross-Relation, unterstützen die Annahme von punktförmigen Nukleonkonstituenten, die mit den Quarks identifiziert wurden. Die Wechselwirkung der Quarks wird durch die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben.

Die QCD basiert auf den gleichen mathematischen Prinzipien wie die Quanten-Elektro-Dynamik (QED), die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung. Da die Austauschteilchen der QCD, die Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen der QED selbst eine (Farb-)Ladung tragen, können sie auch untereinander wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung führt zu einer signifikanten Änderung der Kopplungs-„konstanten“ der starken Wechselwirkung α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 [E⁺04].

Für größer werdende Impulsüberträge, d. h. nach dem Heisenbergschen Unschärfeprinzip bei kleineren Abständen ($d \ll 1$ fm), wird die Wechselwirkung der Quarks untereinander kleiner. Die Quarks verhalten sich dann wie quasi-freie Teilchen. In diesem Bereich der sogenannten asymptotischen Freiheit ist aufgrund der kleinen Kopplungskonstanten α_s eine störungstheoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung möglich, man spricht vom perturbativen Bereich der QCD.

Im Bereich kleinerer Impulsüberträge und somit anwachsender Abstände ($d \approx 1$ fm) nimmt die Kopplungsstärke aufgrund der Gluon-Selbstwechselwirkung zu. Die Quarks lassen sich demnach nicht beliebig voneinander entfernen oder isolieren, sondern das Potential der Wechselwirkung wächst proportional zum Abstand an. Wird gegen das Farb-Potential immer mehr Energie aufgewendet, d. h. in die Bindung zwischen zwei Quarks investiert, wird ab einem Schwellenwert schließlich ein Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt. Quarks existieren daher nicht als freie Teilchen, sondern ausschließlich in farbneutralen gebundenen Zuständen aus Quark und Antiquark (Meson) oder drei Quarks bzw. Anti-Quarks (Baryon bzw. Anti-Baryon). Eine störungstheoretische Behandlung ist hier aufgrund der großen Kopplungsstärke nicht möglich. Gerade dieser nicht-perturbative Bereich der QCD entspricht jedoch den Ausdehnungen hadronischer Systeme, wie den Baryonen und deren angeregten Zuständen (Baryon-Resonanzen).

Einen Zugang zur numerischen Lösung der QCD-Gleichungen im nicht-perturbativen Bereich bietet die Gitter-Eichtheorie auf einem diskretisierten vierdimensionalen Raum-Zeit-Gitter. Erste Erfolge zeigen sich z. B. in der Beschreibung des Spektrums der leichten Hadronen (Abbildung 1.1), wenngleich noch vorwiegend innerhalb der sogenannten *quenched*-Näherung, d. h. ohne die Dynamik von fluktuierenden Quark-Anti-Quark-Paaren, den See-Quarks. Innerhalb der Gitterrechnungen ist es zunächst nur möglich, Massen vorherzusagen, jedoch nicht die Breite der Zustände und deren Kopplung an physikalische Formations- und Zerfallskanäle.

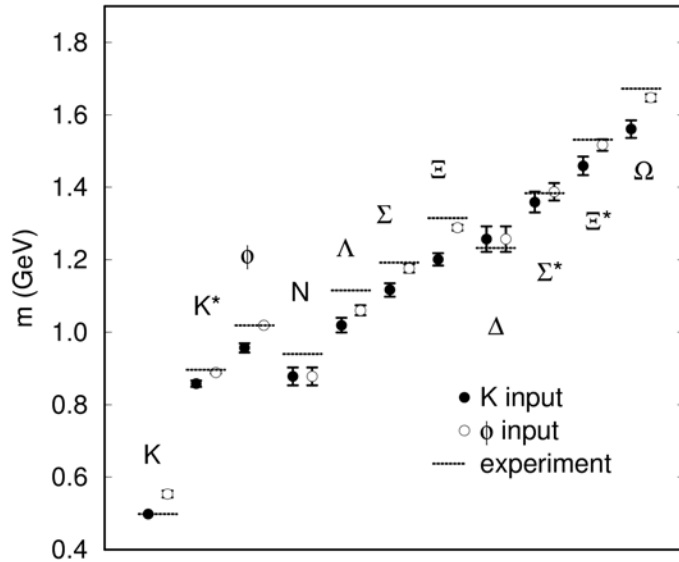


Abbildung 1.1: Gitterrechnung in der *quenched*-Näherung [A⁺00] für das Spektrum leichter Hadronen (Punkte) im Vergleich zu den experimentellen Werten (Balken). Der Unterschied der beiden Rechnungen liegt in der Normierung der Strange-Quark-Masse anhand des K-Mesons oder des ϕ -Mesons.

Daher ist die Physik der Baryon-Resonanzen nach wie vor eine Domäne phänomenologischer Modelle, die auf der Annahme punktförmiger, sich in einem effektiven Potential bewegender Konstituentenquarks basieren. Oft wird dafür das Potential eines Harmonischen Oszillators gewählt, welches um unterschiedlich motivierte Rest-Wechselwirkungsterme erweitert wird. Diese sind notwendig z. B. zur Erzielung nicht äquidistanter Energieniveaus.

Das erste erfolgreiche, nicht-relativistische Modell stammte von N. Isgur und G. Karl [IK79] und berücksichtigt zu dem Confinement-Potential eine farb-magnetische Hyperfeinwechselwirkung, jedoch z. B. keine Spin-Bahn-Kopplung. Bereits im Rahmen dieses Modells wird die Systematik des Baryon-Spektrums recht gut beschrieben. Allerdings müssen für Baryonen, die aus leichten Quarks bestehen, eigentlich relativistische Effekte berücksichtigt werden, weil die kinetische Energie der Konstituentenquarks in der gleichen Größenordnung wie ihre Masse liegt. S. Capstick und W. Roberts haben in einer weiterführenden Version daher das Modell von Isgur und Karl um relativistische Korrekturen erweitert [CR00].

Ein aktuelles voll-relativistisches Modell von U. Löring, B. Ch. Metsch und H. Petry (Bonn-Modell) verwendet Konstituentenquarks mit effektiven Massen in einem linearen Confinement-Potential mit einer Instanton-induzierten (Rest-)Wechselwirkung [LBMP01, LMP01]. Die Abbildung 1.2 zeigt die gute Übereinstimmung dieses Modells mit den experimentell beobachteten Zuständen am Beispiel der N^* -Resonanzen (Isospin $I = 1/2$).

Eine Reihe von Fragen bleibt jedoch im Rahmen aller Quark-Modelle zur Zeit noch offen. Im Bereich der Anregungszustände mit niedriger Masse gelingt z. B. im Spektrum der Nukleon-Resonanzen die Beschreibung der sogenannten Roper-Resonanz ($P_{11}(1440)$) und der $S_{11}(1535)$ -

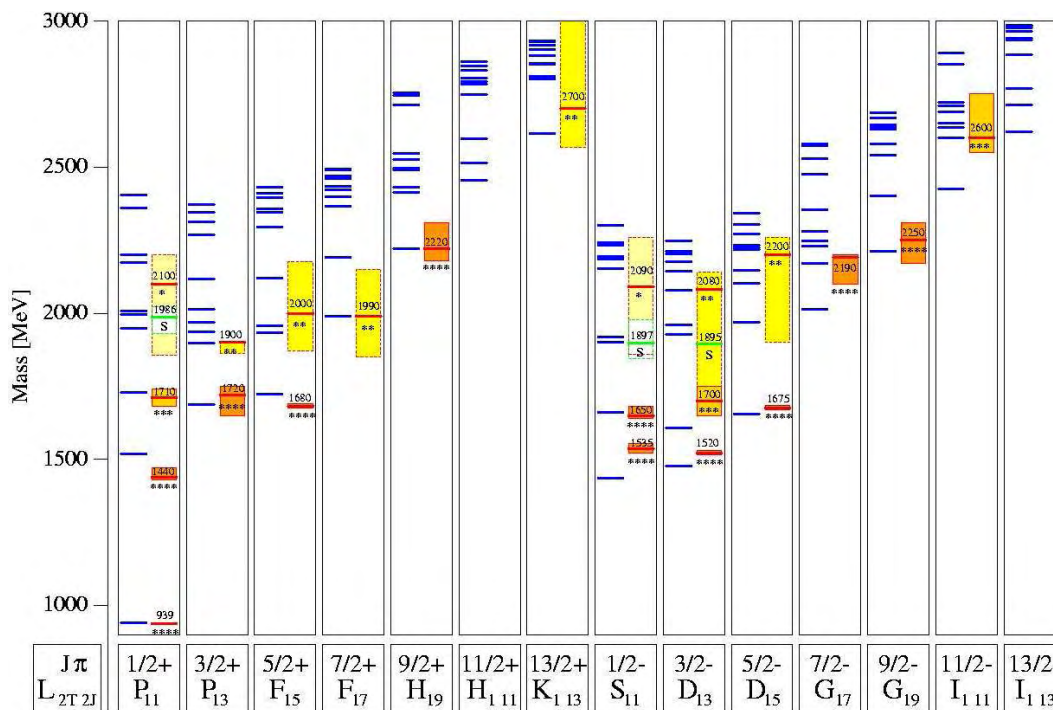


Abbildung 1.2: Spektrum der gemessenen und im Modell von [LBMP01] berechneten N^* -Resonanzen mit Spin J und Parität π . In jeder Spalte sind links die berechneten Massen und rechts die experimentellen Werte [E⁺04] aufgetragen.

Resonanz schlecht. Wie Abbildung 1.2 zeigt, ist die theoretische mit der experimentell gefundenen energetischen Abfolge dieser Resonanzen gerade vertauscht. Diese Schwierigkeit ist typisch für alle Potential-Modelle, da sich „natürlich“¹ die Paritätsabfolge $+, -, +$ für die niedrigstliegenden Zustände ergibt. Ein weiteres generelles Problem der Modelle ist die im Anregungsspektrum des Λ -Hyperons deutlich überschätzte Masse des $\Lambda(1405)$ -Singlet-Zustandes. Für die höher liegenden Anregungszustände zeigt sich als wesentliches Problem die Diskrepanz zwischen der großen Anzahl der theoretisch vorhergesagten und der deutlich geringeren Anzahl experimentell gefundener Zustände. Diese Problematik ist unter dem Schlagwort *Fehlende Resonanzen* bekannt. Zur Veranschaulichung werden in Tabelle 1.1 die Anzahl der in [E⁺04] aufgeführten Baryon-Resonanzen mit der Zahl der erwarteten Zustände nach [LBMP01, LMP01] (für einen Gesamtdrehimpuls $J \leq 11/2$ und Oszillatorzahl $N \leq 4$) miteinander verglichen.

Da der größte Teil der experimentell verifizierten Resonanzen aus der Analyse von πN -Streueexperimenten stammt, könnte eine mögliche Erklärung für das „Fehlen“ von Resonanzen ihre schwache Kopplung an den πN -Kanal sein. Dieses Argument wird auch durch theoretische Vorhersagen gestützt; eine Übersicht zu verschiedenen Modellen findet sich in [CR00]. Experimentell ergibt sich zur Untersuchung der *Fehlende-Resonanzen*-Problematik daher die Notwendigkeit, alternative Kanäle, wie z. B. ηN , $\eta' N$, ωN , sowie Zerfallskaskaden wie $\pi\pi N$, $\pi\eta N$, usw. zu untersuchen.

¹vgl. z. B. den harmonischen Oszillator mit den Energieeigenwerten $E_n = [(2n + l) + 3/2]\hbar\omega$.

Oktett	N	Δ	Σ	Λ	Ξ	Ω
Dekuplett						
Singlett				Λ		
* * * *	11	7	6	9	2	1
* * *	3	3	4	5	4	1
* *	6	6	8	1	2	2
*	2	6	8	3	3	0
total	22	22	26	18	11	4
Modell	60	30	90	87	90	30
	(für $N \leq 4$ & $J \leq 11/2$, Parität $(-)^N$)					

Tabelle 1.1: Vergleich der Anzahl beobachteter Baryon-Resonanzen [E⁺04] (* - * * * *) mit der Zahl der erwarteten Zustände nach [LBMP01, LMP01] (letzte Zeile). Die Rechnung wurde freundlicherweise von B. Metsch zur Verfügung gestellt.

Ein zu den (Konstituenten-) Quark-Modellen alternativer Ansatz ist die Beschreibung des Anregungsspektrums mit dynamisch generierten Resonanzen. Hierbei handelt es sich nicht um angeregte genuine 3-Quark-Zustände sondern um quasi-gebundene Zustände (Baryon-Meson-„Moleküle“). Die Eigenschaften einzelner vermessener Resonanzen können tatsächlich durch solche Bindungszustände erklärt werden. So finden N. Kaiser, P. B. Siegel und W. Weise im Rahmen ihrer Rechnung [KSW95b] einen quasi-gebundenen $K\Sigma/K\Lambda$ -Zustand, welcher dieselben Eigenschaften (energetische Lage, Breite und Verzweigungsverhältnis) wie die $S_{11}(1535)$ -Resonanz hat. Ähnlich läßt sich die $\Lambda(1405)$ -Resonanz durch eine $\overline{K}N$ -Molekül beschreiben [KSW95a].

Das Baryonspektrum besteht nicht aus isolierten Resonanzen, sondern aus breiten und sich dadurch im allgemeinen überlappenden Zuständen. Die experimentelle Herausforderung ist die eindeutige Bestimmung der einzelnen Resonanzbeiträge. Dies ist jedoch nur mit einer Partialwellenanalyse (PWA) der experimentell zugänglichen Observablen möglich. Allerdings erfordert die vollständige Beschreibung selbst der einfachsten Meson-Produktions-Kanäle, in einem bezüglich der PWA *vollständigen Experiment*, bereits die Messung von 8 unabhängigen Observablen über den vollen Energie- und Winkelbereich [CT97]. Zur Zeit sind nicht genügend unabhängige Observablen gemessen, da im überwiegenden Teil der Meson-Produktions-Experimente nur differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden konnten. Um die Mehrdeutigkeiten bezüglich der Resonanzbeiträge zu reduzieren, ist die Messung von Polarisations-Observablen absolut notwendig. Durch die Ausnutzung von Polarisations-Freiheitsgraden in der Meson-Photoproduktion, wie z. B. dem Polarisationszustand des Photonfeldes oder der Targetpolarisation, ist es möglich, zusätzliche Informationen aufgrund unterschiedlicher Interferenzen von Resonanzbeiträgen zu erhalten, und dadurch einzelne Beiträge besser extrahieren zu können.

Einige Polarisationsobservablen wurden in den letzten Jahren gemessen. Sowohl Einfach- als auch Doppel-Polarisations-Experimente werden aktuell insbesondere im Sonderforschungsbe-
reich/Transregio 16 an ELSA durchgeführt bzw. vorbereitet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mittels Meson-Produktion mit linear polarisierten Photonen zwei Energiebereiche dominierender Baryon-Anregungen untersucht, die der $\Delta(1232)$ - und

der $S_{11}(1535)$ -Resonanz: Die $\Delta(1232)$ -Resonanz kann durch einen magnetischen Dipolübergang elektromagnetisch angeregt werden. Daneben beobachtet man auch einen coulombartigen bzw. elektrisch transversalen Quadrupolübergang, C2 bzw. E2, mit deutlich geringerer Stärke, der, verursacht durch eine entsprechende D-Wellen-Beimischung in der Konstituentenquark-Wellenfunktion, analog zum Deuteron auf eine Deformation der Ladungsverteilung des Protons und/oder der $\Delta(1232)$ -Resonanz hinweisen könnte [IKK82]. Die relative Stärke der Quadrupolanregung wird üblicherweise durch das Verhältnis der Quadrupolamplitude zur Dipolamplitude (C2/M1 bzw. E2/M1) definiert. Eine gute experimentelle Markierung der $\Delta(1232)$ -Resonanz bietet die π^0 -Elektroproduktion. Die Polarisierungseinstellungen des virtuellen Photonfeldes ermöglichen hier direkt den Zugang zu einem auf die Quadrupolkomponente besonders sensitiven Teilwirkungsquerschnitt. In diesem wird die kleine Quadrupolamplitude durch Interferenz mit der dominierenden Dipolamplitude verstärkt und kann dadurch erst extrahiert werden. Im Unterschied zum πN -Kanal können in der resonanten Eta-(Photo-)Produktion selektiv N^* -Resonanzen (Isospin $I = 1/2$) beobachtet werden. Der Energiebereich der η -Produktionsschwelle wird von der $S_{11}(1535)$ -Resonanz dominiert. Die Verwendung von linear polarisierten Photonen ermöglicht die Vermessung der Einfach-Polarisationsobservablen Σ , der sogenannten Strahl- oder Photonasymmetrie. Diese Observable ist z. B. sensitiv auf die Interferenzterme der großen Beiträge der dominierenden $S_{11}(1535)$ -Resonanz mit den wesentlich kleineren Beiträgen der $D_{13}(1520)$ -Resonanz, die zum differentiellen Wirkungsquerschnitt nahezu keinen Beitrag liefert. Auch im höheren Energiebereich ist die Photonasymmetrie sensitiv auf Interferenzen von Resonanzbeiträgen, die im Wirkungsquerschnitt nur eine geringe Rolle spielen und liefert somit wichtige zusätzliche Einschränkungen für eine Partialwellenanalyse.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Zunächst wird der Formalismus der Meson-Produktion kurz diskutiert und eine physikalische Motivation der durchgeführten Experimente gegeben. Im dritten Kapitel werden die Durchführung, die Auswertung und die Ergebnisse der Messung der LT-Asymmetrie in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz an MAMI² vorgestellt.

Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit den Untersuchungen zur η -Photoproduktion im Rahmen des CB³/TAPS⁴-Experimentes an ELSA⁵: Zunächst wird detailliert sowohl auf den inkohärenten als auch den kohärenten Bremsstrahlungsprozeß (Kapitel 4) sowie die Präparation reeller linear polarisierter Photonen eingegangen (Kapitel 5). Im sechsten Kapitel wird der Detektoraufbau des CB/TAPS-Experimentes vorgestellt. Im darauffolgenden siebten Kapitel wird die Vorgehensweise bei der Detektorkalibration sowie bei der Teilchenrekonstruktion und Identifikation der Endzustände eingehend erläutert. Den Schwerpunkt in diesem Kapitel bildet die Darstellung der Extraktion der Photonasymmetrie, wobei besonders auf die Untersuchung systematischer Fehlerbeiträge Wert gelegt wird. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefaßt. Im Anhang sind neben technischen Angaben die Ergebnisse in einer tabellarischen Übersicht aufgelistet.

²M**A**inzer **M**ikrotron

³C**r**ystal-**B**arrel

⁴T**w**o **A**rms **P**hoton **S**pectrometer

⁵E**L**ektronen **S**tretcher **A**nlage

Kapitel 2

Photo- und Elektroproduktion von pseudoskalaren Mesonen

Die Untersuchung des Anregungsspektrums des Nukleons mittels πN -Streuexperimenten hat den Nachteil, daß sie keine Information über die elektromagnetischen Eigenschaften der beteiligten Resonanzen liefert. Darüberhinaus bleiben diejenigen Resonanzen unentdeckt, die nicht oder nur schwach an den πN -Kanal koppeln. Resonanzen des Nukleons können ebenfalls elektromagnetisch durch reelle oder virtuelle Photonen angeregt werden. Ein angeregter Zustand kann dann in einen energetisch tieferliegenden Zwischenzustand oder in den Grundzustand zerfallen. Hierbei spielt der hadronische Zerfall über die Emission von (z. B. pseudoskalaren) Mesonen eine besonders große Rolle. Die Einfach- und Doppel-Pionproduktion sind die dominierenden Zerfallskanäle, wenngleich sie nicht an alle Nukleonresonanzen koppeln, wie einleitend angesprochen.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Produktion von pseudoskalaren Mesonen kurz zusammengefaßt. Danach wird die Untersuchung von Resonanzzuständen in der π^0 -Elektroproduktion und der η -Photoproduktion diskutiert.

2.1 Formalismus

2.1.1 Kinematik

Der Prozeß der Meson-Produktion

$$\gamma^{(*)}(q^\mu) + N(p_i^\mu) \rightarrow N(p_f^\mu) + X_{\text{Meson}}(k^\mu) \quad (2.1)$$

kann durch ein reelles Photon γ (Photoproduktion) oder ein virtuelles Photon γ^* (Elektroproduktion) im Eingangskanal erfolgen. Die Viererimpulse des ein- und auslaufenden Nukleons werden mit $(p_{i,f}^\mu)$ und der Viererimpuls des produzierten Mesons (X) mit k^μ bezeichnet.

Bei reellen Photonen verschwindet das Quadrat des Viererimpulses $q_\mu q^\mu = q^2 = 0$ und das Photon kann nur eine transversale Polarisation besitzen. Auf die Erzeugung reeller Photonen im allgemeinen und die Präparation von linear-transversaler Polarisation im besonderen, wird in Kapitel 4 eingegangen. Im Unterschied zu reellen Photonen ist das Quadrat des Viererimpulses virtueller Photonen negativ (raumartige Photonen). Daher wird häufig der positive Skalar $Q^2 = -q^2 = \vec{q}^2 - \omega^2$ zur Charakterisierung der Kinematik verwendet. Der Viererimpuls des virtuellen Photons in der Elektroproduktion $q = (\omega, \vec{q}) = e_i - e_f$ wird allein durch die Viererimpulse von einlaufendem Elektron $e_i = (\epsilon_i, \vec{e}_i)$ und auslaufendem Elektron $e_f = (\epsilon_f, \vec{e}_f)$ bestimmt (Abbildung 2.1).

Der elektrische Feldvektor des virtuellen Photons liegt vorwiegend in der Streuebene, die durch

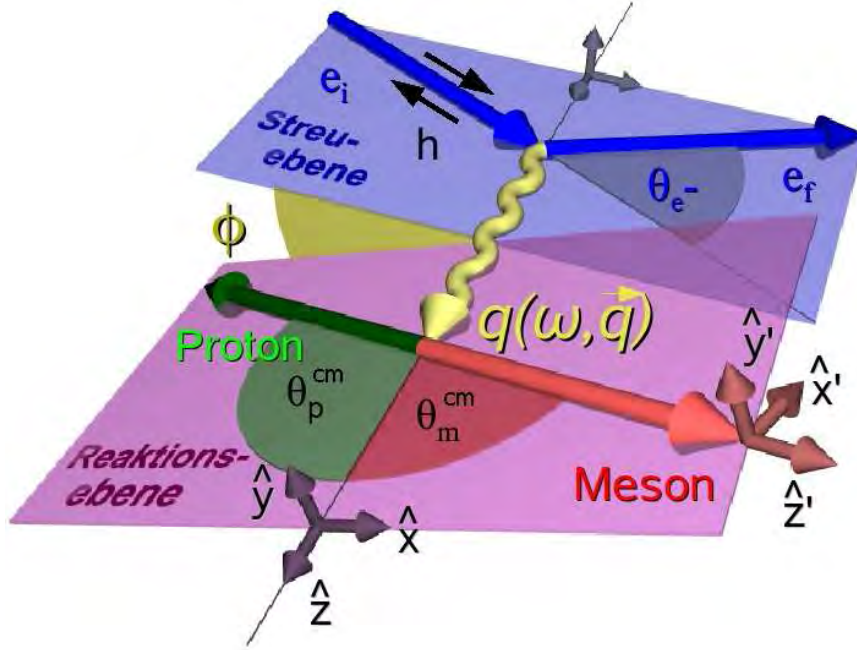


Abbildung 2.1: Kinematische Variablen der Meson-Elektroproduktion.

das ein- und auslaufende Elektron definiert wird (Abbildung 2.1). Dadurch sind die Photonen in der Elektroproduktion immer linear-transversal polarisiert. Der Grad der transversalen Polarisation läßt sich unter Vernachlässigung der Elektronmasse angeben als

$$\epsilon = \left(1 + \frac{2\vec{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right)^{-1}. \quad (2.2)$$

Hier gibt θ_e den Elektronstreuwinkel im Laborsystem und \vec{q} den Dreier-Impulsübertrag an. Das endliche Viererimpuls-Quadrat $Q^2 = -q^2 \neq 0$ entspricht einer von Null verschiedenen Masse. Daher können virtuelle Photonen auch eine longitudinale Polarisation besitzen. Der longitudinale Polarisationsgrad ϵ_L ist proportional zu ϵ :

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon. \quad (2.3)$$

Abbildung 2.1 illustriert die Kinematik der Elektroproduktion. Hier wird die Streuebene durch das einlaufende Elektron und das um den Winkel θ_e gestreute Elektron aufgespannt. Für den Fall der Photoproduktion muß dieser Streuprozess durch z. B. den Bremsstrahlungsprozess ersetzt werden, bei welchem ein weiterer Partner den Rückstoß aufnimmt und somit die Impulsbilanz ausgleicht (Kapitel 4).

Die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} definiert die \hat{z} -Achse, sowohl in der Streu- als auch in der Reaktionsebene. Letztere wird durch den Impulsübertrag und den Impuls des auslaufenden Mesons aufgespannt und ist gegen die Streuebene um den Winkel ϕ verkippt.

Aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung ($q^\mu + p_i^\mu = p_f^\mu + k^\mu$) sind nur drei der vier kinematischen Variablen unabhängig. Es lassen sich drei unter Lorentz-Transformation invariante Größen, die sogenannten Mandelstam-Variablen, definieren (Abbildung 2.2)

$$s = (q^\mu + p_i^\mu)^2 = (p_f^\mu + k^\mu)^2 \quad (2.4)$$

$$t = (q^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - p_i^\mu)^2 \quad (2.5)$$

$$u = (p_i^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - q^\mu)^2, \quad (2.6)$$

für die gilt:

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 = 2m_N^2 + m_X^2 - Q^2. \quad (2.7)$$

In der Photoproduktion ($Q^2 = 0$) reichen bereits zwei der drei Mandelstam-Variablen aus, um die Kinematik der Zweikörperreaktion vollständig zu beschreiben. In der Praxis werden z. B. die Variablen s und t oder die Photonenergie E_γ und der Mesonwinkel θ_{cm} gewählt. Die Variable s entspricht dem Quadrat der Gesamtenergie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem des Anfangszustandes welche hier auch der Gesamtenergie W des hadronischen Endzustandes entspricht ($W = \sqrt{s}$). Im folgenden wird das Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes mit dem Index „cm“ (für engl. center-of-mass) abgekürzt. Die Variable t ist eng mit dem Streuwinkel des Mesons verknüpft.

Bei der Verwendung von virtuellen Photonen wird ein weiterer Freiheitsgrad benötigt. Häufig werden in der Elektroproduktion W , θ_{cm} und Q^2 als kinematische Parameter verwendet.

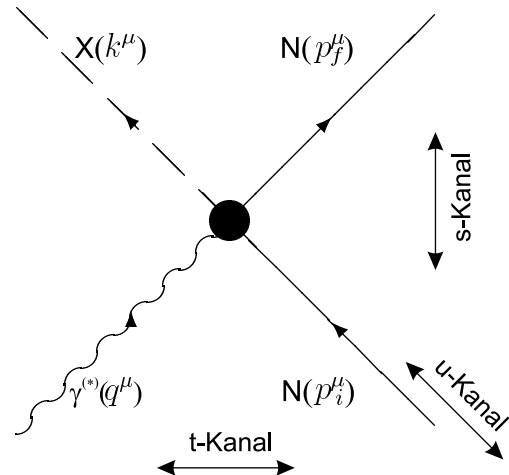


Abbildung 2.2: Kinematische Variablen der Meson-Produktion am Nukleon nach Gleichung 2.1 zur Definition der Mandelstam-Variablen.

2.1.2 Wirkungsquerschnitt

Die Amplitude M für den Prozeß $\gamma + N_i \rightarrow N_f$ läßt sich mit dem elektromagnetischen Stromoperator J_μ des hadronischen Systems schreiben [Dom69]

$$M = e \langle f | J^\mu | i \rangle \epsilon_\mu, \quad (2.8)$$

mit der Polarisation ϵ_μ des Photons. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist im allgemeinen proportional zum Quadrat der Übergangsamplitude und zu einem Phasenraumfaktor

$$d\sigma \sim |M_{fi}|^2 = e^2 \sum_{Pol, Spin} \langle f | J^\nu | i \rangle^* \langle f | J^\mu | i \rangle \epsilon_\nu^* \epsilon_\mu \quad (2.9)$$

Das Übergangsmatrixelement M_{fi} beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein vorgegebener physikalischer Übergang vom Anfangszustand $|i\rangle$ zum Endzustand $|f\rangle$ eintritt. Das Quadrat der Übergangsmatrix läßt sich (in der Ein-Photon-Austauschnäherung) als das Produkt von leptonischem Tensor $L_{\mu\nu} = \sum_{Pol} \epsilon_\nu^* \epsilon_\mu$ und hadronischem Tensor $T_{\mu\nu} = \sum_{Spin} \langle f | J_\nu | i \rangle^* \langle f | J_\mu | i \rangle \epsilon_\nu^*$ darstellen:

$$|M_{fi}|^2 = e^2 L_{\mu\nu} T^{\mu\nu}. \quad (2.10)$$

Aufgrund der Stromerhaltung erhält man eine Beziehung zwischen den zeit- und raumartigen Komponenten (z. B. mit der Lorentzbedingung $q \cdot \epsilon = 0$) und es genügt, die raumartigen Komponenten ($\mu\nu \rightarrow ik$) zu betrachten. Hierbei wird $\rho_{ik} = L_{ik}$ als Photon-Polarisations-Dichtematrix bezeichnet und gibt die Polarisationszustände des Photonfeldes an. Für vollständig in x-Richtung linear polarisierte reelle Photonen $\vec{\epsilon} = (1, 0, 0)$ ergibt sich

$$\rho = \rho_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

für teilweise linear polarisierte Photonen mit dem Polarisationsgrad ϵ in x-Richtung ($0 \leq \epsilon \leq 1$)

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/2(1 + \epsilon) & 0 & 0 \\ 0 & 1/2(1 - \epsilon) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

und für (rechts) zirkular polarisierte Photonen $\vec{\epsilon} = 1/\sqrt{2}(1, i, 0)$ läßt sich schreiben

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/2 & -i/2 & 0 \\ i/2 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Die Beschreibung von virtuellen Photonen verläuft analog. Zusätzlich wird jedoch die longitudinale Polarisation ϵ_L (Gleichung 2.3) berücksichtigt. Die Dichtematrix für die Streuung von unpolarisierten Elektronen ist gegeben durch

$$\rho = \begin{pmatrix} 1/2(1 + \epsilon) & 0 & -\sqrt{1/2\epsilon_L(1 + \epsilon)} \\ 0 & 1/2(1 - \epsilon) & 0 \\ -\sqrt{1/2\epsilon_L(1 + \epsilon)} & 0 & \epsilon_L \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

In der Elektroproduktion können im Vergleich zur Photoproduktion aufgrund der zusätzlichen Interferenzterme zwischen longitudinaler und transversaler Polarisation auch longitudinale Komponenten des hadronischen Systems abgetastet werden. Für eine detaillierte Betrachtung wird auf [BGPR96] und [Dom69] verwiesen.

Der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektroproduktion kann nach [DT92, KDT95] als Produkt eines leptonischen Anteils Γ_v und eines hadronischen Anteils $d^2\sigma_v/d\Omega_\pi^{cm}$ geschrieben werden

$$\frac{d^5\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\pi^{cm}} = \Gamma_v \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi^{cm}}. \quad (2.15)$$

Der virtuelle Photonfluß Γ_v wird im Laborsystem ausgewertet und ist allein durch den Elektronarm festgelegt:

$$\Gamma_v = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon}. \quad (2.16)$$

Hierbei sind α die Feinstrukturkonstante, E und E' die Energien des ein- und auslaufenden Elektrons und $k_\gamma = (W^2 - m_p^2)/2m_p$ die Photonäquivalentenergie, welche ein reelles Photon im Laborsystem übertragen muß, um zur gleichen invarianten Masse W des Meson-Nukleon-Systems zu führen.

Der hadronische Anteil kann für die Meson-Produktion mit virtuellen Photonen als zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_v/d\Omega_{Meson}^{cm}$ im Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes geschrieben werden. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich durch unabhängige Teilwirkungsquerschnitte beschreiben, die sich in den jeweils berücksichtigten Stromkomponenten des hadronischen Übergangstroms unterscheiden. Unter Ausnutzung der Beziehung zwischen zeit- und raumartigen Komponenten des hadronischen Tensors $T_{\mu\nu}$ (Stromerhaltung) ist es möglich, den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt durch Linearkombinationen von T_{ik} darzustellen

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{cm}} = & \frac{|\vec{k}_{Meson}^{cm}|}{k_\gamma^{cm}} \left(\frac{T_{xx} + T_{yy}}{2} + \epsilon_L T_{zz} - \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \operatorname{Re}(T_{xz}) \right. \\ & \left. + \epsilon \frac{T_{xx} - T_{yy}}{2} + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} \operatorname{Re}(T_{zy}) \right), \end{aligned} \quad (2.17)$$

mit der Photonäquivalentenergie im Schwerpunktsystem $k_\gamma^{cm} = (m_p/W)k_\gamma$. Die Strommatrixelemente lassen sich in einer sphärischen Basis angeben (siehe z. B. [BGPR96]). Hierbei erhalten die Interferenzterme einen zusätzlichen Phasenfaktor ϕ , der sich in den Teilwirkungsquerschnitten abspalten läßt und der Verkippung der Streu- gegen die Reaktionsebene entspricht. Für den Wirkungsquerschnitt ohne Target- und Rückstoß-Polarisation läßt sich nach [DT92] allgemein schreiben¹

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{cm}} = & \frac{|\vec{k}_{Meson}^{cm}|}{k_\gamma^{cm}} \left(R_T + \epsilon_L R_L + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} R_{LT} \cos\phi \right. \\ & \left. + \epsilon R_{TT} \cos 2\phi + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} R_{LT'} \sin\phi \right). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Faktor h bezeichnet hier die Helizität des einlaufenden Elektrons, respektive den Grad longitudinaler Polarisation des einlaufenden Elektronstrahls. Die Strukturfunktionen R_i beschreiben die Antwort des hadronischen Systems auf Polarisationszustände des virtuellen Photonfeldes mit den Polarisationsgraden ϵ und ϵ_L . Die Indizes L und T stehen für *longitudinal* bzw. *transversal*, LT und TT für die entsprechenden Interferenzterme.

Die ersten beiden Terme, R_L und R_T , besitzen keine ϕ -Abhängigkeit und lassen sich nur durch Messungen bei unterschiedlichen ϵ -Werten in paralleler Kinematik ($\theta_{Meson}^{cm} = 0^\circ$) mittels der sogenannten Rosenbluth-Separation trennen. Im Gegensatz dazu sind die Interferenz-Strukturfunktionen R_{LT} und R_{TT} durch Vermessung des Azimutwinkels ϕ separierbar. Die

¹Eine alternative Schreibweise der Gleichung 2.18 ergibt sich durch Zusammenfassen des Vorfaktors und der Strukturfunktionen zu den Teilwirkungsquerschnitten σ_i , $i=T, L, LT, TT, \dots$

sogenannte „fünfte“ Strukturfunktion $R_{LT'}$ ist nur mit Hilfe von longitudinal polarisierten Elektronen zugänglich.

Da reelle Photonen keine longitudinale Polarisation besitzen, besteht in der Photoproduktion nicht die Möglichkeit, auf longitudinale Komponenten zuzugreifen, so daß alle Summanden (Teilwirkungsquerschnitte) mit ϵ_L in Gleichung 2.18 wegfallen.

Unter Berücksichtigung von Target- und Rückstoßpolarisation des Protons in der Reaktion 2.1 erweitert sich der differentielle Wirkungsquerschnitt (Gleichung 2.18) auf bis zu 36 Strukturfunktionen in der Elektroproduktion und 16 Strukturfunktionen in der Photoproduktion. Die Targetpolarisation kann im Koordinatensystem $\{x,y,z\}$ und die Rückstoßpolarisation im System des auslaufenden Mesons $\{x',y',z'\}$ definiert werden (Abbildung 2.1). Der allgemeine differentielle Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung aller Polarisations-Freiheitsgrade läßt sich nach [KDT95] schreiben als

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{\text{Meson}}^{cm}} = & \frac{|\vec{k}_{\text{Meson}}^{cm}|}{k_\gamma^{cm}} P_\alpha P_\beta \left[R_T^{\beta\alpha} + \epsilon_L R_L^{\beta\alpha} + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} ({}^c R_{LT}^{\beta\alpha} \cos\phi + {}^s R_{LT}^{\beta\alpha} \sin\phi) \right. \\ & + \epsilon ({}^c R_{TT}^{\beta\alpha} \cos 2\phi + {}^s R_{TT}^{\beta\alpha} \sin 2\phi) \\ & + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} ({}^c R_{LT'}^{\beta\alpha} \cos\phi + {}^s R_{LT'}^{\beta\alpha} \sin\phi) \\ & \left. + h\sqrt{1-\epsilon^2} (R_{TT'}^{\beta\alpha}) \right], \end{aligned} \quad (2.19)$$

mit $P_\alpha = (1, \vec{P})$ und $P_\beta = (1, \vec{P}')$. Hierbei sind $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ der Vektor der Targetpolarisation und $\vec{P}' = (P'_x, P'_y, P'_z)$ der Vektor der Rückstoßpolarisation. Die den Nullkomponenten von $P_{\alpha,\beta}$ entsprechenden Beiträge zum Wirkungsquerschnitt tragen im polarisierten und im unpolarisierten Fall bei. Wird weder Target- noch Rückstoßpolarisation verwendet ($\alpha = \beta = 0$) tragen nur die Komponenten R_i^{00} bei, die den Strukturfunktionen in Gleichung 2.18 entsprechen. Die Indizes s und c zeigen die Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ an. Da sich einige Strukturfunktionen gegenseitig aufheben und andere einander entsprechen, verbleiben in der Photoproduktion 16 Strukturfunktionen und in der Elektroproduktion zusätzlich 4 Funktionen für rein longitudinale Komponenten und 16 Funktionen für Komponenten mit longitudinal-transversaler Interferenz. Eine komplette Übersicht findet sich in [KDT95].

In Photoproduktions-Experimenten ist es üblich, sogenannte Polarisationsobservablen zu definieren, indem man die relevanten Strukturfunktionen durch die unpolarisierte transversale Strukturfunktion R_T^{00} teilt. Es lassen sich drei Einfach-Polarisationsobservablen definieren:

a) die Photonasymmetrie oder Strahlasymmetrie

$$\Sigma = -R_{TT}^{00}/R_T^{00}, \quad (2.20)$$

b) die Targetasymmetrie

$$T = -R_T^{0y}/R_T^{00} = -{}^c R_{TT}^{y'0}/R_T^{00} \quad (2.21)$$

c) die Rückstoßpolarisation

$$P = -R_T^{y'0}/R_T^{00} = -{}^c R_{TT}^{0y}/R_T^{00}. \quad (2.22)$$

Darüberhinaus lassen sich drei Klassen von insgesamt 12 Doppel-Polarisationsobservablen bilden [CYTD02]: Bei Verwendung von polarisiertem Photonstrahl und Target ergeben sich die Observablen E, F, G und H; für einen polarisierten Photonstrahl und nicht verschwindende Rückstoßpolarisation erhält man $O_{x'}$, $O_{z'}$, $C_{x'}$ und $C_{z'}$; und die Observablen für gleichzeitige Target- und Rückstoßpolarisation sind $T_{x'}$, $T_{z'}$, $L_{x'}$ und $L_{z'}$. Diese Polarisationsobservablen sind jedoch nicht alle unabhängig voneinander.

Für die vollständige Beschreibung der Meson-Produktion sind in der Photoproduktion (Elektroproduktion) vier (sechs) unabhängige komplexe Amplituden notwendig.²

Eine gebräuchliche Parametrisierung des Übergangstromes J_μ ist z. B. die Verwendung der komplexwertigen CGLN-Amplituden [CGLN57]. Hierfür wird das Übergangsmatrixelement M_{if} zwischen Dirac-Spinoren im Schwerpunktssystem des Meson-Nukleon-Systems ausgewertet.

In einem *vollständigen Experiment* müssen, ohne eine globale, prinzipiell unbestimmbare Phase, mindestens 7 unabhängige reelle Größen in der Photoproduktion bzw. 11 Größen in der Elektroproduktion, für jede Energie und jeden Winkel (und jeden Impulsübertrag für virtuelle Photonen), bestimmt werden. Dafür können jedoch nicht willkürlich Observablen ausgewählt werden.

Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, wird nach [BDS75] für die Beschreibung eines vollständigen Experimentes in der Photoproduktion die Bestimmung folgender neun Observablen vorgeschlagen: differentieller Wirkungsquerschnitt, die drei Einfach-Polarisationsobservablen und fünf weitere speziell ausgewählte Doppel-Polarisationsobservablen. Eine mögliche Wahl der Observablen nach [BDS75] ist z. B. $d^2\sigma/d\Omega$, Σ , T , P , G , F , E , L_x , L_z . Nach [CT97] sind durch geeignete Wahl nur vier Doppel-Polarisationsobservablen notwendig und es sind somit nur acht Observablen zu bestimmen. Anstelle von E und L_x in [BDS75] wird in [CT97] die Observable T_x verwendet.

Die Durchführung eines vollständigen Experimentes ist aufgrund der technischen Voraussetzungen zur Zeit generell noch nicht möglich. Um die physikalischen Informationen aus durchführbaren Experimenten zu erhalten, müssen zusätzliche Annahmen gemacht werden. Von besonderem Interesse sind in der Baryon-Spektroskopie daher Observablen, die vor allem unterschiedliche Sensitivität auf die Resonanzbeiträge in der Mesonproduktion zeigen.

2.1.3 Multipolentwicklung

Die im vorangegangenen Abschnitt eingeführten Strukturfunktionen R_i sind abhängig vom Meson-Streuwinkel im Schwerpunktssystem θ_{cm} , von der Schwerpunktsenergie W und in der Elektroproduktion überdies vom Impulsübertrag Q^2 . Sie lassen sich über eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen $P_l(\cos\theta_{cm})$ in Multipolamplituden des Meson-Nukleon-Systems ($A_{l\pm}(W, Q^2) = E_{l\pm}(W, Q^2)$, $S_{l\pm}(W, Q^2)$, $M_{l\pm}(W, Q^2)$) darstellen [DT92].

Die Separation der Polarwinkelabhängigkeit im Schwerpunktssystem ermöglicht es, Zugang zu einzelnen Partialwellen³ zu erhalten. Im Bereich kleiner Energien ab der Produktionsschwelle tragen zunächst nur wenige Partialwellen bei, so daß die Beschränkung auf s- und p-Wellen

²Abzählbar an den Spin- und Helizitätsfreiheitsgraden: $\gamma(\pm 1) + N(\pm 1/2) \rightarrow N(\pm 1/2)\pi(0)$ etwa entspricht 8 ($= 2 \cdot 2 \cdot 2$) Möglichkeiten und unter Paritätserhaltung vier Freiheitsgraden für die Photoproduktion.

³Partialwellen mit Drehimpuls l des Mesons relativ zum Nukleon ($l = 0$: *S - Welle*, $l = 1$: *P - Welle*, $l = 2$: *D - Welle*, ...).

eine gute Näherung ist. Für höhere Energien ist diese Näherung jedoch im allgemeinen nicht mehr zulässig. Die Entwicklung in s- und p-Wellennäherung der in dieser Arbeit verwendeten Strukturfunktionen, d. h. der unpolarisierten Teilwirkungsquerschnitte, ist im Anhang A angegeben.

Analog ist eine Multipolentwicklung des einlaufenden (virtuellen) Photonfeldes möglich, von deren elektromagnetischem Charakter auch die Notation der Multipolamplituden des Endzustandes abgeleitet ist. Reelle Photonen mit transversaler Polarisation ermöglichen elektrisch und magnetisch induzierte Übergänge EL_γ, ML_γ . Virtuelle Photonen mit longitudinaler Polarisation können zusätzlich Coulomb-Übergänge⁴ (CL_γ) auslösen.

In dieser Notation kennzeichnet L_γ den Gesamtdrehimpuls des Photons, der sich aus seinem Spin und dem Bahndrehimpuls relativ zum Nukleon zusammensetzt. Im Eingangskanal koppelt der Drehimpuls des Photons L_γ mit dem Spin des Nukleons $s_N = \pm 1/2$ zum Gesamtdrehimpuls des Anfangszustandes J_i .

Im Ausgangskanal mit pseudoskalarem Meson und Nukleon koppelt der relative Bahndrehimpuls des spinlosen (skalaren) Mesons l_{Meson} mit dem Spin des Nukleons $s_N = \pm 1/2$ zum Gesamtdrehimpuls J_f .

Der Zusammenhang zwischen den beiden Multipoldarstellungen bzw. der Notation des Eingangs- und Ausgangskanals ergibt sich durch die Drehimpuls- und Paritätserhaltung. Die Drehimpulserhaltung verlangt

$$J_f = \left| l_{\text{Meson}} \pm \frac{1}{2} \right| = \left| L_\gamma \pm \frac{1}{2} \right| = J_i \quad \rightarrow \quad |L_\gamma - l_\pi| \leq 1. \quad (2.23)$$

Die Paritätserhaltung fordert für pseudoskalare Mesonen mit negativer intrinsischer Parität für die jeweilige Art von Übergängen:

$$\begin{aligned} CL_\gamma, EL_\gamma : \quad (-1)^{L_\gamma} &= (-1)^{l_\pi+1} \quad \rightarrow \quad |L_\gamma - l_\pi| = 1 \\ ML_\gamma : \quad (-1)^{L_\gamma+1} &= (-1)^{l_\pi+1} \quad \rightarrow \quad L_\gamma = l_\pi. \end{aligned} \quad (2.24)$$

In Tabelle 2.1 sind zusammenfassend die Meson-Nukleon- und Photon-Multipole bis zur Ordnung $L_\gamma = 2$ angegeben, Π bezeichnet hier die Parität.

In analoger Weise lassen sich die CGLN-Amplituden nach Legendre-Polynomen bzw. deren Ableitungen, mit den Multipolen des Meson-Nukleon-Endzustandes als Entwicklungskoeffizienten, entwickeln und ein Zusammenhang mit den Strukturfunktionen angeben [DHKT99, KDT95].

Die in einem physikalischen Kanal definierten Multipolamplituden lassen sich darüberhinaus in reine Isospinamplituden aufteilen:

$$A_{l\pm}(W, Q^2) = x \cdot A_{l\pm}^{\frac{1}{2}}(W, Q^2) + y \cdot A_{l\pm}^{\frac{3}{2}}(W, Q^2). \quad (2.25)$$

Die Koeffizienten x und y der Isospinzerlegung hängen vom betrachteten physikalischen Kanal ab.

Die Größe der entsprechenden Multipolamplitude gibt an, wie groß der Beitrag der einzelnen Partialwellen zum physikalischen Prozeß ist. Erfolgt die Meson-Produktion über die Anregung

⁴Je nach Konvention verwendet man für den Endzustand die Bezeichnung skalare $S_{l\pm}$ - bzw. longitudinale $L_{l\pm}$ -Multipole, der Zusammenhang ergibt sich durch: $\omega S_{l\pm} = |\vec{q}| L_{l\pm}$.

γN -System		Meson-Nukleon-System		
em. Multipol	L_γ^Π	J_f^Π	l_π^Π	Multipole
C0	0^+	$1/2^+$	1^+	S_{1-}
E1,C1	1^-	$1/2^-$	0^-	E_{0+}, S_{0+}
	1^-	$3/2^-$	2^-	E_{2-}, S_{2-}
M1	1^+	$1/2^+$	1^+	M_{1-}
	1^+	$3/2^+$	1^+	M_{1+}
E2,C2	2^+	$3/2^+$	1^+	E_{1+}, S_{1+}
	2^+	$5/2^+$	3^+	E_{3-}, S_{3-}
M2	2^-	$3/2^-$	2^-	M_{2-}
	2^-	$5/2^-$	2^-	M_{2+}

Tabelle 2.1: Multipole in der Mesonproduktion bis $L_\gamma = 2$. Die Coulomb-Übergänge treten nur in der Elektroproduktion auf.

einer Nukleon-Resonanz im Zwischenzustand, charakterisieren die bekannten Spin- und Isospinquantenzahlen sowie die Parität der Resonanz ebenso die der Resonanz entsprechenden Multipole.

Zum Beispiel ist in der Pion-Produktion das Pion-Nukleon-System kein reiner Isospinzustand. Jede Partialwelle $A_{l\pm}$ kann in Isospinanteile $I = 1/2$ und $I = 3/2$ zerlegt werden. Erfolgt die Reaktion über die Anregung der Δ -Resonanz (Isospin $I = 3/2$) im Zwischenzustand, tragen nur Multipolamplituden mit Isospin $I = 3/2$ bei, welche dann als resonante Multipolamplituden bezeichnet werden. Die Pion-Nukleon-Endzustände mit Isospin $I = 1/2$ stammen aus nichtresonanten Reaktionskanälen.

Die Zerlegung der Strukturfunktionen bzw. der Teilwirkungsquerschnitte nach Partialwellen erstreckt sich formal über unendlich viele Beiträge ($l \rightarrow \infty$). In der Praxis kann diese Entwicklung für bestimmte Fälle früher abgebrochen werden, solange die dominanten (resonanten) Multipolbeiträge enthalten sind. Allerdings tragen bereits in der s- und p-Wellennäherung zu viele Amplituden bei, um diese Amplituden durch einen „Fit“ an die Wirkungsquerschnitte vollständig separieren zu können. Deshalb können die Signale kleiner Amplituden schwer bestimmt werden und diese Amplituden nur durch ihre Interferenzterme mit großen (resonanten) Amplituden extrahiert werden. Observablen (Teilwirkungsquerschnitte), die entsprechende Interferenzterme enthalten, spielen somit eine besonders große Rolle.

In den nächsten beiden Abschnitten werden zwei konkrete Beispiele für die wichtige Rolle von Interferenztermen diskutiert.

Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung zur Anregung der Δ -Resonanz in der Pion-Elektroproduktion mit der Fragestellung nach der Stärke der Quadrupolanregung und dem Einfluß von nichtresonanten Untergrundbeiträgen auf deren Extraktion.

Der sich anschließende Abschnitt diskutiert die Eta-Photoproduktion im Bereich der $S_{11}(1535)$ -Resonanz und die Extraktion kleiner Resonanzbeiträge mithilfe von Einfach-Polarisationsobservablen.

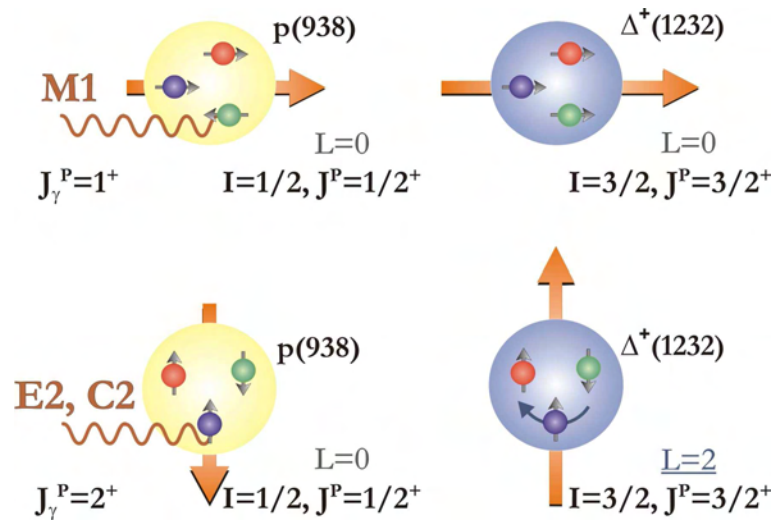


Abbildung 2.3: Skizze der Δ -Anregung des Protons in einem einfachen Konstituentenquarkmodell. Anregung mit einem M1-Photon erzeugt einen „Spinflip“ (oben). Anregung mit einem C2- oder E2-Photon resultiert in einem D-Zustand ($L = 2$) des Δ (unten).

2.2 Pion-Elektroproduktion im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz

Die $\Delta(1232)$ -Resonanz ($P_{33}(1232)$ ⁵) ist der erste angeregte Zustand des Protons mit dem Gesamtdrehimpuls $J = 3/2$, dem Isospin $I = 3/2$ und der Parität $\Pi = +$. Aus der Resonanzbreite von $\Gamma(\Delta(1232)) = 120$ MeV ergibt sich eine Lebensdauer der $\Delta(1232)$ -Resonanz von $\tau = 5,5 \cdot 10^{-24}$ s.

In einem auf Konstituentenquarks basierenden Modell kann die Anregung zur Δ -Resonanz als einfacher „Spinflip“-Übergang verstanden werden. Nach Absorption eines M1-Photons klappt der Spin des nicht ausgerichteten Quarks um, was zu einem Gesamtspin des Δ von $S = 3/2$ (Abbildung 2.3) führt. Diese magnetische Dipolanregung (M1) dominiert den Übergang vom Nukleon zum Δ .

Unter Beachtung von Drehimpuls- und Paritätserhaltung ist durch die Absorption eines Photons mit $L = 2$ auch ein coulombartiger (C2) bzw. elektrisch-transversaler (E2) Quadrupolübergang möglich. Die Wellenfunktionen der Konstituenten sind in einem einfachen Bild (Abbildung 2.3) jetzt keine reinen S-Zustände, sondern enthalten entweder im Grundzustand oder im Δ eine D-Wellenbeimischung. In diesem Bild kann die D-Wellenbeimischung als Deformation der Ladungsverteilung interpretiert werden, analog dem Deuteron mit einem resultierenden elektrischen Quadrupolmoment. Ein elektrisches Quadrupolmoment des Protons kann aufgrund seines Spins von $S = 1/2$ im Laborsystem („spektroskopisches Quadrupolmoment“) prinzipiell nicht beobachtet werden, was jedoch nicht bedeutet, daß nicht doch im körperfesten Koordinatensystem ein „inneres“ Quadrupolmoment existieren kann (vgl. z. B. [MK84]).

Innerhalb von Konstituentenquarkmodellen entsteht die D-Wellen-Beimischung durch Tensorkräfte im Nukleon aufgrund einer Farb-Hyperfein-Wechselwirkung [IKK82]. Alternative Mo-

⁵Die Nomenklatur der Baryon-Resonanzen stammt aus der πN -Streuung, mit $L_{2I2J}(W)$. Hierbei steht $L = 0,1,2,\dots$ (S,P,D,...) für den relativen Bahndrehimpuls zwischen Nukleon und Pion (bzw. einem pseudoskalaren Meson), I steht für den Isospin und J steht für den Gesamtdrehimpuls. W gibt die Gesamtmasse in MeV an.

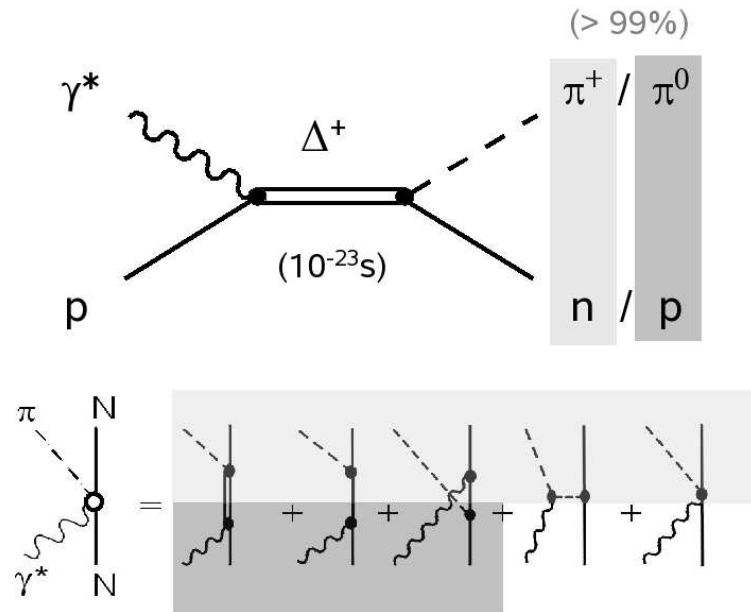


Abbildung 2.4: Graphen niedrigster Ordnung der Pionproduktion durch virtuelle Photonen am Nukleon. **Oben:** Anregung und Zerfall der Δ -Resonanz. **Unten:** Δ -Resonanz, direkter Nukleon-Pol-Term (s-Kanal), gekreuzter Nukleon-Pol-Term (u-Kanal), Pion-Pol-Term (t-Kanal) und Kontakt-Term. Der Grauwert stellt die Zugehörigkeit zum Reaktionskanal dar, der π^+ -n-Kanal ist hellgrau und der π^0 -p-Kanal ist dunkelgrau hinterlegt.

delle benötigen keine D-Wellen für die Quadrupolanregung. Nach [B⁺98c] ist mithilfe von Mesonaustauschströmen, bei denen das anregende Photon an zwei miteinander wechselwirkende Quarks an koppelt, ein Übergang auch zwischen zwei S-Zuständen möglich. In dynamischen Modellen, z. B. [SL01b], wird die Stärke der Quadrupolübergänge mit einer das „nackte“ Nukleon umgebenden Pion-Wolke beschrieben.

Ein direkter Nachweis der Δ -Resonanz ist aufgrund der kurzen Lebensdauer nicht möglich. Deshalb wird für die Markierung des Δ im Zwischenzustand im allgemeinen der Pion-Nukleon-Kanal gewählt, da die Zerfallswahrscheinlichkeit in diesen Kanal 99,4% beträgt⁶ (Abbildung 2.4).

Der Nachweis eines Pion-Nukleon-Endzustandes markiert jedoch nicht ausschließlich die Δ -Resonanz. Vielmehr treten auch Pion-Nukleon-Endzustände aus nichtresonanten Reaktionskanälen auf, in denen kein Δ -Zwischenzustand aufgetreten ist. Die Graphen der niedrigsten Ordnung der Pion-Produktion sind in Abbildung 2.4 unten angegeben. Am Proton tragen alle vier nichtresonanten Born-Terme zur π^+ -Produktion bei. Im Unterschied dazu fallen bei der π^0 -Produktion der Pion-Pol-Term und der Kontakt-Term weg, da das Photon ausschließlich an die elektrische Ladung koppelt. Aufgrund der fehlenden Ladung des π^0 ist in diesem Kanal der nichtresonante Untergrund um die beiden Born-Terme unterdrückt. Zur Untersuchung von Nukleonresonanzen, hier der Δ -Resonanz, ist somit die π^0 N-Produktion der effektivere physikalische Kanal.

⁶Zu 0,6% zerfällt das Δ in ein Nukleon und ein Photon.

Das Pion-Nukleon-System ist im Gegensatz zur Δ -Resonanz kein reiner Isospin-Zustand. Demnach lassen sich die Partialwellen des Pion-Nukleon-Systems $A_{l\pm}$ analog zu Gleichung 2.25 nach Isospinanteilen $I = 1/2$ und $I = 3/2$ zerlegen:

$$\begin{aligned} A_{l\pm}(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= A_{l\pm}^{\frac{1}{2}} + \frac{2}{3}A_{l\pm}^{\frac{3}{2}}; & A = M, E, S \\ A_{l\pm}(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2}(A_{l\pm}^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{3}A_{l\pm}^{\frac{3}{2}}). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Reine Isospin-Amplituden, d. h. eine Separation der resonanten Anteile der Amplituden, erhält man durch die Auswertung beider physikalischer Kanäle. Die für die Δ -Resonanz maßgeblichen Isospin-3/2-Amplituden ergeben sich nach $A_{l\pm}^{3/2} = A_{l\pm}(\gamma p \rightarrow p\pi^0) - 1/\sqrt{2} A_{l\pm}(\gamma p \rightarrow n\pi^+)$.

Erfolgt die Anregung der Δ -Resonanz durch ein M1-Photon (magnetischer Dipolübergang), so tritt im Endzustand die korrespondierende Multipolamplitude $M_{1+}^{3/2}$ auf (Abschnitt 2.1.3). Bei einem Quadrupolübergang können aufgrund von Drehimpuls-, Paritäts- und Isospin-Erhaltung nur die Amplituden $E_{1+}^{3/2}$ bzw. $S_{1+}^{3/2}$ auftreten. Die Quadrupolstärke (EMR bzw. CMR) wird üblicherweise durch das Verhältnis dieser Amplituden zur dominierenden Dipolamplitude an der Resonanzposition⁷ im Photon- bzw. Pion-Nukleon-System definiert,

$$EMR = \left(\frac{E2}{M1} \right) \Big|_{W=1232\text{MeV}} = \frac{\Im\{E_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} \approx \frac{\Im\{E_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} = EMR_{\pi^0} \quad (2.27)$$

$$CMR = \left(\frac{C2}{M1} \right) \Big|_{W=1232\text{MeV}} = \frac{\Im\{S_{1+}^{3/2}\}}{\Im\{M_{1+}^{3/2}\}} \approx \frac{\Im\{S_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} = CMR_{\pi^0}. \quad (2.28)$$

Die verwendete Näherung zwischen den Verhältnissen der Isospin-Amplituden und den Amplituden des physikalischen Kanals (EMR_{π^0} bzw. CMR_{π^0}) ist, wie oben diskutiert, aufgrund der fehlenden Ladung des Pions im $\pi^0 p$ -Kanal besser erfüllt als im $\pi^+ n$ -Kanal. Die Anteile der Quadrupolamplituden S_{1+} und E_{1+} mit Isospin $I = 1/2$ gehen im wesentlichen auf nichtresonante Born-Graphen zurück (Abbildung 2.4) und sollten annähernd reell sein. Eine ausführlichere Diskussion der Näherung findet sich in [Sch98] und [B⁺97].

Zur Darstellung der Qualität der Näherung werden in Abbildung 2.5, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, die im Rahmen der MAID-Parametrisierung [DT92, DHKT99, TDK⁺04] berechneten Multipolverhältnisse (EMR und CMR) für den $\pi^0 p$ -Kanal und für den reinen Isospin-3/2-Zustand verglichen. Die MAID-Rechnung bestätigt, daß es gerade im Bereich der Δ -Resonanz in guter Näherung möglich ist, durch Nachweis des $\pi^0 p$ -Endzustandes die für den reinen Isospin-3/2-Zustand definierten Verhältnisse CMR und EMR zu bestimmen.

Die folgende Diskussion beschränkt sich auf die Pion-Elektroproduktion, als Vorbereitung auf das in Kapitel 3 vorgestellte Experiment zur Bestimmung der LT-Asymmetrie in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$.

Der experimentelle Zugriff auf die Quadrupolamplitude S_{1+} kann nicht über den totalen

⁷Auf der Skala der Schwerpunktsenergie wird die Position der Resonanz definiert über den Nulldurchgang des Realanteils der $M_{1+}^{3/2}$ Amplitude ($\Re(M_{1+}^{3/2}) = 0$) und liegt für Δ bei $W = 1232$ MeV. Der Imaginäranteil $\Im(M_{1+}^{3/2})$ hat dicht bei der Resonanzstelle sein Maximum.

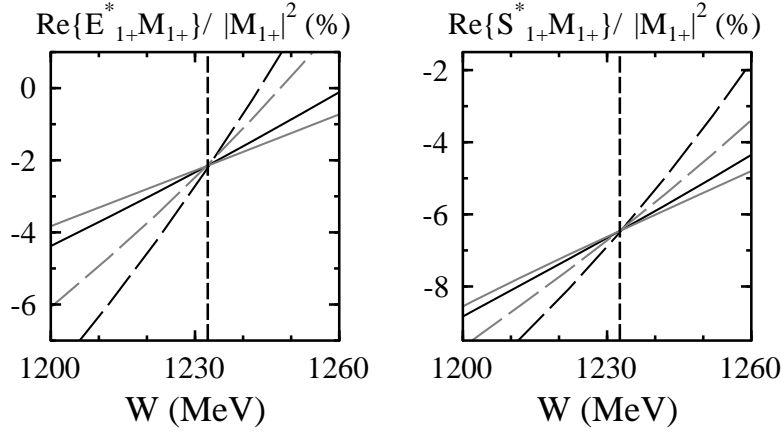


Abbildung 2.5: Vergleich der mit MAID berechneten Quadrupolstärken EMR und CMR für den $\pi^0 p$ -Kanal (gestrichelt) und einen Isospin-3/2-Zustand (durchgezogen) in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die dunklen Kurven sind für negativen Impulsübertrag $Q^2 = 0,2$ (GeV/c) 2 und die hellen für $Q^2 = 1,0$ (GeV/c) 2 gerechnet. Die senkrechte gestrichelte Linie markiert die Masse der Δ -Resonanz.

Wirkungsquerschnitt erfolgen, da dieser im Bereich der Δ -Resonanz praktisch von der M_{1+} -Amplitude bestimmt wird. Wie im letzten Abschnitt diskutiert, ist es jedoch möglich, eine kleine Amplitude durch Interferenz mit einer großen, hier der M_{1+} -Amplitude, herauszuprojizieren.

Um im folgenden zunächst die Sensitivität der Teilwirkungsquerschnitte (Strukturfunktionen) auf die dominierende Amplitude aufzuzeigen, werden nur die Interferenzanteile betrachtet, welche die M_{1+} -Amplitude in führender Ordnung enthalten.

Für die fünf Teilwirkungsquerschnitte, ohne Berücksichtigung von Target- oder Rückstoß-Polarisation (Gleichung 2.18), ergibt sich in dieser Näherung mit $\lambda^{cm} = \omega^{cm} / |\vec{q}^{cm}|$:

$$\sigma_L \approx 0 \quad (2.29)$$

$$\sigma_T = \lambda^{cm} \cdot [(5/2 - 3/2 \cos^2 \theta_\pi^{cm}) |M_{1+}|^2 + 2 \cos \theta_\pi^{cm} \Re\{E_{0+}^* M_{1+}\}] \quad (2.30)$$

$$\sigma_{TT} = \lambda^{cm} \cdot -3 \sin^2 \theta_\pi^{cm} [1/2 |M_{1+}|^2 + \Re\{E_{1+}^* M_{1+} + M_{1+}^* M_{1-}\}] \quad (2.31)$$

$$\sigma_{LT} = \lambda^{cm} \cdot \sin \theta_\pi^{cm} \Re\{(S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*) M_{1+}\} \quad (2.32)$$

$$\sigma_{LT'} = \lambda^{cm} \cdot -\sin \theta_\pi^{cm} \Im\{(S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*) M_{1+}\}. \quad (2.33)$$

Der Teilwirkungsquerschnitt σ_L enthält im Bereich der Δ -Resonanz nur Produkte vergleichsweise kleiner Amplituden und kann vernachlässigt werden. Die rein transversalen Anteile σ_T und σ_{TT} sind, neben Interferenztermen mit M_{1+} , dominiert vom Betragsquadrat $|M_{1+}|^2$. Der für die Bestimmung des Multipolverhältnisses CMR_{π^0} benötigte Imaginärteil der S_{1+} -Amplitude wird im σ_{LT} -Teilwirkungsquerschnitt durch die Interferenz mit der M_{1+} -Amplitude verstärkt. Der $\sigma_{LT'}$ -Teil enthält den Imaginärteil derselben Interferenzen wie σ_{LT} und ist somit auf die nichtresonanten Realteile empfindlich.

Für die Extraktion des Imaginärteils der S_{1+} -Amplitude bzw. des Multipolverhältnisses CMR_{π^0} muß zunächst der σ_{LT} -Teilwirkungsquerschnitt extrahiert werden. Dies kann durch die Bestimmung der Azimutwinkel-Verteilung ϕ_π des π^0 erreicht werden. Der Beitrag der nichtresonanten

S_{0+} -Amplitude, die in σ_{LT} ebenfalls durch die Interferenz mit der M_{1+} -Amplitude verstärkt wird, ist um einen Vorfaktor $6 \cos \theta_{\pi}^{cm}$ geringer, sollte jedoch für die Bestimmung von CMR_{π^0} genau verstanden sein. Ein Experiment mit dieser Zielsetzung wird in Kapitel 3 vorgestellt. Hierbei können die Beiträge der beiden Amplituden durch die unterschiedlichen Polarwinkel-Verteilungen (θ_{π}^{cm}) separiert werden.

2.3 Eta-Photoproduktion in der Nähe der S11(1535)-Resonanz

Im totalen Photoabsorptionsquerschnitt (Abbildung 2.6) ist der erste Resonanzbereich als deutliche Struktur (Pik) zu erkennen und wird fast ausschließlich von der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten $\Delta(1232)$ -Resonanz gebildet. Die Δ -Resonanz ist somit in ihrem Energiebereich der absolut dominierende Beitrag.

Bereits zum zweiten Resonanzbereich (ab ca. $E_{\gamma} = 500$ MeV) tragen mehrere Resonanzen bei, so daß im Photoabsorptionsquerschnitt keine einzelnen resonanten Strukturen klar hervortreten, sondern nur ein breites Maximum zu sehen ist. Für höhere Energien und einer noch größeren Anzahl von Zuständen, sind keine Strukturen mehr erkennbar. Aufgrund der großen Breiten ($\Gamma \approx 100$ MeV – 300 MeV) überlappen sich die zahlreichen, dicht beieinanderliegenden Resonanzen, und eine Trennung der einzelnen Beiträge ist sehr schwierig.

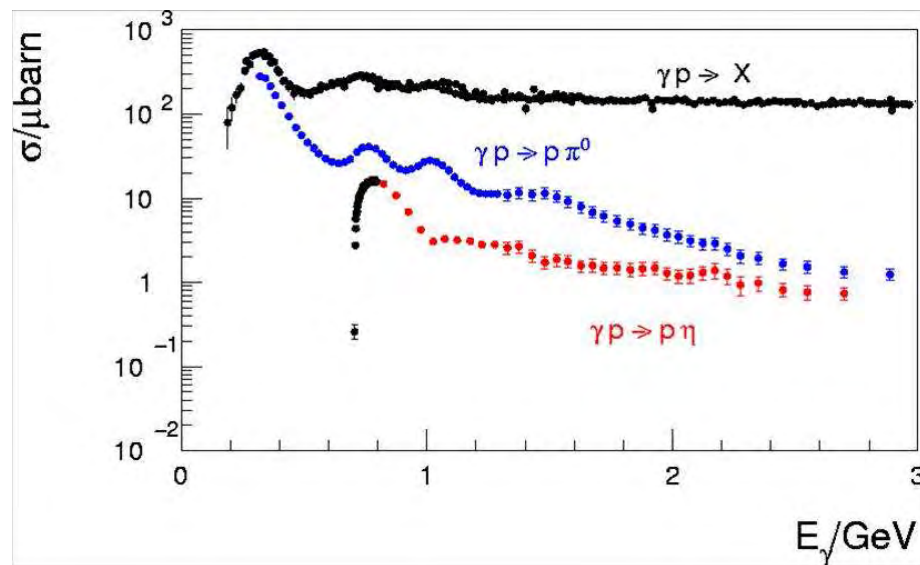


Abbildung 2.6: Totaler Photoabsorptionsquerschnitt ($\gamma p \rightarrow X$), Wirkungsquerschnitte der η -Photoproduktion (rot) und π^0 -Photoproduktion (blau) in Abhängigkeit von der Photonenergie.

Durch die Selektion einzelner Zerfallskanäle können Resonanzbeiträge im Wirkungsquerschnitt relativ verstärkt werden. Abbildung 2.6 zeigt im Vergleich zum totalen Photoabsorptionsquerschnitt den Wirkungsquerschnitt der π^0 -p- und η p-Photoproduktion, die unterschiedliche resonante Strukturen aufweisen. Ursache hierfür ist das unterschiedliche Verzweungsverhältnis der Resonanzen in die beiden Kanäle. Ein weiterer Hebel für die Trennung von Resonanzen ist die selektive Kopplung aufgrund von Erhaltungssätzen, wodurch die Anzahl der beteiligten

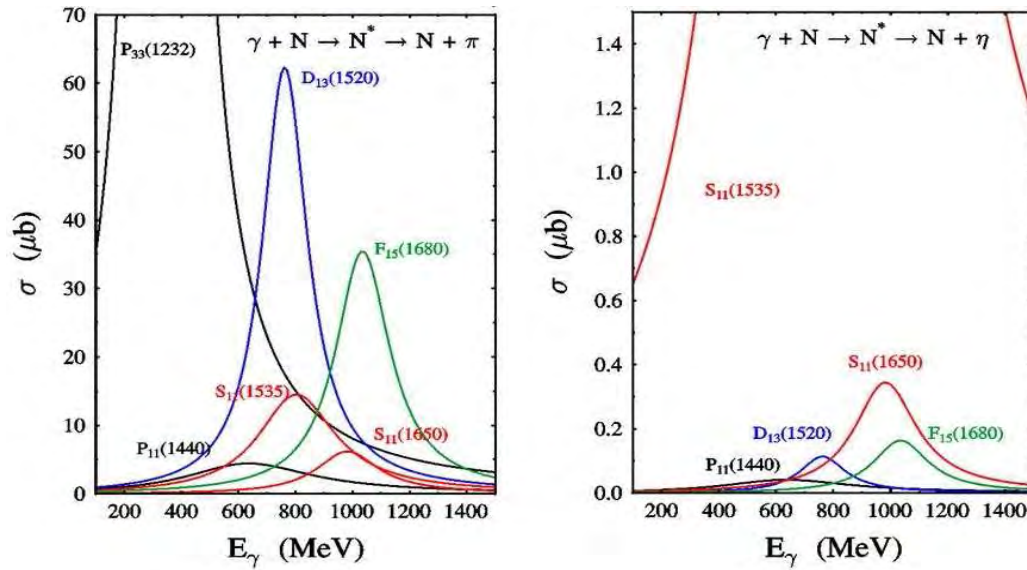


Abbildung 2.7: Resonanzbeiträge in der π^0 - und η -Photoproduktion. Abbildung aus [Tia04].

Resonanzen reduziert wird. Im Gegensatz zum isoskalaren Eta-Meson (Isospin = 0) ist das Pion ein Isevektor (Isospin $I = 1$) und kann aus dem Zerfall sowohl von N^* - ($I = 1/2$) als auch von Δ -Resonanzen ($I = 3/2$) stammen. Der ηp -Zerfallskanal wird jedoch aufgrund von Isospinerhaltung in der starken Wechselwirkung nur über N^* -Resonanzen (Isospin $I = 1/2$) erreicht. Der Nachweis eines η -Mesons im Endzustand schließt somit die Anregung einer Δ -Resonanz aus und wirkt als sogenannter „Isospinfilter“.

Die Abbildung 2.7 zeigt im Vergleich einzelne Resonanzbeiträge in der π^0 - und η -Photoproduktion. Die im π^0 -Kanal dominierende Δ -Resonanz fehlt im η -Kanal, wodurch die höher liegenden N^* -Resonanzen einfacher zugänglich sind. Darüberhinaus unterscheiden sich die relativen Beiträge der N^* -Resonanzen zwischen beiden Zerfallskanälen. Der absolut dominierende Beitrag an der Produktionsschwelle in der η -Photoproduktion stammt von der $S_{11}(1535)$ -Resonanz.

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ ist auch aufgrund der nur gering beitragenden nichtresonanten Prozesse besonders gut zur Untersuchung von N^* -Resonanzen geeignet. Analog der Produktion von neutralen Pionen kann auch hier das Photon nicht direkt an das neutrale Meson ankoppeln. Somit können weder Beiträge von geladenen Vektormesonen im t-Kanal noch von Kontakttermen, bei denen das Photon, das Meson und das Nukleon an denselben Vertex koppeln, auftreten. Weiterhin ist im Vergleich zur Pionproduktion der Untergrundbeitrag aufgrund von Borntermen, d. h. die Eta-Produktion über Nukleonen im Zwischenzustand, die nicht auf der Massenschale liegen, deutlich geringer, da die ηNN -Kopplung vergleichsweise schwach ist. Als wesentlicher Untergrundprozess trägt somit nur der Austausch von Vektormesonen (ρ , ω) im t-Kanal bei, der aber erst bei höheren Energien eine Rolle spielt.

Die Vermessung von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten in der Eta-Photoproduktion beruht im wesentlichen auf den in den letzten Jahren durchgeführten Experimenten an

TAPS⁸, GRAAL⁹ und CLAS¹⁰. Neuere Ergebnisse des CB¹¹-ELSA¹² Experimentes decken einen Energiebereich von knapp oberhalb der Eta-Produktions-Schwelle bis zu einer Photonenergie von 3 GeV ab. Eine Zusammenfassung der experimentellen Datensituation findet sich z. B. in [Bar04].

Alle Experimente bestätigen die starke Kopplung der $S_{11}(1535)$ -Resonanz an den ηN -Kanal. Im Rahmen eines Konstituenten-Quarkmodells kann man die $S_{11}(1535)$ -Resonanz als ersten angeregten Zustand des Nukleons verstehen, bei dem ein Konstituentenquark einen relativen Bahndrehimpuls von $l = 1$ besitzt, der antiparallel zum Spin $s = 1/2$ steht, so daß sich ein Gesamtdrehimpuls von $J = 1 - s = 1/2$ ergibt. Mit dem gleichen Spin $s = 1/2$ und einem Gesamtdrehimpuls von $J = 1 + s = 3/2$ kann man die $D_{13}(1520)$ -Resonanz identifizieren. Darüberhinaus findet man für den Drehimpuls $l = 1$ und den Spin $s = 3/2$ drei (massenentartete) Resonanzen mit den Gesamtspins $J = 1/2$ ($S_{11}(1650)$), $J = 3/2$ ($D_{13}(1700)$) und $J = 5/2$ ($D_{15}(1675)$) [A⁺05].

Vor allem das große Verzweigungsverhältnis (≈ 30 – 50%) der $S_{11}(1535)$ -Resonanz in den ηN -Kanal, im Vergleich zu den wesentlich geringeren Kopplungen der übrigen Resonanzen, ist ein aktueller Diskussionsgegenstand. Zum Beispiel weist die mit den gleichen Quantenzahlen (Gesamtspin J , Drehimpuls L) charakterisierte $S_{11}(1650)$ -Resonanz ein wesentlich geringeres Verzweigungsverhältnis von nur $\beta_{\eta N} = 7,9\%$ [CYTD02] in den ηN -Kanal auf.

Eine mögliche Erklärung basiert nach [GR96] auf einer Feinstruktur-Wechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks durch Austausch von pseudoskalaren Mesonen. Diese Wechselwirkung bewirkt die Ausbildung von sogenannten Clustern zwischen zwei Quarks, was zur Bildung einer Quark-Diquark-Konfiguration führt. Das Diquark ist durch eine antisymmetrische Spin-Flavour-Wellenfunktion charakterisiert. Deshalb werden Quark-Diquark-Konfigurationen nur für das Baryon-Oktett und nicht für das Dekuplett vorhergesagt. Die Ursache für die stark unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse der beiden S_{11} -Resonanzen ergibt sich aufgrund der Spin- und Isospin-Quantenzahlen des Diquark-Clusters im Vergleich zu denen im Grundzustand. Der Übergang der $S_{11}(1650)$ -Resonanz in den Grundzustand benötigt eine Änderung des Isospins $\Delta I = 1$ des Diquarks von $I = 1$ nach $I = 0$, welche durch einen Zerfall in den ηN -Kanal nicht möglich ist. Die, wenn auch geringe, Kopplung der Resonanz $S_{11}(1650)$ an den ηN -Kanal beruht auf einer nicht vollständigen Clusterisierung in Quark-Diquark-Zustände. Im Gegensatz dazu besitzt die Quark-Diquark-Konfiguration der $S_{11}(1535)$ -Resonanz die gleichen Quantenzahlen wie der Grundzustand, wodurch die Clusterausbildung keine Konsequenzen für die Kopplung an den ηN -Kanal darstellt.

Ein alternativer Ansatz wird in [KSW95b] vorgeschlagen. Hierfür wird die $S_{11}(1535)$ -Resonanz nicht als 3-Quark-Resonanz betrachtet, sondern als ein quasi-gebundener $K\Sigma/K\Lambda$ -Zustand. In einer Gekoppelten-Kanäle-Rechnung (πN , ηN , $K\Lambda$, $K\Sigma$) können die Autoren ein Baryon-Meson-Molekül generieren, welches die charakteristischen Eigenschaften der $S_{11}(1535)$ -Resonanz besitzt und stark an den ηN -Kanal koppelt. Ebenso gelingt in dieser Rechnung die erfolgreiche Beschreibung der $\Lambda(1405)$ -Resonanz als quasi-gebundener $\bar{K}N$ -Zustand.

⁸Two Arms Photon Spectrometer

⁹GRenoble Anneau Accelérateur Laser

¹⁰CEBAF Large Acceptance Spectrometer

¹¹Crystal-Barrel

¹²Elektronen Stretcher Anlage

Verschiedene Modelle bzw. Parametrisierungen (Partialwellenanalysen) zur η -Photoproduktion können den Verlauf von differentiellen bzw. absoluten Wirkungsquerschnitten (siehe z. B. Abschnitt 7.3.2) gut beschreiben. Jedoch beruhen diese Beschreibungen zum Teil auf ganz unterschiedlichen Resonanzparametern und sogar auf unterschiedlichen Beiträgen von Resonanzen.

Eine Ursache hierfür ist die an der Schwelle dominierende $S_{11}(1535)$ -Resonanz, die kleinere Resonanzbeiträge überdeckt, deren Einfluß dadurch im totalen Wirkungsquerschnitt nicht studiert werden kann, sondern nur in anderen Observablen. Auch im Energiebereich über der dominierenden S_{11} -Resonanz sind aufgrund fehlender Messungen die Resonanzbeiträge, die an den ηN -Kanal koppeln, noch nicht vollständig geklärt.

Wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert, benötigt eine vollständige Partialwellenanalyse mindestens acht Observablen in der Photoproduktion, davon sind drei Einfach-Polarisations- und vier Doppel-Polarisations-Observablen. Eine Trennung der Zustände gelingt nur durch die komplementäre Messung von Polarisations-Observablen. Ohne diese Observablen haben Partialwellenanalysen sehr viele experimentell unbestimmte Freiheitsgrade, und eindeutige Vorhersagen vor allem über kleine Resonanzbeiträge sind entsprechend unsicher.

Abbildung 2.8 zeigt zusammenfassend eine Übersicht über den kinematischen Bereich der bisher in der η -Photoproduktion vermessenen Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen.

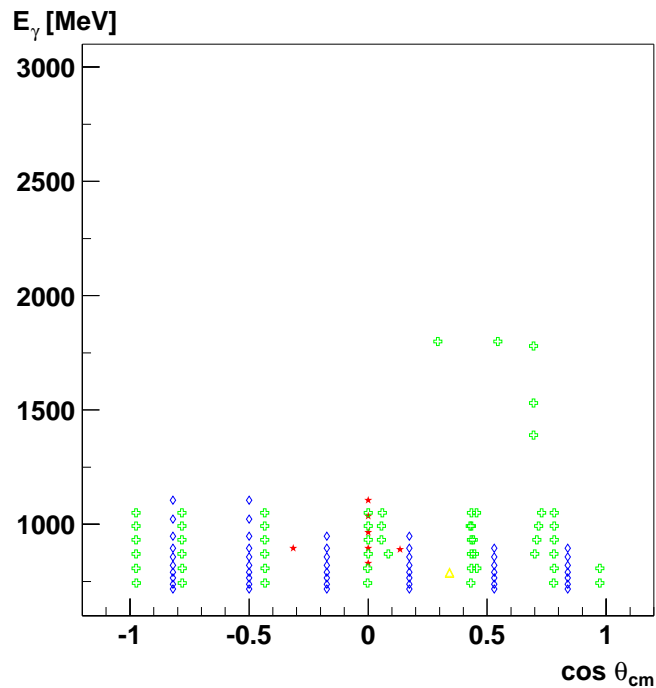


Abbildung 2.8: Winkel- und Energiebereich der Messungen von Polarisationsobservablen in der η -Photoproduktion:

★ Rückstoßpolarisation des Protons P [H⁺70, H⁺71], ◇ Target-Asymmetrie T [B⁺98b], ⊕ Photonasymmetrie Σ [VP80, A⁺98], △ Helizitäts-Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ (E , ein zirkular polarisierter Photonstrahl trifft auf ein longitudinal polarisiertes Target.) [A⁺03]. Die Abbildung ist aus [TBNE] entnommen.

Die in Abbildung 2.8 gezeigten Datenpunkte zur Targetasymmetrie T in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ beruhen auf Messungen der PHOENICS¹³-Kollaboration am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA [B⁺98b]. Der dabei abgedeckte Energiebereich beträgt $E_\gamma = 717 - 1150$ MeV. Die Entwicklung der Targetasymmetrie nach führenden Multipolen ($J_{\eta N}$) ergibt die Näherung

$$T = -\frac{1}{\sigma_0} 3 \sin \theta \cos \theta \Im [E_{0+}^* (E_{2-} + M_{2-})]. \quad (2.34)$$

Die Interferenz der im hier betrachteten Energiebereich dominanten E_{0+} -Amplitude, welche der $S_{11}(1535)$ zuzuordnen ist, verstärkt die kleineren D-Wellen E_{2-} und M_{2-} , welche im wesentlichen von der $D_{13}(1520)$ -Resonanz stammen.

Die Gleichung 2.34 entsprechende Winkelverteilung wird in den Daten auch tatsächlich beobachtet. Darüberhinaus finden sich z. B. innerhalb der Modellrechnung [LS98] Beiträge der Resonanzen $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1700)$ und $D_{15}(1675)$. Jedoch ist die Beschreibung der Daten bis zu Photonenergien von $E_\gamma \approx 800$ MeV, auch im Rahmen anderer Rechnungen, noch unbefriedigend.

Messungen der Strahlasymmetrie Σ wurden in den Energiebereichen $E_\gamma = 740 - 1056$ MeV [A⁺98] und $E_\gamma = 1056 - 1445$ MeV [K⁺02] (vorläufiges Ergebnis) von der GRAAL-Kollaboration durchgeführt. Die Multipolentwicklung nach den führenden Termen ergibt die gleichen Interferenzterme wie die Targetasymmetrie, ist jedoch sensitiv auf den Realteil der Interferenzterme und besitzt eine anderen Winkelverteilung:

$$\Sigma = \frac{1}{\sigma_0} 3 \sin^2 \theta \Re [E_{0+}^* (E_{2-} + M_{2-})]. \quad (2.35)$$

Die Daten im Energiebereich $E_\gamma \leq 900$ MeV zeigen eine deutliche \sin^2 -Abhängigkeit und bestätigen somit sehr gut die Interferenz von S- und D-Welle. Durch die Messung der Strahlasymmetrie ist z. B. die Bestimmung des kleinen Verzweungsverhältnisses der Resonanz $D_{13}(1520)$ in den ηN -Kanal von $\beta_{\eta N} = (0,06 \pm 0,003)\%$ [CYTD02] möglich.

Genauso wie für die Extraktion kleiner Resonanzbeiträge im Bereich der dominierenden $S_{11}(1535)$ -Resonanz spielen die Polarisationsobservablen auch für die höher liegenden Resonanzbeiträge eine Schlüsselrolle. Durch Interferenzterme können Resonanzen, die im Wirkungsquerschnitt nicht beobachtbar sind, herausprojiziert werden. Auch wenn zur Zeit ein *vollständiges Experiment* nicht realisierbar ist, stellen Polarisations-Observablen zusätzliche Informationen für eine Partialwellenanalyse dar und erlauben eine Überprüfung der bisherigen Ergebnisse.

Bevor ausführlich das Experiment zur Eta-Produktion mit reellen Photonen an ELSA (Kapitel 6 und 7) und die dafür notwendige Präparation von linear polarisierte Photonen (Kapitel 4 und 5) vorgestellt wird, folgt zunächst die Diskussion des im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls analysierten Experimentes zur Untersuchung der $\Delta(1232)$ -Resonanz in der π^0 -Elektroproduktion.

¹³PHOton Experiments on Nuclei In Counter Setups

Kapitel 3

Messung der LT-Asymmetrie in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz an MAMI

In diesem Kapitel wird ein Experiment zur Bestimmung der in Abschnitt 2.2 diskutierten Quadrupolkomponente in der Anregung des Nukleons zur Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$ vorgestellt. Einleitend werden der experimentelle Stand und zwei unterschiedliche Experiment-Methoden diskutiert. Anschließend wird die in dieser Arbeit verwendete Methode näher vorgestellt. Zusätzlich wird kurz auf ein ergänzendes Experiment zur Bestimmung der fünften Strukturfunktion eingegangen, dessen Ergebnis in die Extraktion der gesuchten Multipolamplituden eingeht. Die Beschreibung der Durchführung und Auswertung konzentriert sich auf die wesentlichen Analyseschritte und die Bestimmung der systematischen Fehlerbeiträge. Abschließend werden die Ergebnisse der LT-Asymmetrie und die darauf beruhende Extraktion der Multipolamplituden diskutiert.

Die hier vorgestellten Ergebnisse konnten im Rahmen dieser Arbeit bereits in [E⁺06] veröffentlicht werden.

3.1 Experimenteller Stand des CMR_{π^0}

Wie bereits bei der Diskussion der Pion-Elektroproduktion in Abschnitt 2.2 angesprochen wurde, können die Teilwirkungsquerschnitte durch Vermessung des Azimutwinkels ϕ_π , welcher die Verkipfung der Reaktionsebene zur Streuebene darstellt, separiert werden. Berücksichtigt man weiterhin den Polarwinkel des Pions im Schwerpunktsystem, θ_π^{cm} , und damit die $\sin\theta_\pi^{cm}$ - bzw. $\sin^2\theta_\pi^{cm}$ -Abhängigkeit von R_{LT} bzw. R_{TT} , lassen sich vier Koeffizienten für die Gewichtung der Teilwirkungsquerschnitte bezüglich der Winkelabhängigkeiten einführen ([S⁺71, A⁺72, B⁺74, J⁺02]):

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi^{cm}} = A + \epsilon_L B + \epsilon C \cdot \sin^2(\theta_\pi) \cos(2\phi_\pi) + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} D \cdot \sin(\theta_\pi) \cos(\phi_\pi). \quad (3.1)$$

Die Entwicklung der Teilwirkungsquerschnitte (hier A bis D) nach Legendre-Polynomen $P_l(\cos\theta_\pi^{cm})$ ermöglicht eine weitere Zerlegung und führt in s- und p-Wellennäherung zu 6 neuen Koeffizienten¹:

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \bar{A}_0 + \bar{A}_1 \cdot \cos\theta_\pi + \bar{A}_2 \cdot \cos^2\theta_\pi \\ C &= C_0 \\ D &= D_0 + D_1 \cos\theta_\pi, \end{aligned} \quad (3.2)$$

¹Bei konstantem $\epsilon_L(Q^2, \theta_e)$ können A und B nicht separiert werden und bilden den von ϕ_π unabhängigen Koeffizienten $\bar{A} \equiv A + \epsilon_L B$.

Die Koeffizienten können über Fits der Gleichungen 3.2 (siehe auch Anhang A) an den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus dem Experiment bestimmt werden. Die eindeutige Bestimmung einzelner Multipolamplituden aus den Koeffizienten ist jedoch nicht einfach möglich. Bereits in s- und p-Wellennäherung sind die 6 Koeffizienten Funktionen von 7 komplexen Multipol-Amplituden. Eine Möglichkeit die Analyse zu vereinfachen, ist es, nur Terme zu berücksichtigen, welche die auf der Δ -Resonanz dominierende M_{1+} -Amplitude enthalten (Gleichungen 2.29 - 2.33). In dieser Näherung werden kleine Amplituden durch Interferenz mit der M_{1+} -Amplitude verstärkt und weitere Terme, die nicht M_{1+} enthalten, vernachlässigt. Sowohl ältere [S⁺71, A⁺72, B⁺74] als auch neuere Messungen [J⁺02] verwenden die Bestimmung der Winkelverteilungen für die Separation der Teilwirkungsquerschnitte und Multipolkombinationen. Der für die Bestimmung des CMR_{π^0} benötigte Interferenzterm $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$ wird aus dem σ_{LT} Teilwirkungsquerschnitt (Gleichung 2.32) bzw. aus dem Faktor D_1 in Gleichung 3.2 extrahiert. Der experimentelle Stand wird in Abbildung 3.1 dargestellt.

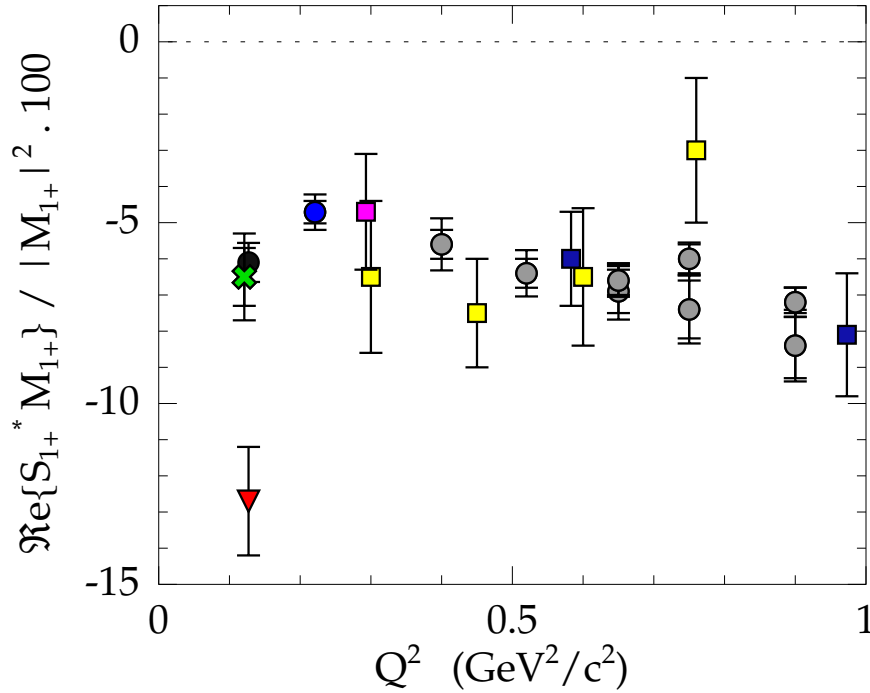


Abbildung 3.1: Experimenteller Stand für $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$. Messungen mit nur statistischem angegebenen Fehler: DESY [S⁺71] (blaue Quadrate), NINA [A⁺72] (gelbe Quadrate), Bonn Synchrotron [B⁺74] (magenta Quadrat) und ELSA [K⁺97] (rotes Dreieck). Messungen mit angegebenen statistischen und systematischen Fehlern: ELSA [Wac98] (blauer Kreis), MAMI [Pos00] (grünes Kreuz), CLAS [J⁺02] (graue Kreise) und BATES [M⁺01, S⁺05a] (schwarzer Kreis).

Einen anderen Ansatz als die Messung des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts der Pionproduktion stellt die Bestimmung des CMR_{π^0} durch ein Doppel-Polarisationsexperiment dar [Pos00]. Unter Berücksichtigung von Elektronpolarisation und der Polarisation des Rückstoßprotons erweitert sich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt 2.18 auf insgesamt 18

Strukturfunktionen ([DT92]). Für den Fall paralleler Kinematik, d. h. wenn das auslaufende Proton in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} emittiert wird, ergibt sich eine Abhängigkeit der Komponenten der Protonpolarisation im Streuebenensystem von jeweils einer Strukturfunktion [ST00] und dem polarisationsunabhängigen Teilwirkungsquerschnitt σ_0 :

$$\begin{aligned}\sigma_0 P_x &= P_e c_- R_{LT}^t, \\ \sigma_0 P_y &= c_+ R_{LT}^n, \\ \sigma_0 P_z &= P_e c_0 R_{TT}^l.\end{aligned}\tag{3.3}$$

Hierbei ist $\sigma_0 = R_T + \epsilon_L R_L$, $c_{\pm} = \sqrt{2\epsilon_L(1 \pm \epsilon)}$, $c_0 = \sqrt{1 - \epsilon^2}$ und P_e die longitudinale Elektronpolarisation. Die beiden Polarisationskomponenten in der Streuebene (P_x und P_y) hängen von der Strahlpolarisation P_e ab, während P_z auch mit einem unpolarisierten Elektronstrahl zugänglich ist.

Die Multipolentwicklung der Strukturfunktionen in s- und p-Wellennäherung ermöglicht es, einen direkten Zusammenhang zwischen Polarisationskomponenten und den Amplituden des πN -Systems herzustellen:

$$\begin{aligned}\sigma_0 P_x &= P_e c_- \lambda^{cm} \Re\{(4S_{1+} + S_{1-} - S_{0+})^* \\ &\quad (M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\}\end{aligned}\tag{3.4}$$

$$\begin{aligned}\sigma_0 P_y &= -c_+ \lambda^{cm} \Im\{(4S_{1+} + S_{1-} - S_{0+})^* \\ &\quad (M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\}\end{aligned}\tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}\sigma_0 P_z &= P_e c_0 [|M_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + 9|E_{1+}|^2 + |E_{0+}|^2 \\ &\quad + \Re\{6E_{1+}^*(M_{1+} - M_{1-}) - 2M_{1+}^* M_{1-} \\ &\quad - 2E_{0+}^*(M_{1+} - M_{1-} + 3E_{1+})\}].\end{aligned}\tag{3.6}$$

Die Komponente P_x zeigt eine ähnliche Struktur wie der Teilwirkungsquerschnitt σ_{LT} , d. h. sie beinhaltet den gesuchten Interferenzterm $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}$, der mit einem Faktor 4 gegenüber den anderen Kombinationen mit den nichtresonanten Amplituden S_{0+} und S_{1-} verstärkt ist. Die Komponente P_y enthält gerade den Imaginärteil derselben Multipolkombinationen und ist somit sensitiv auf die nichtresonanten Untergrundamplituden.

Vernachlässigt man hier die Terme mit den nichtresonanten Amplituden und berücksichtigt in der Komponente P_z nur den großen Term mit $|M_{1+}|^2$, so ist es möglich, das CMR_{π^0} aus dem Verhältnis zweier Polarisationskomponenten zu bestimmen:

$$CMR_{\pi^0} \approx \frac{\Im\{S_{1+}\}}{\Im\{M_{1+}\}} \approx \frac{c_0}{4c_-} \frac{P_x}{P_z}.\tag{3.7}$$

Alternativ ist eine Extraktion aus P_x allein möglich, da $\sigma_0 \approx |M_{1+}|^2$ ist, ein Vergleich der beiden Methoden wird in [Pos00] diskutiert.

Das Ergebnis einer Messung der Protonpolarisation an der 3-Spektrometeranlage [Pos00] ist in Abbildung 3.1 angegeben. Das Streuexperiment vom Typ $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ wurde im Bereich der Δ -Resonanz bei einem $Q^2 = 0,12$ (GeV/c)² durchgeführt. Die Protonpolarisation wurde mittels

eines Fokalebene-Polarimeters (FPP) [P⁺02] gemessen. Das Prinzip beruht auf der inklusiven Streuung der Protonen in einem Kohlenstoff-Analysator und der anschließenden Vermessung der Streuwinkelverteilung. Die Winkelverteilung wird durch die Spin-Bahn-Kopplung hervorgerufen, welche aufgrund der starken Wechselwirkung bei der Streuung an einem spinlosen Kern in der Größenordnung des Zentralpotentials liegt. Aus der Asymmetrie in der azimutalen Winkelverteilung lassen sich die Polarisationskomponenten P_x und P_y in der Fokalebene des Magnetspektrometers bestimmen und durch Rückrechnung der Spinpräzession im Magnetfeld auch alle drei Komponenten am Reaktionsort².

Die in Abbildung 3.1 dargestellten Ergebnisse stimmen innerhalb ihrer Fehler bis auf einen Wert [K⁺97] überein. Auch die aus Doppel-Polarisationsexperimenten gewonnenen Werte [P⁺01, M⁺01] sind mit der Datenbasis verträglich, obwohl die extrahierte Strukturfunktion R_{LT}^t und die „Untergrund-Multipole“ mit anderen Vorfaktoren und in anderen Kombinationen beitragen.

Der wesentliche experimentelle Unterschied der Messung von [K⁺97] zu den „unpolarisierten“ Messungen bei vergleichbarem Q^2 [Wac98, S⁺05a] ist der akzeptierte θ_π^{cm} -Winkelbereich. Während [K⁺97] das Pion bezüglich der Reaktionsebene nur in Vorwärtsrichtung ($\theta_\pi^{cm} \leq 90^\circ$) rekonstruiert, detektieren [Wac98, S⁺05a] das Proton und somit indirekt das Pion in Rückwärtsrichtung ($\theta_\pi^{cm} > 90^\circ$). Der für die Extraktion des CMR_{π^0} verwendete Teilwirkungsquerschnitt σ_{LT} hat in s- und p-Wellennäherung unter Berücksichtigung der Terme mit M_{1+} in führender Ordnung nach Gleichung 2.32 die Form:

$$\sigma_{LT} \sim \Re\{(S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*)M_{1+}\}. \quad (3.8)$$

Der Beitrag der nichtresonanten S_{0+} -Amplitude führt bei einem Winkelbereichswechsel von $180^\circ - \theta_\pi^{cm}$ aufgrund der $\cos \theta_\pi^{cm}$ -Abhängigkeit zu unterschiedlich großen Werten für σ_{LT} . Ein nicht zu vernachlässigender Beitrag der S_{0+} -Amplitude wirkt empfindlich auf die extrahierten Werte der S_{1+} -Amplitude und somit das CMR_{π^0} .

Die Abbildung 3.2 stellt den Einfluß des Winkelbereiches auf die S_{0+} - und S_{1+} -Amplitude nach Gleichung 3.8 dar. Die eingezeichneten Punkte entsprechen den Werten aus Abbildung 3.1 für die Extraktion aus dem unpolarisierten Teilwirkungsquerschnitt von [K⁺97] und der Extraktion aus P_x/P_z von [Pos00]. Beide Analysen vernachlässigen die S_{0+} -Amplitude, d. h. machen die Annahme $\Im\{S_{0+}\} = 0$. Die Bänder in Abbildung 3.2 geben den Verlauf der experimentell ermittelten Verhältnisse von $\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ als Funktion von $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ an. Eine Übereinstimmung von Vorwärts- und Rückwärtskinematik würde sich für $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\} \approx -14\%$ und $\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\} \approx -10\%$ ergeben. Einen ähnlich stark negativer Wert für $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ ergibt sich auch für den Vergleich von [K⁺97] mit [S⁺05a] bzw. [Wac98]³.

Im Gegensatz dazu extrahieren Experimente bei höherem Q^2 [S⁺71, B⁺74, A⁺72] ein leicht positives Verhältnis für $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\}$. Sie können jedoch im Rahmen der Fehler ein negatives Verhältnis nicht ausschließen, siehe (vorausgreifend) Abbildung 3.12.

Ein deutlich positives Verhältnis wird auch durch die Rechnungen der MAID2003-Parametrisierung [DHKT99, TDK⁺04] sowie durch die Rechnungen mit dynamischen Modellen von Ka-

²Für die eindeutige Trennung der drei Polarisationskomponenten ist zusätzlich die Kenntnis der Helizitätsänderung des Elektronstrahls notwendig.

³Diese Messung ist bei unterschiedlichem Q^2 durchgeführt worden und somit nicht direkt vergleichbar.

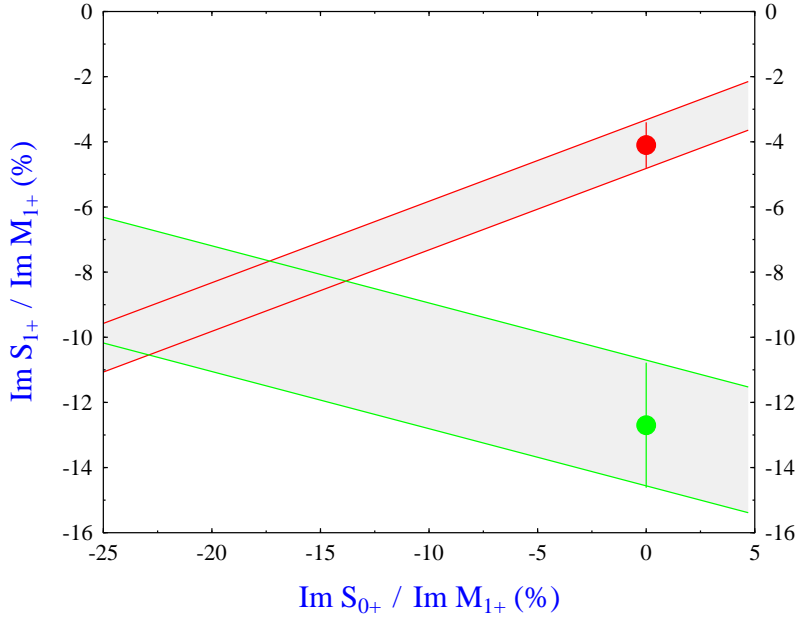


Abbildung 3.2: $\Im\{S_{1+}\}/\Im\{M_{1+}\}$ als Funktion von $\Im\{S_{0+}\}/\Im\{M_{1+}\}$. Datenpunkte aus [P⁺01], Messung der R_{LT}^t -Strukturfunktion mit Pionen in Vorwärtsrichtung, und [K⁺97], Messung der R_{LT} -Strukturfunktion mit Pionen in Rückwärtsrichtung.

malov/Yang(DMT2001) [KYDT01] und Sato/Lee [SL01a] vorhergesagt.

Die zentrale Fragestellung für das in diesem Kapitel beschriebene Experiment ist, ob eine nicht zu vernachlässigende S_{0+} -Amplitude einen Einfluß auf die Extraktion des CMR_{π^0} hat. Hierbei läßt sich durch Messungen beider kinematischer Bereiche eine mögliche Übereinstimmung der diskutierten Ergebnisse direkt untersuchen. Im folgenden Abschnitt wird die für diese Arbeit verwendete Methode vorgestellt.

3.2 Methode des Experimentes

Wie im letzten Abschnitt dargestellt ist der Teilwirkungsquerschnitt σ_{LT} besonders sensitiv auf die S_{1+} - aber auch auf die S_{0+} -Amplitude. Die Extraktion von σ_{LT} erfolgt hier nicht durch einen Fit über die ϕ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, sondern durch die Bildung einer sogenannten Rechts-Links-Asymmetrie. Dafür werden zwei Messungen, links ($\phi = 0^\circ$) und rechts ($\phi = 180^\circ$) ausgehend von der Richtung des virtuellen Photons bzw. Impulsübertrags \vec{q} durchgeführt. Die Wirkungsquerschnittsaszmetrie ρ_{LT} wird aus dem Verhältnis zwischen Differenz und Summe der beiden Messungen gebildet:

$$\rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm}) := \frac{\sigma_v(\phi = 0^\circ) - \sigma_v(\phi = 180^\circ)}{\sigma_v(\phi = 0^\circ) + \sigma_v(\phi = 180^\circ)}, \quad (3.9)$$

und nach Gleichung 2.18 ergibt sich der Zusammenhang mit den Teilwirkungsquerschnitten

$$\rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm}) = \frac{\sqrt{2\epsilon_L(\epsilon+1)}\sigma_{LT}}{\sigma_T + \epsilon_L\sigma_L + \epsilon\sigma_{TT}}. \quad (3.10)$$

Wie in Gleichung 2.32 angegeben, zeigt sich die Sensitivität auf S_{0+} und S_{1+} nach einer Partialwellenentwicklung. An der Position der $\Delta(1232)$ -Resonanz und unter Berücksichtigung nur der führenden Terme in M_{1+} ergibt sich:

$$\rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm}) \simeq f(\theta_{\pi^0}^{cm}) \cdot \frac{\Re\{(S_{0+}^* + 6S_{1+}^* \cos \theta_{\pi^0}^{cm})M_{1+}\}}{|M_{1+}|^2} \quad (3.11)$$

Durch die Messung der Rechts-Links Asymmetrie ρ_{LT} in Vorwärtsrichtung ($\theta_1 = \theta_{\pi}^{cm}$) und Rückwärtsrichtung ($\theta_2 = 180^\circ - \theta_{\pi}^{cm}$) ist es möglich, die Multipolverhältnisse in der gemachten Näherung einzeln zu bestimmen:

$$\frac{\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}}{|M_{1+}|^2} = f_1(\theta_{1,2}) \cdot [\rho_{LT}(\theta_1) - \rho_{LT}(\theta_2)] + C_1 \quad (3.12)$$

$$\frac{\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}}{|M_{1+}|^2} = f_0(\theta_{1,2}) \cdot [\rho_{LT}(\theta_1) + \rho_{LT}(\theta_2)] + C_0. \quad (3.13)$$

Die Funktionen $f_0(\theta_{1,2})$ und $f_1(\theta_{1,2})$ sind kinematische Faktoren, C_0 und C_1 berücksichtigen die Beiträge der vernachlässigten Multipolamplituden. Mit der Näherung, daß bei den Strukturfunktionen R_T , R_L und R_{TT} im Nenner von ρ_{LT} nur die Terme mit $|M_{1+}|^2$ beitragen, ergibt sich:

$$f_0(\theta_{1,2}) = \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_L(\epsilon+1)}} \cdot \frac{2,5 - 1,5 \cdot \cos^2(\theta_{\pi}) - 1,5 \cdot \epsilon \cdot \sin^2(\theta_{\pi})}{12 \cdot \sin(\theta_{\pi}) \cdot \cos(\theta_{\pi})} \quad ; \quad \beta = \alpha \cdot 6 \cdot \cos(\theta_{\pi}). \quad (3.14)$$

Eine zu ρ_{LT} ergänzende Wirkungsquerschnittsaszmetrie, die sensitiv auf den Imaginärteil der Multipolkombinationen in Gleichung 3.11 ist, läßt sich durch Vermessung der fünften Strukturfunktion $R_{LT'}$, wie im folgenden Abschnitt kurz beschrieben wird, bilden.

3.3 Messung der „fünften“ Strukturfunktion $R_{LT'}$

Die fünfte Strukturfunktion $R_{LT'}$ des Wirkungsquerschnitts der Pion-Elektroproduktion (Gleichung 2.18) zeigt nach Partialwellenentwicklung eine Sensitivität auf die gleichen Interferenzterme wie R_{LT} , jedoch im Unterschied dazu auf den Imaginärteil der Multipolkombinationen. Dadurch erhält man Zugriff auf die Realteile der Amplituden S_{0+} und S_{1+} in Ergänzung zu der Bestimmung der Imaginärteile mit ρ_{LT} (vgl. Gleichungen 2.32, 2.33 oder im Anhang A). Vergleichbar der Rechts-Links-Asymmetrie ρ_{LT} im letzten Abschnitt, kann $R_{LT'}$ durch eine Wirkungsquerschnittsaszmetrie $\rho_{LT'}$ unter Berücksichtigung der Änderung der Strahlhelicizität zwischen $h = \pm 1$ extrahiert werden:

$$\rho_{LT'} := \frac{\sigma_v^+ - \sigma_v^-}{\sigma_v^+ + \sigma_v^-} \quad (3.15)$$

$$= \frac{\sqrt{2\epsilon_L(\epsilon-1)}\sigma_{LT'} \sin \phi}{\sigma_T + \epsilon_L\sigma_L + \sqrt{2\epsilon_L(\epsilon+1)}\sigma_{LT} \cos \phi + \epsilon\sigma_{TT} \cos 2\phi}. \quad (3.16)$$

Eine Messung von $\rho_{LT'}$ benötigt, im Unterschied zu ρ_{LT} , einen longitudinal polarisierten Elektronenstrahl mit bekanntem Polarisationsgrad⁴.

Zusätzlich ist, aufgrund der $\sin\phi$ -Abhängigkeit von $R_{LT'}$, die Detektion des Rückstoßprotons der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ außerhalb der Streuebene notwendig⁵.

Die Durchführung dieser Messung an der 3-Spektrometeranlage am Mainzer Mikrotron MAMI [Her] im Bereich der Δ -Resonanz und bei einem $Q^2 = 0,2$ (GeV/c^2) ist ausführlich in [Bar01] und [B⁺02] dargestellt. Die Ergebnisse dieser Messung liefern einen wertvollen Beitrag für die Extraktion der gesuchten Multipolverhältnisse und werden bei der Diskussion in Abschnitt 3.5.2 berücksichtigt.

⁴Der Polarisationsgrad kann bei Messungen an der 3-Spektrometeranlage mit einem Møller-Polarimeter exakt ermittelt werden [Bar01].

⁵Die Möglichkeit des Teilchennachweis über der Streuebene ist durch das Spektrometer B gegeben, welches um bis zu 10° aus der horizontalen Ebene gekippt werden kann [B⁺98a].

3.4 Durchführung und Auswertung

Das Experiment zur Bestimmung der ρ_{LT} -Asymmetrie wurde im Rahmen zweier Diplomarbeiten [Sue01, Els00] durchgeführt. Für die detaillierte Beschreibung des Experimentaufbaus und der grundlegenden Analyseschritte wird auf diese Arbeiten verwiesen. Im folgenden werden kurz die experimentellen Gegebenheiten sowie die wesentlichen Schritte der fortgeschrittenen Datenanalyse vorgestellt. Abschließend wird auf die Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge genauer eingegangen.

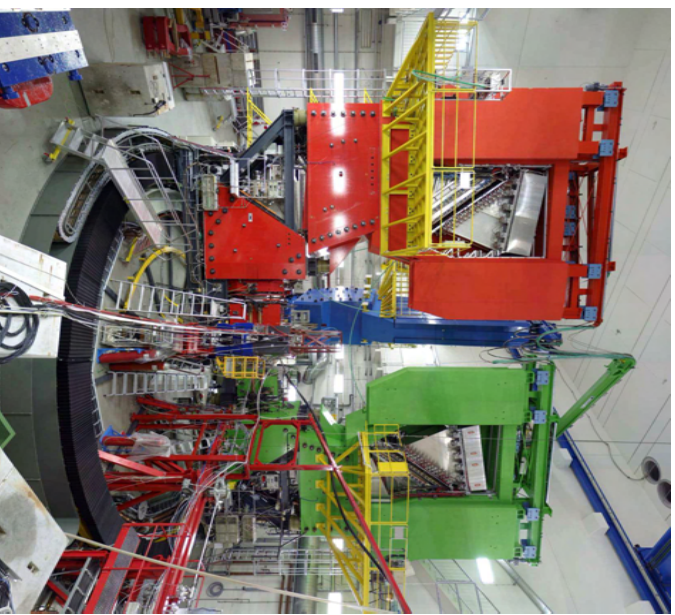
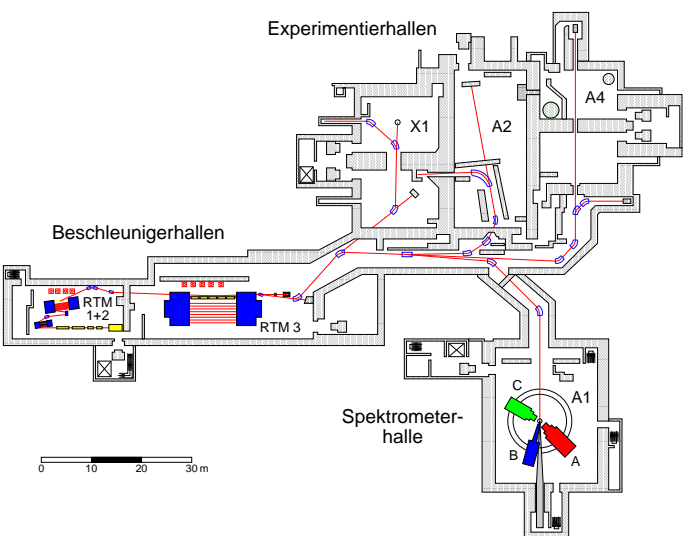


Abbildung 3.3:

Lageplan der Beschleuniger- und Experimentierhallen an MAMI-B

Die 3-Spektrometerröhre mit den Spektrometern A-C von links nach rechts.

3.4.1 Aufbau und kinematische Einstellungen des Experimentes

Das im folgenden beschriebene Experiment zur Untersuchung der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ wurde an der 3-Spektrometerröhre [B⁺98a] der A1-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI [Her, Wal90] durchgeführt. Ein kontinuierlicher Elektronenstrahl mit einer Energie von 855 MeV und Strahlströmen von $\approx 33 \mu\text{A}$ trifft auf eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle. Die verwendete zylindrische Zelle wurde speziell für dieses Experiment entwickelt [Els00] und ermöglicht aufgrund des geringen Durchmessers von 1 cm und der dünnen Zellenwand aus Hartvar von $6,25 \mu\text{m}$ Dicke die Detektion von niederenergetischen Protonen.

In der nominalen Kinematik wird das gestreute Elektron unter einem Winkel von $\theta_e^{\text{lab}} = 44,45^\circ$

und mit einem Impuls von 408,7 MeV/c durch Spektrometer A nachgewiesen. Dieses Spektrometer mit der Magnetkonfiguration QSDD ist für die Bestimmung der Teilchentrajektorien mit zwei vertikalen Driftkammern in der Fokalebene ausgestattet. Der Čerenkov-Detektor für die π^- - und e^- -Teilchenerkennung stand während des Experimentes nicht zur Verfügung, sondern war durch ein Fokalebene polarimeter [P⁺02] für die Verwendung in einem anderen Experiment [Wei03] ersetzt worden.

Mit dem gestreuten Elektron in Koinzidenz wurde das Rückstoßproton der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ in Spektrometer B nachgewiesen. Eine Randbedingung für die Wahl der Kinematik ist der kleinste mögliche Winkel für Spektrometer B, welcher durch das Strahlrohr des Primärstrahls hinter dem Targetsystem auf 9° begrenzt ist. Eine zusätzliche Bedingung ist die untere Schwelle von 250 MeV/c für den sicheren Nachweis der minimalen Protonimpulse. Es ergibt sich der kleinstmögliche Impulsübertrag von $Q^2 = 0,2$ (GeV/c)² bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 1232$ MeV. Die Kinematik des sogenannten Elektronarmes, also Energie und Impuls des gestreuten Elektrons, wird für alle Messungen beibehalten. Die in Abschnitt 3.2 diskutierten vier kinematischen Einstellungen für den Protonarm sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

Die Werte für die Nominalkinematiken sind in Tabelle 3.1 angegeben. Die Impulse und Winkel im Laborsystem entsprechen den Zentralwerten der Spektrometereinstellungen. Um Ineffizienzen in den Fokalebene detektoren des Protonspektrometers und dadurch künstliche Rechts-Links-Asymmetrien aufspüren zu können, wurde Spektrometer B für einen Teil der Messungen um einen Winkel von 1° gegen die Nominaleinstellung verfahren.

Tabelle 3.1:

Kinematische und Spektrometer-Einstellungen des Protonarms.

Kin.	$\theta_{\pi^0}^{cm}$ (°)	ϕ (°)	p_p^{lab} (MeV/c)	θ_p^{lab} (°)
I	160	0	741,7	33,0 / 32,0
Ia		180		20,9 / 21,9
II	20	0	265,02	44,2 / 43,7
IIa		180		9,8 / 10,3

Die Konsistenz der experimentellen Parameter, d. h. der Impuls- und Winkeleinstellungen der Spektrometer, sowie der Detektorkalibrationen und der Energieverlustberechnung, wurde mit der elastischen Messung $p(e, e'p)$ überprüft. Die dafür verwendeten Kinematiken sind in Tabelle 3.2 angegeben. Aufgrund der Überbestimmtheit der Reaktion – in diesem Fall sind von allen Teilchen alle Winkel und Impulse gemessen – ist es möglich, jede experimentell bestimmte Größe alternativ durch alle anderen Größen zu berechnen. Durch den Vergleich der berechneten mit den gemessenen Werten können die Einstellungen überprüft werden. Nach [Sue01, Els00] findet sich eine Korrektur für den Zentralimpuls von Spektrometer A um -0,5 MeV/c und eine Korrektur für den Winkel von Spektrometer B um 0,1°. Eine mögliche Ursache dafür ist die Verwendung einer ungeeigneten Matrix für die Bahnrekonstruktion der Teilchen durch das Spektrometer, welche den Parametern im Experiment (Spektrometerwinkel, Detektorposition,

Tabelle 3.2:

Kinematiken der elastischen Messungen $p(e, e'p)$.

Spek. A (Elektron)		Spek. B (Proton)		Strahlenergie
θ (°)	p (MeV/c)	θ (°)	p (MeV/c)	E (MeV)
55,5	612,0	43,6 - 46,0	704,4	855,0
46,5	314,6	58,4, 59,4	251,0	351,3

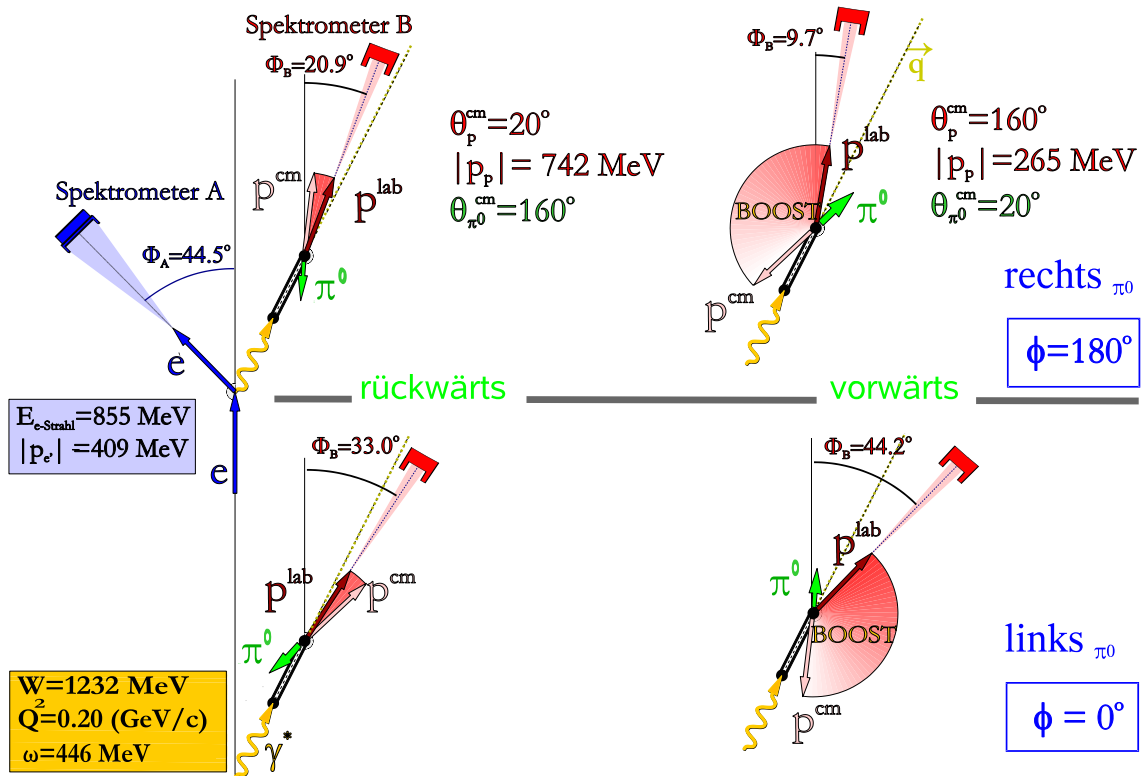


Abbildung 3.4: Übersicht der Kinematiken und Spektrometereinstellungen für die Messung der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$. Der für alle Messungen gleiche Elektronarm ist beispielhaft links oben dargestellt, daneben die in Abschnitt 3.2 diskutierten Kinematiken des Protonarmes. Die hellroten bzw. grünen Pfeile geben die Richtung des Proton- bzw. Pionimpulses im Schwerpunktsystem an. Die dunkelroten Pfeile zeigen die Richtung des Protonimpulses nach Lorentzboost in das Laborsystem. Innerhalb einer Spalte ist die Reaktionsebene gegen die Streuebene um 180° verkippt. Das Proton läuft rechts bzw. links relativ zur Richtung des Impulsübertrages aus. Die linke Spalte gibt die Kinematiken für das im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung auslaufende Pion (Kin. I/Ia) an. Die entsprechenden Protonen haben im Laborsystem hohe Impulse in Vorwärtsrichtung.

Bei den Kinematiken der rechten Spalte geht das auslaufende Proton im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung (Kin. II/IIa). Durch den Lorentzboost klappt die Richtung des Protons im Laborsystem in Vorwärtsrichtung um. Die Protonen haben dadurch sehr niedrige Impulse im Laborsystem, können aber auch in Spektrometer B nachgewiesen werden.

Feldintegral) nicht exakt entspricht.

Der Elektronenstrahlstrom wurde mit hoher Genauigkeit mit einer Förstersonde in der dritten Stufe des Mikrotrons gemessen. Zusammen mit der genauen Messung der Totzeit ist eine Bestimmung der Luminosität für jede einzelne Kinematik bzw. für jeden Unterabschnitt der Daten möglich.

Der genaue Ablauf der Messungen ist in [Sue01, Els00] dokumentiert. Die Messung wurde in mehrere Unterabschnitte unterteilt, wobei die verschiedenen Kinematiken links und rechts von

\vec{q} abwechselnd gemessen wurden. Damit ist gewährleistet, daß während der Strahlzeit unentdeckte Probleme nachträglich erkannt werden können und Daten für die Rechts-Kinematik ($\theta^{Spek.B} = 33,0^\circ/32,0^\circ$) und Links-Kinematik ($\theta^{Spek.B} = 20,9^\circ/21,9^\circ$) zur Verfügung stehen. Die Daten der Unterabschnitte wurden zunächst einzeln nach der im folgenden beschriebenen Analyse ausgewertet und am Ende für die Bildung der ρ_{LT} -Asymmetrie aufsummiert.

3.4.2 Datenanalyse

Die grundlegenden Schritte der Datenanalyse, wie z. B. Detektorkalibration und Teilchenidentifikation, werden in den Arbeiten [Sue01, Els00] ausführlich diskutiert. Im folgenden werden die zur Bestimmung der Rechts- Links-Asymmetrien in Vorwärts- (Kin. II/IIa) und Rückwärtsrichtung (Kin. I/Ia) führenden Analyseschritte vorgestellt. Die Datenanalyse wurde mit der in der A1-Kollaboration entwickelten Analysesoftware `cola++` und die Phasenraumsimulation mit der Simulationssoftware `simul++` durchgeführt, [DMW02].

Das in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ nicht nachgewiesene Pion läßt sich unter Ausnutzung der Impulserhaltung aus der Differenz der Viererimpulse der einlaufenden Teilchen (Strahlelektron, Protontarget) und der detektierten Teilchen (Elektron in Spektrometer A, Proton in Spektrometer B) rekonstruieren:

$$m_{miss}^2 = m_{\pi^0}^2 = \left[\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_e + \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_p - \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{e'} - \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{p'} \right]^2. \quad (3.17)$$

Die Identifikation der Reaktion erfolgt über die rekonstruierte fehlende Masse⁶. Die zweite Zeile in Abbildung 3.5 (a', b', c') zeigt typische Spektren der fehlenden Masse, bei denen der Beitrag der Pionmasse (134,98 MeV) bereits abgezogen wurde. Der auch nach Untergrundabzug vom Pik zu größeren Massen hin auslaufende sogenannte Strahlenschwanz ergibt sich durch Abstrahlung eines oder mehrerer Photonen vor oder nach der Reaktion.

Um die Ereignisse der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ von Untergrundereignissen aus zufälligen Reaktionen zu trennen, wird im Koinzidenzzeitenspektrum von Spektrometer A und B auf den Koinzidenzzeitpik geschnitten und eine Seitenbandsubtraktion durchgeführt. Die erste Zeile in Abbildung 3.5 zeigt typische Koinzidenzzeitenspektren für die Kinematiken I, II und IIa. Für die Messungen mit hohen Protonimpulsen⁷ wurde beispielhaft (Kin. I) jeweils nur ein Spektrum dargestellt, da die Spektren beider Messungen identisch aussehen.

In den Koinzidenzzeitenspektren der hohen Protonkinematiken ist es aufgrund der sehr guten Zeitauflösung möglich, neben dem fast untergrundfreien Koinzidenzsignal der Reaktion einen zweiten kleineren Pik bei $\approx -2,2$ ns zu identifizieren (Abbildung 3.5a). Dieser wird durch den Nachweis von negativen Pionen, z. B. aus der Reaktion $p(e, \pi^- p)e'\pi^+$, anstatt der Elektronen in Spektrometer A verursacht. Für die Zeitdifferenz zwischen Pionen und Elektronen bei entsprechendem Impuls und gleicher Flugbahn durch das Spektrometer ergibt sich auch rechnerisch dieser Wert. Eine eindeutige Identifizierung dieser Pionen war aufgrund des fehlenden Čerenkov-Detektors nicht möglich, gelang aber in anderen „N- Δ “-Messungen (z. B. [Pos00]). Eine Abtrennung des π^- -Nebenpiks ist für die Messungen mit hohen Protonimpulsen bereits im Zeitspektrum möglich. Im Gegensatz dazu ist aufgrund von Vielfachstreuung die Zeitauflösung

⁶Häufig wird hierfür der englische Ausdruck „missing mass“ verwendet.

⁷Hohe Protonimpulse entsprechen Messungen in „Vorwärts“-Richtung. Niedrige Protonimpulse korrespondieren entsprechend den Messungen in „Rückwärts“-Richtung.

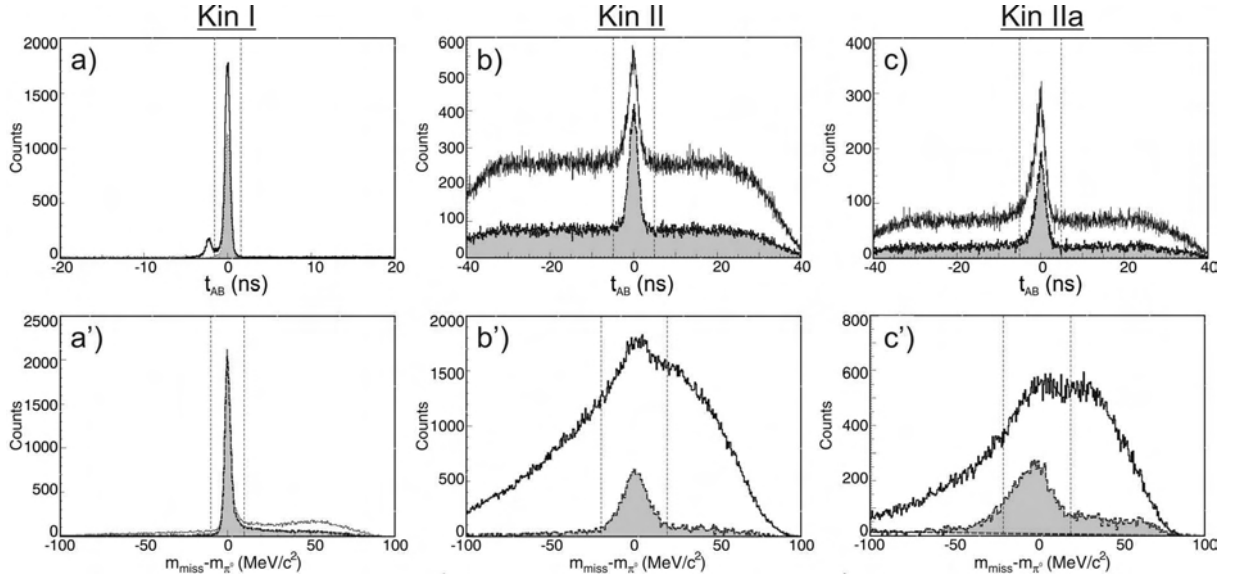


Abbildung 3.5: Typische Verteilungen der Koinzidenzzeit (a, b, c) und rekonstruierten Pionmasse (a', b', c') für die Kinematiken I, II und IIa. Die hellen Spektren ergeben sich nach Anwendung von Kalibrationen und Standardschnitten. Die dunklen Koinzidenzzeitenspektren (FWHM: a) 0,8 ns, b) 2,7 ns, c) 3,0 ns) ergeben sich nach den in (a', b', c') eingezeichneten Schnitten auf die rekonstruierte Pionmasse. Die dunklen Massenspektren ergeben sich analog nach den eingezeichneten Schnitten in der Koinzidenzzeit.

bei den Messungen der niedrigen Protonimpulse wesentlich schlechter und eine Abtrennung der negativen Pionen mit einem Zeitschnitt nicht realisierbar.

Eine andere Methode zur Unterdrückung dieser Untergrundreaktion ist ein Schnitt in der Verteilung der rekonstruierten Masse, da der Untergrund zu Einträgen ab ca. 35 MeV/c² oberhalb der Pionmasse führt. Die in Abbildung 3.5 eingezeichneten Schnitte in den Massenspektren ergeben die dunklen Verteilungen in den Zeitspektren. In Kinematik I verschwindet der Nebenpik im Zeitspektrum und in Kinematik II und IIa wird die Lage des Koinzidenzzeitpiks symmetrisch um die Null.

Die physikalischen Größen W , Q^2 , ϵ , $\theta_{\pi^0}^{cm}$, ϕ der selektierten Ereignisse der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ liegen aufgrund der Winkel- und Impulsakzeptanzen der Spektrometer in Akzeptanzbereichen um die Nominalkinematiken (Tabelle 3.1). Wie die zweidimensionalen Histogramme in Abbildung 3.6 zeigen, sind außerdem die Korrelationen der physikalischen Größen für Links- und Rechtsmessungen unterschiedlich. Die unterschiedlichen Akzeptanzbereiche und die Korrelationen aller physikalischer Größen untereinander müssen bei der Bildung der Rechts-Links-Asymmetrie berücksichtigt werden. Ohne kinematische Schnitte findet man die in Abbildung 3.6 angegebenen maximalen deckungsgleichen Akzeptanzbereiche. Aufgrund der unterschiedlichen Korrelationen führt die Binierung⁸ in einer oder mehreren Größen zu unterschiedlichen Verteilungen für die Links- und Rechtsmessung. Die Bildung einer physikalischen Asymmetrie ist aber nur durch Ereignisse mit gleichen physikalischen Größen bzw. mit den gleichen

⁸Die Unterteilung der Daten in Intervalle, z. B. Winkel- und Energieintervalle.

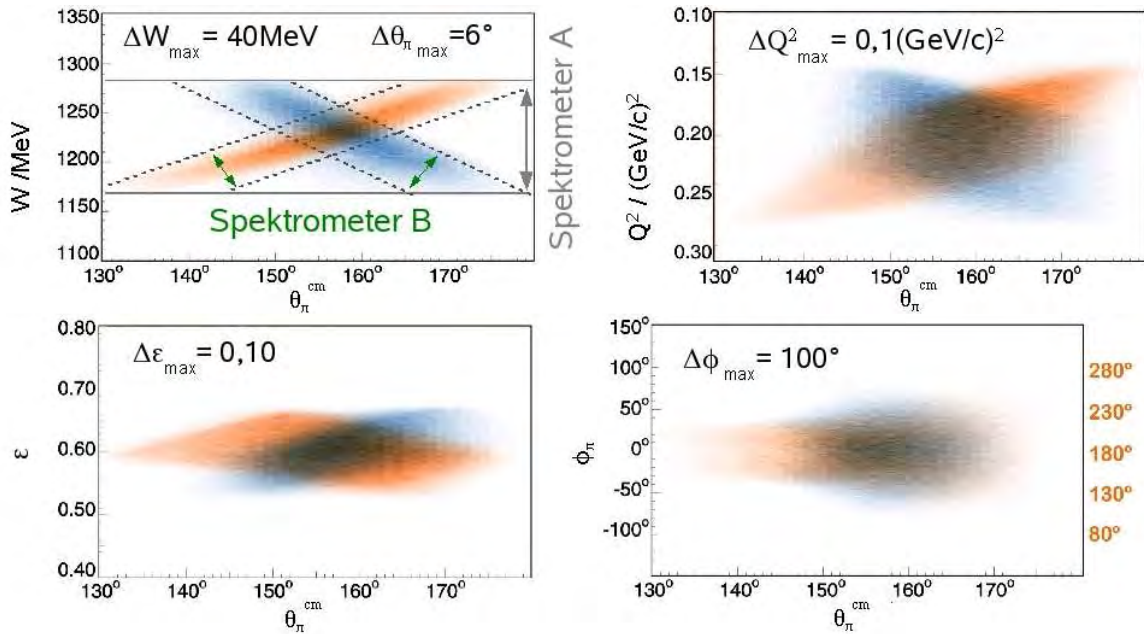


Abbildung 3.6: Spektrometerakzeptanzen für Messungen links (Kin. I, orange) und rechts (Kin. Ia, blau) von \bar{q} für Kombinationen aller kinematischen Größen mit $\theta_{\pi^0}^{cm}$. In den Abbildungen sind die maximalen Überlappbereiche zwischen Links- und Rechtsmessung in der jeweiligen Größe angegeben. Beispielhaft sind im Histogramm der Schwerpunktsenergie die Spektrometerakzeptanzen eingezeichnet: W wird durch die Akzeptanz des Elektronspektrometers (A) limitiert. Die Winkelakzeptanz des Protonspektrometers (B) bestimmt die Breite der Winkel $\theta_{\pi^0}^{cm}$.

Mittelwerten der Verteilungen möglich. Z. B. führen unterschiedliche Mittelwerte der Schwerpunktsenergie für Links- und Rechtsmessung aufgrund der einfachen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts (Abbildung 3.7 unten) zu unterschiedlichen Zählraten und somit zu einer künstlichen Asymmetrie. Bereits die Variation des akzeptierten Bereiches in einer physikalischen Größe (z. B. $\Delta\phi$) kann den Mittelwert in mindestens einer anderen Größe (z. B. W) für beide Messungen entgegengesetzt ändern (Abbildung 3.7 oben) und so zu einer unphysikalischen Asymmetrie führen.

Um sicherzustellen, dass die ρ_{LT} -Asymmetrien aus kompatiblen Links- und Rechtsmessungen gebildet werden, müssen alle bei der Analyse verwendeten Daten auf die Nominalkinematik und somit auf die gleichen Werte der physikalischen Größen projiziert werden. Dafür wird der gemeinsame Überlappbereich in $\theta_{\pi^0}^{cm}$ in 1° breite Bereiche (Bins) und der $\cos\phi$ -Winkelbereich⁹ in 10 Bereiche unterteilt. Eine weitere Unterteilung auch der anderen physikalischen Größen wurde bei der Untersuchung des systematischen Fehlers (Abschnitt 3.4.3) unternommen. Für jedes Bin werden die Mittelwerte der Verteilungen in den physikalischen Größen, \overline{W} , $\overline{Q^2}$, $\overline{\epsilon}$, $\overline{\theta_{\pi^0}^{cm}}$, $\overline{\phi}$, bestimmt. Sowohl für diese Mittelwerte als auch für die Werte der Nominalkinematik wird je-

⁹Um die Ereignisse auf die Bereiche gleich zu verteilen wird für die Unterteilung in ϕ der Cosinus verwendet, da die ρ_{LT} -Asymmetrie bzw. der Wirkungsquerschnitt proportional zu $\cos\phi$ sind.

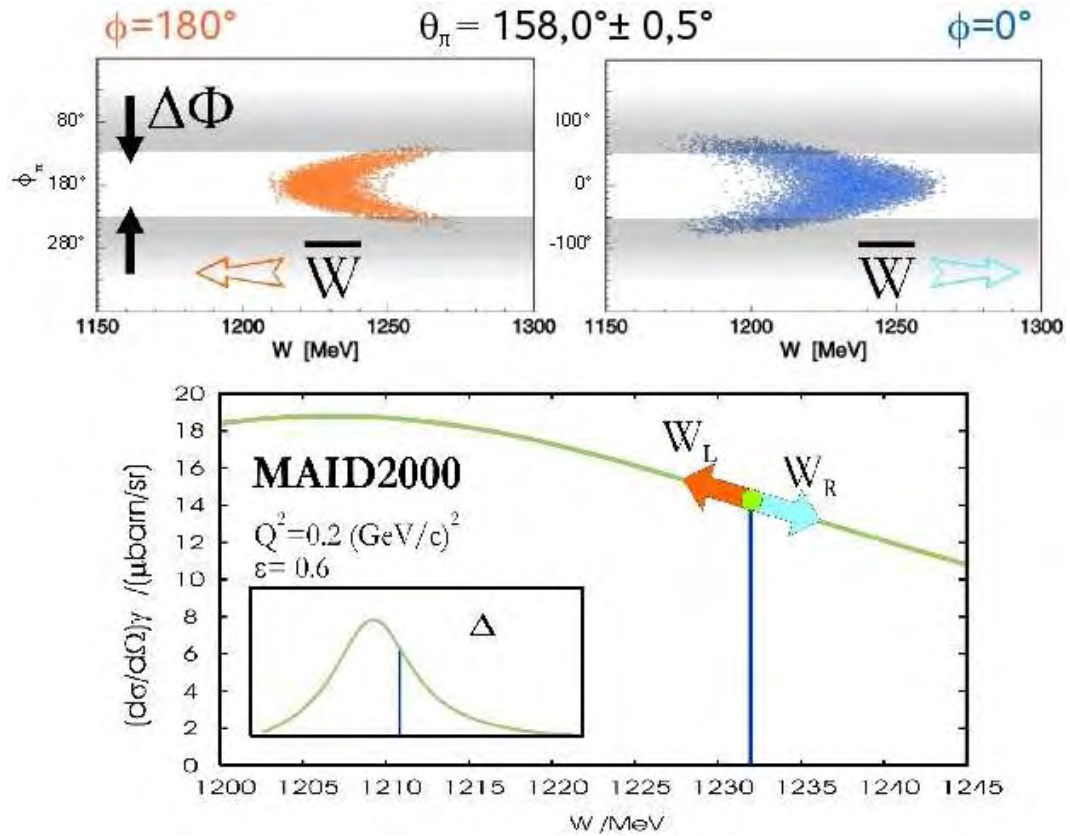


Abbildung 3.7: Beispiel für die Erzeugung einer künstlichen Asymmetrie aufgrund von unterschiedlichen Detektorakzeptanzen. Die oberen zweidimensionalen Histogramme zeigen die unterschiedlichen ϕ - W -Korrelationen für Links- und Rechtsmessung innerhalb eines 1° großen Bereiches in θ_π^{cm} . Durch Einschränkung des Winkelbereiches verändern sich die Mittelwerte der Schwerpunktsenergie in entgegengesetzte Richtungen. Die untere Abbildung zeigt den mit MAID2000 berechneten totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Markiert ist die Position der Δ -Resonanz.

weils mit der MAID2000-Parametrisierung¹⁰ der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ bestimmt. Aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Mittelwerte einerseits und der Nominalkinematik andererseits ergibt sich ein Projektionsfaktor für die Ereignisse in dem zugehörigen Datenbereich (Bin):

$$\text{MAID}_{l,r}^{corr} = \frac{\text{MAID}_{l,r}(\text{Nominalkin.})}{\text{MAID}_{l,r}(\overline{W}, \overline{Q^2}, \overline{\tau}, \overline{\theta_{\pi^0}^{cm}}, \overline{\phi})} \quad (3.18)$$

Mithilfe dieser Projektion ist die Bestimmung der ρ_{LT} -Asymmetrie möglich, aber nicht mehr vollkommen modellunabhängig, da die relativen Verläufe des Wirkungsquerschnitts der MAID2000-Parametrisierung verwendet werden. Um die Unsicherheit dieser Projektion zu begrenzen werden, wie oben beschrieben, nur die Überlappbereiche der physikalischen Größen der

¹⁰Siehe im Internet unter <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/> .

Links- und Rechtsmessung verwendet. Die verbleibende Unsicherheit wird im systematischen Fehler berücksichtigt und im nächsten Abschnitt diskutiert.

Um die Akzeptanzverläufe in den Verteilungen zu berücksichtigen, werden für jeden Datenbereich das Phasenraumintegral berechnet und die Ereignisse darauf normiert. Durch Verwendung des Projektionsfaktors können die Daten jeweils für Links- und Rechtsmessung akkumuliert werden, müssen jedoch vor der Bildung der ρ_{LT} -Asymmetrie auf die jeweilige Luminosität (Meßzeit, Strahlstrom und Totzeit) normiert werden:

$$n_{l(\phi=0^\circ),r(\phi=180^\circ)} = \frac{1}{L_{l,r}} \sum_{Bins} \frac{N_{l,r}}{P_{l,r}} \cdot \text{MAID}_{l,r}^{corr} \quad (3.19)$$

In Gleichung 3.19 bezeichnen $N_{l,r}$ die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse nach allen Schnitten in einem Datenbin, $P_{l,r}$ das Phasenraumintegral für das Datenbin und $\text{MAID}_{l,r}^{corr}$ den dazugehörigen Projektionsfaktor. $L_{l,r}$ gibt die Luminosität für die Daten der Links- bzw. Rechtsmessung an. Damit bestimmt sich die ρ_{LT} -Asymmetrie aus den experimentellen Daten nach

$$\rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm}) = \frac{n_l - n_r}{n_l + n_r}. \quad (3.20)$$

Vor der Diskussion der Ergebnisse für ρ_{LT} werden im nächsten Abschnitt die Beiträge zum systematischen Fehler diskutiert.

3.4.3 Systematische Fehler

Für die Daten der Kinematik I und Ia wurde der systematische Fehler durch Variation der kinematischen Schnitte abgeschätzt. Diese Vorgehensweise ist für die Daten mit niedrigen Protonimpulsen, d. h. Kinematik II und IIa, aufgrund der limitierenden Statistik und der schlechten Auflösung in den physikalischen Größen nicht möglich.

Für die in der Datenanalyse beschriebenen Bereiche in θ_{π}^{cm} und ϕ wurden die akzeptierten Bereiche in den physikalischen Größen W, Q^2, ϵ ausgehend vom maximalen Überlappbereich für Links- und Rechtsmessung sukzessive verkleinert (gleitende Schnitte) und damit jeweils die ρ_{LT} -Asymmetrie ausgerechnet. Mit dieser Methode findet man eine nicht zu vernachlässigende Abweichung bei Variation der Schwerpunktsenergie. Für die äußeren Bins des Überlappbereiches in θ_{π}^{cm} variiert die ρ_{LT} -Asymmetrie bei Schnitten unterhalb von $\Delta W \pm 10$ MeV in die entgegengesetzte Richtung. Die dafür abgeschätzte absolute Ungenauigkeit ist in Tabelle 3.4.3a angegeben. Eine mögliche Ursache könnte eine ungenügende oder nicht exakt dem Experiment entsprechende Beschreibung des Phasenraumes durch die Simulation sein. Dies wurde aufgrund der kleinen relativen Größe dieses Fehlerbeitrages nicht weiter untersucht.

Einen weiteren Beitrag liefert ein gleitender Schnitt über die akzeptierte rekonstruierte Pionmasse, $m_{miss}^{\pi^0}$. Dieser Bereich ist zu höheren Massen begrenzt, um Untergrundreaktionen mit ungewollt nachgewiesenen negativen Pionen zu unterdrücken (Abschnitt 3.4.2). Der in Tabelle 3.4.3b angegebene Beitrag ergibt sich für einen gleitenden Schnitt über den Bereich des Strahlenschwanzes und beinhaltet somit die systematischen Effekte der Strahlungsverluste, zusätzlich zu den bereits in der Phasenraumsimulation berücksichtigten.

Die mit Hilfe der elastischen Messungen gefundenen Abweichungen für den Zentralimpuls von Spektrometer A und den Winkel von Spektrometer B (Abschnitt 3.4.1) wurden sowohl in der Datenanalyse als auch in der Phasenraumsimulation variiert. Es wurden beide Fälle

berücksichtigt, da nicht eindeutig geklärt werden konnte, ob Spektrometer B falsch positioniert war oder eine ungenaue Spurrekonstruktion durch das Magnetfeld des Spektrometers (Transfermatrix) die Ursache für die Abweichungen in Impuls und Winkel ist. Der in Tabelle 3.4.3c angegebene Beitrag beruht im wesentlichen auf der Variation des Winkels von Spektrometer B um $\pm 1^\circ$.

Ein möglicher Fehlerbeitrag für die Projektion der Ereignisse auf die Nominalkinematik nach Gleichung 3.18 mit Hilfe der MAID2000-Parametrisierung wurde durch die Variation der dominierenden Multipolbeiträge (Δ -Resonanz) abgeschätzt. Hierfür wurden die relative Stärke der Multipolamplituden M_{1+} um $\pm 5\%$ und E_{1+} und S_{1+} um $\pm 50\%$ gleichzeitig verändert und damit die Projektion durchgeführt. Die für die unterschiedlichen Kombinationen auftretende größte Abweichung der ρ_{LT} -Asymmetrie ist in Tabelle 3.4.3d angegeben.

a)	W-Schnitt	0,29 %	Tabelle 3.3: Absoluter systematischer Fehler ($\Delta\rho_{LT}$) der Kinematik I/Ia.
b)	$m_{miss}^{\pi^0}$ -Schnitt	0,23 %	
c)	Spektrometer-Korrektur	0,57 %	
d)	MAID2000-Projektion	0,46 %	

Zusätzliche Fehlerbeiträge für die Luminositätsbestimmung spielen keine Rolle. Die gemessene maximale relative Luminositätsänderung beträgt 2% und wird nach Gleichung 3.19 berücksichtigt. Verbleibende Schwankungen können vernachlässigt werden.

Als Konsistenzprüfung für die abgeschätzten systematischen Fehler und somit als Gegenprobe für unerkannte zeitabhängige Effekte, z. B. Luminositätsschwankungen und variierende Detektoreffizienzen, wurden die Daten der Unterabschnitte der Messungen gesondert analysiert. Alle Kombinationen der einzelnen Datenblöcke für Links- und Rechtsmessung sind miteinander verträglich und ergeben keinen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler.

Der quadratisch addierte systematische Gesamtfehler ist für die ρ_{LT} -Asymmetrie aus Kinematik I/Ia von derselben Größenordnung wie der statistische Fehler. Aufgrund dessen und der Tatsache, daß eine gleichermaßen detaillierte Untersuchung für die Daten der Kinematik II/IIa vor allem aufgrund mangelnder Statistik nicht durchgeführt werden konnte, wird für die Asymmetrie aus Kinematik II/IIa der größtmögliche systematische Fehler durch den statistischen Fehler abgeschätzt.

3.5 Ergebnisse

Im folgenden werden die Ergebnisse des Experimentes zur Pion-Elektroproduktion vorgestellt. Zunächst wird die eigentliche Meßgröße, die Rechts- Links-Asymmetrie ρ_{LT} für die Detektion des Protons in Vorwärts- und Rückwärtskinematik, mit Fehlerbeiträgen angegeben. Durch die Kombination dieser Ergebnisse lassen sich die Verhältnisse S_{0+}/M_{1+} und S_{1+}/M_{1+} sowohl allein aus den Daten innerhalb einer einfachen Näherung als auch mit Hilfe eines Re-Fits der MAID2003-Parametrisierung [DT92, DHKT99, TDK⁺04] an die Daten bestimmen. Die extrahierten Multipolverhältnisse werden mit theoretischen Vorhersagen und experimentellen Daten verglichen, wobei besonders die Diskrepanz zu der Messung mit stark negativem CMR_{π^0} [K⁺97] diskutiert wird. In einem kurzen Ausblick werden Vorschläge zur Verbesserung der Methode des Experimentes gegeben und die Ergebnisse innerhalb der MAID2003-Parametrisierung mit einem Doppel-Polarisationsexperiment verglichen.

3.5.1 ρ_{LT} -Asymmetrien

Die Ergebnisse der ρ_{LT} -Asymmetrien ergeben sich aus den Rechts- und Linksmessungen nach Gleichung 3.20 zu

$$\begin{aligned}\rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm} = 160^\circ) &= (12,18 \pm 0,27_{stat} \pm 0,82_{sys})\% \\ \rho_{LT}(\theta_{\pi^0}^{cm} = 20^\circ) &= (-11,68 \pm 2,36_{stat} \pm 2,36_{sys})\%.\end{aligned}$$

Der systematische Fehler für die Messung der Vorwärtskinematik bei $\theta_{\pi^0}^{cm} = 160^\circ$ ergibt sich aus der quadratischen Summe der Fehlerbeiträge in Tabelle 3.4.3. Für die Messung der Rückwärtskinematik wurde der systematische Fehler mit dem statistischen Fehler abgeschätzt. Die Abbildung 3.8 zeigt die experimentellen ρ_{LT} -Asymmetrien im Vergleich mit der Standard-MAID2003-Parametrisierung und mit den Rechnung mit dynamischen Modellen von Kamalov/Yang (DMT2001) [KYDT01] und Sato/Lee [SL01a]. Alle theoretischen Vorhersagen sind mit der ρ_{LT} -Asymmetrie bei $\theta_{\pi^0}^{cm} = 20^\circ$ innerhalb der experimentellen Fehler verträglich. Die Asymmetrie bei $\theta_{\pi^0}^{cm} = 160^\circ$ kann von Sato/Lee innerhalb von 2σ beschrieben werden. Die Rechnungen von Kamalov/Yang und MAID2003 liegen hier deutlich zu hoch.

Im Zusammenhang mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Extraktion der Multipolverhältnisse wurde ein Re-Fit der MAID2003-Parameter durchgeführt. Dafür wurden die beiden vorgestellten Ergebnisse der ρ_{LT} -Asymmetrie, welche sensitiv auf die Imaginärteile der S_{0+} - und S_{1+} -Amplitude sind, verwendet, weiterhin auch die Ergebnisse der $\rho_{LT'}$ -Asymmetrien von Bartsch *et al.* [Bar01] aus der Messung der fünften Strukturfunktion, welche sensitiv auf die Realteile der S_{0+} - und S_{1+} -Amplituden sind (Abschnitt 3.3). In der vollen MAID2003-Rechnung konnten die Real- und Imaginärteile von S_{0+} und S_{1+} im $p\pi^0$ -Kanal so angepaßt werden, daß beide Datensätze sehr gut beschrieben werden. Die durchgezogene Linie entspricht in Abbildung 3.8 für ρ_{LT} und in Abbildung 3.9 für $\rho_{LT'}$ dem Ergebnis des MAID2003-Re-Fit.

3.5.2 Extraktion der Multipolamplituden

Ausschließlich basierend auf den experimentellen Ergebnissen der ρ_{LT} -Asymmetrie ist die Extraktion der Multipolverhältnisse S_{0+}/M_{1+} und S_{1+}/M_{1+} nur im Rahmen einer Näherung möglich, nämlich unter Berücksichtigung der führenden Terme der M_{1+} -Amplitude und ihrer Interferenzterme mit S_{0+} und S_{1+} , wie in den Gleichungen 3.12 und 3.13 in Abschnitt

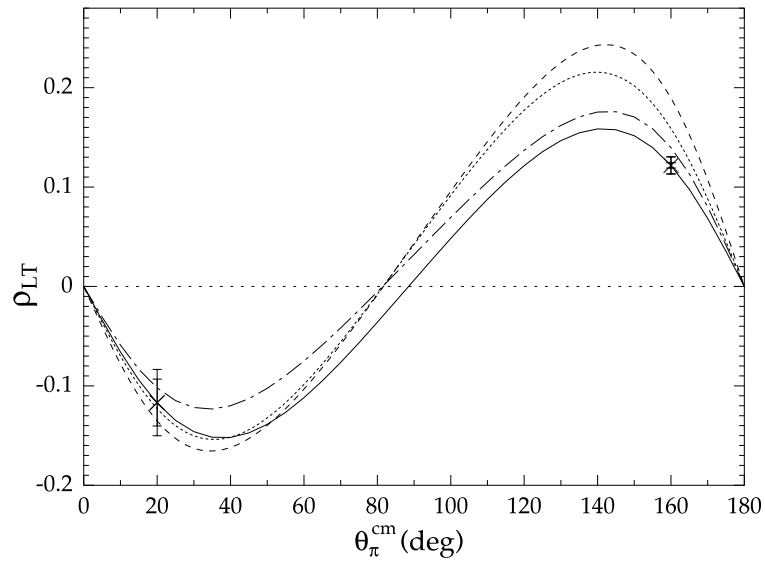


Abbildung 3.8: Ergebnis der Messung der ρ_{LT} -Asymmetrie im Vergleich zu Modellvorhersagen von MAID2003 [DHKT99, TDK⁺04] (punktiert), DMT2001 [KYDT01] (gestrichelt) und Sato/Lee [SL01a] (strichpunktiert). Die durchgezogene Kurve entspricht dem im Text erklärten MAID2003-Re-Fit. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler und die äußeren der quadratischen Summe von statistischem und systematischem Fehler.

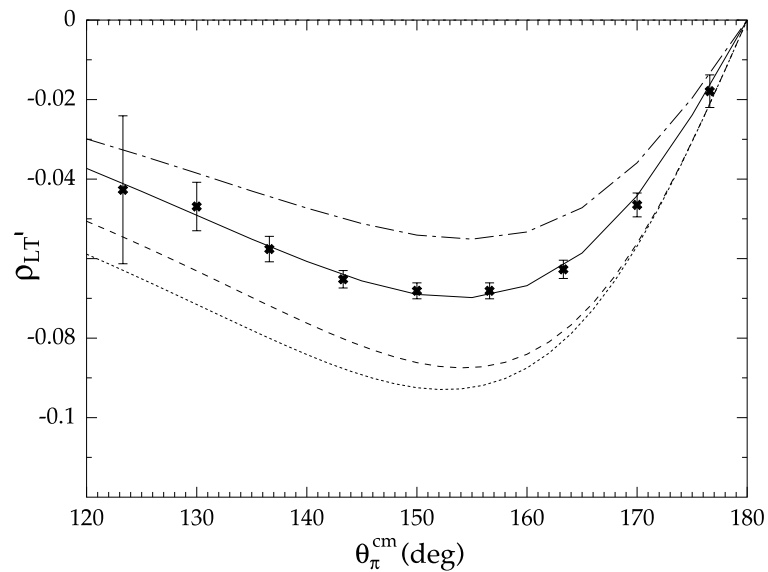


Abbildung 3.9: Ergebnisse der Messung der $\rho_{LT'}$ -Asymmetrie aus [Bar01] im Vergleich zu Modellvorhersagen von MAID2003 [DHKT99, TDK⁺04] (gepunktet), DMT2001 [KYDT01] (gestrichelt) und Sato/Lee [SL01a] (strichpunktiert). Die durchgezogene Kurve entspricht dem im Text erklärten MAID2003-Re-Fit. Die eingezeichneten Fehlerbeiträge sind rein statistisch.

Tabelle 3.4: Vergleich der extrahierten Multipolverhältnisse aus den Daten, dem MAID2003-Re-Fit und theoretischen Vorhersagen.

	$\frac{\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}}{ M_{1+} ^2}$ (%)	$\frac{\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}}{ M_{1+} ^2}$ (%)
Näherung (Gl. 3.12, 3.13)	$-4,78 \pm 0,69$	$0,56 \pm 3,89$
MAID2003-Re-Fit	$-5,45 \pm 0,42$	$2,56 \pm 2,25$
MAID2003	-6,65	7,98
Sato/Lee	-4,74	5,14

3.2 angegeben. Das Ergebnis dieser Näherung ist in der ersten Zeile in Tabelle 3.4 verzeichnet. Die Verhältnisse mit den modifizierten S_{0+} - und S_{1+} -Amplituden des MAID2003-Re-Fit sind in der zweiten Zeile der Tabelle 3.4 angegeben. Für beide Resultate berücksichtigt der angegebene Fehler den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler der ρ_{LT} -Meßergebnisse und für den Re-Fit auch die statistischen Fehler der $\rho_{LT'}$ -Messung. Die Modellabhängigkeit der Extraktion der Multipolverhältnisse kann aus dem Vergleich beider Methoden abgeschätzt werden. Die beiden letzten Zeilen der Tabelle entsprechen den Standardwerten von MAID2003 ohne Re-Fit und der Rechnung von Sato/Lee.

Das durch den MAID2003-Re-Fit extrahierte CMR_{π^0} im Vergleich zu anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen zeigt die Abbildung 3.10. Innerhalb der Fehler entspricht das Ergebnis dem von Wacker *et al.* [Wac98] bei gleichem Q^2 und den Messungen [P⁺01, S⁺05a, J⁺02] bei benachbarten Q^2 . Der Anstieg zu kleineren Q^2 der CLAS-Daten [J⁺02] kann durch das hier extrahierte CMR_{π^0} bei kleinerem Q^2 unterstützt werden.

Das bereits in Abschnitt 3.1 diskutierte Ergebnis von Kalleicher *et al.* [K⁺97] bei $Q^2 = 0,127$ (GeV/c)² kann mit der Annahme, daß der Q^2 -Verlauf des CMR_{π^0} bei diesen kleinen Werten keine scharfe Struktur (Pik) aufweist, ausgeschlossen werden. Die ebenfalls in Abschnitt 3.1 diskutierte mögliche Diskrepanz des Ergebnisses von Kalleicher *et al.* aufgrund eines nicht zu vernachlässigenden Beitrages der S_{0+} -Amplitude in ρ_{LT} , welcher bei der Vermessung der Vorwärtskinematik ($\theta_{\pi}^{cm} \leq 90^\circ$) zu einem stark negativen CMR_{π^0} führt, kann auch verworfen werden, da die Messung denselben kinematischen Bereich abdeckt.

Abbildung 3.11 zeigt die ρ_{LT} -Ergebnisse wie in Abbildung 3.8 im Vergleich mit dem MAID2003-Re-Fit und der vollen MAID2003-Rechnung mit den von Kalleicher *et al.* angegebenen Multipolverhältnissen für S_{0+}/M_{1+} und S_{1+}/M_{1+} . Zusätzlich ist die volle MAID2003-Rechnung mit einem Verhältnis $S_{0+}/M_{1+} \approx -10\%$, welches nach [Sch01] die Kalleicher-Messung mit anderen in Übereinstimmung bringen würde, siehe Abbildung 3.2, eingezeichnet. Auch diese Möglichkeit ist sehr unwahrscheinlich, da die Abweichung von Rechnung und Ergebnis bei $\rho_{LT}(\theta_{\pi}^{cm} = 20^\circ)$ 4σ des Gesamtfehlers beträgt.

Das durch den MAID2003 Re-Fit extrahierte Verhältnis S_{0+}/M_{1+} ist im Vergleich zu anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen in Abbildung 3.12 dargestellt. Innerhalb der Fehler stimmt das Ergebnis mit älteren Messungen bei leicht höherem Q^2 überein [S⁺71, A⁺72]. Die Rechnungen von Sato/Lee, DMT2001 und MAID2003 mit Standardparametern liegen über

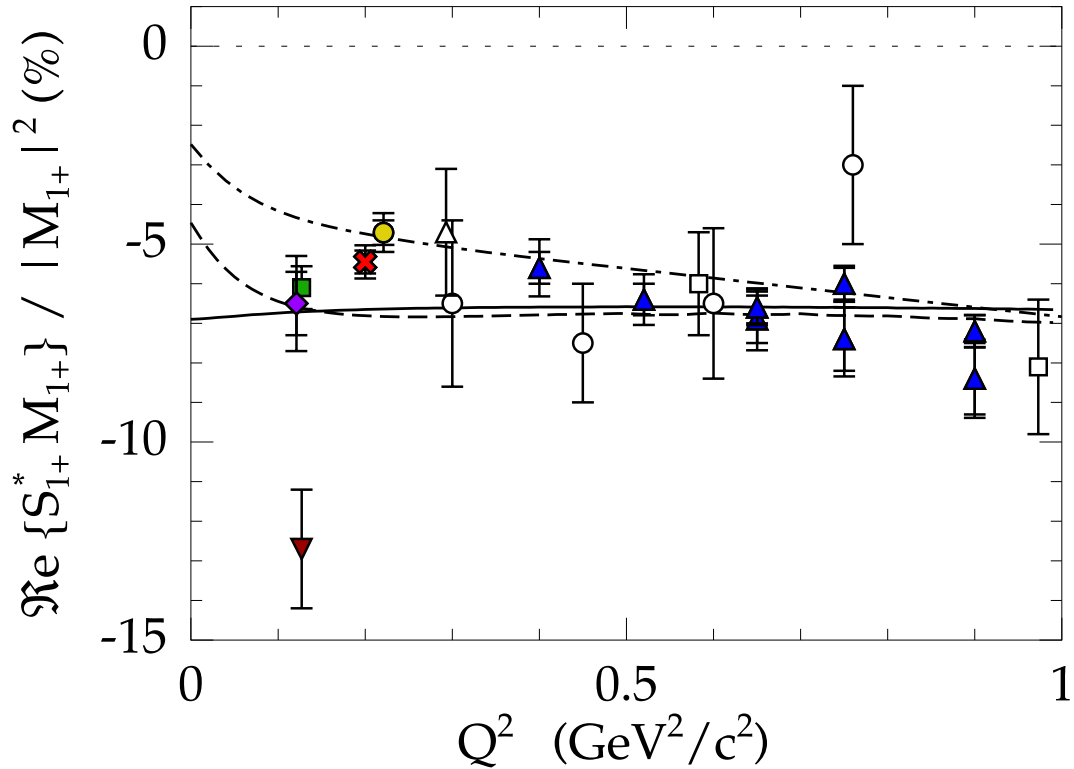


Abbildung 3.10: Das Ergebnis dieser Arbeit für $\Re\{S_{1+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$ basierend auf dem MAID2003-Re-Fit mit statistischen und systematischen Fehlerbeiträgen (Kreuz) im Vergleich zu anderen Messungen. Daten mit angegebenem statistischem Fehler: DESY [S⁺71] (Quadrat offen), NINA [A⁺72] (Kreis offen), Bonn Synchrotron [B⁺74] (Dreieck offen) und ELSA [K⁺97] (Dreieck gefüllt, Spitze nach unten). Daten mit angegebenem statistischem und systematischem Fehler: ELSA [Wac98] (Kreis gefüllt, übersichtshalber ist der Punkt verschoben von $Q^2 = 0,201$ (GeV/c)² nach $Q^2 = 0,221$ (GeV/c)²), MAMI [P⁺01] (Raute), CLAS [J⁺02] (Dreieck gefüllt) und [M⁺01, S⁺05a] (Quadrat gefüllt). Die Kurven zeigen die Modellvorhersagen von MAID2003 [DT92, DHKT99, TDK⁺04] (durchgezogen), DMT2001 [KYDT01] (gestrichelt) und Sato/Lee [SL01a] (strichpunktiert).

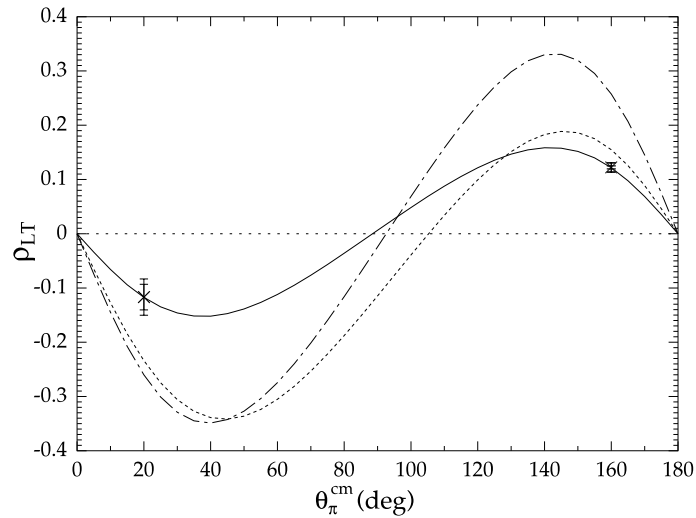


Abbildung 3.11: Ergebnis der Messung der ρ_{LT} -Asymmetrie im Vergleich zu dem MAID2003-Re-Fit (durchgezogen) und der vollen MAID2003-Rechnung mit modifizierten $\Im\{S_{1+}^*\}$ und $\Im\{S_{0+}^*\}$. Die volle Rechnung ist für die Multipol-Verhältnisse $S_{1+}^*/M_{1+} = -12.5\%$ und $S_{0+}^*/M_{1+} = 0.0\%$ (strichpunktiert) zum Vergleich mit dem Ergebnis von [K⁺97], sowie den Verhältnissen von $S_{1+}^*/M_{1+} = -10\%$, $S_{0+}^*/M_{1+} = -14\%$ (punktiert) für eine Übereinstimmung von [K⁺97] mit anderen Messungen nach [Sch01], dargestellt.

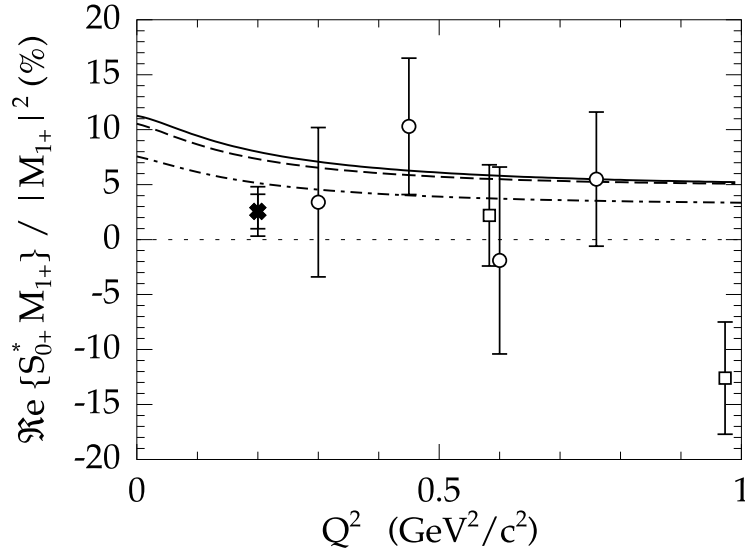


Abbildung 3.12: Das Ergebnis dieser Arbeit für $\Re\{S_{0+}^* M_{1+}\}/|M_{1+}|^2$ basierend auf dem MAID2003-Re-Fit mit statistischen und systematischen Fehlerbeiträgen (Kreuz) im Vergleich zu Messungen mit ausschließlich statistischem Fehler von DESY [S⁺71] (Quadrat) und NINA [A⁺72] (Kreis). Die Kurven zeigen Modellvorhersagen von MAID2003 [DHKT99, TDK⁺04] (durchgezogen), DMT2001 [KYDT01] (gestrichelt) und Sato/Lee [SL01a] (strichpunktiert).

dem Datenpunkt, sind aber innerhalb des experimentellen Fehlers mit ihm kompatibel. Leider kann aufgrund des großen experimentellen Fehlers weder geklärt werden, inwiefern das Verhältnis S_{0+}/M_{1+} von Null verschieden ist, noch kann eindeutig das Vorzeichen festgelegt werden. Ein stark negativer Wert dieses Quotienten kann jedoch ausgeschlossen werden.

Eine für die Bestimmung von S_{0+} relativ zu S_{1+} interessante Messung ist die genaue Bestimmung des Nulldurchgangs von ρ_{LT} bzw. σ_{LT} . Wie in Abbildung 3.11 gezeigt, ist der Nulldurchgang von ρ_{LT} sehr sensibel auf das Verhältnis der beiden Amplituden, S_{0+}/S_{1+} . Eine entsprechende Analyse ist z. B. mit aktuellen Daten bei $Q^2 = 0,127 \text{ (GeV/c)}^2$ [S⁺05a] möglich, deren extrahiertes CMR_{π^0} mit MAID2003 kompatibel ist. Weitere Daten [J⁺02] decken den gesamten Bereich von θ_{π}^{cm} für $Q^2 = 0,4\text{--}1,8 \text{ (GeV/c)}^2$ ab. Bei höherem Q^2 ist jedoch die Extraktion der S_{0+} -Amplitude nicht einfach durch Koeffizienten in s- und p Wellennäherung wie in [J⁺02] angegeben möglich, sondern es müssen höhere Partialwellen berücksichtigt werden. In näherer Zukunft ist es möglich, an MAMI-C eine genauere Vermessung von S_{0+} über einen größeren kinematischen Bereich durchzuführen. Der größere abzudeckende Impulsbereich kann durch das zusätzliche KaoS-Spektrometer [S⁺93] an der 3-Spektrometeranlage realisiert werden.

Kapitel 4

Bremsstrahlung

Wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert wird, ist es möglich, bei Verwendung linear polarisierter Photonen auf weitere Teilwirkungsquerschnitte zuzugreifen. In Kapitel 7 wird die Analyse eines Experimentes mit linear polarisierten reellen Photonen vorgestellt, welches unter Verwendung des Polarisationsgrades die Extraktion der Photonasymmetrie zum Ziel hat.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels geht auf die Erzeugung reeller Photonen mit Hilfe des Bremsstrahlungsprozesses ein und gibt eine Übersicht bezüglich Kinematik und Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator. Da in diesem inkohärenten Bremsstrahlungsprozeß die Streuebene nicht festgelegt ist, sind die Photonen zunächst nicht effektiv linear polarisiert. Der zweite Abschnitt erläutert die Präparation von linear polarisierten Photonen unter Ausnutzung der kohärenten Bremsstrahlung an einem Diamantkristall. Eine ausführliche Darstellung beider Prozesse findet sich z. B. in [Tim69], im folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse zusammengefaßt.

4.1 Inkohärente Bremsstrahlung

Elektronen verlieren beim Durchqueren von Materie unter anderem durch den Prozeß der Bremsstrahlung Energie. Dabei strahlt ein Elektron, welches im Coulomb-Feld eines Teilchens (Atomkern oder Hüllenelektron) beschleunigt wird, ein oder mehrere reelle Photonen ab. Die Abbildung 4.1 zeigt die beiden für die Abstrahlung eines Photons relevanten Feynman-Graphen. Aufgrund der Viererimpulserhaltung muß der Streupartner einen Rückstoßimpuls übernehmen, welcher bei hochenergetischer Bremsstrahlung auf einen bestimmten Bereich im Impulsraum beschränkt ist. Die Verteilung der Streupartner ist isotrop und keine Ebene zwischen Photon und einlaufendem Elektron ausgezeichnet. Die elektrischen Feldvektoren der Photonen sind dadurch im Mittel beliebig orientiert und die Photonen somit effektiv unpolarisiert.

4.1.1 Kinematik

Der Prozeß der Bremsstrahlung

$$e^- + N \rightarrow N + e^- + \gamma$$

erfüllt die kinematischen Relationen

$$E_0 = E + k + T, \tag{4.1}$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{k} + \vec{q}. \tag{4.2}$$

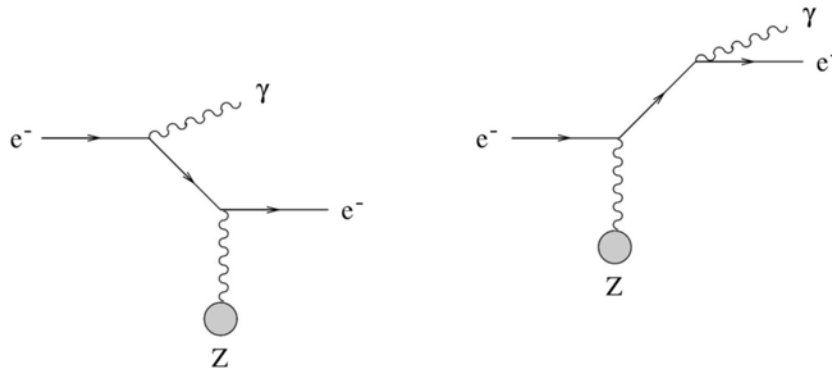


Abbildung 4.1: Feynmangraphen für die Bremsstrahlung eines Elektrons an einem Atomkern mit Ordnungszahl Z .

Die einzelnen Parameter dabei sind:

- E_0, \vec{p}_0 : Energie und Impuls des einlaufenden Elektrons
- E, \vec{p} : Energie und Impuls des auslaufenden Elektrons
- k, \vec{k} : Energie und Impuls des Bremsstrahlphotons
- T, \vec{q} : Rückstoßenergie und -impuls des Kerns, bzw. der Kerne im kohärenten Fall.

Die kinetische Energie des Rückstoßes $T = q^2/2M_N$ ist für die hier betrachteten Impulse ($q \approx mc$) klein gegen die Ruheenergie und kann somit vernachlässigt werden. Von Bedeutung ist jedoch der kinematische Bereich des Rückstoßimpulses. Die Impulse und Winkel der Bremsstrahlungskinetik lassen sich aufgrund der Rotationssymmetrie des Prozesses vorteilhafter nach longitudinalen und transversalen Komponenten auftrennen (Abbildung 4.2). In einer einfachen Näherung wird das Bremsstrahlungsphoton unter extremem Vorwärtswinkel emittiert, also in Richtung des einlaufenden Elektrons. Dabei verschwinden sowohl die trans-

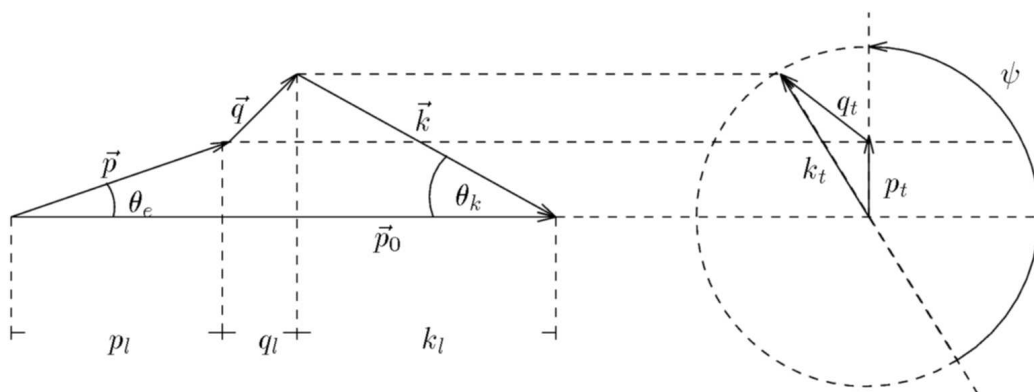


Abbildung 4.2: Kinematik der Bremsstrahlung, aufgeteilt nach longitudinalen (l) und transversalen (t) Komponenten bezüglich der Richtung des einlaufenden Elektrons.

versale Impulskomponente q_t als auch die Winkel $\theta_e = \theta_k = 0$. Für den longitudinalen Impulsübertrag q_l ergibt sich eine scharfe untere Grenze, welche üblicherweise mit δ bezeichnet wird. Sie ist von der Energie des einlaufenden Elektrons und des abgestrahlten Photons abhängig. Mit der für hohe Primärenergien guten Näherung¹

$$p = \sqrt{E^2 - 1} = E - \frac{1}{2E}$$

ergibt sich

$$\delta(x) \equiv: q_l^{\min} = \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x}, \quad (4.3)$$

wobei die relative Photonenergie mit $x = k/E_0$ angegeben wird. Der minimale longitudinale Impulsübertrag nimmt bei fester Primärenergie mit steigender Photonenergie zu. Für den maximalen longitudinalen Impulsübertrag existiert hingegen keine scharfe Begrenzung. Ersetzt man den Photonwinkel durch den charakteristischen Winkel² $\theta_c = m_e/E_0$ der Bremsstrahlung, ergibt sich die Näherung:

$$q_l^{\max} \approx \frac{1}{E_0} \frac{x}{1-x} = 2\delta(x). \quad (4.4)$$

Für die transversale Komponente ergibt sich mit den gleichen Näherungen eine obere Grenze bei $\Psi = 0$ von $q_t^{\max} \sim 2x$. Der für den Rückstoß im Impulsraum zur Verfügung stehende erlaubte kinematische Bereich beschränkt sich somit auf (siehe Abbildung 4.3):

$$\begin{aligned} \delta &\leq q_l \leq 2\delta \\ 0 &\leq q_t \leq 2x. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Die Herleitung einer allgemeineren Abschätzung, bei der die Bedingung $q_t = 0$ aufgegeben wird, findet sich in [Tim69] und wird auch benötigt, da die transversale Komponente auch deutlich größer werden kann als die longitudinale. Mit einer maximalen transversalen Komponente bei gegebenen q_l von

$$q_t^{\max} = \sqrt{2E_0(q_l - \delta)} \quad (4.6)$$

ergibt sich

$$\delta + \frac{(q_t^{\max})^2}{2E_0} \leq q_l \leq \frac{\delta}{x} \quad (4.7)$$

$$0 \leq q_t \leq 1. \quad (4.8)$$

Die Form dieses kinematischen Bereiches wurde in [Ü56] als *pancake*³ bezeichnet. Genau wie in der einfachen Näherung ergibt sich für q_l eine scharfe untere Grenze. Diese hat, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben wird, einen großen Einfluß auf die kohärente Bremsstrahlung.

¹Die verwendeten Einheiten sind in Anhang B.1 angegeben.

²Der charakteristische Winkel der Bremsstrahlung gibt den Öffnungswinkel eines Kegels um die Impulsrichtung der Primärelektronen an, in dem die Hälfte der Bremsstrahlphotonen emittiert wird.

³deutsch = Pfannkuchen

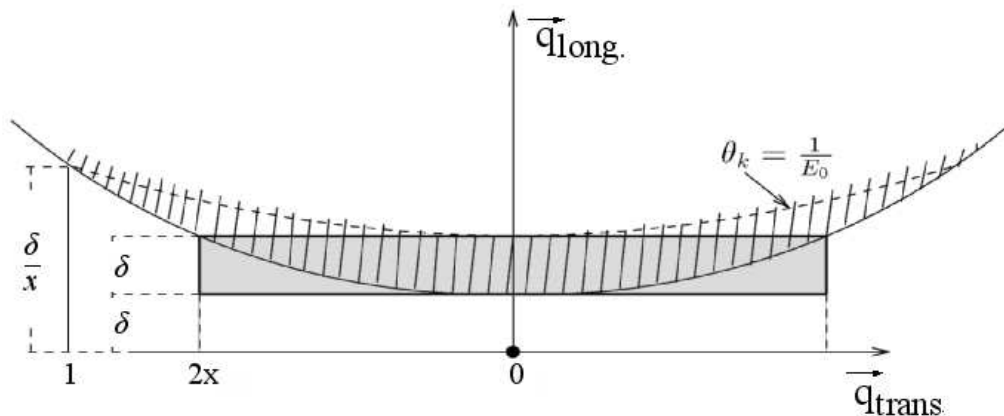


Abbildung 4.3: Der kinematisch erlaubte Bereich des Impulsübertrags: Die exakte Rechnung ist durch die schraffierte Fläche dargestellt und die Näherung durch den grau markierten Bereich. Wegen $q_l \ll q_t$ ist die q_t -Achse stark gestaucht dargestellt.

4.1.2 Energie- und Winkelverteilung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung ist gegeben durch:

$$d\sigma = \frac{|S_{fi}|^2}{t \cdot N_{e^-}} = \frac{\text{Matrizelement}}{\text{Zeit} \cdot \text{Strahlelektronen-Fluß}}. \quad (4.9)$$

Für eine detaillierte Herleitung wird auf Lehrbücher, z. B. [GR95, Jac85], verwiesen. Ausgehend von einer punktförmigen Ladungsverteilung, im Impulsraum anschaulich gegeben durch die Fouriertransformierte des Coulombpotentials

$$V(\vec{q}) = \frac{-Ze4\pi}{q^2}, \quad (4.10)$$

erhält man für die Bremsstrahlung an einem Atomkern in der Bornschen Näherung⁴

$$d\sigma \sim |V(\vec{q})|^2 \sim \frac{1}{|\vec{q}|^4}. \quad (4.11)$$

Prozesse mit kleinen Rückstoßimpulsen tragen somit stärker zu der emittierten Bremsstrahlung bei. Die Energie- und Winkelverteilung des Bremsstrahlprozesses wird durch den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt beschrieben. Die Herleitung dieses dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes wird ausführlich in [Hei54] beschrieben. Nach [LL91] ergibt sich durch Integration über die Winkel der emittierten Elektronen die Form:

$$d^2\sigma_{B.H.} = 8Z^2\alpha a_0^2 \frac{dk}{k} \frac{E_0}{E} \frac{\theta_k d\theta_k}{(1+\theta_k^2)^2} \left\{ \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{4\theta_k^2}{(1+\theta_k^2)^2} \right] \ln \frac{2E_0E}{k} \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} + 2 - \frac{16\theta_k^2}{(1+\theta_k^2)^2} \right] \right\}. \quad (4.12)$$

⁴Die Gültigkeit dieser Näherung ist auf $Ze^2/\hbar|\vec{v}| \ll 1$ beschränkt, d. h. bei extrem relativistischen Elektronenenergien ($v \approx c$) auf Kernladungen $Z\alpha \ll 1$; mit der Feinstrukturkonstante α .

Hierbei ist α die Feinstrukturkonstante und a_0 der Bohrsche Radius. Die Bezeichnung der Winkel und Energien entsprechen der in Abschnitt 4.1.1 eingeführten Notation. Durch Integration über die Photonwinkel θ_k findet man die Spektralverteilung der Bremsstrahlung:

$$d\sigma_{B.H.} = 4Z^2\alpha a_0^2 \frac{dk}{k} \frac{E}{E_0} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{2}{3} \right] \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{k} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (4.13)$$

In grober Näherung ergibt sich für das Bremsstrahlungsspektrum ein zu $1/k = 1/E_\gamma$ proportionaler Verlauf.

4.1.3 Der Atomformfaktor

Die im letzten Abschnitt angegebenen Gleichungen sind für ein reines Coulomb-Potential abgeleitet worden. Für die Bremsstrahlung an Atomen kann jedoch die zusätzliche Abschirmung des Kernfeldes durch die Hüllenelektronen eine Rolle spielen. Dies ist der Fall, wenn die zum Impulsübertrag korrespondierenden Abstände $r \sim 1/q$ größer als die Atomabmessung R werden und somit $q \leq 1/R$. Die Atomabmessung wird hierfür mit $a_0 Z^{-\frac{1}{3}}$ ($a_0 =$ Bohrscher Radius) im Rahmen des Thomas-Fermi-Modells abgeschätzt. Bereits kleinste Impulswerte haben aber nach Gleichung 4.11 einen wesentlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Im relativistischen Fall läßt sich der kleinste Impulsübertrag nähern durch

$$|\vec{q}_{min}| = |\vec{p}_0| - |\vec{p}| - |\vec{k}| \sim \frac{k}{2E_0 E}. \quad (4.14)$$

Die Abschirmung ist dann wesentlich für

$$R = \frac{1}{|\vec{q}_{min}|} \sim \frac{2E_0 E}{k} > a_0 Z^{-\frac{1}{3}}. \quad (4.15)$$

Diese Bedingung ist für ausreichend große Energien des einlaufenden Elektrons erfüllt. Bei typische Energien an ELSA ist der minimale Abstand um einen Faktor 50 größer als die Atomabmessung und die Bedingung somit immer erfüllt.

Um den Einfluß der Abschirmung auf den Wirkungsquerschnitt zu beschreiben, wird eine effektive Ladungsdichte ρ einbezogen, die sich aus der Elektronenladung $en(\vec{r})$ und der Kernladung Z zusammensetzt:

$$\rho(\vec{r}) = -en(\vec{r}) + Ze\delta(\vec{r}). \quad (4.16)$$

In der Fouriertransformierten der Ladungsverteilung muß im Vergleich zum Coulomb-Potential eines Atomkernes die Kernladung Z durch $Z[1 - F(q)]$ ersetzt werden. Der sogenannte Atomformfaktor $F(q)$ beschreibt die Ladungsverteilung der Hüllenelektronen und somit die Abschwächung des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Impulse der einlaufenden Elektronen und ist gegeben durch

$$F(q) = 1/Z \int \rho(r) \cdot e^{-i\vec{q}\vec{r}} d^3r. \quad (4.17)$$

Für die numerische Berechnung des atomaren Formfaktors werden abhängig vom Impulsbereich verschiedene Parametrisierungen in der Literatur angegeben. In [Sch51] wird ein exponentiell abgeschirmtes Potential für das Rückstoßatom angenommen,

$$V_s(r) = -\frac{Ze^2}{r} e^{-r/\beta} \quad (4.18)$$

$$\beta = C \cdot Z^{-1/3}; \quad C = 111. \quad (4.19)$$

Der zu dem Potential korrespondierende Formfaktor

$$F(q) = \frac{1}{1 + (q\beta)^{-2}} \quad (4.20)$$

ist für im Vergleich zur Atomabmessung große Impulsüberträge q vernachlässigbar. Für kleiner werdende Impulsüberträge gewinnt die Abschirmung aufgrund der Hüllenelektronen und somit der Formfaktor an Einfluß.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt muß für die Berücksichtigung der Abschirmung um den Faktor $[1-F(q)]^2$ erweitert werden. Verschiedene Parametrisierungen dieses Faktors sind in Abbildung 4.4 für Kohlenstoff dargestellt. Nach [Tim69] ist die Genauigkeit dieses Dipolformfaktors für die Beschreibung experimenteller Daten nicht ausreichend, und es wird für eine bessere Parametrisierung auf [CW65] verwiesen. Eine im Ergebnis vergleichbare neuere Rechnung wird in [MFO92] angegeben. Beide Rechnungen geben einen im Vergleich zu [Sch51] niedrigeren Formfaktor an, der sich jedoch durch entsprechende Wahl der Abschirmkonstanten $C = 71$ für $q^2 \gtrsim 0,01$ anpassen läßt. Die Kenntnis der Genauigkeit des atomaren Formfaktors hat Einfluß auf die in Abschnitt 5.5 beschriebene Bestimmung des Polarisationsgrades.

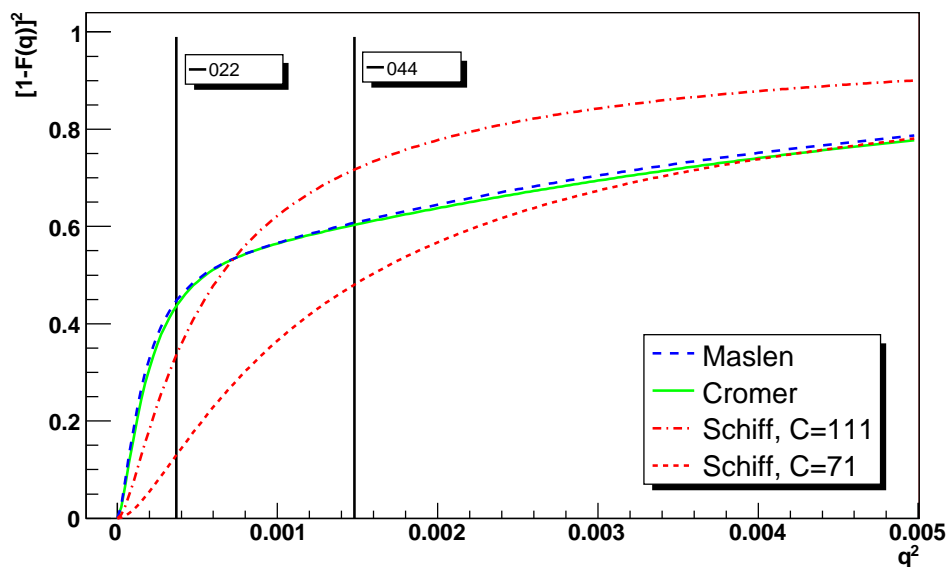


Abbildung 4.4: Vergleich von Parametrisierungen des atomaren Formfaktors für ^{12}C . Dipol-Formfaktor nach [Sch51] mit einer Abschirmkonstante $C = 111$ (rot strich-punktiert) und $C = 71$ (rot punktiert) für $q^2 \gtrsim 0,01$ nach [Tim69]. Parametrisierungen nach [CW65] (blau) und [MFO92] (grün). Die senkrechten Linien kennzeichnen typische Werte für Impulsüberträge, die den Gittervektoren [022] und [044] bei der kohärenten Bremsstrahlung entsprechen, siehe Abschnitt 4.2.

4.2 Kohärente Bremsstrahlung

Bei Verwendung von Radiatoren mit einem periodischen Gitter und dessen spezieller Orientierung relativ zum einlaufenden Elektron ist es möglich, linear polarisierte Photonen durch den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung zu erzeugen. Im folgenden werden die kinematischen Bedingungen für den kohärenten Bremsstrahlungsprozeß sowie die für die Berücksichtigung des kohärenten Prozesses notwendige Modifikation des Wirkungsquerschnitts der Bremsstrahlung vorgestellt. Darauf basierend können dann die vom $1/E_\gamma$ -Verlauf abweichenden Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit von der Kristallorientierung verstanden werden. Das Verhältnis von kohärenten und inkohärenten Prozessen definiert den Polarisationsgrad, welcher die entscheidende Größe für die Extraktion von Polarisationsobservablen darstellt (Abschnitt 2.1.2).

4.2.1 Kinematik des kohärenten Prozesses

Als Radiatoren werden Kristalle, dreidimensionale periodische Anordnungen von einzelnen Atomgruppen, verwendet. Für die Experimente in dieser Arbeit wurde ein Diamantkristall verwendet, der ein kubisch flächenzentriertes Raumbgitter⁵ besitzt. Aufgrund der strikten periodischen Anordnung ist es bei bestimmten kinematischen Bedingungen möglich, konstruktive Interferenz zwischen den Bremsstrahlungsamplituden einzelner Atome zu erhalten. Im Unterschied zu dem oben beschriebenen inkohärenten Bremsstrahlungsprozeß findet die Wechselwirkung hier an mehreren Atomen statt, und der Impulsübertrag wird über die starre Kristallstruktur von dem gesamten Kristallgitter übernommen. Da das emittierte Bremsstrahlungsphoton in einem Prozeß erzeugt wird, an dem mehrere ununterscheidbare Kristallatome gleich beteiligt sind, verwendet man dafür die Bezeichnung „kohärente Bremsstrahlung“. Aufgrund der im Vergleich zum einzelnen Atom jetzt wesentlich größeren Masse des Kristallgitters, kann die Rückstoßenergie vernachlässigt werden. Der kohärente Prozeß verläuft, vergleichbar dem Mößbauerereffekt⁶, rückstoßfrei.

Die kinematischen Bedingungen für das Auftreten des kohärenten Prozesses ergeben sich analog zur Beugung von γ -Strahlung an Kristallen [Kop93]. Für die Diskussion des Impulsübertrages auf den Kristall ist es zweckmäßig, an Stelle des eigentlichen Kristallgitters das zugehörige reziproke Gitter zu benutzen. Anschaulich beschreibt ein reziproker Gittervektor eine Schar von parallelen Netzebenen im Ortsraum, wobei die Komponenten des Vektors durch die Millerschen Indizes [Kop93] gegeben sind. Der kohärente Prozeß kann nur stattfinden, wenn der Kristall den Rückstoßimpuls \vec{q} aufnehmen kann. Dies entspricht der Braggschen Reflexionsbedingung,

$$\vec{q} = n \cdot \vec{g}, \quad (4.21)$$

wonach nur Impulsüberträge aufgenommen werden können, die einem reziproken Gittervektor entsprechen. Da nach Gleichung 4.11 kleine Impulsüberträge im Bremsstrahlungsprozeß bevorzugt sind, tragen im wesentlichen die Gittervektoren bei, welche durch die niedrigsten

⁵Kohlenstoff als Diamant hat ein kubisch flächenzentriertes Raumbgitter mit einer Basis aus zwei Atomen. Das zweite Atom ist entlang der Raumdiagonalen der Einheitszelle um ein Viertel der Länge dieser Diagonalen verschoben.

⁶Rückstoßfreie Emission bzw. Absorption von γ -Quanten durch Atomkerne [M58].

Millerschen Indizes dargestellt werden können. Die Impulsüberträge der kohärenten Bremsstrahlung entsprechen somit denjenigen reziproken Gittervektoren, die im kinematisch erlaubten Impulsbereich (*pancake*) liegen. Durch geeignete Orientierung des Kristalls zur Richtung des einlaufenden Elektrons ist es möglich, die Anzahl der erlaubten reziproken Gittervektoren weiter einzuschränken. Durch die Auswahl von diskreten Rückstoßimpulsen werden auch die entsprechenden, durch die Richtung des Rückstoßimpulses und einlaufenden Elektrons aufgespannten, Streuebenen und dadurch die Ebene des elektrischen Feldvektors des Photons definiert. Wie im folgenden erläutert wird, können damit effektiv linear polarisierte Photonen präpariert werden.

4.2.2 Der kohärente Wirkungsquerschnitt

Für die Bremsstrahlung an einem realen Kristall kann man beide Möglichkeiten, den kohärenten und den inkohärenten Prozeß beobachten. Reale Kristalle sind nicht vollständig periodisch, sondern thermische Bewegungen und Nullpunktsschwingungen führen auch bei tiefen Temperaturen zu unterschiedlichen Auslenkungen der Gitteratome. Somit sind auch inkohärente Prozesse möglich, also Impulsüberträge auf einzelne Atome des Gitters. Der Wirkungsquerschnitt setzt sich deshalb aus zwei Beiträgen zusammen,

$$d\sigma_{Kristall} = d\sigma_{koh.} + d\sigma_{inkoh.} \quad (4.22)$$

Der Debye-Waller Faktor Der Anteil des rückstoßfreien Prozesses wird analog zum Mößbauer-Effekt bzw. der Beugung von γ -Strahlung an Kristallen durch den Debye-Waller-Faktor gegeben:

$$f(q^2) = e^{-A(T)q^2}. \quad (4.23)$$

Der Faktor f nimmt mit steigender Temperatur ab, da die mittlere thermische Auslenkung der Atome $A(T)$ zunimmt⁷

$$A(T) = \frac{3m_e^2 c^2}{4Mk_B\Theta} \left[1 + 4\frac{T}{\Theta} \Psi \left(\frac{\Theta}{T} \right) \right]. \quad (4.24)$$

Um den Anteil des kohärenten Prozesses zu erhöhen, werden Radiatoren mit einer hohen Debye-Temperatur Θ bevorzugt. Diamant ($\Theta = 2230^\circ K$) ist z. B. im Vergleich zu Beryllium ($\Theta = 1160^\circ K$) oder Silizium ($\Theta = 640^\circ K$) besonders gut geeignet. Der restliche Anteil von $(1-f)$ Atomen trägt zum inkohärenten Wirkungsquerschnitt bei.

Der Diffraktionsfaktor Für die Berechnung des kohärenten Wirkungsquerschnitts wird zunächst das Coulomb-Potential durch das Gitterpotential ersetzt. Da der Prozeß an mehreren Atomkernen (N) stattfindet, muß die resultierende Amplitude der einlaufenden und auslaufenden ebenen Welle (Teilchen) über alle Streuzentren summiert werden. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, wird das Quadrat der Amplitude gebildet und man erhält

⁷Die Parameter von $A(T)$ sind: M , Masse eines Atoms; m_e , Masse des Elektrons; k_B , Boltzmann-Konstante; Θ , Debye-Temperatur des Kristalls; T , Temperatur in Kelvin und die Debye-Funktion:

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

mit einem Faktor erweitert den Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt für den Prozeß an einem Atom:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = D(\vec{q}) \cdot d\sigma(\vec{q}). \quad (4.25)$$

Bei Verwendung eines amorphen Radiators ergibt der sogenannte Diffraktionsfaktor $D(\vec{q})$ aufgrund der willkürlichen Verteilung der Streuzentren gerade deren Anzahl N .

Für einen kristallinen Radiator mit der Gitterkonstante a und unter der Annahme, daß die Anzahl der an dem Interferenzeffekt beteiligten Atome groß ist, läßt sich der Diffraktionsfaktor schreiben [Tim69] als

$$D(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \sum_{h_{kl}} \prod_{k=1}^3 N_k \cdot \delta\left(q_k - \frac{2\pi h_{kl}}{a}\right). \quad (4.26)$$

An der δ -Funktion erkennt man analog der Bragg-Bedingung, daß nur Impulsüberträge q_k , die einem reziproken Gittervektor entsprechen, zum kohärenten Wirkungsquerschnitt beitragen.

Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß es aufgrund der Kristallstruktur neben konstruktiver, auch destruktive Interferenz geben kann [Kop93]. Diesen Effekt beschreibt der Strukturfaktor $S(\vec{g})$, der für eine Diamantstruktur nach [Tim69] für einen reziproken Gittervektor $\vec{g} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$ folgende Werte annehmen kann:

$$\begin{aligned} |S(\vec{g})|^2 &= 64, \text{ wenn } h, k, l \text{ gerade sind und } (h+k+l) \text{ durch vier teilbar ist.} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 32, \text{ wenn } h, k, l \text{ ungerade sind.} \\ |S(\vec{g})|^2 &= 0 \text{ sonst.} \end{aligned}$$

Die Punkte des reziproken Gitters müssen mit diesem Strukturfaktor gewichtet werden.

Die Gleichung 4.25 läßt sich damit für einen Kristall mit einer 8-atomigen Basis (Diamant), mit dem Impulsübertrag \vec{q} und dem reziproken Gittervektor \vec{g}_v folgendermaßen schreiben:

$$d\sigma_N(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 \frac{N}{8} \left[\sum_{g_v} |S(\vec{g})|^2 \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_v) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}). \quad (4.27)$$

Berücksichtigt man die besprochene Temperaturabhängigkeit der kohärenten Beiträge und die Effekte der Kristallstruktur, ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem Diamantkristall:

$$d\sigma_{Kristall} = [D(\vec{q})f(q^2) + (1 - f(q^2))N] d\sigma_{B.H.} \quad (4.28)$$

Die Abbildung 4.5 zeigt sowohl das Bremsstrahlspektrum eines Diamantkristalls als auch das Spektrum eines amorphen Radiators, welches die erwartete $1/E_\gamma$ -Energieverteilung zeigt und dem inkohärenten Anteil des Kristallspektrums entspricht. Die zusätzlichen charakteristischen Überhöhungen stammen von kohärent erzeugten Photonen.

Die Form der kohärenten Überhöhungen ergibt sich aus der Lage der reziproken Gittervektoren im *pancake*, d. h. dem Bereich der erlaubten Rückstoßimpulse, vgl. Gleichung 4.8. Mit steigender Photonenergie wird nach Gleichung 4.3 sowohl die untere scharfe Grenze dieses Bereiches als auch seine longitudinale Ausdehnung größer. Der scharfe Abfall der kohärenten Überhöhungen ergibt sich für den Fall, daß Gittervektoren an der unteren Grenze aus dem kinematisch erlaubten Bereich fallen. Die scharfen Kanten im Spektrum werden auch Diskontinuitäten der jeweiligen Gittervektoren genannt.

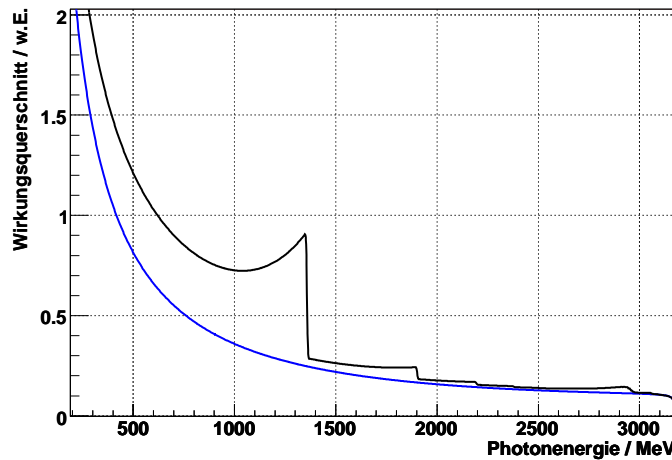


Abbildung 4.5: Wirkungsquerschnitte in willkürlichen Einheiten für Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator (blau) und an einem Diamantkristall (schwarz).

4.2.3 Präparation linear polarisierter Photonen

Bei Verwendung von amorphen Radiatoren, wie z. B. Kupfer, sind die Rückstoßpartner isotrop verteilt, so daß für den inkohärenten Prozeß keine Streuebene, welche durch das einlaufende Elektron \vec{p}_0 und den Rückstoßimpuls \vec{q} aufgespannt wird, ausgezeichnet ist. Die emittierten Bremsstrahlungsphotonen besitzen somit keine effektive Netto-Polarisation. Bei der kohärenten Bremsstrahlung werden hingegen diejenigen Ebenen ausgezeichnet, für die Impulsübertrag und Gittervektor zusammenfallen. Liegen mehrere dieser Impulsüberträge im kinematisch erlaubten Bereich (*pancake*), spricht man von *Mehrpunktspektren*. Hierbei kann es vorkommen, daß die entsprechenden Streuebene senkrecht aufeinander stehen und sich Polarisationsbeiträge gegenseitig destruktiv überlagern, wodurch die effektive Polarisation verschwindet. Für den Fall, daß nur ein dem Impulsübertrag entsprechender Gittervektor im Bereich des *pancake* liegt (*Einpunktspektren*) ist die Ebene der kohärenten Prozesse, in welcher der elektrische Feldvektor liegt, eindeutig definiert und sind die entsprechenden Photonen somit linear polarisiert. In beiden Fällen tragen die Photonen der kohärenten Prozesse zu den Überhöhungen im Energiespektrum bei, vgl. Abbildung 4.5. Im Experiment wird die präzise Orientierung des Kristallgitters bezüglich des Elektronstrahls durch ein Goniometer realisiert, welches in Abschnitt 5.2 vorgestellt wird.

Orientierung des Kristalls zum Elektronstrahl Die Orientierung des Kristalls ist im Koordinatensystem des Goniometers durch Rotationen um die vertikale Achse (θ_v), horizontale Achse (θ_h) und azimutale Achse ($\theta_a = \phi$) möglich. Die Ausrichtung bezüglich der einlaufenden Elektronen wird im Kristallsystem durch die Winkel α und θ , wie in Abbildung 4.2.3 dargestellt, angegeben. Für einen Diamantkristall mit einem Schnitt der Orientierung [100] ergibt sich für die Gittervektoren $\vec{b}_1 = [100]$, $\vec{b}_2 = [010]$, $\vec{b}_3 = [001]$ der Zusammenhang:

$$\theta = (\vec{p}_0, \vec{b}_1) \quad (4.29)$$

$$\alpha = (\vec{b}_1, \vec{b}_2)(\vec{p}_0, \vec{b}_1). \quad (4.30)$$

In der Nullposition $\theta = \alpha = 0$ steht die [100]-Ebene des Kristalls senkrecht zur azimutalen Goniometerachse und die Richtung des reziproken Gittervektors [100] fällt mit der Elek-

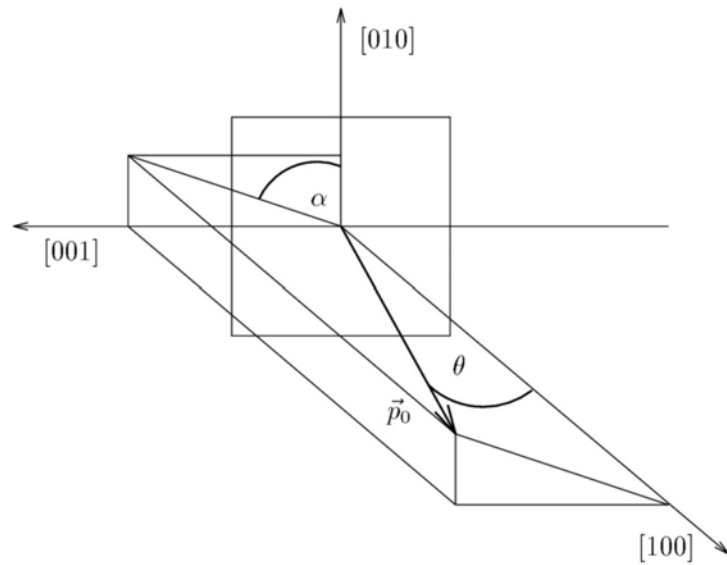


Abbildung 4.6: Orientierung des Elektronenstrahls (\vec{p}_0) im Kristallsystem, über die Winkel θ und α .

tronstrahlrichtung zusammen. Alle Gittervektoren mit dem Millerindex $h = 1$ verlassen für $\delta = \frac{2\pi}{a}$ den kinematisch erlaubten Impulsbereich. In dieser Orientierung gibt es keine effektive kohärente Bremsstrahlung und somit keine Polarisierung der Photonen⁸. Für die Winkel $\theta \ll 1$ und $\alpha = 0$ schneidet der *pancake* die $\vec{b}_1\vec{b}_2$ -Ebene wie in Abbildung 4.7 links dargestellt. Hier steht der Vektor \vec{b}_3 senkrecht auf der $\vec{b}_1\vec{b}_2$ -Ebene. Eine komplette Reihe von in \vec{b}_3 -Richtung verlaufenden reziproken Gittervektoren (roter Kreis) trifft bei $\delta = \frac{4\pi\theta}{a}$ auf die untere Grenze des *pancake*. Diese Mehrpunktspektren können eine große Intensitätsüberhöhung zeigen, haben aber im allgemeinen keine effektive Polarisierung, bzw. die Polarisierung lässt sich nicht leicht aus der Überhöhung ermitteln.

Die Auswahl eines einzelnen reziproken Gittervektors im erlaubten Impulsbereich ergibt sich mit Hilfe eines endlichen Winkels $\alpha \neq 0$, siehe Abbildung 4.7 rechts. Die Bremsstrahlphotonen besitzen in dieser Einstellung einen sehr hohen Polarisationsgrad, da nur der Gittervektor [022] zum kohärenten Prozeß beiträgt. Durch den Beitrag nur eines Gittervektors ist die Intensitätsüberhöhung bei Einpunktspektren geringer als bei Mehrpunktspektren.

In der konkreten Anwendung wird der Polarisationsgrad aus dem kohärenten und inkohärenten Anteil der Intensität des Bremsstrahlungsspektrums bestimmt, siehe Abschnitt 5.5. Die quantitative Beschreibung der Intensitäts- und Polarisationsverteilung nach Integration über alle Emissionswinkel (Photon und Elektron) wird im folgenden angegeben.

Intensitätsverteilung Aus der Integration über die Emissionswinkel der Photonen ergibt sich für die Intensität der Bremsstrahlung an einem Kristall, z. B. nach [Tim69, Dia68] :

$$\begin{aligned} I(x, E_0, \theta, \alpha) &= \frac{x}{N\bar{\sigma}} \frac{d\sigma_{\text{Kristall}}}{dx} \\ &= (1 + (1-x)^2) \left(\Psi_1^{\text{koh}} + \Psi_1^{\text{inkoh}} \right) - \frac{2}{3}(1-x) \left(\Psi_2^{\text{koh}} + \Psi_2^{\text{inkoh}} \right), \quad (4.31) \end{aligned}$$

⁸Die Diskontinuität liegt am oberen Ende des Energiespektrums und die Intensitätsüberhöhung ist somit zu gering.

wobei N die Anzahl der Atome im Kristall, $\bar{\sigma} = Z^2\alpha^2$ und x die relative Photonenergie angibt. Die zwei Funktionen Ψ_i^{inkoh} ergeben den inkohärenten Anteil und sind nur gering von δ abhängig. Nach [Tim69] können sie in guter Näherung als konstant angenommen werden, mit $\Psi_1^{inkoh}(\delta = 0) = 14,1$ und $\Psi_2^{inkoh}(\delta = 0) = 13,2$.

Dem kohärenten Anteil entsprechen die Funktionen:

$$\Psi_1^{koh} = \frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 4\delta \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2 q_t^2}{g^4 q_t^2}, \quad (4.32)$$

$$\Psi_2^{koh} = \frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 24\delta^2 \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2 q_t^2 (q_t - \delta)}{g^4 q_t^4}, \quad (4.33)$$

wobei die Summation nur für diejenigen reziproken Gittervektoren auszuführen ist, welche innerhalb des *pancake* liegen ($g_t \geq \delta$). Die Faktoren der Summe sind der diskutierte Strukturfaktor ($S(\vec{g})$), der Debye-Waller Faktor (e^{-Ag^2}), der Atomformfaktor ($F(g^2)$), sowie die longitudinalen bzw. transversalen Impulsüberträge ($q_{l,t}$) und der Gittervektor \vec{g} . Betrachtet man nur einen Gittervektor, so verschwinden die Funktionen Ψ_1^{koh} , Ψ_2^{koh} für $x > x_d$. An der Position der Diskontinuität x_d gilt $q_l = \delta$, wodurch $\Psi_2^{koh}(x_d)$ verschwindet und sich für die resultierende kohärente Intensität ergibt:

$$I^{koh}(x_d) = \chi(x_d) \cdot E_0 \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S|^2 e^{-Ag^2} g^2 F(g^2) \quad (4.34)$$

mit

$$\chi(x_d) = (1 + (1 - x_d)^2) \frac{(1 - x_d)}{x_d}. \quad (4.35)$$

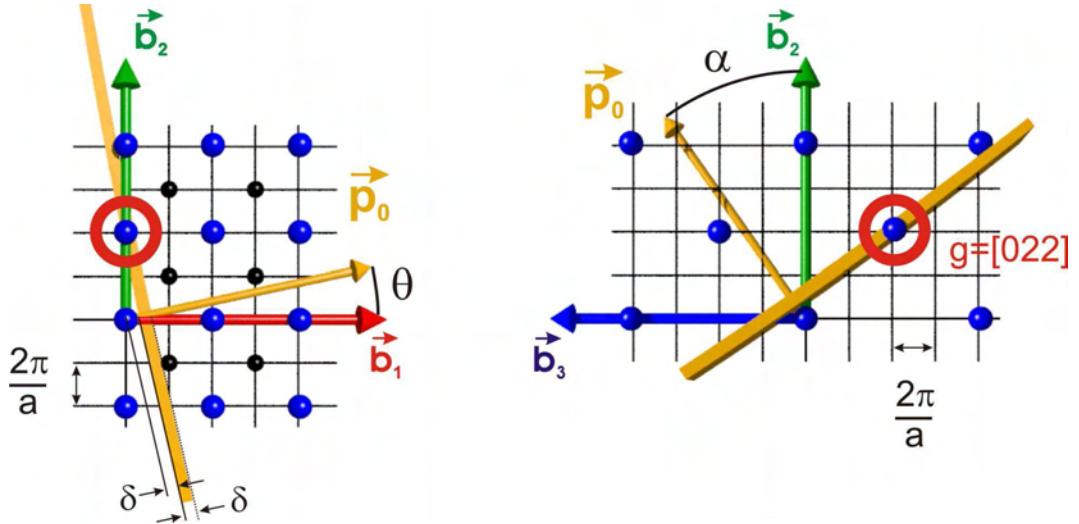
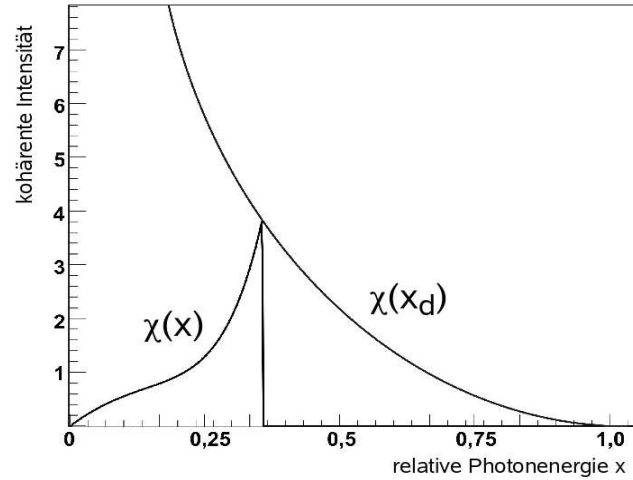


Abbildung 4.7: Orientierung des reziproken Kristallgitters zum Bereich des erlaubten Impulsübertrages (*pancake*). Links: Bei Rotation um $\theta \ll 1$ und $\alpha = 0$ trägt die Reihe der Gittervektoren in \vec{b}_3 -Richtung zu einem Mehrpunktspektrum bei. Rechts: Die Auswahl nur eines Gittervektors bei geeigneter Rotation von $\theta \ll 1$ und $\alpha \neq 0$.

Abbildung 4.8: Kohärenter Beitrag eines Gittervektors $\chi(x)$ und maximale Intensität $\chi(x_d)$ in Abhängigkeit von der energetischen Lage der Diskontinuität. Die Normierung des Spektrums ist willkürlich.



Die Anzahl der kohärenten Photonen ist direkt proportional zur Elektronstrahlenergie. Jedoch geht der Beitrag I^{koh} gegen Null für $x_d \rightarrow 1$ und wird sehr groß für $x_d \rightarrow 0$. Die Abbildung 4.8 veranschaulicht die Abhängigkeit des maximalen kohärenten Beitrages $\chi(x_d)$ von der Lage der Diskontinuität x_d . Für relative Photonenergien kleinergleich der Diskontinuität x_d findet man den Zusammenhang

$$I^{koh}(x, x_d) = \chi(x, x_d) \cdot E_0 \frac{(2\pi)^2}{a^3} |S|^2 e^{-Ag^2} g^2 F(g^2) \quad (4.36)$$

mit

$$\chi(x, x_d) = \frac{xQ^2}{1-x} \left(1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2Q^2}{1-x} \left(\frac{(1-x)}{xQ} - 1 \right) \right), \quad (4.37)$$

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

Diese Gleichung beschreibt die Form des kohärenten Spektrums, vgl. Abbildung 4.8. Die kohärente Intensität verschwindet für $x = 0$ und hat an der Diskontinuität ihr Maximum, welches durch Gleichung 4.34 beschrieben wird. Bei Beiträgen von mehreren reziproken Gittervektoren überlagern sich die einzelnen Intensitätsspektren analog der Summation in den Gleichungen 4.32 und 4.33.

Polarisationsgrad Der kohärente Anteil der Intensität gemäß Gleichung 4.31 läßt sich als Summe $d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp}$ der bezüglich einer Referenzebene orthogonal linear polarisierten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt schreiben:

$$\frac{k}{N\bar{\sigma}} (d\sigma_{\parallel} + d\sigma_{\perp}) = (1 + (1-x)^2) (\Psi_1^{koh}) - \frac{2}{3}(1-x) (\Psi_2^{koh}) dk. \quad (4.38)$$

Für die Differenz der differentiellen Verteilungen ergibt sich nach [Tim69] der Zusammenhang

$$\frac{k}{N\bar{\sigma}} (d\sigma_{\parallel} - d\sigma_{\perp}) = 2(1-x) \Psi_3^{koh} dk, \quad (4.39)$$

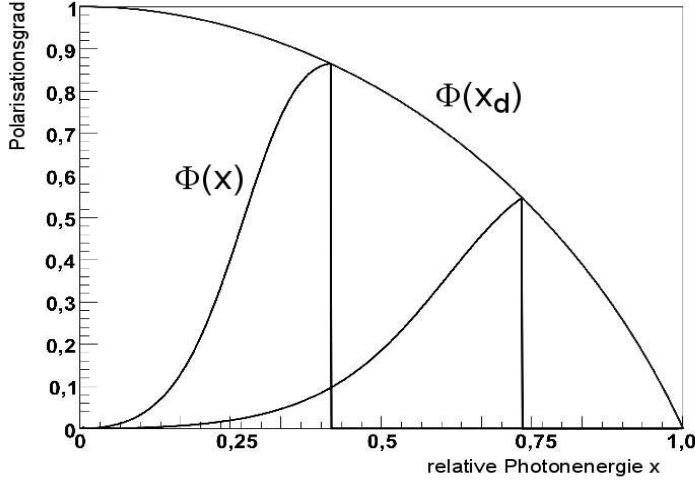


Abbildung 4.9: Polarisation eines Gittervektors $\Phi(x)$ für zwei verschiedene Orientierungen des Gitters in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie. Maximale Polarisation $\Phi(x_d)$ des Gittervektors als Funktion der relativen Photonenergie.

mit der Funktion

$$\Psi_3^{koh}(\delta, \theta, \alpha, \phi) = -\frac{1}{8} \frac{(2\pi)^2}{a^3} 4\delta^3 \sum_{\vec{g}} |S(\vec{g})|^2 e^{-Ag^2} \frac{(1 - F(g^2))^2}{g^4} \frac{q_t^2 \cos 2\phi}{q_t^4}. \quad (4.40)$$

Der Polarisationsgrad ist unter Berücksichtigung der inkohärenten Strahlungsbeiträge $d\sigma_{inkoh.}$ gegeben durch:

$$P = \frac{d\sigma^{\parallel} - d\sigma^{\perp}}{d\sigma^{\parallel} + d\sigma^{\perp} + d\sigma_{inkoh.}} = 2(1-x) \frac{\Psi_3^{koh}(\delta, \theta, \alpha, \phi)}{I(x, E_0, \theta, \alpha)}. \quad (4.41)$$

Als Referenzebene für Einpunktspektren bietet sich die durch Strahlrichtung und Impulsübertrag aufgespannte Ebene an, da hier der Grad der Linearpolarisation am größten ist. Die größten Polarisationsgrade erhält man theoretisch für ein reines Einpunktspektrum und bei Wegfall des inkohärenten Anteils. Das Maximum findet man an der Diskontinuität, d. h. bei $x = x_d$. Der Polarisationsgrad ist in diesem Spezialfall nur abhängig von der relativen Photonenergie und der Lage der Diskontinuität:

$$P(x, x_d) = \Phi(x, x_d). \quad (4.42)$$

Die Funktion

$$\Phi(x, x_d) = \frac{2x^2 Q^2}{1-x} \left(1 + (1-x)^2 - \frac{4x^2 Q^2}{1-x} \left(\frac{1-x}{xQ} - 1 \right) \right)^{-1}, \quad \text{mit } Q = \frac{1-x_d}{x_d}, \quad (4.43)$$

ist in Abbildung 4.9 für zwei verschiedene Kristalleinstellungen dargestellt. Genau an der Diskontinuität ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$\Phi(x_d) = \frac{2(1-x_d)}{(1+(1-x_d)^2)}. \quad (4.44)$$

Unter Berücksichtigung der im realen Fall immer auftretenden inkohärenten Prozesse faktorisiert die Gleichung 4.41 zu:

$$P(x, x_d) = \frac{\Phi(x, x_d)}{1 + \frac{I_{inkoh.}}{I_{koh.}}}; \quad x \leq x_d. \quad (4.45)$$

Durch Reduktion des inkohärenten Anteils, z. B. durch Kollimation des Photonenstrahls⁹, kann die Polarisation $P(x_d)$ erhöht werden und nähert sich asymptotisch ihrem Maximalwert $\Phi(x_d)$. Die einhüllende Kurve in Abbildung 4.9 zeigt den Anstieg von $\Phi(x_d)$ gegen eins und somit gegen eine vollständige Polarisation der Photonen für $x_d \rightarrow 0$. Für $x_d \rightarrow 1$ verschwindet $\Phi(x_d)$. Weiterhin kann der Polarisationsgrad von Photonen einer fest gewählten Photonenergie durch Verwendung einer höheren Primärelektronenstrahlenergie gesteigert werden. Darüberhinaus haben im Experiment die apparativen Randbedingungen einen Einfluß auf die Intensitätsverteilung und somit den Polarisationsgrad. Bereits kleine Abweichungen von der Nominalkinematik, z. B. aufgrund von Vielfachstreuung oder Elektronstrahldivergenz, führen zu einer Aufweichung der Diskontinuität und zu einer effektiven Absenkung des Polarisationsgrades. Diese Einflüsse werden im nächsten Kapitel bei der Bestimmung des Polarisationsgrades aus Experimentdaten näher besprochen.

⁹Eine Einschränkung des akzeptierten Emissionswinkels der Photonen mit einem Kollimator kann aufgrund der unterschiedlichen Winkelverteilungen des kohärenten und inkohärenten Prozesses zu einer relativen Anreicherung des kohärenten Anteils führen.

Kapitel 5

Erzeugung linear polarisierter Photonen an ELSA

Als praktische Anwendung des im vorigen Kapitel diskutierten wird in diesem Kapitel die Bereitstellung von linear polarisierten Photonen durch Ausnutzung von kohärenter Bremsstrahlung für Experimente an ELSA vorgestellt. Die experimentelle Vorgehensweise wird für die Meßperiode mit dem CB/TAPS-Detektoraufbau beschrieben. Eine Einordnung der erzielten Ergebnisse ist durch die im nächsten Kapitel diskutierte Auswertung der Photonasymmetrie in der Pion- und Eta-Photoproduktion am Proton und den Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten möglich.

Zunächst werden die Beschleunigeranlage ELSA sowie die Photonenmarkierungsanlage und der Experimentaufbau für die Erzeugung reeller Photonen durch Bremsstrahlung vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Experimentaufbau für den Einsatz der kohärenten Bremsstrahlung durch ein Goniometer zur exakten Ausrichtung eines Diamant-Radiators relativ zum Elektronstrahl erweitert. Die wichtigsten Schritte bei der Implementation der Hardware sowie die notwendigen Eichungen werden besprochen. Anschließend wird auf die Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrades der Photonen aus den Meßdaten mit Hilfe theoretischer Vorhersagen eingegangen. Schließlich werden die Ergebnisse für einen Teil der Meßkampagne vorgestellt.

5.1 Der Elektronenbeschleuniger ELSA

Der Gesamtaufbau der Elektron Stretcher Anlage (ELSA) basiert auf zwei alternativ einsetzbaren Linearbeschleunigern mit polarisierten und unpolarisierten Elektronenquellen, dem 1967 in Betrieb gegangenen Booster-Synchrotron als Vorbeschleuniger [A⁺61] und dem 1987 fertiggestellten Stretcherring ELSA [HS88] (Abbildung 5.1). Der Elektronstrahl kann bis auf eine Maximalenergie von 3,5 GeV in drei aufeinanderfolgenden Stufen beschleunigt werden. Außerdem ist der Betrieb von ELSA als Synchrotronlichtquelle möglich, wofür der Strahl über mehrere Stunden in ELSA gespeichert werden kann.

Die Elektronen werden in einer thermischen Elektronenquelle mit einer Energie von 120 keV erzeugt und mit einem Linearbeschleuniger (LINAC 1) auf eine Energie von 20 MeV beschleunigt. Auch der Einsatz einer polarisierten Elektronenquelle [N⁺98] ist möglich, wobei die longitudinal polarisierten Elektronen durch Photoeffekt von zirkular polarisiertem Laserlicht an einem GaAs-Kristall erzeugt werden. Alternativ steht ein zweiter Linearbeschleuniger (LINAC 2) zur Verfügung, an dem neben einer thermischen Quelle ebenfalls eine polarisierte Elektronenquelle mit einer Einschußenergie von 50 keV angeschlossen ist. Bei Verwendung des LINAC 2 werden die Elektronen auf 26 MeV beschleunigt und über eine separate Strahlführung in das Synchrotron injiziert. Für die Datennahme mit dem CB/TAPS-Aufbau wurde der LINAC 2 mit unpolarisierten Elektronen verwendet.

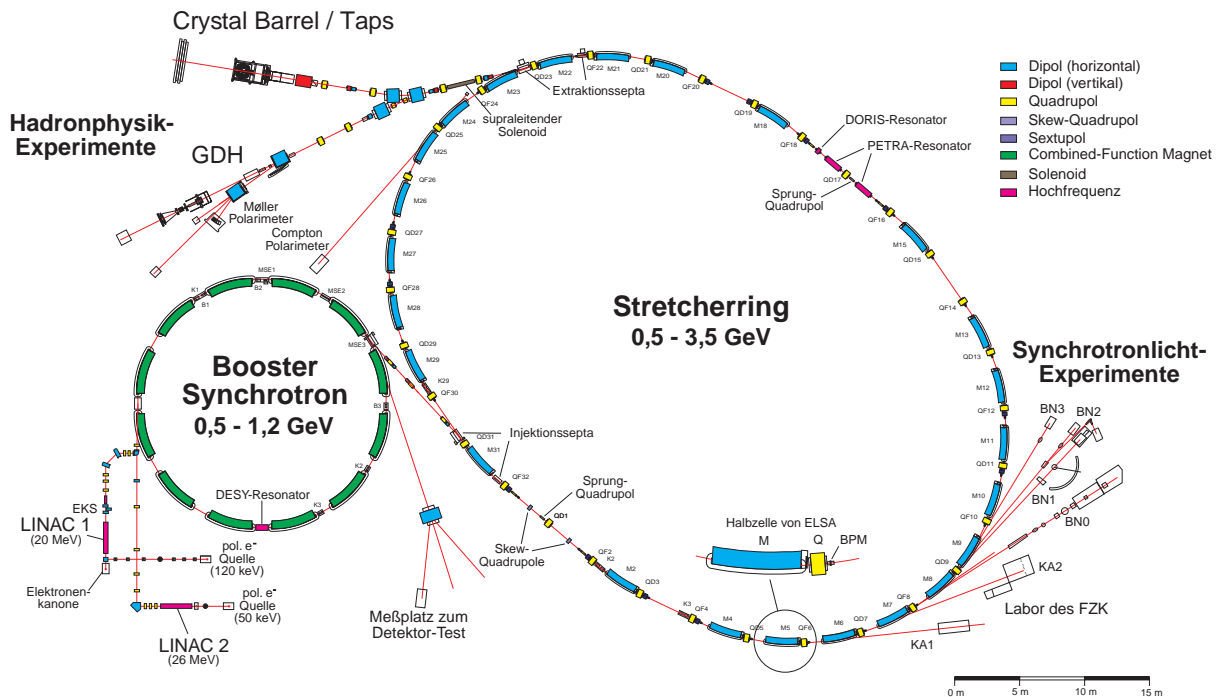


Abbildung 5.1: Die Bonner Beschleunigeranlage ELSA.

Das Booster-Synchrotron mit einer Wiederholffrequenz von 50 Hz dient heute als zweite Vorbeschleunigerstufe mit einer maximalen Transferenergie von 1,2 GeV. Der wesentliche Nachteil des Synchrotrons bei der Verwendung als Hauptbeschleuniger ist das schlechte makroskopische Tastverhältnis mit 1-2 ms Extraktionszeit pro 20-ms-Zyklus (Injektions-, Ramp- und Extraktionsphase). Das Gesamtastverhältnis ist durch das Produkt von mikroskopischem und makroskopischem Tastverhältniss definiert. Das makroskopische Tastverhältnis ist durch das Verhältnis aus Extraktionszeit zur Gesamtzykluszeit bestimmt. Unter dem mikroskopischen Tastverhältnis wird das erreichbare Tastverhältnis während der tatsächlichen Extraktionsphase verstanden. Eine Verbesserung des makroskopischen Tastverhältnisses und somit die Umwandlung von einem gepulsten in einen annähernd kontinuierlichen Strahl wird mit dem Stretcherring erreicht. Das Tastverhältnis ist für Koinzidenzexperimente von entscheidender Bedeutung, da es umgekehrt proportional zur Rate der zufälligen Koinzidenzen ist. Begrenzt eine zu hohe Rate der zufälligen Koinzidenzen den extrahierten Strom, hat dies eine entsprechende Verlängerung der Meßzeit zur Folge.

Der ELSA-Ring kann je nach Verwendungszweck in drei unterschiedlichen Betriebsmodi betrieben werden. Im *Stretchermodus* ist die Extraktionsenergie mit der Transferenergie identisch. Für eine möglichst homogene Füllung (mikroskopisches Tastverhältnis) von ELSA wird der Strahl aus dem Synchrotron über drei Umläufe injiziert. Die Elektronen werden mit einer langsamen Resonanzextraktion [Gen99] quasikontinuierlich¹ aus ELSA extrahiert. Somit wird ein hohes Tastverhältnis erreicht (60% bei bis zu 50 nA).

¹Aufgrund der hochfrequenten Beschleunigungsfelder im Synchrotron besitzt der Elektronstrahl eine Substruktur von 120 ps breiten Elektronpaketen in Abständen von 2ns.

Auch im *Nachbeschleunigermodus* werden mehrere Injektionen aus dem Synchrotron in ELSA akkumuliert. In der sogenannten Rampphase werden die Elektronen anschließend auf bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt. Die Länge der folgenden Extraktionsphase beträgt in Abhängigkeit von der geforderten Stromstärke zwischen wenigen Sekunden bis zu einer Minute. Dabei wird ein makroskopisches Tastverhältnis von 50-90% bei Strömen bis zu 3 nA erreicht [Hof01]. Am Ende des Zyklus wird der Speicherring wieder auf die Injektionsenergie eingestellt. Dieser Standard-Betriebsmodus wurde für die im folgenden beschriebene Datennahme mit dem CB/TAPS-Aufbau verwendet.

Der *Speichermodus* entspricht dem Nachbeschleunigungsmodus ohne Extraktion mit Zykluszeiten im Bereich von mehreren Stunden. Dabei kann die durch Ablenkung der Elektronen in den Dipolmagneten emittierte Synchrotronstrahlung von Experimenten genutzt werden. Typischerweise werden in diesem Betriebsmodus Lebensdauern von etwa 6 Stunden bei einer Energie von 2,3 GeV und einem internen Strom von 25 mA erreicht.

5.2 Die Photonenmarkierungsanlage

Für das CB/TAPS-Experiment an ELSA wurden linear polarisierte Photonen durch den kohärenten Bremsstrahlprozeß wie in Abschnitt 4.2 beschrieben erzeugt. Im folgenden werden die prinzipielle Funktionsweise und der verwendete Detektoraufbau dargestellt. Detailliert wird auf das neu implementierte Goniometer zur exakten Ausrichtung des Diamantkristalls eingegangen.

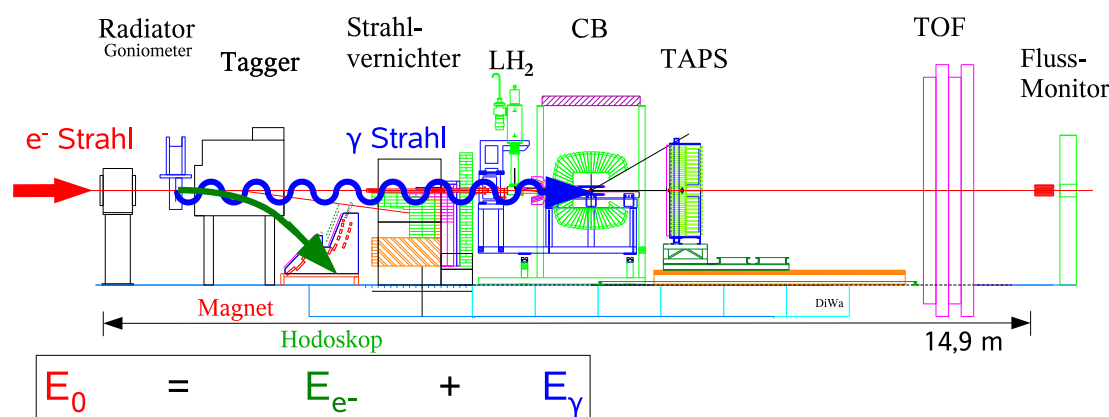


Abbildung 5.2: Aufbau und Prinzip der Photonenmarkierungsanlage am CB/TAPS-Experiment.

Das wesentliche Prinzip der Photonenmarkierung, oft Tagging² genannt, besteht in der Bestimmung von Energie und Entstehungszeit desjenigen Photons, welches den untersuchten hadronischen Prozeß auslöst. Bei Experimenten mit reellen Photonen stellt die Energiemarkierung im Bremsstrahlungsprozeß eine Standardmethode dar³. Ein monoenergetischer Elektronenstrahl wird auf ein Bremsstrahlungstarget, den Radiator, geschossen. Aufgrund von Viel-

²Aus dem Englischen abgeleitet von: to tag = markieren.

³Eine Übersicht über Methoden und Experimentierstandorte ist z. B. in [FP04] angegeben.

$E_{e^-}^{soll}/MeV$	$E_{e^-}^{ist}/MeV$	B/mT
3200	3176,1	1413
2800	2780,1	1239
2600	2582,0	1151
1300	1294,8	568

Tabelle 5.1:

Standardwerte für Ist- und Sollwerte der Strahlenergie, sowie der benötigten Feldstärke des Tagging-Magneten.

fachstreuung ist die Dicke auf typischerweise 10^{-3} Strahlungslängen begrenzt. Das erzeugte Bremsstrahlphoton verläßt den Radiator in Vorwärtsrichtung und trifft auf das Produktions-target. Das zugehörige Elektron wird in einem Dipolmagneten gemäß seinem Impuls abgelenkt ($E_{e^-} = p \cdot c = eBr \cdot c$) und in einem Hodoskop nachgewiesen. Mit Kenntnis der integrierten Magnetfeldstärke $\int Bdl$ und Messung des Krümmungsradius r ist die Elektronenergie bekannt. Unter Vernachlässigung von Streuprozessen im Radiator, welche die Winkel des ein- bzw. auslaufenden Elektrons und somit den Krümmungsradius beeinflussen, läßt sich direkt die Energie des Bremsstrahlungsphotons nach $E_\gamma = E_0 - E_{e^-}$ bestimmen. Ein zeitaufgelöster Nachweis der Elektronen definiert den Entstehungszeitpunkt des Photons und kann aufgrund der nahezu konstanten Elektronengeschwindigkeit als Zeitreferenz für das gesamte Experiment dienen. Idealerweise wird also der Trigger für die Datennahme durch diese Zeitreferenz bestimmt. Durch die Zeitkoinzidenz zwischen den Signalen von Tagging-Detektor und Experiment-Detektor ist es möglich, der untersuchten Reaktion eine eindeutige Photonenergie aus dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum zuzuordnen. Abbildung 5.2 zeigt den Gesamtaufbau des CB/TAPS-Experimentes und schematisch das Prinzip der Photonenmarkierung. Auf den TAPS- und Crystal-Barrel-Detektor wird in Abschnitt 6.1 eingegangen.

Im folgenden werden kurz die einzelne Komponenten und Parameter der Photonenmarkierungsanlage vorgestellt.

Dipolmagnet und Strahlvernichter Die Hauptfunktion des Dipolmagneten ist die Impulsselektion der Elektronen, die im Radiator einen Bremsstrahlungsprozeß durchlaufen haben. Neben den gestreuten Elektronen wird auch der primäre Elektronstrahl im Feld des Dipolmagneten abgelenkt und in den zwischen Tagging-Detektor und Crystal-Barrel-Detektor befindlichen Strahlvernichter gelenkt. Dieser besteht aus Bleiziegeln, Eisenblöcken und Schichten aus Borkarbid und Polyethylen und dient dazu, den Primärstrahl effektiv zu vernichten. Bei der Rekonstruktion bzw. Analyse der CB/TAPS-Daten findet man jedoch sowohl im Tagging- als auch im Crystal-Barrel-Detektor Ereignisse, deren Ausgangspunkt sehr wahrscheinlich der Strahlvernichter ist. Aufgrund der Ablenkung des Primärstrahls in den fest positionierten Strahlvernichter muß die Magnetfeldstärke der Strahlenergie angepaßt werden. In dieser Arbeit werden bei der Angabe der Elektronenstrahlenergie immer die Sollwerte angegeben. In [Hof01] wurde ausführlich die Abweichung von Soll- und Istwert der Energie untersucht. Eine Umrechnung ist näherungsweise mit $(E_{soll} - E_{ist})/MeV \simeq (9,9 \cdot 10^{-3} \cdot E_{ist} - 7,6)/MeV$ möglich. Die Tabelle 5.2 gibt eine Übersicht für typische Experimenteinstellungen.

Tagging-Detektor Ein Teil des verwendeten Tagging-Detektors wurde vom vorangegangenen SAPHIR⁴-Experiment übernommen, siehe [Bur96]. Dieser Teil besteht aus 14 Szintillatoren

⁴Spektrometer-Anordnung für Photon induzierte Reaktionen

mit 4 cm Dicke, welche nur zu einem kleinen Teil überlappen und einen Energiebereich der Photonen von 22% - 92% der Elektronstrahlenergie abdecken. Die Szintillatoren sind an beiden Enden mit Photomultipliern bestückt und alle Signale gehen auf TDCs⁵, QDCs⁶ und Zähler. Um eine höhere Ortsauflösung des Detektors und somit eine bessere Energieauflösung⁷ zu erhalten, ist eine zweite Lage von Detektoren vor den Szintillatoren angebracht.

Die den Photonen mit 80% - 92% der Elektronstrahlenergie entsprechenden niedrigen Elektronenergien werden durch eine Proportionaldrahtkammer des SAPHIR-Aufbaus nachgewiesen. Da keine Daten mit linear polarisierten Photonen in dem der Drahtkammer entsprechenden Energiebereich aufgenommen wurden, wird in dieser Arbeit die Drahtkammer nicht berücksichtigt. Der Bereich hoher Elektronenergien, entsprechend den Bremsstrahlphotonen mit Energien von

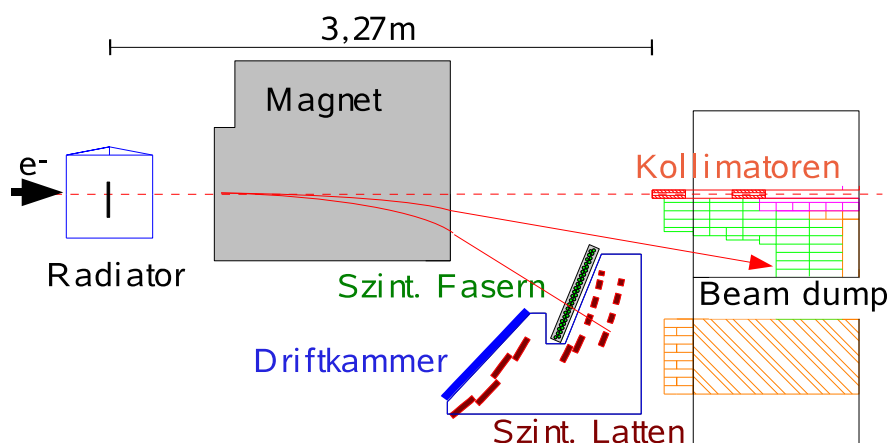


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau der Photonenmarkierungsanlage.

18% - 80% der Elektronstrahlenergie, wird durch einen für das CB/TAPS-Experiment neu installierten Detektor aus 480 szintillierenden Fasern abgedeckt. Die runden Fasern sind in zwei Ebenen angeordnet, welche sich zu 2/3 der Stirnfläche überlappen. Ein Überlapp mit den Szintillatoren besteht nur für 450 Fasern. Aufgrund der nicht konstanten Dispersion variiert die Energieauflösung der einzelnen Fasern zwischen 2 MeV und 13 MeV. Die Auslese des Detektors erfolgt durch Multi-Anoden-Photomultiplier mit einem 4×4 Gitter, denen Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) nachgeschaltet sind. Die logischen Signale werden passiv aufgespalten und auf einen Multi-Hit-TDC mit einer Auflösung von 64 ps/Kanal und auf einen freilaufenden Zähler gegeben. Die hierfür verwendeten CATCH-Module⁸ wurden an der Universität Freiburg für das COMPASS⁹-Experiment entwickelt und gebaut. Die Auslese und Rekonstruktion der mit dem Tagging-Detektor aufgezeichneten Ereignisse wurde für die mit CB/TAPS aufgenommenen Daten neu programmiert und wird in [Sue06] ausführlich vorgestellt.

⁵Time-to-Digital-Converter

⁶Charge(Q)-to-Digital-Converter

⁷Die relative Energieunschärfe des einfallenden Elektronstrahls liegt nach [Kei00] in der Größenordnung $\sigma_{rel.} = 10^{-4}$ und kann gegen die Energieauflösung des Tagging-Hodoskops vernachlässigt werden.

⁸Siehe im Internet: <http://hpfr02.physik.uni-freiburg.de/projects/compass/electronics/catch.html>

⁹COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

Die Signale der Szintillatoren bzw. szintillierenden Fasern gehen nicht in die Triggerbedingung für den Nachweis hadronischer Reaktionen ein. Erst nachdem eine Triggerbedingung erfüllt ist, werden die Signale des Tagging-Detektors ausgelesen. Der Multi-Hit-TDC der Fasern wurde im *common-stop*-Modus betrieben, d. h. der Experimenttrigger erzeugt das Stoppsignal, woraufhin die Multi-Hit-Signale aus einem Puffer ausgelesen werden. Im Gegensatz dazu werden die Zeitmessungen der Szintillatoren durch den Experimenttrigger gestartet und durch einen Treffer bzw. durch ein verzögertes Signal gestoppt.

Eine für die Bestimmung des Photonflusses und des Polarisationsgrades notwendige Triggereinstellung ist die sogenannte *Tagger-OR*-Bedingung. Im Unterschied zum Experimenttrigger und unabhängig von einer hadronischen Reaktion generiert ein Treffer in einem der Szintillatoren das Startsignal. Deshalb muß sichergestellt sein, daß alle Szintillatoren inklusive der nachfolgenden Elektronik die gleiche möglichst hohe Nachweiseffizienz besitzen, welche in diesem Fall der Triggereffizienz entspricht. Bei der Analyse der CB/TAPS-Daten stellte sich im nachhinein vor allem für den Szintillator 13 eine variierende und ratenabhängige Ineffizienz heraus, deren Konsequenzen später diskutiert werden.

Die Zeitkalibration der Szintillatoren und der Fasern wird relativ zum TAPS-Detektor (vgl. Abbildung 5.2) durchgeführt. Nach der Kalibration aller TAPS-Module untereinander, Abschnitt 7.1.1, dient der gemittelte Zeitpunkt des Nachweises zweier Photonen aus dem Zerfall eines π^0 als Referenz. In Bezug darauf wird die Zeitinformation jeder Faser bzw. jedes Szintillators einzeln kalibriert. Die Vorgehensweise wird ausführlich in [Cas06] und [Trn06] dargestellt.

Die Energiekalibration des Szintillierende-Fasern-Detektors ermöglicht es, in Abhängigkeit von Magnetfeldstärke und Elektronstrahlenergie der Ortsinformation (Fasernummer) eine Elektron- bzw. Photonenergie zuzuordnen. Ein Polynom fünfter Ordnung, das diesen Zusammenhang darstellt, wurde mit Hilfe der Feldkarte des Magneten und der simulierten Detektorposition erstellt, siehe [Hor04]. In Abhängigkeit von der Fasernummer ergibt sich für eine Strahlenergie von 3,2 GeV die Funktion B.5 in Anhang B.2. Bei Verwendung anderer Strahlenergien E_i muß die Magnetfeldstärke proportional geändert werden, um den Primärstrahl in den Strahlvernichter zu lenken, und zwar gemäß $B_{E_1}/B_{E_2} = E_1/E_2$. Für die Rekonstruktion muß das Energiepolynom mit dem Verhältnis der Energien skaliert werden, z. B. $Poly(x)_{E_2} = 3,2\text{GeV}/E_2 \cdot Poly(x)_{3,2\text{GeV}}$ für Energien in GeV und Fasernummer x .

Eine Überprüfung und Verbesserung der Energiekalibration wurde mit Hilfe einer Einschüßung realisiert. Hierfür wurde der primäre Elektronstrahl bei konstantem Magnetfeld und unterschiedlichen Energien direkt in den Tagging-Detektor eingeschossen. Um den Detektor nicht zu beschädigen, mußte dafür der Strahlstrom gegenüber den Nominalwerten deutlich reduziert werden. Da für jede Energieeinstellung der Elektronbeschleuniger neu eingestellt werden muß, ist diese Methode sehr zeitaufwendig.

Für das Magnetfeld ($B = 1,413$ T) der Standardstrahlenergie von 3,2 GeV konnten vier Messungen bei unterschiedlichen Einschüßenergien durchgeführt werden. In Abbildung 5.4 ist die Abweichung der vier Meßwerte vom ursprünglichen Polynom eingezeichnet sowie die Korrektur des Polynoms aufgrund einer Anpassung an die Abweichung der Meßwerte. Ausführlich wird die Energiekalibration und die Bestimmung des Korrekturpolynoms in [Kle06] diskutiert. Dieses und das resultierende Polynom sind im Anhang B.2 angegeben.

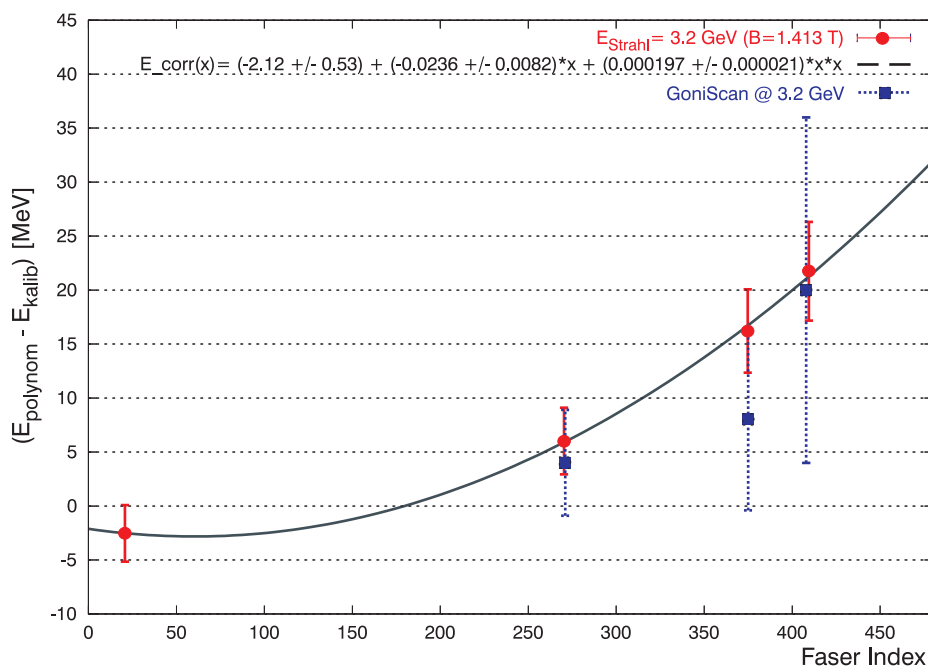


Abbildung 5.4: Abweichung der vier Meßpunkte der Einschubeichung (Kreise) bei einem Magnetfeld $B = 1,413$ T vom ursprünglichen Energiepolynom [Hor04] des Tagging-Detektors. Die Fehlerbalken sind durch die Energieungenauigkeit des Primärstrahls nach [Hof01] gegeben. Die Linie entspricht dem angepassten Korrekturpolynom nach Gleichung B.6. Datenpunkte für die unabhängige Überprüfung durch die energetische Lage des kohärenten Piks (Quadrate). Die Fehlerbalken sind gegeben durch den abgeschätzten Fehler von zwei Kanälen (Fasern) aufgrund der Genauigkeit und Stabilität der Elektronstrahlage relativ zum Diamantkristall.

Eine weitere unabhängige Überprüfung der Kalibration ist durch Vergleich der Punkte der Einschubeichung mit der energetischen Lage der steilen Flanke des kohärenten Piks für entsprechende Kristallorientierungen möglich (Abschnitt 4.2). Die Lage der Kante läßt sich aus rein kinematischen Größen berechnen. Ihre Form wird hier im wesentlichen durch Vielfachstreuung aufgeweicht, woraus sich eine kleine Unsicherheit bei der Bestimmung der exakten energetischen Lage ergibt. Eine wesentlich größere Ungenauigkeit ergibt sich aus der Stabilität der Strahlorientierung relativ zum Diamantkristall zwischen dem Zeitpunkt der Eichung, siehe Abschnitt 5.4, und den Zeitpunkten der Messungen. Aus den Erfahrungen bei der Datennahme mit der in Abschnitt 5.4.3 beschriebenen Methode zur Online-Strahl diagnose wurde ein Fehler von zwei Fasern des Szintillierende-Fasern-Detektors für den ungünstigsten Fall abgeschätzt. Aufgrund des im Vergleich zur Einschubeichung großen Fehlers wurden diese Meßwerte nicht zur Bestimmung des Korrekturpolynoms verwendet und dienen als unabhängige Überprüfung.

Kollimator Aufgabe des Kollimators ist es, den Photonstrahl auf die Dimension des Reaktionstargets zu beschränken. Die Position und Dimensionierung der zwei Kollimatoren war während der CB/TAPS-Datennahme nicht bekannt und wurde nachträglich vermessen. Beide Kollimatoren bestehen aus Eisenzylindern mit einer Länge von 20 cm. Die Kollimatoren sind

327,1 cm bzw. 375,1 cm vom Radiortarget entfernt und haben einen Innendurchmesser von 11,9 mm bzw. 16,0 mm. Aufgrund ihrer großen Innendurchmesser beschränken die Kollimatoren den Photonstrahl jedoch nicht wesentlich. Das zeigt sich auch bei der in Abschnitt 5.5 beschriebenen Untersuchung zur Bestimmung des Polarisationsgrades. Ein großer Einfluß der Kollimatoren müßte die Intensitätsspektren der kohärenten Bremsstrahlung und somit den Polarisationsgrad der linear polarisierten Photonen modifizieren, was jedoch nicht beobachtet wird.

Fluß-Monitor Hinter dem Experimentaufbau, am Ende der Strahlführung des Photonstrahls befindet sich der Fluß-Detektor¹⁰. Der Detektor diente im CB/TAPS-Experiment ausschließlich der Bestimmung des Photonenflusses. Aufgrund des kleinen hadronischen Wirkungsquerschnitts ($\sim \mu\text{barn}$) entspricht die Anzahl der im Fluß-Monitor detektierten Photonen der Anzahl derjenigen, welche durch das Experimenttarget gegangen sind.

Im Vergleich zum Fluß-Detektor deckt der Tagging-Detektor einen kleineren Energiebereich ab. Damit nur die zu gemessenen Elektronen korrespondierenden Photonen nachgewiesen werden, ist es möglich, die Energieschwelle ab welcher der Fluß-Monitor Signale liefert, auf das obere Ende des Energiebereiches des Tagging-Detektors abzustimmen.

Aufgrund von sowohl bekannten Unzulänglichkeiten des Aufbaus, z. B. Rückstreuung aus dem Strahlvernichter, als auch bisher unverstandenen Effekten ist die Bestimmung des effektiven Photonflusses und die Abschätzung der systematischen Fehler sehr schwierig. Eine erste Methode wird in [EFPS05] beschrieben. Eine detaillierte Untersuchung wird in [Sue06] vorgestellt.

Der für das CB/TAPS-Experiment verwendete Fluß-Detektor wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Kon01] aufgebaut. Er besteht aus neun Bleifluorid-Kristallen, welche in Form einer 3×3 Matrix angeordnet sind. Ein eintreffendes Photon wird durch einen elektromagnetischen Schauer nachgewiesen. Die Schauerpartikel verursachen in den Kristallen Čerenkov-Licht, welches durch Sekundärelektronenvervielfacher nachgewiesen wird. Für die Analyse stand die Energie- und Zeitinformation von acht der neun Kristalle zur Verfügung.

In [Kle06] wird detailliert auf die Auslese des Detektors und die Einbindung in die Diagnosesoftware für die Experimentdurchführung (*CBMonitor++*) eingegangen. Der *CBMonitor++* wurde sowohl während der Datennahme als auch nachträglich zur Überwachung und Überprüfung hardwarenaher Daten¹¹ verwendet. Eine weitere Möglichkeit für die Verwendung des Detektors ist die Vermessung der Position, Ausdehnung und Stabilität des Photonstrahls und somit indirekt des Elektronstrahls. Wie in Abbildung 5.5 dargestellt, trifft der Photonstrahl im wesentlichen auf den mittleren Kristall. Nach [Kon] ist die Nachweiseffizienz des Detektors nicht durch die hohe Ratenbelastung (≈ 10 MHz) eingeschränkt.

Radiatoren und Strahldiagnose Verschiedene Bremsstrahlungstargets (Radiatoren) und Instrumente zur Strahldiagnose sind auf einem Präzisions-Stelltisch (Goniometer) mit fünf Achsen montiert. Das Goniometer befindet sich in einer eigenen Vakuumkammer vor dem Tagging-Magneten. Der Aufbau und die Ansteuerung werden im nächsten Unterkapitel vorgestellt. Es

¹⁰Dieser Detektor wird oft als *Gamma-Veto-Detektor* bezeichnet. Er wurde jedoch nicht dafür verwendet, bei Nachweis eines Photons, welches keine Reaktion im LH₂-Target ausgelöst hat, ein Vetosignal zu generieren.

¹¹Es können z. B. ADC- und TDC-Informationen angezeigt werden, jedoch ist keine Teilchenrekonstruktion, implementiert.

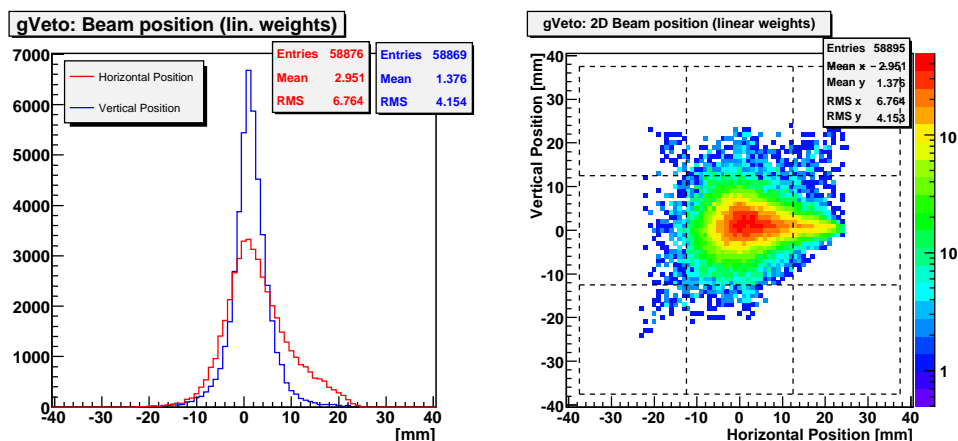


Abbildung 5.5: Positionsbestimmung aus linearer Gewichtung der ADC Einträge der acht verfügbaren Kristalle des Fluß-Detektors. Das linke Bild zeigt die vertikale und horizontale Projektion der zweidimensionalen Aufsicht im rechten Bild. Die Spektren sind während der Datennahme mit dem *CBMonitor++* verfügbar, siehe [Kle06].

werden vier verschiedene amorphe Radiatoren aus Kupfer der Dicken $12\ \mu\text{m}$ ($1/1000$)¹², $50\ \mu\text{m}$ ($3/1000$), $150\ \mu\text{m}$ ($1/100$) und $300\ \mu\text{m}$ ($1/50$) verwendet. Für die Überprüfung der Form des Querschnitts und der Lage des Elektronstrahls steht als einfaches Instrument ein Leuchtschirm, der über eine Kamera betrachtet werden kann, zur Verfügung. Ein wesentlich sensitiveres Instrument sind zwei einzelne im Goniometer horizontal und vertikal eingespannte ca. 1 mm dicke Eisendrähte. Diese können orthogonal zu ihrer Richtung und zur Elektronstrahlrichtung verfahren werden, d. h. sie erlauben ein Abtasten des Elektronstrahlprofils. Dazu wird als Funktion der Position unter Verwendung der *Tagger-OR*-Triggereinstellung die Anzahl der am Draht ausgelösten Bremsstrahlungsereignisse mit dem Tagging-Detektor gemessen. Die Abbildung 5.6 zeigt die Rate der gestreuten Elektronen in Abhängigkeit von der Positionierung des horizontalen und vertikalen Drahtes. Die angegebenen Strahlbreiten (σ) konnten nach sorgfältiger Optimierung der Elektronstrahlführung erreicht werden. Desweiteren ist es so möglich, sehr genau eine Referenzposition für den Elektronstrahl an der Radiatorposition festzulegen. Diese Diagnosemethode wurde standardmäßig für die Optimierung der Strahlführung bei der CB/TAPS-Datennahme verwendet.

5.3 Aufbau und Ansteuerung des Goniometers

Die energetische Lage und somit auch der Polarisationsgrad der linear polarisierten Photonen ist empfindlich von der Ausrichtung des Kristallradiators relativ zum Elektronstrahl abhängig (Abschnitt 4.2). Die Anforderungen an ein mechanisches Positionierungssystem sind einerseits eine hohe Auflösung (Schrittweite der Rotationsachsen $\approx 10^{-3^\circ}$) und eine Reproduzierbarkeit

¹²Die eingeklammerten Zahlen sind die Verhältnisse der Dicken zur Strahlungslänge $X_0 = 14,3\ \text{cm}$ von Kupfer nach [E⁺04].

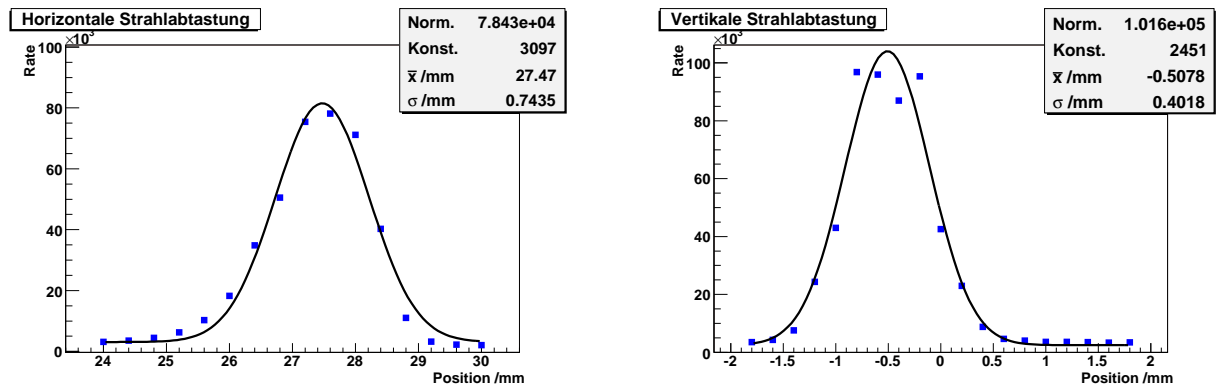


Abbildung 5.6: Horizontale und vertikale Abtastung des Elektronstrahlprofils an der Radiatorposition. Die Datenpunkte wurden mit einer Gaußfunktion mit konstantem Offset angefitet.

mit einer Genauigkeit der gleichen Größenordnung. Das für die CB/TAPS-Datennahme verwendete Goniometer ist modular aus motorisierten Positionierungseinheiten der Firma **Newport GmbH**¹³ aufgebaut. Es befindet sich in einer neu konstruierten Streukammer vor dem Tagging-Magneten. Im folgenden werden der Aufbau, die Ansteuerung und die Spezifikationen und deren Verifikation vorgestellt.

Aufbau des Goniometers Das Goniometer ist modular aus drei Rotationstischen und zwei Translationstischen aufgebaut. Rotationen sind um alle drei Raumachsen und Translation in der vertikalen und der zum einlaufenden Elektronstrahl senkrechten horizontalen Richtung möglich. Im Schnittpunkt der drei Drehachsen ist der Diamantkristall angebracht, in einer zusätzlichen Halterung befinden sich die amorphen Radiatoren und Werkzeuge zur Strahldiagnose. Die Abbildung 5.7 zeigt eine schematische Darstellung des Goniometers. Die Abbildung B.1 in Anhang B.3 zeigt eine Übersicht der wichtigsten Parameter für die einzelnen Stellische. Die Numerierung der Achsen dort entspricht dem Aufbau der Tische in Abbildung 5.7 von unten nach oben (Achse 1 = X, ..., Achse 5 = θ_z).

Alle Tische sind sowohl mit programmierbaren *Software*-Endabschaltern als auch mit *Hardware*-Endabschaltern versehen. Die relative Positionierung ist durch inkrementelle optische Encoder¹⁴ realisiert. Für jeden Drehtisch ist ein Referenzpunkt (Ursprung) durch einen absoluten optischen Encoder (Schwarz-Weiß-Muster) definiert. Eine vorprogrammierte Ursprungssuche gewährleistet ein reproduzierbares exaktes Anfahren jeder gewünschten Position. Die vom Hersteller angegebene Encoderauflösung (Fahrgenauigkeit der Rotationstische) beträgt $0,001^\circ$.

Für die Ansteuerungen der Motoren wird ein Controller (MM4006) verwendet, der über separate Treiberkarten bis zu acht Achsen gleichzeitig ansteuern kann. Die Bedienung des Controllers ist sowohl lokal direkt am Gerät als auch über eine RS-232-C¹⁵ Schnittstelle mit einem eigenen, umfassenden Befehlssatz möglich.

Der im Experiment verwendete Goniometeraufbau ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Im Zen-

¹³Siehe im Internet: www.newport.com

¹⁴Eine Scheibe mit periodisch angeordneten undurchsichtigen Feldern wird zwischen einer Lichtquelle und einem Detektor bewegt, wodurch elektrische Signale generiert werden.

¹⁵Auch möglich aber nicht verwendet ist die Ansteuerung über IEEE-488.

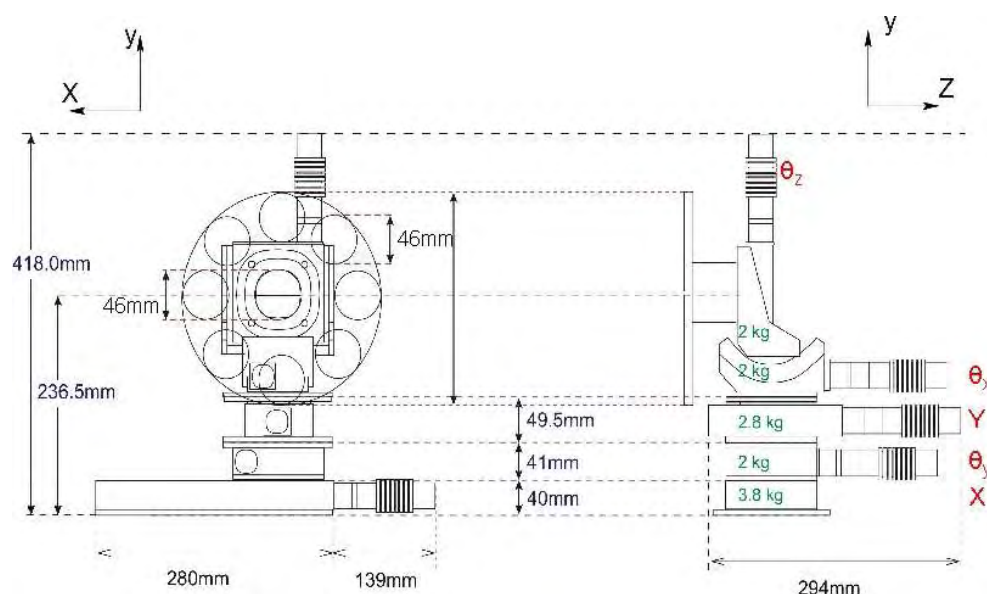


Abbildung 5.7: Schematische Front- und Seitenansicht des Goniometers. Die Buchstaben rechts beziehen sich auf die Funktion der Stelltische. X, Y: Translation entlang der Achsen. θ_x ($\theta_{horizontal} = \theta_h$), θ_y ($\theta_{vertikal} = \theta_v$) und θ_z ($\theta_{azimutal} = \phi$): Rotationen um die entsprechende Achse, in Klammern ist die im Text gebräuchliche Notation angegeben.

trum der Drehachsen befindet sich der Diamantkristall, welcher auf einer gespannten $12,5 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie fixiert¹⁶ ist. Er hat eine Stirnfläche von $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ und eine Dicke von $500 \mu\text{m}$ ($1/243$)¹⁷. Die durchgeführten Test- und Kalibrationsmessungen (Abschnitt 5.4) bestätigen, daß der Diamant in der Orientierung [100] geschnitten ist, d. h. der reziproke Gittervektor [100] steht senkrecht auf der größten Fläche des Kristalls.

Die Befestigung der weiteren Radiatoren erfolgt in einer 10 mm dicken Aluminiumscheibe, welche relativ zur Strahlrichtung vor dem Goniometer am azimutalen Drehtisch (ϕ) befestigt ist. Die einzelnen Radiatoren sind in Aluminiumringe mit einem Durchmesser von ca. 46 mm eingespannt. Die als amorphe Radiatoren verwendeten Kupferstreifen verschiedener Dicke haben eine Breite von 4 mm und die in Abbildung 5.8 angegebenen Dicken. Ein Luminiszenzschirm (Material: Chromox) kann für die optische Überwachung der Strahlpositionierung über eine Kamera verwendet werden.

Die vertikale Positionierung des Goniometers in der Streukammer ist so gewählt, daß die vertikale Lage des Elektronstrahls der Kristallposition entspricht. Durch Verfahren in horizontaler Richtung (X-Achse) kann entweder der Kristall oder ein amorpher Radiator auf die Strahlposition gefahren werden¹⁸. Durch Drehung der azimutalen Achse (ϕ) und somit des Radiatorrades können die verschiedenen Radiatoren auf diese Referenzposition gefahren werden. Diese Vorgehensweise verlangt, daß während des Wechsels von Radiatoren die Extraktion des Elektronstrahls ausgeschaltet sein muß.

¹⁶Der Kristall ist an den Ecken mit dem Klebstoff UHU plus endfest 300 auf die Kaptonfolie geklebt [Men].

¹⁷Die Zahl in Klammern gibt das Verhältnis der Dicke zur Strahlungslänge $X_0 = 12,15 \text{ cm}$ von Kohlenstoff nach [E⁺04] an.

¹⁸Die zweite horizontale Richtung ist aufgrund der limitierenden Kammergröße nicht zu erreichen.

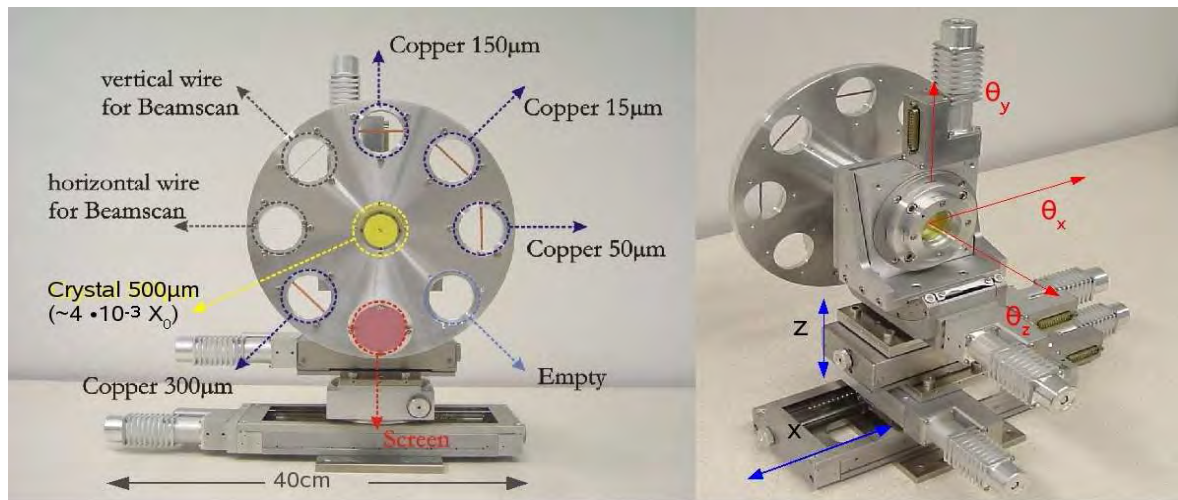


Abbildung 5.8: Im Experiment verwendeter Goniometeraufbau.

Ansteuerung Die Ansteuerung der Goniometertische erfolgt über die RS-232-C Schnittstelle des Controllers mit einem auf ASCII-Code basierenden Befehlssatz [MM4]. Für die im nächsten Abschnitt beschriebene Überprüfung der Herstellerspezifikationen wurde eine auf C++ basierende Software entwickelt, mit welcher die Ansteuerung direkt vom PC aus möglich ist. Wesentliche Funktionen sind die Initialisierung, z. B. das Setzen von Fahrbereichsbegrenzungen und Regelkreisparametern, die unabhängige Ansteuerung der einzelnen Achsen und das kontinuierliche Auslesen der Ist- und Sollpositionen. Für die Diagnose von Störungen wurde ein Fehlermanagement für Auslese und Interpretation von Rückgabewerten implementiert. Desweiteren ist es möglich, komplexe Bewegungsabläufe auf einmal der Steuereinheit zu übergeben und auszuführen. Diese Option wurde für die Verifikation der Spezifikationen verwendet. Für die Verwendung im Experiment wurde die komplette Ansteuerung (Soft- und Hardware) in das bestehende Experimentkontrollsystem [Szc01] integriert. Die Funktionalität der Ansteuerung mußte dadurch erheblich eingeschränkt werden, so daß nur Basisfunktionen wie Ursprungssuche der einzelnen Achsen, Setzen von Positionen und Auslesen von Ist- und Sollpositionen zur Verfügung standen. Auch auf ein ausführliches Fehlermanagement mußte verzichtet werden.

Aufgrund der Klassenstruktur der Programmierung sind die Softwaremodule auch in zukünftigen Experimenten einsetzbar und erweiterbar.

Einstellung der Regelkreisparameter Vor der Inbetriebnahme und Durchführung erster Tests müssen die Parameter des Regelkreises für jedes Modul (Dreh- bzw. Lineartisch) überprüft und gegebenenfalls neu eingestellt werden. Die Regelung erfolgt über die Positionsrückmeldung und basiert auf einem geschlossenen Regelkreis mit einer sogenannten Feedforward-Regelung, vergleiche Abbildung 5.9. In dem geschlossenen Regelkreis wird die Istposition gemessen und mit der Sollposition verglichen, um die Differenz (Regelabweichung) zu korrigieren. Die Korrektur der Regelabweichung kann auf drei Arten erfolgen:

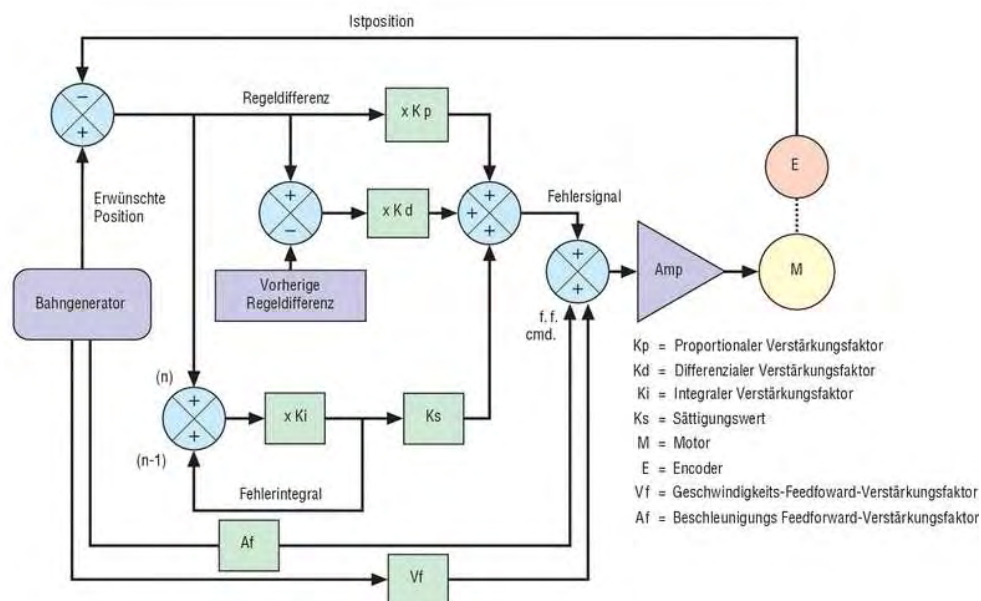


Abbildung 5.9: Feedforward- und PID-Regelung. Erläuterung siehe Text. Quelle: Katalog Newport Resource 2004.

Der Proportional-Regler multipliziert die Regelabweichung mit einem vom Anwender angegebenen Faktor K_p , wodurch der Fehler verstärkt wird und somit schneller korrigiert werden kann. Um zu starke Überschwingungen zu vermeiden, darf der Faktor K_p nicht zu groß gewählt werden. Die Regelabweichung Δ läßt sich mit diesem Faktor nicht vollständig eliminieren, da die Korrekturgröße $K_p \times \Delta$ mit abnehmender Regelabweichung auch gegen Null geht.

Der Integral-Regler summiert die Regelabweichung über die Zeit und wird, mit einem Faktor K_i multipliziert, als Korrektursignal gesendet. Hier geht auch bei kleiner werdenden Regelabweichungen der Korrekturfaktor nicht gegen Null. Dadurch kann jedoch der gesamte Regelkreis destabilisiert werden. Der Beitrag des Faktors K_i muß deshalb durch einen Grenzwert K_s eingeschränkt werden.

Der Differenzial-Regler verwendet die Änderung der Regelabweichung, multipliziert mit einem Faktor K_d , als Korrektursignal. Diese Regelung verbessert die Stabilität des Systems und kann auch als eine Art elektronische Dämpfung betrachtet werden. Eine verbleibende Regelabweichung wird jedoch nicht beseitigt, da die Ableitung einer Konstante gleich Null ist.

Verwendet wird für alle Module des Goniometers eine Kombination aus Proportional-, Integral- und Differenzialregler (PID-Regler), welche in Gleichung 5.1 zusammengefaßt ist:

$$M(n) = K_p \cdot \Delta(n) + K_d \cdot [\Delta(n) - \Delta(n - 1)] + K_i \cdot \sum_n \Delta(n). \quad (5.1)$$

Darüberhinaus wird eine Feedforward-Regelung verwendet. Der PID-Algorithmus erzeugt nur Korrektursignale, wenn bereits eine Regelabweichung vorhanden ist. Die Feedforward-Regelung versucht hingegen das zukünftige Systemverhalten abzuschätzen und die aktuellen Korrektursignale dementsprechend anzupassen. Die Korrektur kann durch die Multiplikation der erwünschten Geschwindigkeit oder Beschleunigung mit einem Verstärkungsfaktor V_f bzw. A_f

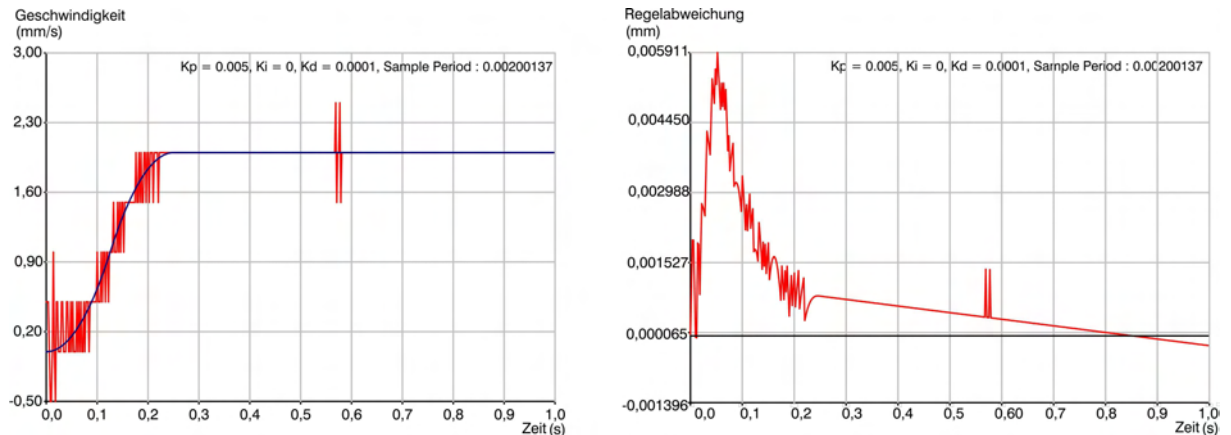


Abbildung 5.10: Links: Die blaue Linie zeigt das S-förmige Geschwindigkeitsprofil, nach dem das System geregelt wird; die rote Linie zeigt die gemessene Geschwindigkeit. Rechts: Die zugehörige Regelabweichung (Differenz von Ist- und Sollposition) zeigt nur während des Beschleunigungsprozesses Werte, die größer sind als die Encoderauflösung von 0,001 mm.

erfolgen. Der PID-Regler braucht nur noch den Restfehler, der nach der Feedforward-Regelung bleibt, zu korrigieren.

Die Überprüfung der Regelparameter erfolgte mit der mitgelieferten Software *Motion Suite 32*. Die Abbildung 5.10 zeigt beispielhaft das Geschwindigkeitsprofil und die zugehörige Regelabweichung für die Beschleunigungsphase einer Bewegung. Die Ansteuerung einer gewünschten Position erfolgt bei Beschleunigung und Verzögerung über ein S-förmiges Geschwindigkeitsprofil mit einer maximalen Geschwindigkeit. Für alle Dreh- und Lineartische wurden die Standard-Regelparameter K_p , K_i und K_d (siehe Anhang B.3) überprüft und variiert. Mit der Zielsetzung, daß die Regelabweichung an der gewünschten Endposition reproduzierbar innerhalb der Fahrgenauigkeit (Encoderauflösung) liegt, können die Standardwerte verwendet werden. Aufgrund der Feedforward-Regelung haben kleinere Änderungen ($\sim 10\%$ relativ) der Parameter keine Auswirkungen. Bei der Überprüfung wurden die jeweils maximal zulässigen Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Motoren verwendet.

Verifikation der Goniometerparameter Die energetische Lage des kohärenten Piks ist besonders sensibel von der präzisen Winklereinstellung des Diamantkristalls abhängig. Um systematische Fehler bei der späteren Bestimmung des Polarisationsgrades aufgrund mangelhafter Positionierung auszuschließen, wurden für die horizontale (θ_h) und vertikale Drehachse (θ_v) des Goniometers vor Inbetriebnahme die Herstellerspezifikationen überprüft. Dafür wurde das in [Sch95] verwendete und im folgenden kurz beschriebene Verfahren verwendet.

Der Diamantkristall wird durch einen Spiegel in einer speziellen Halterung so ersetzt, daß sich die Spiegelfläche im Zentrum der Drehachsen des Goniometers befindet. Der Drehwinkel des Spiegels wird mittels eines darauf justierten He-Ne Lasers auf eine $(12,83 \pm 0,01)$ m entfernte Wandfläche projiziert. Die korrekte Lage des Spiegels in der Drehebene der azimuthalen Achse wurde durch Beobachtung des reflektierten Laserstrahls bei azimuthaler Drehung überprüft.

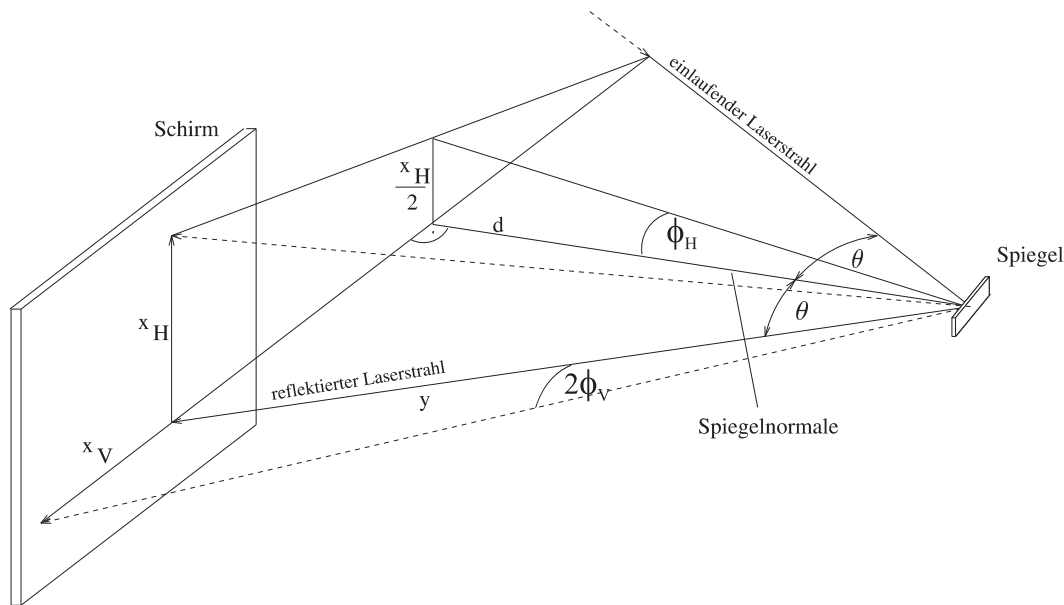


Abbildung 5.11: Schematische Zeichnung aus [Sch95] für den Aufbau des Lasertests der Herstellerspezifikationen. Abstand Schirm - Spiegel $d = 12,83$ mm, Winkel zwischen Spiegelnormale und Laserstrahl ist $\theta = 3^\circ$. Eine vertikale Auslenkung x_V entspricht einer Drehung um θ_v und eine horizontale x_H einer Drehung um θ_H .

Die Abbildung 5.11 zeigt schematisch den Aufbau und die Meßgrößen. Der Zusammenhang zwischen den projizierten Abständen $x_{H,V}$ und den Drehwinkeln berechnet sich mit den in Abbildung 5.11 eingezeichneten Größen nach¹⁹:

$$\phi_V = \frac{1}{2} \left[\arctan \left(\frac{x_V}{d} + \tan(\theta) \right) - \theta \right]; \quad \phi_H = \arctan \left(\frac{x_H}{2d} \right). \quad (5.2)$$

Der Meßfehler für die Positionsbestimmung des Laserreflexes auf dem Schirm wird mit 0,5 mm abgeschätzt. Daraus resultiert eine Winkelauflösung von $0,001^\circ$, welche der Auflösung der Encoder entspricht.

Die im folgenden aufgeführten möglichen Positionierungsfehler wurden in mehreren Meßreihen durch Vermessung der Lage des Laserreflexes untersucht.

Für den Test der Wiederholgenauigkeit einer Positionierung mit den Drehachsen wird eine Referenzposition aus verschiedenen Entfernungen (3° , 6° , 13°) jeweils zehnmal angefahren. Die Positionen werden sowohl jeweils mit einer Bewegung als auch, für die Simulation der Bedingungen bei einer Kristalleichung (Abschnitt 5.4), in kleine Schritte unterteilt angefahren.

Analog wird die absolute Genauigkeit entlang der Achse durch das Verfahren in unterschiedlich großen Winkelschritten und Messung der Position des Laserreflexes relativ zum Ausgangspunkt bestimmt.

Bei Bewegungen mit Richtungsänderungen ist der Umkehrfehler zu berücksichtigen, welcher sich aus dem Umkehrspiel und der Hysterese zusammensetzt. Das Umkehrspiel, z. B. aufgrund

¹⁹ Aufgrund des kleinen Einfallswinkels des Lasers von $\theta = 3^\circ$ kann in guter Näherung ($\Delta\phi \approx 0,0003^\circ$) die Formel $\phi_{V,H} = \frac{1}{2} \frac{x_{V,H}}{d} \frac{180^\circ}{\pi}$ verwendet werden.

von Spiel zwischen mechanischen Bauteilen, tritt meist gleichmäßig auf, während die Hysterese von den vorangegangenen Bewegungen des Positionierungssystems abhängt und durch elastische Kräfte in verschiedenen Komponenten des Antriebsstranges entstehen kann. Die beiden Effekte können nicht voneinander isoliert werden.

Um das Umkehrspiel abzuschätzen, werden kleine Wegstrecken von Hin- und Rückbewegungen mit Wendepunkten an verschiedenen Positionen der Achsen miteinander verglichen. Für die Bestimmung der Hysterese wurden die Wegstrecken von Hin- und Rückbewegungen über längere Distanzen miteinander verglichen.

Bei der Überprüfung der Wiederholgenauigkeit der Nullpunkts- bzw. Ursprungssuche werden die Absolutpositionen des Laserreflexes nach Ausführen der Suchroutine aus unterschiedlichen Richtungen und Entfernungen miteinander verglichen. Ein Herabsetzen der Maximalwerte für Geschwindigkeit und Beschleunigung der Ursprungssuche ist für das Erreichen einer höheren Genauigkeit nicht notwendig. Die Ergebnisse der Testmessungen sind in der Tabelle 5.2 aufgelistet. Alle vermessenen Größen liegen innerhalb der vom Hersteller angegebenen Spezifikationen.

Im Bereich typischer Energien (1200 – 1800 MeV) für die Lage des Maximums der Linearpolarisation hat der Szintillierende-Fasern-Detektor eine Auflösung von ca. 4 MeV pro Kanal. Um diesen Betrag verschiebt sich das Polarisationsmaximum bei einer Winkeldifferenz von $\approx 0,001^\circ$ für die Orientierung des Kristalls. Die absolute Positionierung des Kristalls ist somit innerhalb der in die Polarisationsbestimmung eingehenden Detektorauflösung reproduzierbar. Die Genauigkeit der Kristallposition relativ zum Elektronstrahl ist im wesentlichen von der Qualität der Eichung der Kristallorientierung und vor allem von der Lage-Stabilität des Elektronstrahls abhängig.

Motor: URM100PE ($\theta_v =$ vertikal. Rotation)

	Spezifikationen	Lasertest
Wiederholgenauigkeit	$0,003^\circ$	$< 0,002^\circ$
Hysterese	$0,006^\circ$	$< 0,002^\circ$
Umkehrspiel	k.A.	$\leq 0,006^\circ$
Wdh.genauigkeit 0.Punkt	$0,001^\circ$	$< 0,002^\circ$
Genauigkeit auf der Achse	$0,023^\circ$	max. $0,012^\circ$

Motor: BGM80PE ($\theta_h =$ horizont. Rotation)

	Spezifikationen	Lasertest
Wiederholgenauigkeit	$0,004^\circ$	$< 0,002^\circ$
Hysterese	$0,02^\circ$	$\leq 0,004^\circ$
Umkehrspiel	k.A.	$\leq 0,004^\circ$
Wdh.genauigkeit 0.Punkt	$0,002^\circ$	$< 0,002^\circ$
Genauigkeit auf der Achse	$0,05^\circ$	max. $0,010^\circ$

Tabelle 5.2:

Ergebnisse des Lasertests im Vergleich mit den Herstellerspezifikationen für die Goniometer-Stelltische.

Die Vorgehensweise für die Eichung der Kristallposition wird im nächsten Abschnitt vorgestellt. Die Stabilität des Elektronstrahls wird direkt überwacht. Das Verfahren wird im Rahmen der Polarisationsbestimmung im übernächsten Abschnitt vorgestellt.

Das Goniometer und ein Teil der Ansteuerung werden auch in dem neuen Experimentaufbau im Rahmen des Sonderforschungsbereich/Transregio 16 an ELSA eingesetzt [Kam06]. Der Aufbau wird um ein Møllertarget²⁰ für die Bestimmung des Polarisationsgrades der longitudinal polarisierten Elektronen mit Hilfe eines Møllerpolarimeters [FP04] erweitert.

5.4 Kristalleichung

Im Experiment wird die energetische Lage des Polarisationsmaximums durch die Orientierung des Diamantkristalls relativ zum eintreffenden Elektronstrahl mit Hilfe des Goniometers realisiert. Dazu ist es notwendig, die Winkeldifferenzen sowohl zwischen den Kristallachsen (Kristallsystem) und den Goniometerachsen (Goniometersystem) als auch zwischen den Goniometerachsen und dem einlaufenden Elektronstrahl sehr genau zu kennen. Die Differenzen zwischen Goniometer- und Kristallsystem müssen für eine fest installierte Apparatur nur einmal bestimmt werden. Die Differenzen zwischen Goniometersystem und Elektronstrahl müssen abhängig von der Stabilität des Elektronstrahls wiederholt bestimmt werden. Für die Winkelgleichung wird der Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung selbst verwendet.

Eine Möglichkeit der Eichung ist das in [L⁺94] beschriebene Verfahren, bei welcher iterativ nur ein Winkel auf einmal durchgestimmt wird. Diese Methode ist jedoch sehr zeitintensiv und besitzt den Nachteil, daß die benötigte Genauigkeit der Kristallanbringung von der Elektronstrahlenergie abhängt. Für hohe Elektronstrahlenergien ist es schwieriger, die geforderte Genauigkeit zu erreichen. Für die Experimente mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experimentaufbau wurde stattdessen die wesentlich schnellere *Stonehenge*-Methode verwendet [Liv05], welche zuerst erfolgreich bei Experimenten am Jefferson Laboratory [Liv] bei Elektronstrahlenergien von $E_{Strahl} = 6$ GeV und am Mainzer Mikrotron bei $E_{Strahl} = 855$ MeV verwendet wurde.

5.4.1 Definition der Winkel und Differenzen

Abbildung 5.12 zeigt schematisch einen Kristall, der im Zentrum der Drehachsen eines Goniometers angebracht ist. Eingezeichnet sind die drei Koordinatensysteme: Kristallsystem (C), Goniometersystem (O) und Elektronstrahlrichtung (B), sowie die Winkeldifferenzen zwischen den Systemen.

Die drei Drehachsen im Goniometersystem (O) entsprechen einer horizontalen (θ_h), vertikalen (θ_v) und azimuthalen (ϕ) Drehung. Die Normale zur Befestigungsebene des Goniometers und somit der Ursprung (O) des Goniometersystems ist für die Einstellung $\theta_h = \theta_v = 0$ gegeben. Im Idealfall stimmt diese Richtung mit der des einlaufenden Elektronstrahls überein. In der Anwendung ergeben sich Abweichungen zwischen Elektronstrahlrichtung und Goniometersystem. Die Winkeldifferenzen (θ_{hb} , θ_{vb}) variieren in Abhängigkeit von der Stabilität der Strahlrichtung.

²⁰Als Radiator dient eine dünne, in Sättigung magnetisierte Eisenfolie.

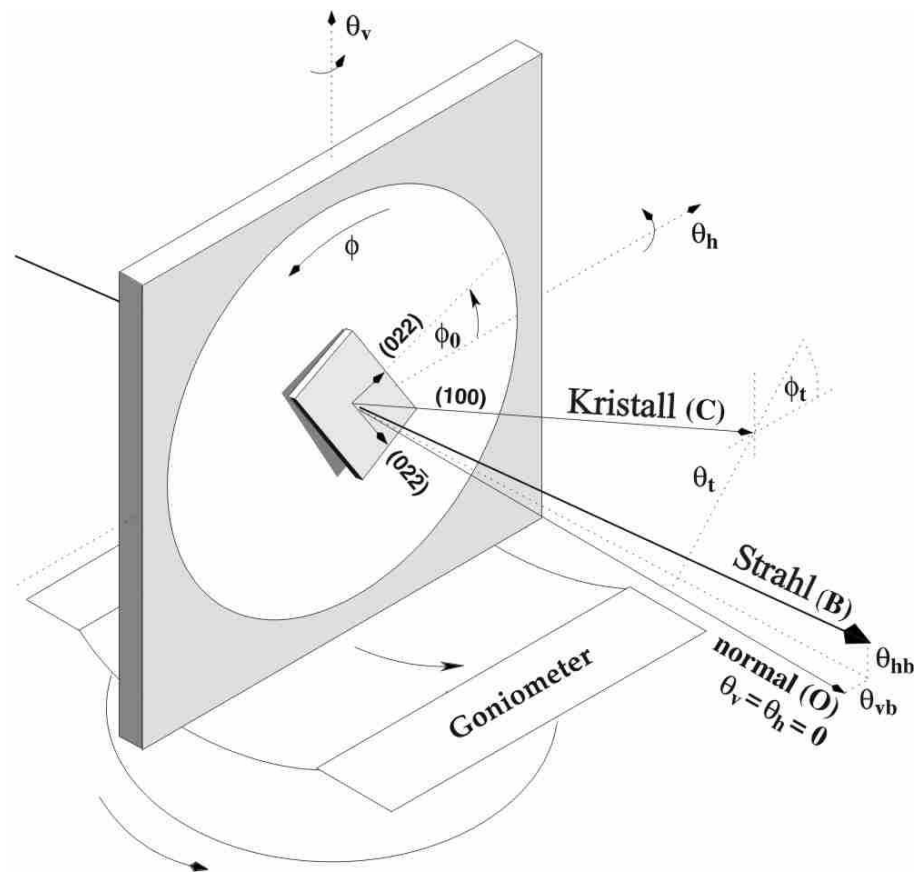


Abbildung 5.12: Elektronenstrahlrichtung und Kristallsystem relativ zum Goniometersystem, Winkelbezeichnungen siehe Text.

Das Kristallsystem (C) ist durch den reziproken Gittervektor $[100]$ und die für den kohärenten Prozeß entscheidenden Vektoren $[022]$ und $[02\bar{2}]$ gegeben (Abschnitt 4.2.3). Es wird aus zueinander orthogonalen Einheitsvektoren, die in der Richtung der drei Gittervektoren liegen, gebildet. Das Kristall- und Goniometersystem stimmen im allgemeinen nicht miteinander überein. Ursachen dafür können eine nicht exakte Montage des Kristalls im Goniometer und Ungenauigkeiten beim Schneiden des Kristalls sein. Die Abweichungen zwischen den Normalen auf dem Kristall und der Befestigungsebene des Goniometers werden mit den beiden Winkeln θ_t und ϕ_t (vgl. Abbildung 5.12) beschrieben. Die azimuthale Verdrehung des Kristallsystems wird durch die Winkeldifferenz ϕ_0 , gemessen zwischen der $[022]$ -Achse des Kristalls und der horizontalen Drehachse des Goniometers, berücksichtigt.

Für eine beliebige Ausrichtung des Kristalls zum Elektronenstrahl (θ_v , θ_h , ϕ) durch entsprechende Drehungen des Goniometers (θ_{vg} , θ_{hg} , ϕ_g) werden die Winkeldifferenzen sowohl zwischen Elektronenstrahlrichtung und Goniometersystem (θ_{hb} , θ_{vb}) als auch zwischen Kristall- und Goniometersystem (θ_t , ϕ_t , ϕ_0) benötigt. Abbildung 5.13 entspricht einer Projektion der in Abbildung 5.12 eingezeichneten Koordinatensysteme und Winkeldifferenzen auf das Goniometersystem (O) mit den Achsen θ_h und θ_v . Die Elektronenstrahlrichtung (B) ist um θ_{hb} , θ_{vb}

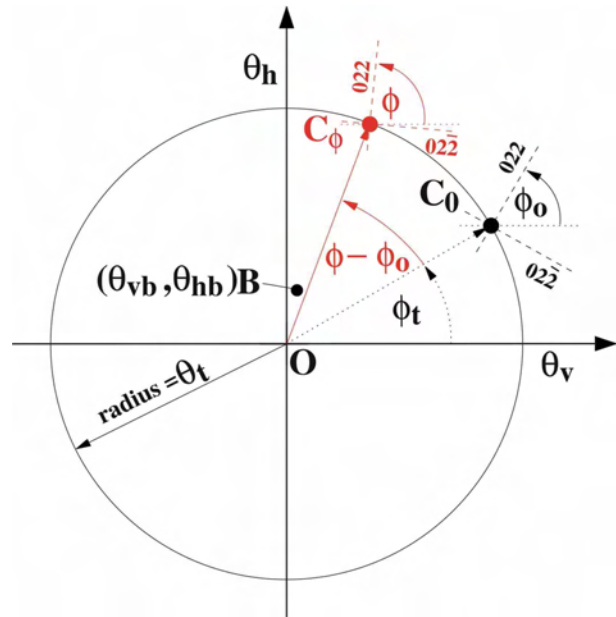


Abbildung 5.13: Goniometersystem θ_h, θ_v mit Winkeldifferenzen zum Elektronstrahl θ_{hb}, θ_{vb} und zum Kristallradiator θ_t, ϕ_t, ϕ_0 . Zweidimensionale Projektion von Abbildung 5.12 in das Goniometersystem.

verschoben. Der Punkt C_0 bezeichnet die [100]-Richtung des Kristallsystems in einer beliebigen Ausgangsposition. Er liegt auf einem Konus mit dem Radius θ_t und ist gegen die Horizontale des Goniometersystems um den Winkel ϕ_t verdreht. Der Winkel ϕ_0 gibt den Winkel zwischen der Horizontalen des Goniometers und der [022]-Richtung des Kristalls an. Zusätzlich ist der Punkt C_ϕ , für die um einen bestimmten Winkel ϕ gedrehte Einstellung, gegeben. Die Winkeldifferenzen zwischen Kristallsystem und Elektronstrahlrichtung für eine Einstellung C_ϕ bei vorgegebenen Winkel ϕ sind :

$$\theta_{v0} = \theta_t \cos(\phi - \phi_0 + \phi_t) - \theta_{vb} \quad (5.3)$$

$$\theta_{h0} = \theta_t \sin(\phi - \phi_0 + \phi_t) - \theta_{hb}. \quad (5.4)$$

Für eine bestimmte Kristalleinstellung relativ zum Elektronstrahl $(\theta_v, \theta_h, \phi)$ ergeben sich damit die Goniometerwinkel

$$\phi_g = \phi - \phi_0, \quad \theta_{vg} = \theta_v - \theta_{v0}, \quad \theta_{hg} = \theta_h - \theta_{h0}. \quad (5.5)$$

Die Lage der linear polarisierten Photonen im Energiespektrum ergibt sich bei Wahl einer horizontalen ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$) oder vertikalen ($\phi = 90^\circ, 270^\circ$) Polarisationssebene durch die Ausrichtung des Kristallgitters um die Winkel θ_v und θ_h . Der Zusammenhang mit den in Kapitel 4.2.3 eingeführten Kristallwinkeln α und θ ergibt sich nach [L⁺94] zu

$$\theta_v = \arcsin[\sin(\alpha + \phi)] \quad (5.6)$$

$$\theta_h = -\arctan[\tan(\theta) \cos(\alpha + \phi)]. \quad (5.7)$$

Die notwendigen Schritte für eine beliebige Ausrichtung der Polarisationssebene werden in [Liv05] diskutiert. Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen werden nur die

vertikale Einstellung der Polarisationssebene für die Datennahme und eine horizontale Einstellung für Testmessungen verwendet²¹.

Eine Bestimmung aller fünf Winkeldifferenzen $\phi_0, \phi_t, \theta_t, \theta_{vb}, \theta_{hb}$ kann mithilfe zweier Kristalleinstellungen, die um einen definierten Winkel ϕ_s verdreht sind, erfolgen. In Abbildung 5.14 sind im Koordinatensystem der Goniometerwinkel θ_h und θ_v die Lage des zuerst zufällig orientierten [100]-Kristallvektors C_0 , die Lage des um den azimutalen Winkel ϕ_s gedrehten Vektors C_1 und die Lage des Elektronstrahls (B) eingezeichnet. Die Differenz der ersten Kris-

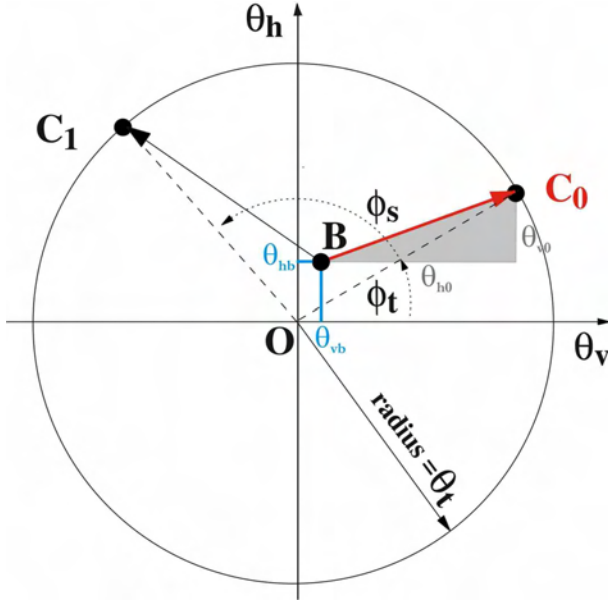


Abbildung 5.14: Absolute und relative Winkeldifferenzen im Goniometersystem für den Elektronenstrahl (B) und zwei Kristalleinstellungen (C_0, C_1).

tallorientierung relativ zum Strahl ist durch den Vektor \vec{BC}_0 und die um den Winkel ϕ_s verdrehte Orientierung durch einen zweiten Vektor \vec{BC}_1 gegeben. Mit diesen Informationen lassen sich der Ursprung des Koordinatensystems und davon ausgehend alle Winkeldifferenzen rekonstruieren ([Liv05]):

$$\theta_{vb} = - \left[\frac{\theta_{vBC_0} + \theta_{vBC_1}}{2} - \frac{\theta_{hBC_1} + \theta_{hBC_0}}{2 \tan(\phi_s/2)} \right] \quad (5.8)$$

$$\theta_{hb} = - \left[\frac{\theta_{hBC_0} + \theta_{hBC_1}}{2} - \frac{\theta_{vBC_1} + \theta_{vBC_0}}{2 \tan(\phi_s/2)} \right] \quad (5.9)$$

$$\phi_t = \arctan \left[\frac{\theta_{hb} + \theta_{hBC_0}}{\theta_{vb} + \theta_{vBC_0}} \right] \quad (5.10)$$

$$\theta_t = \frac{\sqrt{(\theta_{vBC_1} - \theta_{vBC_0})^2 + (\theta_{hBC_1} - \theta_{hBC_0})^2}}{2 \sin(\phi_s/2)}. \quad (5.11)$$

Bei der speziellen Wahl der Polarisationssebene entweder in horizontaler oder vertikaler Ausrichtung bezüglich des Goniometersystems muß die azimutale Verdrehung des Kristalls ϕ_t nicht

²¹Aufgrund der um eine Größenordnung schlechteren Elektronenstrahlemittanz in horizontaler Richtung ist der maximal erreichbare Polarisationsgrad für diese Einstellung wesentlich geringer als für die vertikale Polarisationssebene.

extra bestimmt werden. Die Aufteilung der Azimut-Winkeldifferenzen zwischen Kristall und Strahl nach Gleichung 5.4 ist nicht notwendig, sondern ϕ_0 und ϕ_t können zusammengefaßt werden ($\phi'_0 = \phi_0 + \phi_t$).

Die Vektoren $\overrightarrow{BC_0}$ und $\overrightarrow{BC_1}$ werden experimentell durch den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung selbst ermittelt. Dafür werden die bei verschiedenen Kristallorientierungen aufgenommenen Energiespektren der Bremsstrahlphotonen ausgewertet. Diese Winkelab tastungen (Scans) ermöglichen die Bestimmung der relativen Winkeldifferenzen von Elektronstrahl und dem [100]-Kristallvektor. Die Vorgehensweise dafür wird im nächsten Abschnitt erläutert.

5.4.2 Die Stonehenge-Methode

Unabhängig von der verwendeten Methode wird für die Bestimmung der Winkeldifferenzen (Offsets) zwischen Kristallsystem und Richtung des Elektronstrahls der kohärente Prozeß selbst verwendet. Die Position des kohärenten Piks im Energiespektrum wird durch eine systematische Variation (Scan) der Kristallwinkel durchgestimmt. Um sowohl den Effekt der kohärenten Überhöhung hervorzuheben, als auch unterschiedliche Detektoreffizienzen zu eliminieren, werden die Energiespektren mit Kristallradiator auf ein zeitnah aufgenommenes Spektrum mit amorphem Radiator normiert.

Die in [L⁺94] verwendete Methode beruht auf Scans, bei denen abwechselnd jeweils ein Goniometerwinkel (θ_h, θ_v) variiert wird. Die Auswertung erfolgt mit Hilfe der Position des kohärenten Piks im Energiespektrum in Abhängigkeit vom variierten Winkel. Die Winkeldifferenzen werden in wiederholten Scans solange angepaßt, bis die Pikpositionen symmetrisch um die Nullposition der Goniometerwinkel liegen. Neben dem hohen Zeitaufwand für diese iterative Methode gibt es den Nachteil eines oberen Limits für den polaren Fehlwinkel, nämlich $\theta_t \leq 1/2E_{beam}$ (GeV). Desweiteren lassen sich mit dieser Methode nicht alle Winkeldifferenzen bestimmen, sondern nur diejenigen für eine horizontale oder vertikale Ausrichtung der Polarisations ebene im Goniometersystem.

Die für diese Arbeit verwendete sogenannte *Stonehenge*-Methode [Liv05] kann, da sie mit wenigen Scans auskommt, wesentlich schneller durchgeführt werden, erlaubt einen größeren Fehlwinkel θ_t und ermöglicht durch die Bestimmung aller Winkeldifferenzen eine beliebige Ausrichtung der Polarisations ebene. Die grundlegende Idee ist die simultane Variation des horizontalen und vertikalen Winkels. Bei diesem Vorgang beschreibt der [100]-Kristallvektor einen Konus mit dem Öffnungswinkel θ_c :

$$\begin{aligned}\theta_v &= \theta_c \cos(\phi) ; & 0 \leq \phi < 2\pi \\ \theta_h &= \theta_c \sin(\phi) .\end{aligned}\tag{5.12}$$

Für jede Winkeleinstellung wird das relative Intensitätsspektrum aufgenommen, welches eine Funktion von θ_h, θ_v und E_γ ist. Die Spektren werden in einer besonderen Form zu einer dreidimensionalen Darstellung zusammengefaßt. Die x- und y-Achse bilden die Goniometerwinkel θ_h, θ_v . Für jede Winkelkombination werden die Ereignisse der Intensitätsspektren auf die radial nach außen angeordnete Photonenergie-Achse projiziert. Anschaulich sind die Spektren in einem Kreis nebeneinander, entsprechend ihrer Winkeleinstellung, angeordnet und werden von „oben“ betrachtet. Die Farbkodierung gibt die relative Intensität der Energiespektren an.

Die Abbildungen 5.15 und 5.16 zeigen typische *Stonehenge*-Plots für den im Experiment verwendeten Kristall mit einer Dicke von 500 μm . Die dunklen prominenten Strukturen entstehen

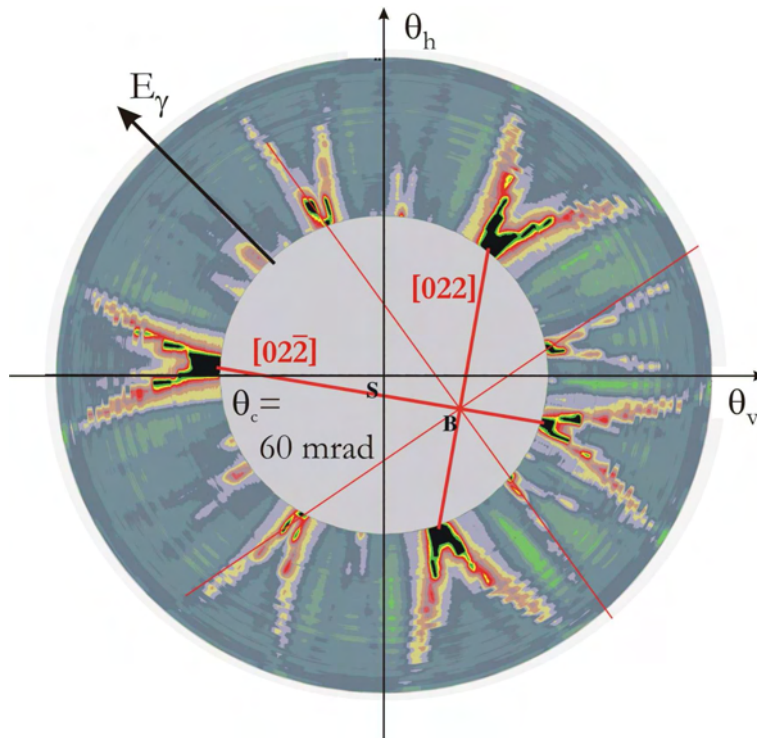


Abbildung 5.15: *Stonehenge*-Plot für eine ungeeichte Kristallorientierung mit einem Konus von 60 mrad für eine grobe Abtastung. Die Wellenstruktur beruht auf vertauschten Kanälen des Detektors.

beim Durchgang des $[022]$ - bzw. $[02\bar{2}]$ -Kristallvektors durch den kinematisch erlaubten Bereich der kohärenten Bremsstrahlung (Abschnitt 4.1.1). Um 45° versetzt treten die kohärenten Piks des Kristallvektors $[044]$ bzw. $[04\bar{4}]$ auf. Die Schnittbereiche mit dem inneren Kreis, d. h. die kohärenten Piks für die kleinste meßbare Photonenergie E_γ liegen jeweils symmetrisch um den Punkt der Winkelkombination von θ_h und θ_v , für die der kohärente Pik bei $E_\gamma = 0$ MeV konvergiert. Dies ist gleichbedeutend mit dem Fall, daß die Gittervektoren der entsprechenden Ebenen parallel zum Strahl ausgerichtet sind (vergleiche Abbildung 4.7 für $\delta = 0$).

Die Erstellung und Auswertung der *Stonehenge*-Plots erfolgt mit Hilfe eines *Root*²² [BR96]-Makros sofort nach dem Scan-Vorgang. Die relative Strahlposition kann durch das Verbinden der Punkte, die zum Intensitätsmaximum der gleichen Gittervektoren gehören, mit Linien, die dann zueinander orthogonal sein müssen, bestimmt werden. Der Differenzvektor zwischen Kristallsystem und Elektronstrahl errechnet sich nach $\vec{BC}_0 = -(\vec{S} + \vec{SB})$. Der Vektor \vec{S} wird zu Beginn der Prozedur auf $\theta_h = 0^\circ$ und $\theta_v = 0^\circ$ (Ursprung im *Stonehenge*-Plot) gesetzt. Um eine größere Genauigkeit zu erreichen, kann nach einem Durchgang eine weiterer Scan mit einem kleineren Konus θ_c durchgeführt werden. Für den Vektor \vec{S} ist dann die im ersten Durchgang ermittelte Differenz \vec{SB} einzusetzen. Bei einer Überprüfung der Kristalleichung müssen bei einem *Stonehenge*-Plot die Verbindungslinien mit dem Ursprung zusammenfallen. Die azimuthale Differenz ϕ_0 ergibt sich aus dem Winkel zwischen Verbindungslinien und Koordinatenachsen. Nach diesen Schritten kennt man die Winkeldifferenz zwischen Kristallsystem und Elektronstrahlrichtung, aber nicht die Winkeldifferenzen relativ zum Goniometersystem.

Um alle Winkeldifferenzen zu bestimmen, muß eine zweite Abtastung mit einem um den bekannten Azimutwinkel ϕ_s gedrehten Kristall durchgeführt werden. Nach Gleichungen 5.8 - 5.11

²²Siehe im Internet: <http://root.cern.ch/> .

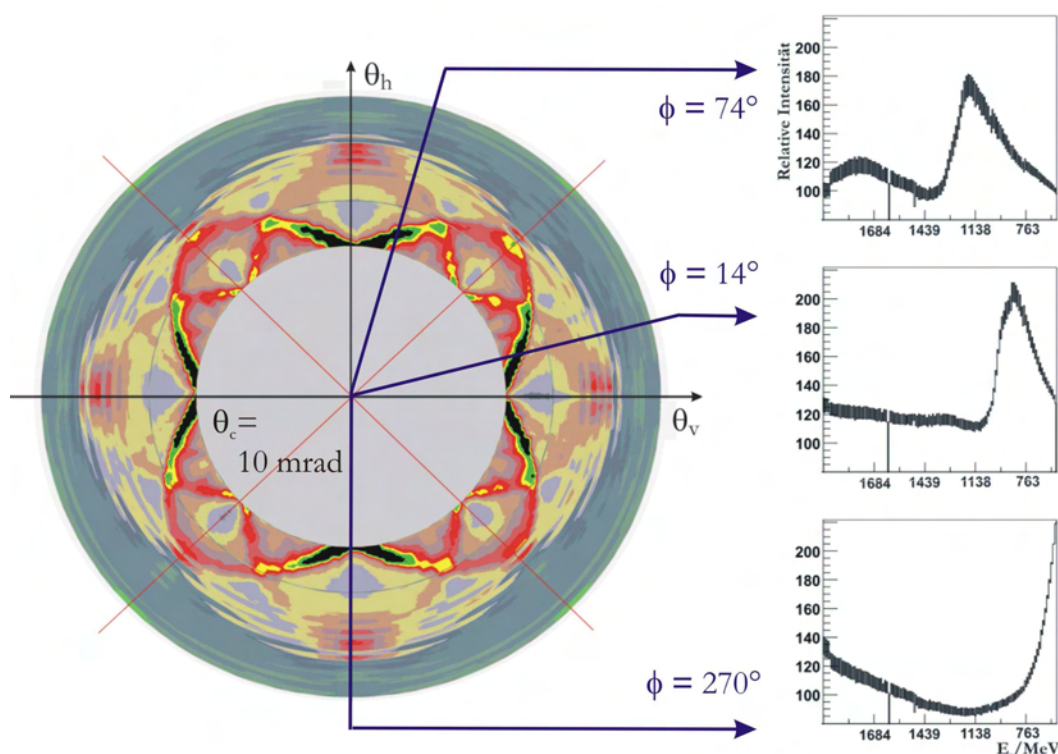


Abbildung 5.16: **Links:** *Stonehenge*-Plot bei geeichter Kristallorientierung mit einem Konus von 10 mrad für eine präzise Abtastung. **Rechts:** Zugehörige eindimensionale Energiespektren, aus denen die Stonhenge-Plots zusammengesetzt sind, für drei Beispielwinkel.

sind damit alle Winkeldifferenzen bestimmbar.

Bei der CB/TAPS-Datennahme wurde aufgrund der schlechten Strahldivergenz des Elektronstrahls in der Horizontalen nur die vertikale Polarisationssebene verwendet. Es war deshalb nicht notwendig, alle Winkeldifferenzen zu bestimmen und es konnte auf die Winkelabtastungen mit Variation des Azimutwinkels ϕ_s verzichtet werden.

In der Praxis hat sich bewährt, mit einer Konusöffnung von $\theta_c = 60 \text{ mrad}$ zu beginnen und eine Wiederholung mit $\theta_c = 10 \text{ mrad}$ durchzuführen. Für die Bestätigung der ermittelten Winkeldifferenzen sollte mit diesen zum Abschluß der Prozedur nochmals eine Abtastung durchgeführt werden. Die *Stonehenge*-Plots müssen dann eine perfekte Symmetrie zeigen.

5.4.3 Überwachung der relativen Kristallorientierung

Damit die Eichung der relativen Kristallorientierung nicht verloren geht, ist es notwendig, während der Datennahme die Stabilität der Lage des Elektronstrahls zu überprüfen. Unerkannte starke Variationen, vor allem des Eintrittswinkels, führen zu einer Verschiebung der Kante des kohärenten Piks, was zu erheblichen Komplikationen bei der Bestimmung des Polarisationsgrades führen würde. Für die Überprüfung wurde deshalb der kohärente Pik selbst verwendet und eine Methode entwickelt, die bei starken Schwankungen automatisch Alarm auslöst.

Dafür wird das auf den Zählern des Szintillierende-Fasern-Detektors basierende Photonenergiespektrum verwendet (Abbildung 5.17 oben). Der Vorteil der Zähler ist es, daß nach kurzer Zeit ausreichend Statistik für eine aussagekräftige Beurteilung vorhanden ist. Um die Sensitivität auf die Form und Position des kohärenten Piks zu erhöhen, wird das Energiespektrum auf das Spektrum einer unpolarisierten Messung, d. h. bei Verwendung eines amorphen Radiators, normiert. Dieses normierte Referenzhistogramm wird bei jeder neuen Polarisierungseinstellung zu Beginn der Messung aufgenommen und gespeichert. Während der Datennahme wird das aktuell gemessene und normierte Spektrum mit dem gespeicherten Referenzhistogramm verglichen, bzw. genauer, beide Spektren werden durcheinander geteilt (Abbildung 5.17 unten). Dieses Verhältnis wird im Energiebereich der Diskontinuität mit einer linearen Funktion angefitet. Sowohl eine Abweichung des χ^2 von mehr als 10% als auch eine Abweichung des Fitparameters vom Wert 1 um mehr als 10% löst einen automatischen Alarm aus. Starke Kantendriffs konnten mit dieser Methode vermieden werden, was sich bei der Auswertung der Daten der einzelnen Tage im Rahmen der Polarisationsbestimmung bestätigt hat. Die technische Umsetzung erfolgt mit dem *CBMonitor++* und wird in [Kle06] beschrieben.

5.5 Bestimmung des Polarisationsgrades

Mithilfe der beschriebenen Eichung der Orientierung des Radiatorkristalls relativ zum Elektronstrahl ist es möglich, die Linearpolarisation frei einzustellen, und zwar sowohl hinsichtlich der energetischen Lage des kohärenten Piks als auch bezüglich der räumlichen Orientierung der Polarisationssebene.

Bei der Meßperiode mit dem CB/TAPS-Detektoraufbau wurden für die meisten Experiment-Unterabschnitte linear polarisierte Photonen zur Verfügung gestellt. Die detaillierte Untersuchung und Bestimmung des Polarisationsgrades in dieser Arbeit beschränkt sich auf vier Polarisierungseinstellungen²³, bei denen der kohärente Pik bei Photonenergien von ca. 1350 MeV, 1560 MeV, 1650 MeV und 1850 MeV liegt.

5.5.1 Methode

Um im Energiespektrum den Effekt der kohärenten Überhöhung deutlicher darzustellen, ist es gebräuchlich, das relative Intensitätsspektrum zu verwenden. Dafür wird das auf der Summe des kohärenten und inkohärenten Prozesses basierende Bremsstrahlungsspektrum eines Kristallradiators durch das Spektrum eines amorphen Radiators geteilt.

Die Genauigkeit bei der Bestimmung des photonenergieabhängigen Polarisationsgrades aus experimentellen Spektren ist durch die energieabhängige Kenntnis des kohärenten und inkohärenten Anteils gegeben. Unter experimentellen Gegebenheiten ist die Form des kohärenten Spektrums nicht allein durch die Orientierung des Kristalls relativ zur Strahlachse gegeben. Vielmehr unterliegt jeder Einzelprozeß einer leichten Veränderung der Impulsrichtung des einlaufenden Elektrons zur nominalen Einstellung. Diese Abweichungen beruhen zum einen auf der endlichen Elektronstrahldivergenz und zum anderen auf Vielfachstreuung der Primärelektronen im Kristall vor Auslösung eines Bremsstrahlungsprozesses. Beide Effekte führen zu einer Aufweichung der sonst scharfen Kante (Diskontinuität), welche durch das Verlassen des kinematisch

²³Die vier Unterabschnitte der Datennahme erfolgten vom 7.3.-19.3.2003 und 24.5.-4.6.2003.

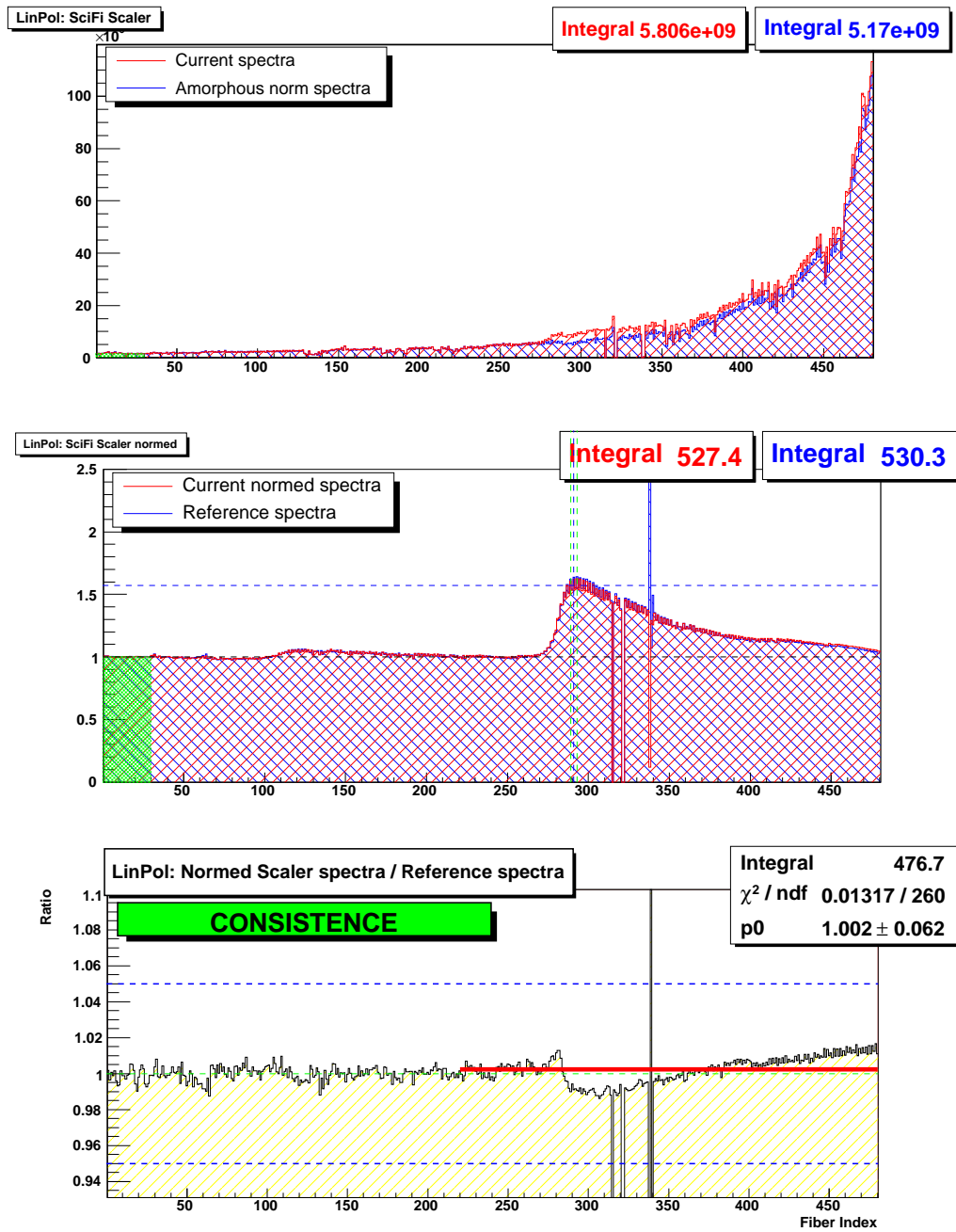


Abbildung 5.17: Überwachung der Strahlstabilität mit dem *CBMonitor++* anhand der Lage der Diskontinuität im Spektrum der Photonenergie. Erläuterung siehe Text. Fehlende Einträge bei Index 315, 321, 338, 339 und 340 sind auf defekte Fasern zurückzuführen.

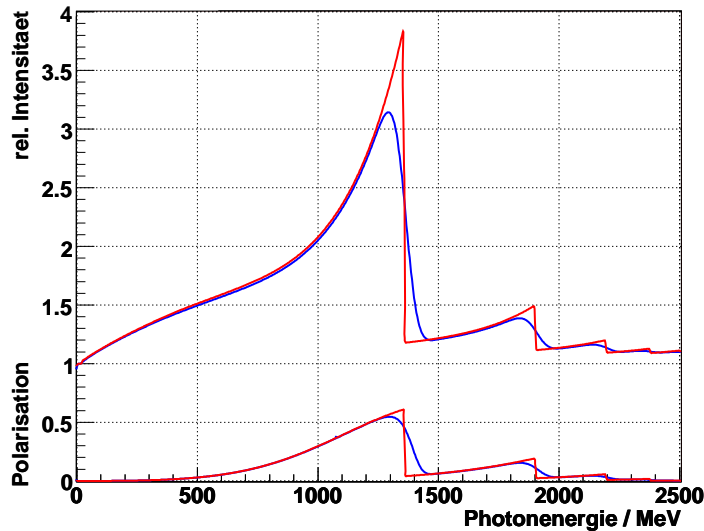


Abbildung 5.18: Berechnetes Spektrum der relativen Bremsstrahlungsintensität (oben) und des Polarisationsgrades (unten). Die blauen Kurven für Standardparameter des Experimentes, d. h. Kristalldicke von $500 \mu\text{m}$ und Elektronstrahldivergenz von $0,08 \text{ mrad}$; die roten Kurven ohne experimentellen Einfluß.

erlaubten Bereiches des gewählten Gittervektors entsteht. Abbildung 5.18 veranschaulicht diesen Effekt durch eine weiter unten beschriebene Rechnung. Ohne Elektronstrahldivergenz und mit einem Kristall verschwindender Dicke erhält man eine scharfe Kante (hellgraue bzw. rote Kurve), während die experimentellen Standardparameter (Elektronstrahldivergenz $\sigma_{Div.} \approx 0,08 \text{ mrad}$, Kristalldicke $d_{Kris.} = 500 \mu\text{m}$) zu einer deutlichen Ausschmierung der Kante, bei gleichzeitiger Absenkung des Intensitäts- und Polarisationsmaximums, führen (dunkelgraue bzw. blaue Kurve).

Darüberhinaus können in dem für das Experiment interessanten Energiebereich keine reinen Einpunktspektren realisiert werden. Somit muß auch der Einfluß höherer Gittervektoren berücksichtigt werden, die zum Intensitätsspektrum im gleichen Energiebereich wie der gewünschte Gittervektor beitragen. Abbildung 5.18 veranschaulicht diese Situation für eine typische Kristalleinstellung im Experiment. Der Intensitäts- bzw. Polarisationsbeitrag des nächsthöheren Gittervektors ($E_{\gamma}(I_{max}) = 1900 \text{ MeV}$) liegt auch noch unter dem Beitrag des gewählten Vektors bei der Photonenergie $E_{\gamma}(I_{max}) = 1350 \text{ MeV}$ und wirkt in diesem Fall destruktiv. Infolgedessen ist eine genaue Unterscheidung des kohärenten und inkohärenten Anteils und somit eine exakte Bestimmung des Polarisationsgrades allein aus dem experimentellen Daten nicht möglich.

Softwareprogramme zur Berechnung der einzelnen Anteile der Bremsstrahlungsintensitäten und somit des Polarisationsgrades unter Einbeziehung apparativer Gegebenheiten wurden im Rahmen der Arbeiten [Ram98, R⁺98] und [Nat02, Nat98, N⁺03] entwickelt. Letzteres, an der Universität Tübingen erstellte, Programm (**AN**alytic **B**remstrahlungs **C**alculation) wird in dieser Arbeit in einer verbesserten Version verwendet. Vorteilhaft sind die Zeitersparnis gegenüber der zeitaufwendigen numerischen Rechnung von [Ram98, R⁺98] und die in [N⁺03] angegebenen verbesserten Näherungen gegenüber [Ram98, R⁺98]. Die ANB-Software ist zur Zeit ein Standardwerkzeug für die Bestimmung des Polarisationsgrades für Experimente am Mainzer Mikrotron und an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

Die Rechnung der ANB-Software beruht im wesentlichen auf dem in Kapitel 4 beschriebenen

Formalismus.

Eigenschaften des Elektronstrahles, die Kristallorientierung, der Radiator und die Kollimation werden geeignet parametrisiert. Um eine analytische Rechnung zu ermöglichen, werden Elektronstrahl-Profil und -Divergenz durch Gaußverteilungen angenähert, charakterisiert durch die 1σ -Breiten.

Die wählbaren Radiatorparameter sind die Kristalldicke zur Berücksichtigung der Vielfachstreuung, das Radiatormaterial zur Berücksichtigung der inkohärenten Winkelverteilung und die Kristalltemperatur, welche wie in Abschnitt 4.2.2 dargelegt in den Debye-Waller-Faktor eingeht.

Desweiteren können die Einflüsse einer möglichen Kollimation des Photonstrahls durch Angabe von Position und Dimensionen eines radialsymmetrischen Kollimators berücksichtigt werden. In der Rechnung werden dafür die Effekte von Strahlgröße, Strahldivergenz und Vielfachstreuung zu einer Gaußverteilung kombiniert. Der kohärente Beitrag wird mit Hilfe einer energie- und winkelabhängigen Funktion, welche durch Integration über die Gaußverteilung und den Kollimatorquerschnitt bestimmt wird, korrigiert. Im Gegensatz dazu wird der Einfluß der Kollimation auf den inkohärenten Beitrag durch die Verwendung einer winkelabhängigen Parametrisierung [Hub59] des Atomformfaktors nach [Sch51] berücksichtigt. Weitere Details zur Kollimation werden ausführlich in [Nat98] diskutiert.

Die Rechnungen für den Vergleich mit experimentellen Spektren wurden ausgehend von der über das Internet²⁴ zugänglichen Version 2.1 durchgeführt. Der Programmquellcode mußte für eine befriedigende Anwendung überarbeitet werden. Im folgenden Abschnitt wird im Rahmen der Diskussion der Ergebnisse der Bestimmung des Polarisationsgrades darauf eingegangen. Die Behandlung der Vielfachstreuung wird weiter unten gesondert diskutiert.

5.5.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Datennahme der für die Bestimmung des Polarisationsgrades notwendigen Energiespektren der Bremsstrahlungsphotonen wurde ausschließlich mit *Tagger-OR*-Triggerbedingung durchgeführt. Die auf den Nachweis hadronischer Ereignisse im Crystal-Barrel- oder TAPS-Detektor basierenden Triggerbedingungen dürfen nicht verwendet werden, da sie z. B. durch physikalische Reaktionsschwellen Strukturen im Tagging-Spektrum erzeugen können, welche die Bestimmung der Linearpolarisation verfälschen oder zumindest erschweren.

Für die Messung des inkohärenten Normierungsspektrums wurde ein Kupferradiator mit $50\ \mu\text{m}$ Dicke ($= 0,0035 X_0$) verwendet. Dies entspricht etwa (Faktor 1,15) der Dicke des Kristallradiator in Strahlungslängen.

Regelmäßige *Tagger-OR*-Messungen sind auch bei der Bestimmung des Photonflusses zur Analyse absoluter Wirkungsquerschnitte unerlässlich und wurden regelmäßig durchgeführt.

Für den Vergleich mit der Vorhersage der ANB-Software wird das Verhältnis der TDC-Spektren der Messungen mit Kristall- und Kupferradiator (soweit vorhanden) tageweise analysiert, um zeitlich abhängige systematische Fehler zu erkennen.

Die Verwendung der TDC-Trefferverteilungen des Tagging-Detektors stellt sicher, daß zeitkorreliert mit dem Elektron tatsächlich ein Photon, das im Flußdetektor gesehen wird, auftritt.

²⁴<http://www.pit.physik.uni-tuebingen.de/grabmayr/>

Dadurch ist es möglich, die Untergründereignisse im Tagging-Detektor, welche aus dem Strahlvernichter stammen können, zu einem großen Teil zu eliminieren. Die Spektren der freilaufenden Zähler des Szintillierende-Fasern-Detektors haben zwar eine wesentlich höhere Statistik, sind aber deutlich untergrundbehaftet. Der speziell im niederenergetischen Bereich auftretende Untergrund beeinflusst die Form und relative Höhe des kohärenten Piks zu stark.

Zur endgültigen Analyse werden jeweils alle mit Kristall- und Kupferradiator gemessenen Spektren für die gesamte Meßdauer einer Pikeinstellung aufsummiert und aus deren Verhältnis die in den Abbildungen 5.19 bis 5.22 gezeigten relativen Intensitätsspektren gebildet.

Die Normierung der relativen Intensitätsspektren für den Vergleich mit der Rechnung erfolgt mit Hilfe der relativen Höhe der beiden prominenten kohärenten Piks. Bei Spektren mit hoher Statistik wäre eine Normierung allein auf den hochenergetischen Bereich, in dem der Beitrag kohärenter Strukturen praktisch vernachlässigbar ist, möglich. Die Statistik des Datenbestandes für diese Arbeit ist dafür jedoch nicht ausreichend.

Die Eingabeparameter der ANB-Software für die Erzeugung der theoretischen Kurven in den Abbildungen 5.19 bis 5.22 sind in Tabelle 5.3 angegeben. Sie gelten für eine weiter unten beschriebene modifizierte Version der Original-Software.

Elektronstrahl		Radiator	
Energie	3176,1 MeV	Kristall-Dicke	0,5 mm
Energiebreite	1,0 MeV	Anzahl Gittervektoren	30
Strahlfleck $\sigma_{horizontal}$	1,5 mm	inkoh. Skalierung	1,35
Strahlfleck $\sigma_{vertikal}$	1,0 mm	Kollimator	
Divergenz $\sigma_{horizontal}^p$	0,3 mrad	Entfernung zum Radiator	3,2705 m
Divergenz $\sigma_{vertikal}^p$	0,08 mrad	Länge auf der Achse	0,19 m
		Innenradius	5,95 mm

Goniometerwinkel	Einstellung des Polarisationsmaximums (in MeV)			
	1305(1350)	1515(1560)	1610(1650)	1814(1850)
$\theta_{horizontal}/mrad$	-3,16	-4,09	-4,58	-5,88
$\theta_{vertikal} / mrad$	-56,78	-64,00	67,00	76,00
ϕ	45°	45°	45°	45°

Tabelle 5.3:

Die oberen Tabellen zeigen die für alle Messungen verwendeten Standardparameter für die Berechnung der theoretischen relativen Intensitätsverteilungen mit der ANB-Software. Die untere Tabelle gibt die effektiven Goniometerwinkel für die direkte Eingabe in die ANB-Software an, d. h. ohne Berücksichtigung von Winkeldifferenzen zwischen Kristall-, Goniometersystem und Elektronstrahlrichtung. Die eingeklammerten Werte des Polarisationsmaximums sind die ohne experimentelle Effekte (Vielfachstreuung, Elektronstrahldivergenz) berechneten Werte.

Die Strahlparameter werden für die Rechnung als konstant angenommen und für alle Meßperioden verwendet. Die Größe des Strahlflecks am Radiator wurde unregelmäßig überprüft, so daß die verwendeten Werte zumindest die grobe Abschätzung eines Mittelwertes darstellen. Änderungen des Strahlfleck-Durchmessers um einen Faktor 2 bis 3 zeigen in diesem Parametersatz keinen signifikanten Einfluß auf die theoretische Vorhersage. Die verwendeten Strahldivergenzen stellen ebenfalls nur eine Abschätzung dar, welche auf einer Simulation der Extrak-

tionsstrahlführung beruht. Bei Wahl der Polarisationssebene in vertikaler Ausrichtung ist der Einfluß der horizontalen Strahldivergenz vernachlässigbar. Die vertikale Strahldivergenz hat erst bei Änderungen von über 20% einen Einfluß auf die Form der theoretischen Kurven. Die Kollimatorparameter wurden vermessen und zeigen keine Einfluß auf die berechneten Spektren.

Die Berücksichtigung von 30 reziproken Gittervektoren für die Rechnung ist in dem betrachteten Energiebereich ausreichend. Im Vergleich dazu zeigen wesentlich zeitaufwendigere Rechnungen mit bis zu 1000 Gittervektoren keine Veränderungen.

Die Abbildungen 5.19 bis 5.22 zeigen den Vergleich der experimentell ermittelten Spektren mit den theoretischen Vorhersagen der ANB-Software für vier verschiedene Positionen des Polarisationsmaximums. Die obere Abbildung zeigt jeweils die relativen Intensitätsspektren aus Experiment und Rechnung in Abhängigkeit von der Photonenergie. Die Energiewerte der Datenpunkte entsprechen den Kanälen des Szintillierende-Fasern-Detektors. Die vertikalen Balken markieren die Energiebereiche, die von den einzelnen Szintillatoren abgedeckt werden.

Für eine bessere Beurteilung der Genauigkeit des Vergleiches ist in der jeweiligen unteren Abbildung das Verhältnis von Experiment und Rechnung dargestellt.

Experimentelle Fehler Die statistischen und systematischen Abweichungen liegen für die Einstellungen bei 1560 MeV, 1650 MeV und 1850 MeV zum größten Teil innerhalb des eingezeichneten Bandes von $\pm 5\%$. Für die Einstellung bei 1350 MeV steht eine geringere Statistik zur Verfügung und die systematischen Abweichungen bei sehr niedrigen Photonenergien betragen bis zu 10%. Die Ursache für diesen nicht weiter reduzierbaren Untergrund sind vermutlich Rückstreueignisse aus dem Strahlvernichter. Während der Datennahme konnte man eine Zunahme der Untergrundeignisse bei zunehmender Intensität des Photonstrahls beobachten. Vor allem für die Einstellung bei 1350 MeV wird die Elektronrate wesentlich durch den kohärenten Beitrag im Bremsstrahlungsspektrum erhöht.

Generell wurde bei der Analyse der experimentellen Daten zur Reduktion von Untergrundeignissen verlangt, daß für einen gültigen Treffer sowohl der Szintillierende-Fasern-Detektor als auch die geometrisch dahinterliegenden Szintillatoren angesprochen haben. Darüber hinaus müssen beide Signale innerhalb des gleichen Zeitintervalls liegen. Die Szintillatoren werden mit Single-Hit-TDCs, deren Zeitbasis (Intervall zwischen Start- und Stoppsignal) ca. 100 ns beträgt, ausgelesen. Im Gegensatz dazu werden die szintillierenden Fasern durch Multi-Hit-TDCs mit einer Zeitbasis von 200 ns ausgelesen. Das maximale Zeitintervall für Ereignisse in beiden Detektoren ist somit durch die Szintillatoren gegeben und wird bei der Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge sukzessive verkleinert.

Die während der gesamten Meßperiode beobachtete ratenabhängige Ineffizienz des Szintillators Nr. 13 führt aufgrund der leicht unterschiedlichen Raten bei der Verwendung von Kristall- oder Kupferradiators zu einem Einbruch in den relativen Intensitätsspektren. Für die Abbildungen 5.19 bis 5.22 wurden das dem Energiebereich des Szintillators Nr. 13 entsprechende experimentelle Verhältnis auf die Einträge der Anschlußstellen der beiden benachbarten Szintillatoren skaliert.

Die Standard-Taggerrekonstruktion ermöglicht es, Signale in mehreren benachbarten Fasern, die durch ein einzelnes Teilchen ausgelöst wurden, zusammenzufassen (Cluster). Dafür dürfen die Zeitsignale der benachbarten Fasern nicht mehr als 2 ns auseinanderliegen.

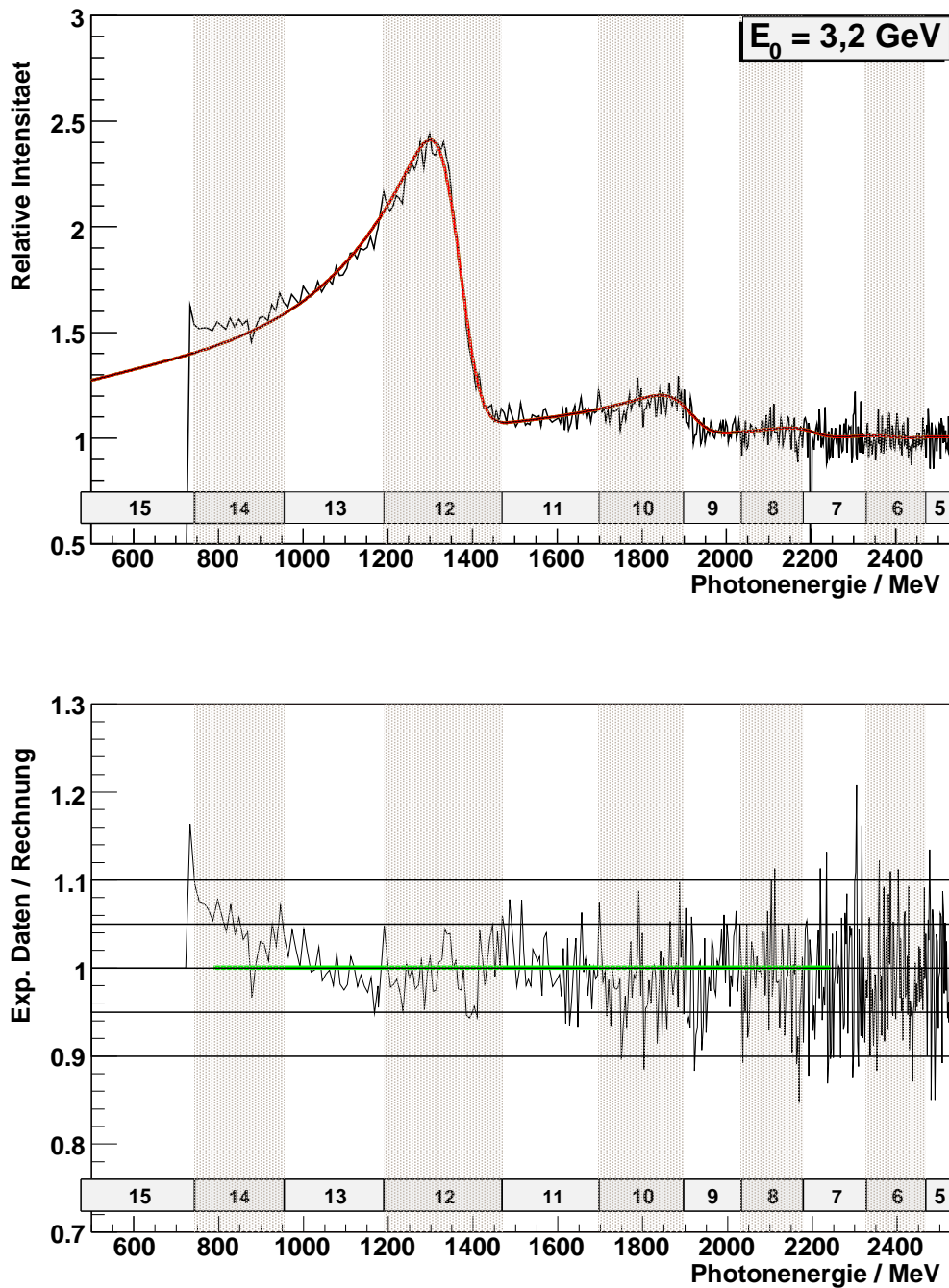


Abbildung 5.19: **Oben:** Vergleich der relativen Bremsstrahlungsintensität von Experiment und theoretischer Vorhersage (rote Kurve) für Einstellung des Polarisationsmaximums bei etwa 1305 MeV. Die vertikalen Balken markieren die Energiebereiche der Szintillatoren Nr. 1 - 14 (kein Szintillator für Nr. 15). **Unten:** Verhältnis von experimenteller und theoretischer Kurve. Die horizontalen Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$ und $\pm 10\%$.

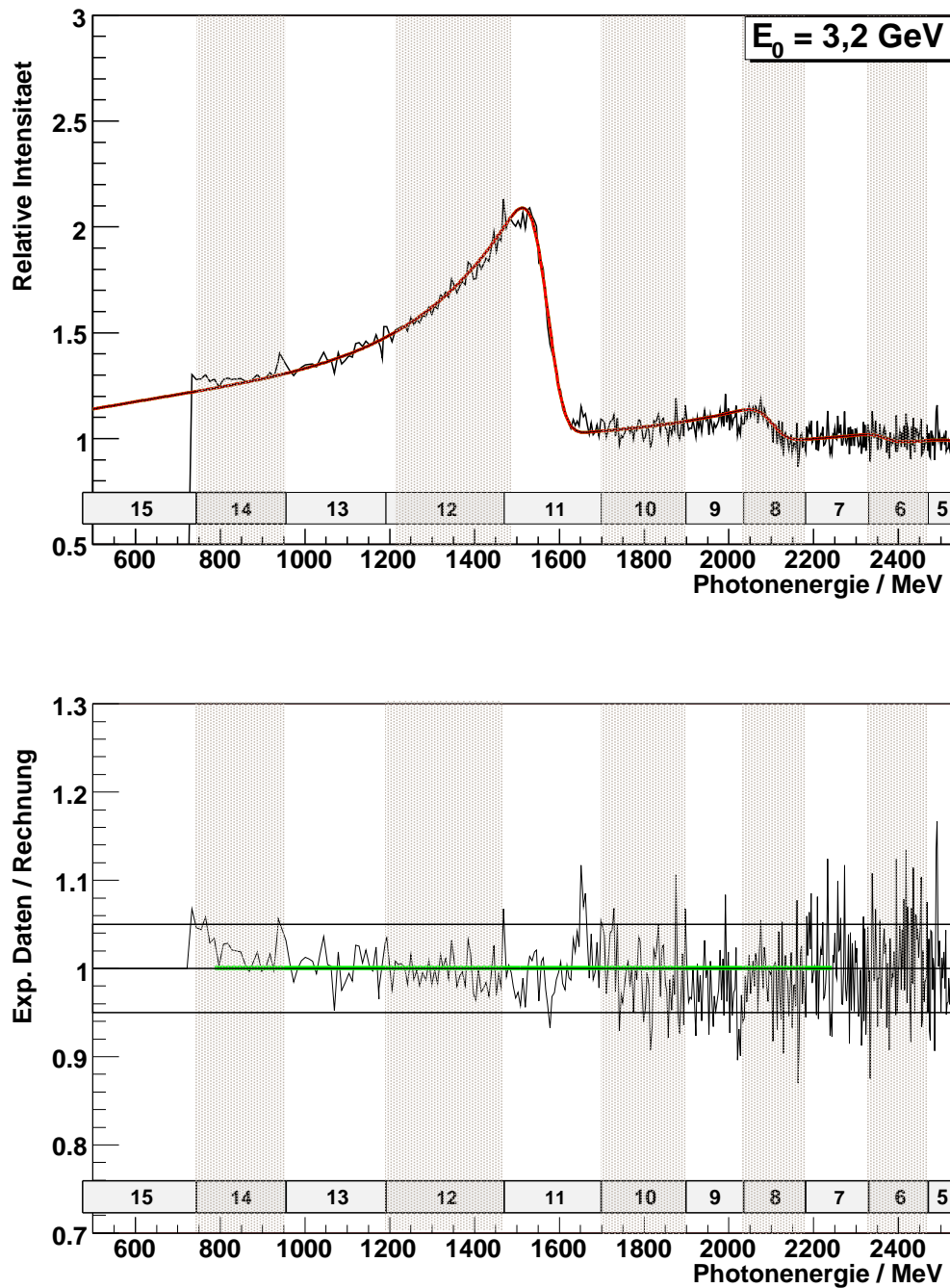


Abbildung 5.20: **Oben:** Vergleich der relativen Bremsstrahlungsintensität von Experiment und theoretischer Vorhersage (rote Kurve) für Einstellung des Polarisationsmaximums bei etwa 1515 MeV. Die vertikalen Balken markieren die Energiebereiche der Szintillatoren Nr. 1 - 14 (kein Szintillator für Nr. 15). **Unten:** Verhältnis von experimenteller und theoretischer Kurve. Die horizontalen Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$ an.

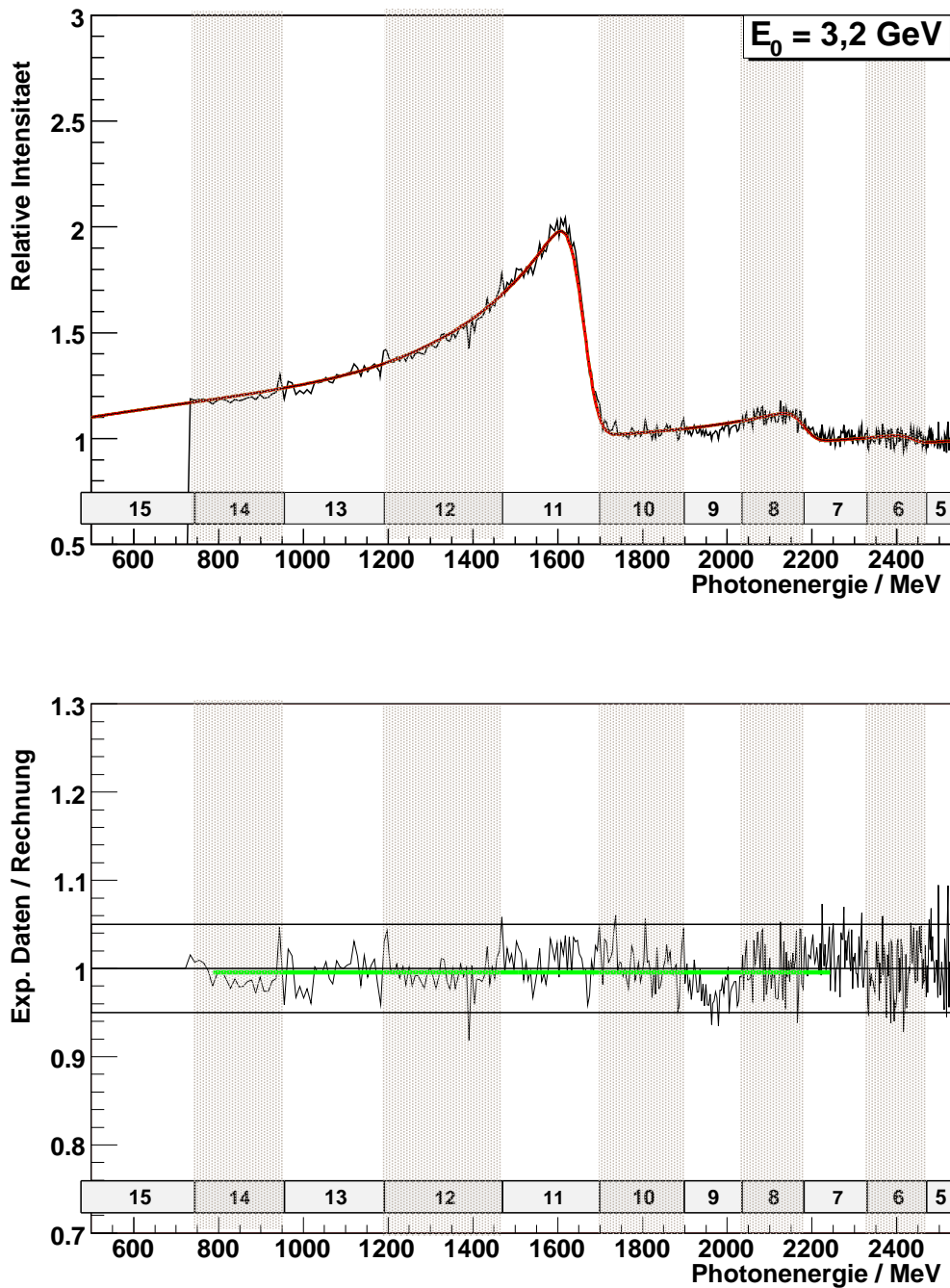


Abbildung 5.21: **Oben:** Vergleich der relativen Bremsstrahlungsintensität von Experiment und theoretischer Vorhersage (rote Kurve) für Einstellung des Polarisationsmaximums bei etwa 1610 MeV. Die vertikalen Balken markieren die Energiebereiche der Szintillatoren Nr. 1 - 14 (kein Szintillator für Nr. 15). **Unten:** Verhältnis von experimenteller und theoretischer Kurve. Die horizontalen Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$ an.

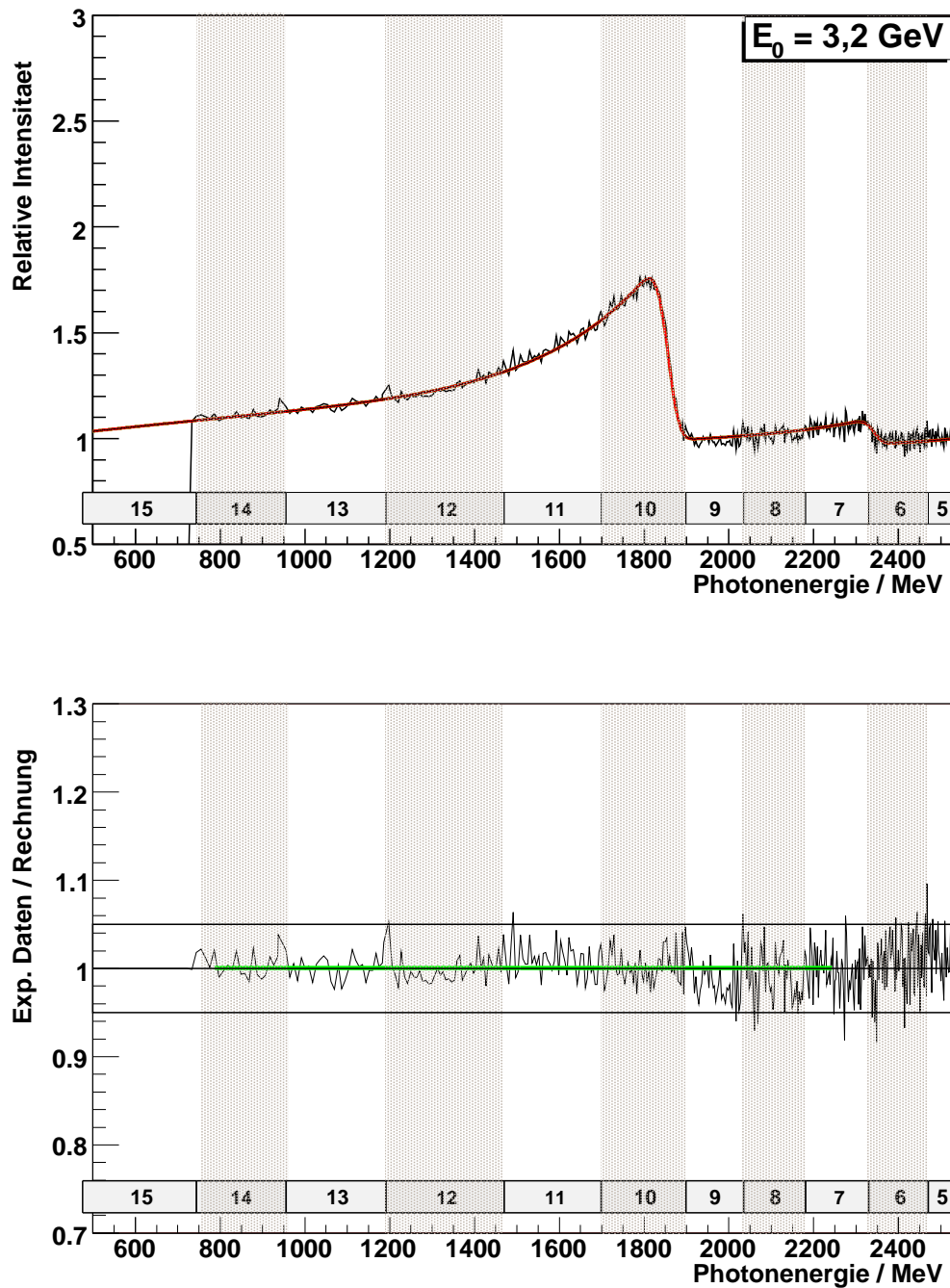


Abbildung 5.22: **Oben:** Vergleich der relativen Bremsstrahlungsintensität von Experiment und theoretischer Vorhersage (rote Kurve) für Einstellung des Polarisationsmaximums bei etwa 1814 MeV. Die vertikalen Balken markieren die Energiebereiche der Szintillatoren Nr. 1 - 14 (kein Szintillator für Nr. 15). **Unten:** Verhältnis von experimenteller und theoretischer Kurve. Die horizontalen Linien markieren den Bereich für Abweichungen von $\pm 5\%$ an.

Bei der Untersuchung von möglichen systematischen Fehlerbeiträgen wurden sowohl die Zeitbedingung für die Cluster-Rekonstruktion als auch die Größe des gemeinsamen Zeitintervalls von Szintillatoren und Fasern, das gültige Ereignisse definiert, variiert. Es ergeben sich maximale Abweichungen von 5% im Verhältnis der Daten zu der Rechnung. D. h. die in den Abbildungen 5.19 bis 5.22 unten dargestellten Verhältnisse variieren höchstens innerhalb des mit horizontalen Linien eingezeichneten Bereiches von $\pm 5\%$.

Um sicherzustellen, daß das im Tagging-System beobachtete Elektron aus einem Bremsstrahlungs-Prozeß stammt, kann für ein gültiges Ereignis zusätzlich die Detektion eines Photons mit dem Fluß-Detektor innerhalb eines gemeinsamen Zeitintervalls mit den Tagging-Detektoren verlangt werden. Diese Einschränkung bewirkt keine signifikanten Änderungen in den Spektren der relativen Bremsstrahlungsintensität. Daher kann davon ausgegangen werden, daß der Kollimator keinen Einfluß auf den Polarisationsgrad hat.

Durch die Summation der tageweise aufgenommenen Spektren für sowohl Kristall- als auch Kupferradiator über die gesamte Meßzeit mit einer Polarisations-einstellung sind die Auswirkungen durch die Schwankungen in der Ablage des Elektronstrahls (innerhalb der Überwachung, Abschnitt 5.4.3) in der Form der Intensitätsspektren und dadurch bei der Bestimmung des Polarisationsgrades automatisch berücksichtigt.

Leistungsfähigkeit der ANB-Software Die in den Abbildungen 5.19 bis 5.22 gezeigten Kurven wurden wie eingangs erwähnt mit einer modifizierten Version der ANB-Software erstellt. Mit der öffentlich zugänglichen Version 2.1 gelang die relativ genaue Reproduktion der experimentellen Spektren zunächst nicht. Die Ursachen hierfür werden im folgenden erläutert: Aufgrund eines Programmierfehlers wird die effektive Strahlgröße am Kollimator bei der Berechnung aus Strahlgröße, Divergenz und Vielfachstreuung deutlich überschätzt. Dies führt zu einem falschen Einfluß des Kollimators, so daß weder die Form noch die Größe der kohärenten Überhöhungen im Intensitätsspektrum richtig beschrieben werden. Der Fehler wurde korrigiert und den Autoren mitgeteilt.

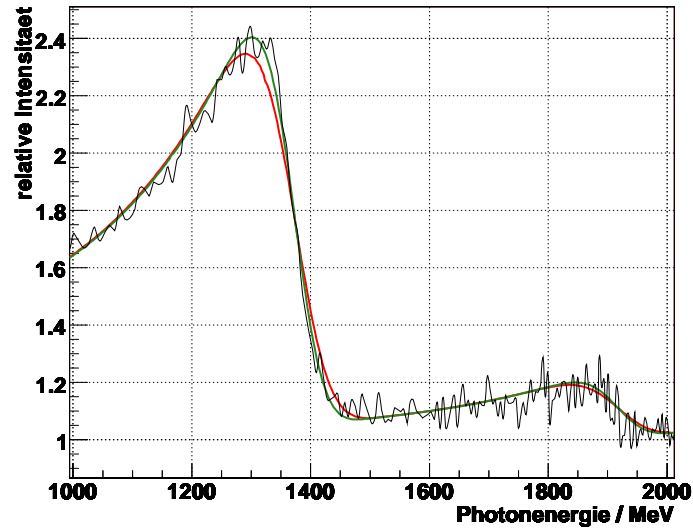
Bei Verwendung des $500 \mu\text{m}$ dicken Kristallradiators hat die Vielfachstreuung bereits einen deutlichen Einfluß auf die Form der kohärenten Überhöhungen. Die elastischen Streuprozesse der Strahlelektronen verursachen beim Durchgang durch den Radiator eine effektive Abweichung der Winkel zwischen Elektronimpulsen und Kristallgitter vom gewünschten Nominalwert. Dies führt zu einer Aufweichung der scharfen Kante (Diskontinuität) im experimentellen Spektrum, weshalb dieser Effekt in der theoretischen Berechnung berücksichtigt werden muß. Die Implementierung in der ANB-Software basiert auf der Molière-Theorie [Mol48], jedoch in einer unzureichenden Näherung. Die Berücksichtigung der Vielfachstreuung konnte, wie im folgenden beschrieben, optimiert werden.

Die Verteilung f der Streuwinkel Θ läßt sich nach [Mol48] als Reihenentwicklung darstellen:

$$f(\Theta)\Theta d\Theta = \theta d\theta \left[f^{(0)}(\theta) + B^{-1}f^{(1)}(\theta) + B^{-2}f^{(2)}(\theta) + \dots \right] \quad ; \quad \theta = \Theta/(\chi_c B^{1/2}). \quad (5.13)$$

Die Standardparameter χ_c und B der Molière-Theorie sowie die Funktionen $f^{(i)}$ sind in [Mol48, Bet53] angegeben. Die Funktion nullter Ordnung entspricht einer Gaußfunktion $f^{(0)} = 2e^{-\theta^2}$ und ist für kleine Streuwinkel der dominante Term. Nach [Bet53] ist für kleine Winkel ($\theta < 2$) die Korrektur durch die nächsthöhere Ordnung in der Größenordnung von 10%. Eine Näherung

Abbildung 5.23:
Vergleich der Form des kohärenten Piks mit Implementierungen der Vielfachstreuung nach Gleichung 5.14 (rot) und Gleichung 5.15 (grün) in der ANB-Software. Das berechnete Polarisationsmaximum verschiebt sich von 1289 MeV (rot) nach 1302 MeV (grün).



für die Standardabweichung der Winkelverteilung ist nach [H⁺51] eine modifizierte Standardabweichung der Gaußfunktion $f^{(0)}$:

$$\sigma_{\Theta} = \chi_c(B - 1, 2)^{1/2}. \quad (5.14)$$

Für größere Winkel und um eine höhere Genauigkeit²⁵ zu erreichen, ist es jedoch notwendig, zumindest die beiden nächsten Ordnungen zu berücksichtigen. In den Arbeiten [Hig75] und [LD91] wird eine genauere Näherung der Streuwinkelverteilung angegeben, welche ebenfalls auf einer Gaußfunktion beruht. Die auch in [E⁺04] übernommene Standardabweichung der Verteilung ist:

$$\sigma_{\Theta} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right]. \quad (5.15)$$

Hier sind p und β der Impuls und die Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens und x/X_0 die Dicke des Streukörpers in Einheiten der Strahlungslänge²⁶ X_0 . Nach [LD91] beruht die Bestimmung der Standardabweichung auf einem Gaußfit an die berechnete Streuwinkelverteilung der Molière-Theorie nach Gleichung 5.13 unter Berücksichtigung der Terme der ersten drei Ordnungen.

In der ANB-Software beruht die Berechnung der Abweichung des Streuwinkels für die effektive Strahlaufweitung auf einer einfachen Näherung (Gleichung 5.14). Bei der Analyse der mit einem $500 \mu\text{m}$ dicken Kristall aufgenommenen experimentellen Daten zeigt sich, daß dafür diese einfache Näherung nicht ausreichend ist. Abbildung 5.23 zeigt einen Vergleich der Daten mit der originalen Rechnung und einer erweiterten Version unter Berücksichtigung der Gleichung 5.15. Die gleiche Abweichung von der Original-Software ergibt sich für die Berechnung aller PolarisationsEinstellungen. Eine andere Erklärung, z. B. durch Instabilitäten der Strahl-lage oder Strahldivergenz, kann ausgeschlossen werden, da die experimentellen Spektren auch

²⁵Nach [Bet53] ist für eine Genauigkeit von 1% und bei einem $B \sim 10$ die Funktion $f^{(2)}$ zu berücksichtigen.

²⁶Die Strahlungslänge hat nicht direkt mit der Vielfachstreuung zu tun, berücksichtigt jedoch auch eine Abhängigkeit von Z^2/A , wobei Z und A Ladungszahl respektive Atomgewicht sind.

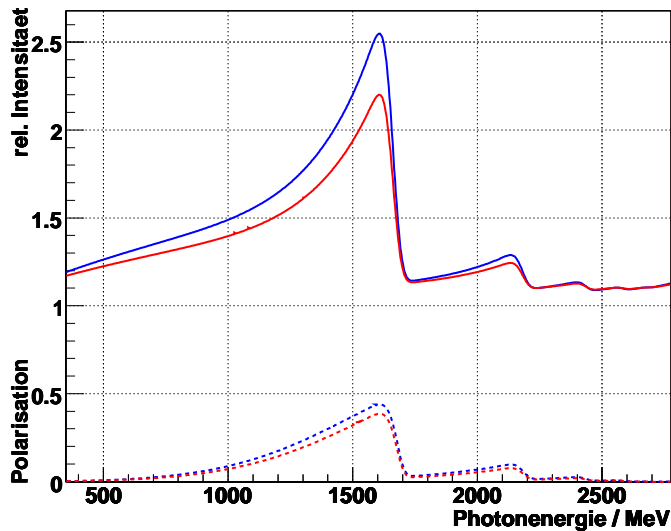


Abbildung 5.24: Berechnete relative Bremsstrahlungsinintensität und Polarisationsgrad ohne zusätzliche Skalierung des inkohärenten Beitrages (blaue Kurven) und mit einem Skalierungsfaktor von 1,35 (rote Kurven, vgl. Abbildung 5.21). Die Kurven sind im Bereich von 2500 MeV aufeinander normiert. Die resultierende Differenz des Polarisationsgrades beträgt im Maximum 5,4 % absolut.

für Rechnungen mit verschwindender Divergenz nicht beschrieben werden können. D. h. ohne die Berücksichtigung von Strahldivergenzen ist die Ausschmierung der berechneten kohärenten Kante aufgrund der Vielfachstreuung größer als die der experimentellen Daten. Die Form der Diskontinuität, d. h. die Steigung, ist bei Verwendung der vertikalen Polarisationssebene, und somit der Orientierung mit der kleineren Strahldivergenz, durch die Kristalldicke dominiert.

Auch mit den angegebenen Verbesserungen gelingt die Beschreibung der relativen Intensitätsspektren erst nach Einführung eines globalen Skalierungsfaktors von 1,35 an den inkohärenten Beitrag. Ohne Skalierungsfaktor und mit Normierung der Daten im hochenergetischen Bereich unterschätzt die theoretische Vorhersage deutlich den inkohärenten Beitrag, wodurch die relativen Intensitätsverteilungen überschätzt werden. Abbildung 5.24 veranschaulicht den Unterschied für die Einstellung des Polarisationsmaximum bei 1600 MeV. Die optimale Beschreibung der experimentellen Spektren aller vier Polarisationsstellungen gelingt mit ein und demselben Skalierungsfaktor.

Andere Experimente mit linear polarisierten Photonen benötigen ebenfalls Skalierungsfaktoren, um die Intensitätsverteilungen befriedigend mit der ANB-Software zu beschreiben. In [Yan03] wird für die Beschreibung von unkollimierten Intensitätsverteilungen, welche mit dem Detektoraufbau der A2-Kollaboration am Mainzer Mikrotron aufgenommen wurden, eine Unsicherheit für den inkohärenten Beitrag von 5-10% angegeben. Auch Messungen am CLAS-Detektoraufbau (**C**EBAF **L**arge **A**cceptance **S**pectrometer²⁷) benötigen für die Beschreibung der unkollimierten Spektren nach [Mel05, Gor04] Skalierungsfaktoren von $\approx 1,5$.

Alternativ zur Skalierung des inkohärenten Beitrages gelingt eine gute Beschreibung der experimentellen Spektren, wenn anstelle der winkelabhängigen Parametrisierung des Atomformfaktors nach [Hub59] der Atomformfaktor $F(q)$ nach Gleichung 4.20 verwendet wird. Die in der Rechnung verwendete Parametrisierung²⁸ nach [MFO92] für $[1-F(q)]$ wird mit einem Faktor von

²⁷Siehe im Internet: <http://www.jlab.org/Hall-B/>

²⁸Die im originalen Programmquellcode verwendete Parametrisierung nach [CW65] wurde durch die in [N⁺03] empfohlene Parametrisierung nach [MFO92] ersetzt. Der geringe Unterschied ist in Abbildung 4.4 illustriert.

$\approx 1,1$ skaliert. Dieser Skalierungsfaktor ist in der gleichen Größenordnung wie der Unterschied zwischen den Parametrisierungen von [CW65, MFO92] und [Sch51]. Offenbar ist die Ursache für die inkorrekte Beschreibung des inkohärenten Beitrages eine ungenügende Beschreibung des Atomformfaktors.

Fehler des Polarisationsgrades Die Abschätzung des Gesamtfehlers für die Polarisationsbestimmung beruht auf der maximalen Abweichung von 5% zwischen experimentellen und berechneten relativen Intensitätsverteilungen (siehe oben).

Der resultierende Fehler für den Polarisationsgrad wird mit Hilfe des im letzten Abschnitt eingeführten Skalierungsfaktors für den inkohärenten Beitrag bestimmt. Die Idee ist, die maximal möglichen Abweichungen der experimentellen Spektren durch die Skalierung in der Rechnung zu beschreiben. Dafür wird der Skalierungsfaktor so gewählt, daß die maximale relative Intensität (Pik-Höhe) jeweils um +5% bzw. von -5% im Vergleich zur für die Beschreibung der experimentellen Daten verwendeten Standardrechnung (modifizierte ANB-Rechnung) variiert. Die Differenz der Polarisationskurven zwischen der Standardrechnung und der um $\pm 5\%$ skalierten Rechnung ergeben den maximalen Fehler für den Polarisationsgrad. Sowohl die absoluten Werte für den maximalen Polarisationsgrad als auch die über einen Energiebereich um das Polarisationsmaximum integrierten relativen Abweichungen sind in Tabelle 5.4 angegeben.

Position des Polarisationsmax. /MeV	1305(1350)	1515(1560)	1610(1650)	1814(1850)
maximaler Polarisationsgrad (PG)	0,49	0,42	0,39	0,31
max. PG mit Skalierung +5%	0,51	0,44	0,40	0,33
max. PG mit Skalierung -5%	0,48	0,40	0,37	0,30
Bereich um Polarisationsmax. /MeV	1300-1400	1500-1600	1550-1650	1800-1900
relativer max. PG (+5%)	-3,5%	-4,3%	-4,3%	-5,6%
relativer max. PG (-5%)	+4,0%	+4,8%	+4,9%	+6,3%

Tabelle 5.4: Absolute und relative Fehler des maximalen Polarisationsgrades bei Variation des Intensitätsmaximums um $\pm 5\%$ für vier Polarisierungseinstellungen.

Die ANB-Software kann in dieser Entwicklungsstufe als Parametrisierung der Form der Intensitätsspektren verwendet werden, welche nach Anpassung an die experimentellen Spektren im Rahmen der in Kapitel 4 besprochenen Theorie den Anteil der kohärenten Beiträge bestimmen kann. Auf absolute Vorhersagen ohne einen Vergleich mit Meßdaten sollte verzichtet werden. Für die schnelle Visualisierung der theoretischen Vorhersagen der modifizierten ANB-Software wurde ein benutzerfreundliches graphisches Interface erstellt (Abbildung 5.25). Damit können schnell sowohl systematische Effekte als auch Vergleiche mit experimentellen Spektren untersucht werden. Für die graphische Anbindung an die Standardumgebung für die Datenanalyse (ROOT²⁹) werden die Qt-Klassenbibliotheken der Firma Trolltech³⁰ verwendet, basierend auf dem QTRoot Projekt der Analysegruppe an der GSI³¹ in Darmstadt.

²⁹Siehe im Internet: <http://root.cern.ch>

³⁰Siehe im Internet: <http://www.trolltech.com>

³¹Gesellschaft für SchwerIonenforschung mbH

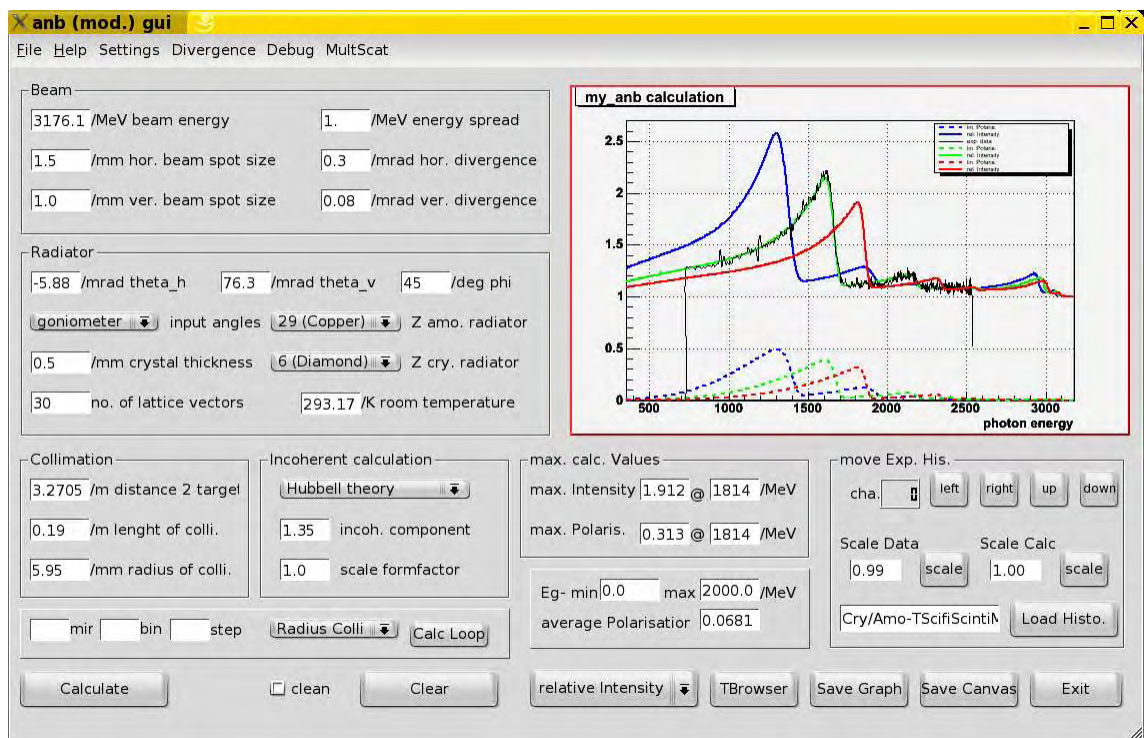


Abbildung 5.25: Graphisches Frontend der modifizierten ANB-Software.

Kapitel 6

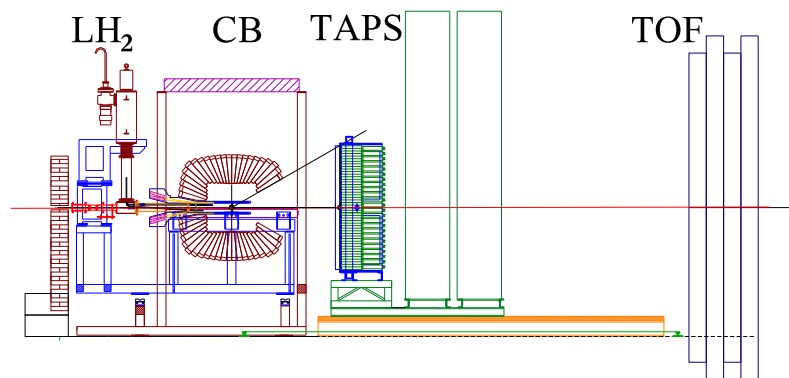
Das Crystal-Barrel/TAPS Experiment

In diesem Kapitel wird der für die Durchführung der Experimente der Meßperiode 2002/2003 benötigte apparative Aufbau am Physikalischen Institut der Universität Bonn kurz vorgestellt. Auf die **EL**ektronen **St**retcher **A**nlage und die Photoenmarkierungsanlage wurde in Kapitel 5 eingegangen. Im folgenden werden das Produktionstarget, die für den Teilchennachweis der Reaktionsprodukte verwendeten Detektorsysteme und die Triggerbedingungen für die Datennahme besprochen.

6.1 Der Detektoraufbau

Das zentrale Element des Experimentaufbaus für den Nachweis der Reaktionsprodukte ist der Crystal-Barrel-Detektor, der das Reaktionstarget hermetisch umschließt. In einem Konus von 30° wird die Vorwärtsrichtung¹ mit einem triggerfähigen Vorwärtsdetektor abgedeckt. Für die hier vorgestellte Messung wurde dafür der TAPS-Detektor verwendet. In zukünftigen Experimenten wird der Crystal-Barrel-Detektor (im Rahmen des Sonderforschungsbereich/Transregio 16 der Deutschen Forschungsgemeinschaft) um diverse Vorwärts-Detektoren erweitert. Das Detektor-Ensemble ist ideal geeignet, um insbesondere neutrale Vielteilchen-Endzustände, innerhalb der vollen Raumwinkelakzeptanz nachzuweisen. Geladenen Teilchen können mit Hilfe von Veto-Detektoren identifiziert werden. Abbildung 6.1 zeigt schematisch das Detektor-System innerhalb des Gesamtaufbaus (Abbildung 5.2).

Abbildung 6.1: Schematische Seitenansicht des CB/TAPS-Detektoraufbaus. Der Photonstrahl trifft von links kommend auf das Target. Die eingezeichnete Flugzeitwand (TOF) wurde bei der Datennahme nicht eingesetzt.



¹Mit Vorwärtsrichtung wird der Raumwinkelbereich hinter dem Produktionstarget entlang der Richtung des einlaufenden Elektronen- bzw. Photonenstrahls bezeichnet.

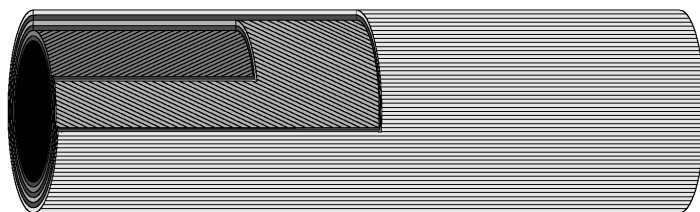


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau des Innendetektors für die Identifikation geladener Teilchen.

6.1.1 LH₂-Target

Der Mittelpunkt der Targetzelle befindet sich im Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors, 6,94 m vom Bremsstrahlungsradiator entfernt². Der Zellaufbau besteht aus einem 5,3 cm langen Zylinder aus strahlungsresistenter Kaptonfolie mit einem Durchmesser von 3 cm. Die Folie ist an der Front- und Rückseite lediglich 80 μm und an den Seiten 125 μm dick. Geringe Dichte und vergleichsweise große Strahlungslänge ($X_0 = 28,6$ cm) gewährleisten, daß möglichst wenige Untergrundreaktionen in der Wand stattfinden.

Der mit flüssigem Wasserstoff betriebene Kühlkreislauf ist vom Kreislauf des Targetmaterials getrennt und über einen Wärmetauscher außerhalb des aktiven Detektorbereiches angekoppelt. Alternativ zum Wasserstoff wurde die Zelle auch mit Deuterium als Targetmaterial betrieben. Für die Datennahme dieser Arbeit wurde ein Flüssig-Wasserstofftarget verwendet, weitere Details über den Aufbau finden sich in [Kop02].

Weiterhin können Festkörpertargets in einer Haltestruktur in die Targetposition gebracht werden, wofür die Targetzelle 5 cm in Strahlrichtung verschoben und evakuiert wird.

6.1.2 Innendetektor

Der Innendetektor für den Nachweis geladener Teilchen besteht aus drei Lagen mit insgesamt 513 runden szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von 2 mm. Die Fasern sind auf einer zylinderförmigen Kohlefaser-Trägerstruktur aufgebracht. Der Detektor hat eine Gesamtlänge von 40 cm und wird zusätzlich durch einen Aluminiumzylinder mit einer Wandstärke von 1,8 mm stabilisiert. Die Fasern der äußeren Lage sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet und bilden einen Zylinder mit einem Radius von 6,45 cm. Bei den inneren Lagen mit Radien von 6,13 cm und 5,81 cm sind die Fasern mit Winkeln von $+25,7^\circ$ und $-24,5^\circ$ relativ zur Achse auf die Zylinder gewickelt, siehe Abbildung 6.2. In dieser Anordnung umrunden die abgewinkelten Fasern den Zylinder nur um eine halbe Drehung und kreuzen sich zwei Fasern nur einmal. Dieses ermöglicht eine eindeutige Rekonstruktion von Durchstoßpunkten geladener Teilchen wenn mindestens zwei Lagen angesprochen haben. Die Fasern sind mit Lichtleitern, welche aus dem Crystal-Barrel-Detektor herausgeführt werden, an 16fach-Photomultiplier gekoppelt. Die Signale werden auf einen Diskriminator und individuelle TDCs gegeben.

Die Wahrscheinlichkeit, daß beim Durchgang eines Protons mindestens zwei von drei Lagen angesprochen haben, wird mit 98,4% und für alle drei Lagen mit 77,6% angegeben [F00]. Die verwendeten Haltestrukturen beschränken die noch meßbaren Protonimpulse nach unten. Um durch die ersten beiden Innendetektorlagen zu kommen, benötigen Protonen eine kinetische Energie von $E_{\text{Kin.}} = 35$ MeV und für das Erreichen der Crystal-Barrel-Kristalle

²Für die Meßperiode bis zum 23.5.2003 ist die Targetzelle entgegen der Richtung des Photonenstrahls um 0,65 cm verschoben (Runnummer 45525). Dieser Versatz ist in der Datenanalyse berücksichtigt.

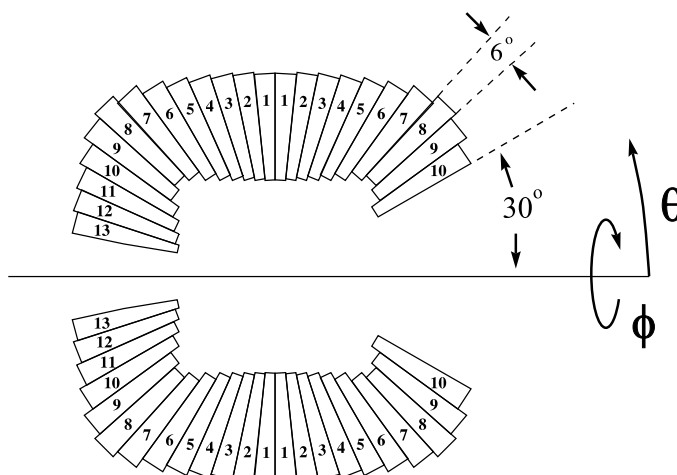


Abbildung 6.3: Schematische Ansicht des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit Definition der Laborwinkel. Der Photonenstrahl läuft von links auf der Achse in das Kalorimeter ein.

mindestens eine von $E_{\text{Kin.}} = 90 \text{ MeV}$ [Jun05]. Für den sicheren Protonnachweis kann im Idealfall ein Minimalimpuls von $420 \text{ MeV}/c$ angenommen werden. Variationen in der Stärke der Haltestruktur (teils undokumentiert) führen jedoch zu winkelabhängigen Schwankungen der Proton-Nachweiswahrscheinlichkeit. Daher ist es in der Datenanalyse ratsam den Minimalimpuls zusätzlich einzuschränken. Weitergehende Beschreibungen über Entwurf, Aufbau und Funktionsweise finden sich in [S⁺05b, F00].

6.1.3 Crystal-Barrel-Detektor

Der für die Meßperiode verwendete Aufbau des Crystal-Barrel-Detektors besteht aus 1290 CsI(Tl)-Kristallen. Diese sind in 23 Ringen um die Strahlachse mit Ausrichtung auf das Produktionstarget angeordnet, siehe Abbildung 6.3. Diese Anordnung deckt den gesamten Azimutwinkelbereich (ϕ) für den Polarwinkelbereich (θ) von 30° bis 168° ab. Die drei letzten Ringe in Rückwärtsrichtung (Nr. 11-13) sind mit jeweils 30 Kristallen bestückt, welche einen Winkelbereich von $\Delta\phi = 12^\circ$ und $\Delta\theta = 6^\circ$ abdecken. Die inneren Ringe sind mit jeweils 60 Kristallen mit Winkelbereichen von $\Delta\phi = 6^\circ$ und $\Delta\theta = 6^\circ$ bestückt. Die Kristalllänge von 30 cm entspricht 16 Strahlungslängen und ermöglicht es, daß annähernd die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers, welchen ein auftreffendes Photon auslöst, deponiert wird. Der Schauer verteilt sich auf mehrere Kristalle, wobei die transversale Ausdehnung der Schauerenergie durch den Molière-Radius R_M gegeben ist ($2R_M \sim 95\%$ Energie). Die Verteilung auf mehrere Kristalle ermöglicht es, durch Zusammenfassung zu einem Cluster und die Rekonstruktion des Auftreffpunktes eine bessere Ortsauflösung als die eigentliche Kristallgröße zu erlangen. In [A⁺92] wird eine daraus resultierende typische Winkelauflösung von 25 mrad angegeben. Typische Eigenschaften der Kristalle sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Das emittierte Szintillationslicht der Kristalle wird mit Wellenlängenschiebern in den Infrarotbereich verschoben und durch Photodioden detektiert. Eine Auslese mit Photomultipliern ist aufgrund des vorhergehenden Einsatzes³ des Detektors innerhalb eines starken Magnetfel-

³Vor 1997 wurde der Crystal-Barrel-Detektor am Low Energy Antiproton Ring am Centre Européen pour la Recherche Nucléaire eingesetzt.

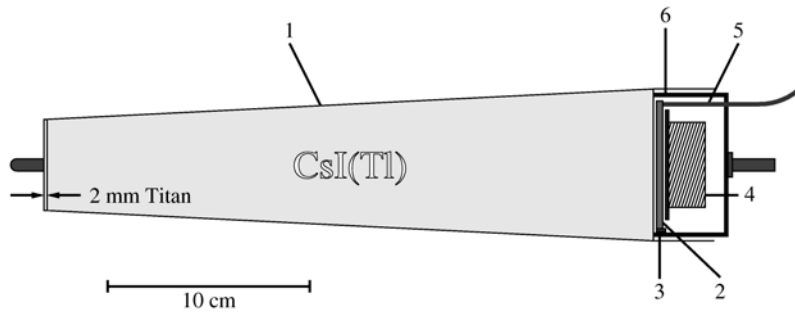


Abbildung 6.4: Der Aufbau eines Kristallmoduls:

- 1) Titananfassung
- 2) Wellenlängenschieber
- 3) Photodiode
- 4) Vorverstärker
- 5) optische Faser
- 6) Gehäusedeckel

des nicht implementiert. Aufgrund der geringen Effizienz der Photodioden müssen die Signale aufintegriert und verstärkt werden, bevor sie über 50 m lange Kabel zur Ausleseelektronik geführt werden. Dort werden die Signale in Shaper-Modulen auf eine Länge von $6 \mu\text{s}$ mit einer Anstiegszeit von $2 \mu\text{s}$ umgewandelt. Mit dieser Auslesemethode ist keine verwertbare Zeitinformation sowohl für den Experiment-Trigger als auch für die Datenanalyse zugänglich. Der Detektor stellt ausschließlich eine Energieinformation zur Verfügung, mit einer Auflösung nach [A⁺92] von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2,8\%}{\sqrt[4]{E[\text{GeV}]}}. \quad (6.1)$$

Die Überwachung der Kalorimerelektronik erfolgt durch regelmäßige Referenzmessungen mit Licht bekannter Intensität, welches ausgehend von einem Lichtpulsersystem über optische Fasern in die Wellenlängenschieber eingespeist wird [Bar00].

Der nicht durch den Crystal-Barrel-Detektor erfaßte Winkelbereich in Vorwärtsrichtung wird durch den im folgenden beschriebenen TAPS-Detektor abgedeckt. Beide Detektoren zusammen ergeben eine ca. 98%ige Abdeckung des gesamten Raumwinkels um das Produktionstarget.

Material	BaF ₂ (TAPS)	CsI(Tl) (CB)
Dichte	4,89 g/cm ³	4,53 g/cm ³
Strahlungslänge	2,05 cm	1,86 cm
Molière Radius	4,3 cm	3,8 cm
max. Emission	195 nm, 220 nm	550 nm
Abklingzeit	0,6 ns	0,9 μs und 7 μs
max. Emission	320 nm	
Abklingzeit	620 ns	

Tabelle 6.1: Eigenschaften der CsI(Tl)- und BaF₂-Kristalle des Crystal-Barrel- und TAPS-Detektors nach [N⁺87, A⁺92]. Das Szintillationslicht der BaF₂-Kristalle besitzen zwei Komponenten mit unterschiedlichen Wellenlängen und Abkling-Zeitkonstanten.

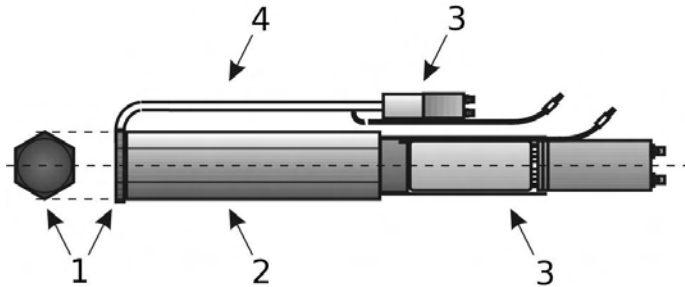
6.1.4 TAPS-Detektor

Der TAPS-Detektor besteht in dem CB/TAPS-Aufbau aus 528 Modulen (Abbildung 6.6). Jedes Modul (Abbildung 6.5) besteht aus einem hexagonalen BaF₂-Kristall (Höhe 59 mm, Länge 225 mm), der an einer Seite zylindrisch endet (Durchmesser 54 mm, Länge 25 mm) und dort mit einem Photomultiplier verbunden ist. Die Gesamtlänge der Kristalleinheit entspricht 12 Strahlungslängen. Protonen mit einer kinetischen Energie von bis zu 380 MeV werden in den Kristallen gestoppt. Protonen mit höherer Energie gehen durch den Detektor hindurch und

deponieren somit nicht ihre Gesamtenergie. Die Kristalleigenschaften sind in Tabelle 6.1 aufgelistet, eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet sich in [N⁺91].

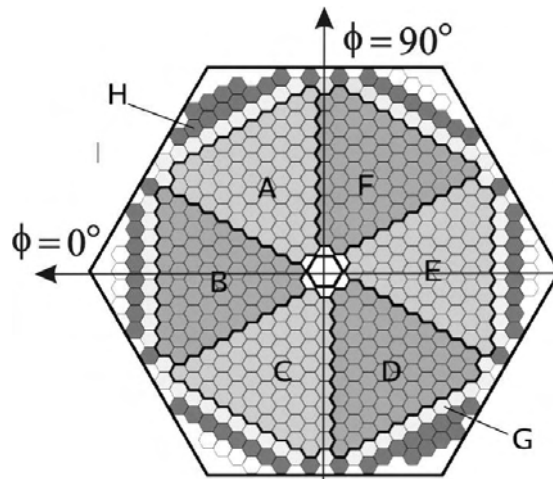
Abbildung 6.5: Schematischer Aufbau eines Kristallmoduls des TAPS-Detektors:

- 1) Plastikszintillator (Ne102A)
- 2) BaF₂-Kristall, 3) Photomultiplier
- 4) Lichtleiter



Den Aufbau der sogenannten Supercluster Anordnung zeigt Abbildung 6.6. Der Abstand zum Mittelpunkt des Produktionstargets beträgt entlang der Strahlachse 1,18 m. In dieser Anordnung wird ein Vorwärtswinkelbereich zwischen 30° und 5,8° abgedeckt.

Abbildung 6.6: Schema des TAPS-Detektoraufbaus aus 528 Modulen aus Sicht des Produktionstargets. Der Detektormittelpunkt liegt auf der Strahlachse, der Winkel ϕ ist der Azimutwinkel des gesamten Detektorsystems. Die Buchstaben bezeichnen die Segmentation für die *LED-high* Triggerbedingung.



Die Energieauflösung des Detektors beträgt für Energien zwischen 45 und 790 MeV des einlaufenden Photonstrahls

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{0,59\%}{\sqrt{E_\gamma[\text{GeV}]}} + 1,9\%, \quad (6.2)$$

und die Ortsauflösung der auftreffenden Photonen 20 mm (FWHM) [G⁺94].

Geladene Teilchen können durch zusätzliche Vetodetektoren identifiziert werden. Diese bestehen aus jeweils einem 5 mm dicken Plastikszintillator vor jedem Modul und haben die gleiche Form und den gleichen Durchmesser wie der dahinterliegende Kristall. Um die nicht aktive Materialstärke im Detektionsbereich gering zu halten, wird das Licht der Veto-Detektoren über Fasern hinter den Detektor auf Vielfachanoden-Photomultiplier geleitet. Details zum Vetosystem finden sich in [Jan98], die Bestimmung der Vetoeffizienzen ist in [Jae06] dokumentiert. Alternativ ist es möglich, die Pulsform der Signale des Detektors für die Teilchenidentifikation zu verwenden. Die Signale der BaF₂-Kristalle bestehen aus der Summe der beiden in Tabelle

6.1 angegebenen Komponenten mit einer schnellen und einer langsamen Abklingzeit. Aufgrund der unterschiedlichen Ionisationsdichte für Protonen und Photonen enthalten die zugehörigen Signale beide Komponenten zu unterschiedlichen Anteilen. Dies ist an deutlich unterschiedlichen Pulsformen erkennbar. Für Protonen dominiert im Vergleich zu den Photonen der Anteil mit der längeren Abklingzeit. Durch Integration der Signale innerhalb eines langen ($2 \mu\text{s}$) und eines kurzen (40 ns) Zeitintervalls ist man sensitiv auf die unterschiedlichen Pulsformen. Die Verhältnisse der integrierten Signale können für die Teilchenidentifikation verwendet werden. Das Verfahren wird ausführlich in [Trn06] vorgestellt.

6.2 Triggerbedingungen

Eine effiziente Datenaufzeichnung wird durch eine Vorauswahl von Ereignissen, die für das Untersuchungsziel interessant sind, realisiert. Die Auslösebedingung (Triggerbedingung) für die Datenverarbeitung ist hierbei abhängig von Anzahl und Energiedeposition der registrierten Teilchen. Ein Ziel ist es, die Aufzeichnung nicht hadronischer Prozesse (z. B. Paarerzeugung) zu unterbinden. Die im Experiment verwendete Triggerlogik ist in zwei Stufen aufgebaut:

In der ersten Stufe (*first-level trigger*) wird entschieden, ob die analogen Detektorsignale weiterverarbeitet werden. Die Signale werden, durch künstlich verlängerte Kabelwege verzögert, zu einer zentralen Elektronik gesendet. Innerhalb der Zeitspanne der Signallaufzeiten (z. B. für den TAPS-Detektor $\sim 300 \text{ ns}$) muß die Triggerentscheidung getroffen werden. Deshalb wird aufgrund der vergleichsweisen langsamen Signale des Crystal-Barrel-Detektors für die erste Triggerstufe nur der TAPS-Detektor verwendet. Ist die Triggerbedingung erfüllt, werden die Detektorsignale digitalisiert. In der zweiten Stufe (*second-level trigger*) wird während der Digitalisierung entschieden, ob die Daten weiterverarbeitet und gespeichert werden können. Da die Zeitspanne von $\sim 1 \text{ ms}$ größer ist, können die Signale des Crystal-Barrel-Detektors hier berücksichtigt werden.

Erste Triggerbedingung (*first-level trigger*) Die erste Triggerbedingung wird nur durch im TAPS-Detektor nachgewiesene Ereignisse definiert. Dafür muß mindestens ein Teilchen in die durch den Detektor abgedeckte Vorwärtshemi-sphäre emittiert werden. Dieses stellt aufgrund der hohen Energien des einlaufenden Elektronen- bzw. Photonenstrahls und des damit verbundenen starken Lorentz-Boosts der Teilchen in Vorwärtsrichtung nur eine vergleichsweise schwache Einschränkung dar.

Die mögliche Triggerbedingung basiert auf der Information von zwei Leading-Edge-Diskriminatoren (LED), die jedem TAPS-Modul hinter einem aktiven Splitter nachgeschaltet sind. Die Schwellen der Diskriminatoren sind unabhängig und werden unterschiedlich hoch gewählt (*LED-low* und *LED-high*). Die erste Triggerstufe des CB/TAPS-Experimentes ist aus drei verschiedenen Kombinationen für Teilchen mit einer Energiedeposition über der niedrigen und hohen Schwelle aufgebaut.

Für die Auswertung der Signale, die über der niedrigen Diskriminatorschwelle liegen, wird die Detektorauslese in 8 Segmente zu je 64 Modulen zusammengefaßt, siehe Abbildung 6.7. Alle Signale in einem Segment werden in einer ODER-Einheit zusammengefaßt, so daß ein Signal pro Segment erzeugt wird. Bei der Datennahme wurde eine Triggerbedingung (*LED-low mult. 2*) verwendet, welche Ereignisse erfordert, bei denen mindestens zwei Segmente ein Signal geliefert

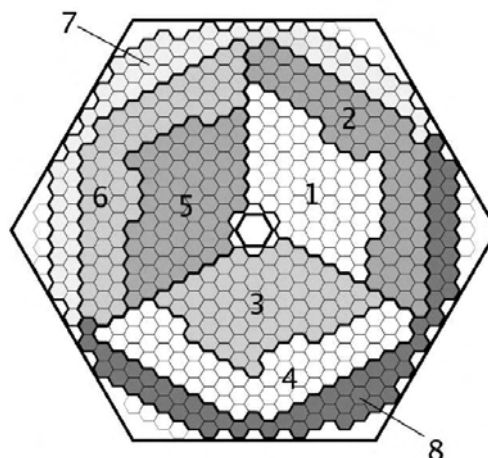


Abbildung 6.7: Schema des TAPS-Detektoraufbaus aus 528 Modulen aus Sicht des Produktionstargets. Der Detektormittelpunkt liegt auf der Strahlachse. Die Zahlen bezeichnen die Segmentation für die *LED-low*-Triggerbedingung.

haben. Zusätzlich wurden auch Ereignisse mit nur einem Signal über der niedrigen Schwelle akzeptiert, diese jedoch um einen Faktor 64 herunterskaliert, d. h. nur jeder 64ste Trigger dieses Typs wurde akzeptiert.

Bei Berücksichtigung von Signalen über der hohen Diskriminatorschwelle ist für eine gültige Triggerbedingung nur ein Signal erforderlich (*LED-high*). Die Detektorauslese ist wiederum in 8 Segmente, aber mit einer anderen Aufteilung zusammengefaßt (Abbildung 6.6). Da nicht ausreichend viele Diskriminatoremodule vorhanden waren, steht für die äußeren Ringe nur die Information von Signalen, die über der niedrigen Schwelle liegen, zur Verfügung. Diese Information wird für die den Segmenten 7 und 8 entsprechenden Detektoren bei allen Triggerbedingungen verwendet.

Beide Diskriminatorschwellen werden ringweise, d. h. in Abhängigkeit vom Polarwinkel gesetzt. Dabei werden die Schwellen der Module der inneren Ringe so hoch wie möglich gesetzt, um Untergrundereignisse aufgrund von Paarbildung zu unterdrücken.

Zweite Triggerbedingung (*second-level trigger*) In der zweiten Stufe können die im Crystal-Barrel-Detektor registrierten Treffer berücksichtigt werden. Dafür werden die Signale von benachbarten Kristallen mit Hilfe des **FA**st **Cluster Encoders** (FACE) zu einem Cluster zusammengefaßt. Der Algorithmus des FACE versucht Gruppen von benachbarten Modulen zu finden, welche zu einem elektromagnetischen Schauer gehören, der durch ein Photon ausgelöst wurde [Fle00]. Die für die Clustererkennung benötigte Zeit liegt in der Größenordnung von 10 μ s.

Bei der Datennahme mit linear polarisierten Photonen wurden zwei Triggerbedingungen für die Erfassung eines gültigen Ereignisses verwendet:

- Trigger A (*t2o_nosifi*): Mindestens zwei Signale über der niedrigen Schwelle im TAPS-Detektor (*LED-low mult. 2*) oder mindestens ein Signal über der hohen Schwelle (*LED-high*) in TAPS **und** zusätzlich ein Cluster im Crystal-Barrel-Detektor.

- Trigger B (*facetest2new*): Mindestens zwei Signale über der niedrigen Schwelle im TAPS-Detektor (*LED-low mult. 2*) oder mindestens ein Signal über der hohen Schwelle (*LED-high*) in TAPS **und** zusätzlich zwei Cluster im Crystal-Barrel-Detektor.

Die erreichte Triggerrate (~ 500 Hz) ist von der Strahlintensität, den gewählten Bedingungen und den Diskriminatorschwellen der Tapsmodule abhängig. Bei der Datennahme für die in Kapitel 7 vorgestellten Ergebnisse wurde ausschließlich die Triggerbedingung B verwendet.

Zusätzlich wurden Triggerbedingungen verwendet, die nicht für die Aufzeichnung von hadronischen Ereignissen, sondern für Kalibrationszwecke oder die Ermittlung von Experimentparametern notwendig waren. Für die Ermittlung sowohl des Photonенflusses als auch des Grades der Linearpolarisation wurden in regelmäßigen Abständen Daten mit der sogenannten *Tagger-OR* Bedingung aufgenommen. Hierbei erzeugt im Unterschied zum Experimenttrigger ein Treffer in einem der Szintillatoren der Photonенmarkierungsanlage das Triggersignal, vgl. Abschnitt 5.2.

Kapitel 7

Erste Messungen von Photonasymmetrien

In diesem Kapitel sind die wesentlichen Schritte der Datenanalyse und Bestimmung der Photonasymmetrie für die Reaktion $\vec{\gamma} + p \rightarrow p + \eta$ zusammengefaßt.

Die Identifikation des η -Mesons wird anhand der beiden dominierenden Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ mit den Verzweigungsverhältnissen von 39,43% und 32,51% untersucht [E⁺04]. Zusätzlich wird die Reaktion $\vec{\gamma} + p \rightarrow p + \pi^0$ für die Untersuchung von systematischen Effekten ausgewertet. Der π^0 -Kanal erlaubt auch eine unabhängige Überprüfung der Bestimmung des Polarisationsgrades durch Vergleich der Ergebnisse für die Photonasymmetrie mit einem anderen Experiment.

Die hier vorgestellten Photonasymmetrien sind die ersten Ergebnisse der erstmals an ELSA mit dem CB/TAPS-Detektoraufbau durchgeführten Messungen mit linear polarisierten Photonen.

Die Datenanalyse kann in mehrere Stufen unterteilt werden:

1. Die im Experiment aufgezeichneten Rohdaten, z. B. Kanalinhalt von QDC- oder TDC-Modulen, werden durch geeignete Kalibrationen in physikalische Größen wie Energie- und Zeitinformation umgewandelt (Abschnitt 7.1).
2. Mit diesen Informationen ist eine Rekonstruktion der mit den Detektoren nachgewiesenen Teilchensorte möglich. Dafür werden standardisierte Algorithmen verwendet, welche die physikalischen Informationen mehrerer Detektormodule zu einem Ereignis (Cluster) zusammenfassen können. Mit Hilfe der Veto-Detektoren besteht die Möglichkeit, geladene Teilchen zu erkennen (Abschnitte 7.2.1 und 7.2.2).
3. Den detektierten Teilchen werden mit Hilfe der Energie- und Winkelinformation Vierer-Impulsvektoren zugeordnet. Durch Kombination der Teilchenvektoren lassen sich kurzlebige Mesonen (η, π) rekonstruieren und mit Hilfe ihrer invarianten Masse identifizieren. Da alle Teilchen, die an den gesuchten Reaktionen beteiligt sind, detektiert werden, ist die Reaktion kinematisch überbestimmt und es können für die eindeutige Extraktion der gesuchten Ereignisse in der Analyse zusätzliche kinematische Bedingungen gestellt werden (Abschnitt 7.2.3).
4. Basierend auf den so selektierten Ereignissen der gewünschten Reaktion wird für die Extraktion der Photonasymmetrie die $\cos(2\phi)$ -Modulation der Azimutwinkelverteilungen des Mesons ausgewertet. Die ϕ -Winkelverteilungen werden in Abhängigkeit von der Energie des Primärphotons und vom Polarwinkel des Mesons im Schwerpunktssystem bestimmt. Die Ereignisse werden dafür auf Energie- und Winkelintervalle verteilt (Binierung), deren Größe unter Berücksichtigung der Akzeptanzbereiche des Detektorsystems gewählt wird (Abschnitt 7.3).

Die wesentliche Problematik bei der Vermessung von Winkelverteilungen sind winkelabhängige Ineffizienzen, welche die physikalische Modulation überlagern können. Ineffizienzen können z. B. durch defekte Detektoren, falsche Detektor-Kalibrationen oder winkelabhängige Verschiebung der Triggerbedingungen entstehen. Ein Verfahren, um mögliche Ineffizienzen durch geeignete

unterschiedliche Messungen zu bestimmen, wie zum Beispiel bei einem vergleichbaren Experiment der GRAAL-Kollaboration, konnte aufgrund der stark richtungsabhängigen Strahldivergenz von ELSA nicht durchgeführt werden. Daher ist ein wesentlicher Bestandteil der Analyse die Untersuchung von künstlichen Winkelasymmetrien (Abschnitt 7.3.1).

Erste Ergebnisse für Photonasymmetrien mit einer Abschätzung der wesentlichen systematischen Fehlerbeiträge können für die π^0 - und η -Photoproduktion abschließend vorgestellt und diskutiert werden (Abschnitt 7.3.2).

7.1 Detektorkalibration

Mit Hilfe der im folgenden vorgestellten Kalibrationen des TAPS- und Crystal-Barrel-Detektorsystems werden die Detektorinformationen (Rohdaten) in physikalische Größen umgewandelt. Mögliche Einflüsse der Kalibrationen auf systematische Fehlerbeiträge werden anschließend gesondert diskutiert.

7.1.1 Kalibration des TAPS-Detektorsystems

Für das TAPS-Detektorsystem wird im folgenden kurz auf die Energiekalibration, Zeitkalibration und die Bestimmung der LED-Triggerschwellen eingegangen. Die Analyse der Pulsformen (PSA) für die Teilchenidentifikation wird in dieser Arbeit nicht verwendet, da diese Methode aufgrund von Defekten für nur maximal 70% der Einzeldetektoren einsetzbar ist [Trn]. Eine ausführliche Darstellung der gesamten Kalibration des TAPS-Detektorsystems findet sich in [Trn06, Cas06].

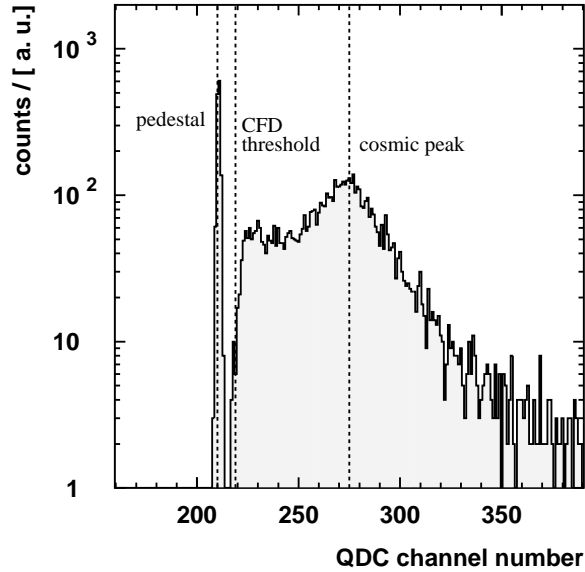
Die Energiekalibration Die Durchführung ist in drei aufeinander abfolgende Schritte unterteilt. Die erste Kalibration basiert auf Signalen von Myonen aus der Höhenstrahlung und wird jeweils vor den einzelnen Abschnitten der Datennahme durchgeführt. Eine genauere Kalibration erfolgt mit Hilfe der Experimentdaten selbst mithilfe der Position des π^0 -Piks im Spektrum der invarianten Masse. Eine Überprüfung der Energieabhängigkeit der Kalibration ist mit Hilfe der 412 MeV höheren invarianten Masse der rekonstruierten η -Mesonen möglich.

Für die erste Kalibration mit Hilfe von Höhenstrahlung wird ausgenutzt, daß alle Kristalle gleich ausgerichtet sind und Myonen bei senkrechtem Durchgang in jedem Kristall eine Energie von 37,7 MeV deponieren¹ (Abbildung 7.1). Die Position dieses minimal-ionisierenden Piks wird durch einen an die Signalform der TAPS-Module optimierten Fit [G⁺94] bestimmt. Die Umrechnung der digitalisierten Signale (QDC-Kanäle) in Energiewerte basiert sowohl auf der Position des minimal-ionisierenden Piks als auch auf der Pedestal-Position, welche einem Energieeintrag von 0 MeV entspricht. Zusätzlich wird ein linearer Zusammenhang von Kanalnummer und Energiewert angenommen. Die Qualität dieser Kalibration ist für die Überwachung während der Datennahme ausreichend.

Für die Datenanalyse ist es jedoch notwendig, eine präzisere Kalibration zu verwenden. Die erste Kalibration benutzt nur zwei Stützstellen bei niedrigen Energien. Der lineare Zusammen-

¹Neben den LEDs ist jedem TAPS-Modul ein Constant Fraction Discriminator nachgeschaltet. Es werden nur Detektoren mit Energieeinträgen über der Schwelle ihres CFDs ausgelesen.

Abbildung 7.1: Unkalibriertes Spektrum der Energiedeposition der Höhenstrahlung in einem TAPS-Modul. Das Pedestal-Signal definiert den Nullpunkt der Energieachse. Die Schwelle des CFD entspricht typischerweise 15 MeV. Die Position des Piks der minimal-ionisierenden Myonen entspricht 37,7 MeV. Abbildung aus [Trn06].



hang von Kanalnummer und Energiewert kann durch Punkte bei höheren Energien überprüft und gegebenenfalls korrigiert werden. Der Proportionalitätsfaktor wurde mit Hilfe des Pedestal-Signals in der ersten Kalibration präzise bestimmt und im folgenden wird nur der Verstärkungsfaktor (Steigung) angepaßt. Ein weiterer systematischer Effekt, der korrigiert werden kann, sind kleine, unberücksichtigte Energiebeiträge der Module an den Cluster-Rändern. Diese Beiträge können nicht zur Gesamtenergie des Clusters beitragen, da die kleinen Signale nicht über die Energieschwelle gelangen.

In einem zweiten Kalibrationsschritt werden also Ereignisse verwendet, bei denen ein π^0 -Meson im TAPS-Detektor rekonstruiert wird. Dafür werden mit Hilfe der Veto-Detektoren Ereignisse mit mindestens zwei neutralen Treffern im TAPS-Detektor selektiert. Von allen möglichen Paaren wird die invariante Masse nach

$$M_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos(\theta_{\gamma_1\gamma_2}))} \quad (7.1)$$

berechnet. Hierbei sind E_{γ_1} und E_{γ_2} die gemessenen Energien der beiden Photonen und $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ ihr relativer Öffnungswinkel.

Aus dem Vergleich der Position des π^0 -Piks im Invariante-Masse-Spektrum mit dem Nominalwert von $M_{\pi^0} = 134,98$ MeV für die π^0 -Masse ergibt sich ein globaler Korrekturfaktor, vgl. Abbildung 7.2. Zusätzlich werden die invarianten Massen jeweils in zwei Histogramme eingetragen, welche den zentralen Kristallen² der beiden beteiligten Cluster entsprechen. Abbildung 7.3 zeigt die zweidimensionale Übersicht der Massenspektren aller Detektormodule. Weicht die Pikposition in einem Massenspektrum von der π^0 -Masse ab, so wird für dieses Modul der Verstärkungsfaktor angepaßt. Dadurch werden zunächst die zentralen Module, welche den größten Beitrag bei der Berechnung der invarianten Masse liefern, korrigiert. Falsche Beiträge

²Das zentrale Modul wird im Clusteralgorithmus durch den größten Energieeintrag definiert.

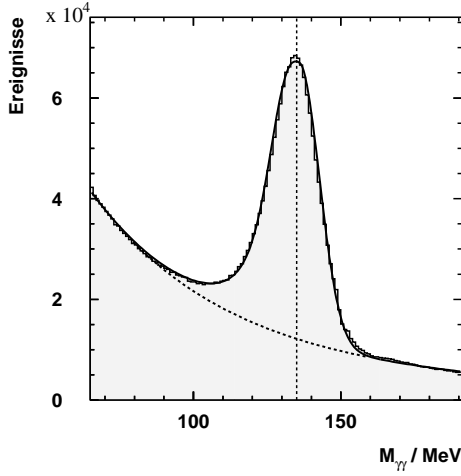


Abbildung 7.2: Invariante-Masse-Spektrum von zwei Photonen für alle TAPS-Module. Die Position des π^0 -Piks liegt bei 135 MeV. Die FWHM beträgt 18 MeV. Abbildung aus [Trn06].

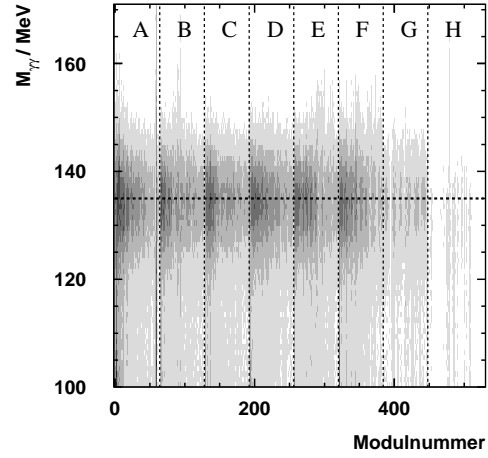


Abbildung 7.3: Spektrum der invarianten Masse von zwei Photonen gegen die TAPS-Modulnummer nach mehreren Iterationen.

von Nachbarmodulen, die zu verschobenen Pikpositionen der invarianten Masse führen, werden dadurch berücksichtigt, daß der Kalibrationsprozeß in mehreren Iterationen durchgeführt wird, immer ausgehend von den letzten Kalibrationswerten. Bis zu einer Übereinstimmung mit dem Nominalwert der Masse sind drei bis fünf Durchgänge notwendig.

Die Module am äußeren Detektorrand werden zum Teil vom Crystal-Barrel-Detektor abgeschirmt, und somit werden nicht genügend π^0 -Ereignisse in ihnen registriert. Diese Module werden nicht einzeln kalibriert, sondern erhalten einen globalen Korrekturfaktor, welcher der Mittelwert aus den Korrekturfaktoren aller Module ist. In der Datenanalyse werden deshalb Cluster mit einem zentralen Modul am Detektorrand vernachlässigt.

Der dritte Kalibrationsschritt verwendet die invariante Masse der rekonstruierten η -Mesonen ($M_{\eta} = 547,3$ MeV, [E⁺04]) als dritte Stützstelle. Es wird ausschließlich der Zerfallskanal in zwei Photonen verwendet, die beide mit dem TAPS-Detektor detektiert werden. Die Statistik ist aufgrund der größeren η -Masse und des damit verbundenen größeren Öffnungswinkels geringer als bei Verwendung der π^0 -Ereignisse. Deshalb kann eine auf einzelnen Modulen basierende Methode analog der π^0 -Kalibration nicht durchgeführt, sondern nur der gesamte Invariante-Masse-Pik der η -Mesonen verwendet werden. Mit den Pikpositionen beider Mesonen im Invariante-Masse-Spektrum und unter der Annahme, daß beide Zerfallsphotonen die gleiche Energie haben, wird für die Kalibration die Korrekturfunktion

$$E_{neu} = a + b \cdot E_{alt} + c \cdot E_{alt}^2 \quad (7.2)$$

verwendet. In [Cas06] sind die Parameter für alle Messperioden des CB/TAPS-Experimentes angegeben. Für die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden die Parameter $a = 0$; $b = 1,001$;

$c = 0,88 \cdot 10^{-5}$ bestimmt³. Für die Verwendung der Parameter müssen die Energiewerte in die Gleichung 7.2 in MeV eingesetzt werden. Diese Korrektur der invarianten η -Masse liegt in der Größenordnung von 5-10 MeV.

Die Zeitkalibration Durch diese Kalibration wird für jedes TDC-Modul die Kanalnummer in eine Zeitinformation konvertiert. Die Kanalnummer ist dabei direkt proportional zu einem Zeitwert. Für jedes Modul muß ein Steigungsfaktor (Gain) und aufgrund unterschiedlicher Kabellängen eine Nullpunktverschiebung (Offset) bestimmt werden. Die Steigung kann präzise durch verschiedene Pulse mit exakt bekannter Frequenz vermessen werden. Dafür wird die relative Lage der zugehörigen Signale im Zeitspektrum ausgewertet. Für die Bestimmung der Zeitoffsets der Module werden analog der Energieeichung die beiden Zerfallsphotonen von π^0 -Ereignissen verwendet. Beide Photonen müssen im TAPS-Detektor nachgewiesen werden und ihr Zeitunterschied wird in zwei Histogramme, welche den zentralen Modulen der beiden Cluster zugeordnet sind, eingetragen. Die Offsets aller Module werden so angepaßt, daß die Zeitsignale auf der gleichen Position (z. B. 0 ns) liegen. Auch dieser Prozeß muß mehrfach iterativ durchgeführt werden, da jeweils nur das zentrale Modul korrigiert wird.

Bestimmung der LED-Triggerschwellen Für den korrekten Einsatz der in Abschnitt 6.2 diskutierten Triggerbedingungen ist es notwendig, die Schwellen der Leading-Edge-Diskriminatoren (*LED-low* und *LED-high*) vor der Datennahme zu kalibrieren. Dies ermöglicht es, die Schwellen der Module in jedem Ring des TAPS-Detektors auf den gleichen Energiewert zu setzen. Die Schwellen der inneren Ringe nahe dem Photonenstrahl werden auf die höchsten Werte gesetzt, um den ungewollten Nachweis von e^+e^- -Ereignissen zu reduzieren. Die Kalibration ermöglicht es, die LED-Schwellen nach den experimentellen Erfordernissen, wie z. B. Triggerrate oder Totzeit der Datenerfassung, anzupassen.

Für die Datenanalyse werden die Schwellen aus den Experimentdaten bestimmt. Sie werden zum einen für die Berechnung der Triggerakzeptanz mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen verwendet. Weiterhin können durch die Verwendung von Software-Schwellen, welche höher als die Hardware-Schwellen liegen, in der Datenanalyse Einflüsse durch stark variierende Schwellen auf die Bestimmung von Winkelverteilungen vermieden werden.

Die vorläufige Kalibration basiert auf Messungen von Höhenstrahlungsereignissen allein mit dem TAPS-Detektor. Es wird für jedes TAPS-Modul ein Energiespektrum aufgenommen, in das nur Signale eingetragen werden, die über der LED-Schwelle liegen. Dieses Spektrum wird mit einem zweiten Spektrum verglichen, an welches keine zusätzliche Bedingung gestellt wird (QDC-Spektrum). Aus dem Verhältnis beider Spektren kann der Wert der Schwelle als QDC-Kanalnummer oder, nach Energieeichung, in MeV bestimmt werden. Diese Vorgehensweise wird für drei verschiedenen Einstellungen (Spannungen) der Schwellen wiederholt. Mit Hilfe der daraus resultierenden Kalibrationsfunktion werden die Schwellen auf die gewünschte Energieposition gesetzt.

Die genauere Bestimmung der Schwellen für jedes Modul in der Datenanalyse basiert analog dazu auf dem Verhältnis von Energiespektren mit und ohne LED-Signal, siehe Abbildung 7.4. Aufgrund der unterschiedlichen Signalformen bei der Detektion eines Photons oder Protons

³Der Nullpunkt der Energiekalibration ist ausschließlich durch den Pedestalwert gegeben und darf nicht korrigiert werden.

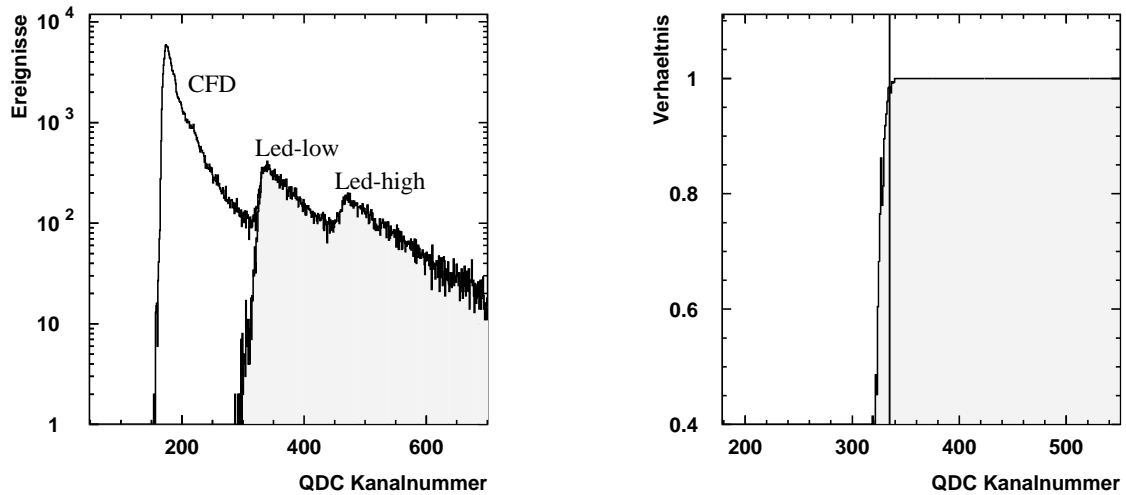


Abbildung 7.4: Kalibrierung der LED-Schwelle beispielhaft für ein TAPS-Modul. **Links:** Unkalibriertes Energiespektrum ohne und mit (graue Fläche) der Bedingung eines Signals über der *LED-low*-Schwelle. **Rechts:** Verhältnis der Energiespektren mit und ohne LED-Signal. Die vertikale Linie zeigt die extrahierte Schwelle an. Abbildung aus [Trn06].

wird die Kalibrierung für beide Teilchensorten getrennt durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Cas06]. Nach einer Abschätzung in [Trn06] ist die Schwelle für Protonen 20% höher als für Photonen.

7.1.2 Kalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors

Die Energiekalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors wird analog zu der für den TAPS-Detektor vorgestellten Methode, basierend auf der Position des π^0 -Piks im Invariante-Masse-Spektrum, durchgeführt. Die Pionen werden mit Hilfe des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ rekonstruiert und im Spektrum der invarianten Masse identifiziert. In Abbildung 7.5 ist die Verschiebung des π^0 -Piks

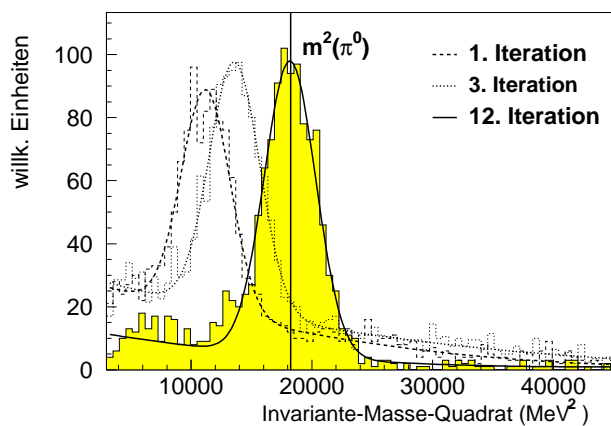


Abbildung 7.5: Energiekalibrierung mit Hilfe des π^0 -Piks, beispielhaft für ein Kristallmodul nach unterschiedlich vielen Iterationen. Abbildung aus [Jun00].

nach verschiedenen Iterationen bei der Kalibration eines Detektormoduls dargestellt. Im Unterschied zum TAPS-Detektor verfügen die ADCs des Crystal-Barrel-Detektors über zwei Bereiche mit unterschiedlicher Auflösung, zwischen denen bei einer bestimmten Energieschwelle umgeschaltet wird. Für den niedrigen Energiebereich (bis ≈ 200 MeV) mit hoher Auflösung wird die π^0 -Kalibration verwendet. Der Bereich hoher Energien wird mit Hilfe des Lichtpulsersystems [Bar00] kalibriert. Dieses deckt den gesamten ADC-Bereich ab, d. h. sowohl den hochauflösenden niedrigen Energiebereich als auch den Hochenergiebereich. Das Lichtpulsersystem verwendet Lichtblitze, deren Spektrum mit dem Emissionsspektrum der Kristalle vergleichbar ist. Durch verschiedene Filter können die Intensitäten der Lichtblitze angepaßt werden, so daß sie der Lichtemission der Kristalle bei bekannten unterschiedlichen Energiedepositionen entsprechen. Regelmässige Lichtpulsermessungen während der Datennahme ermöglichen es, zeitliche Variationen der Kalibrationskonstanten beider ADC-Bereiche zu überwachen bzw. nachträglich deren Änderungen zu korrigieren. Sowohl die Methode der Energiekalibration als auch die anschließende Teilchenrekonstruktion wird für den Crystal-Barrel-Detektor ausführlich in [Jun00] vorgestellt.

7.2 Teilchenrekonstruktion und Identifikation der Endzustände

Im ersten Schritt der Teilchenrekonstruktion werden die kalibrierten Detektorsignale analysiert und aus deren physikalischer Information Photonen bzw. Protonen rekonstruiert. Hiefür wird die im folgenden kurz vorgestellte, für alle Datenanalysen gleiche Detektorrekonstruktion des TAPS- und des Crystal-Barrel-Detektors verwendet.

Die direkten Produkte der gesuchten bzw. zu extrahierenden physikalischen Reaktionen werden anschließend aus den Viererimpulsen der Zerfallsphotonen rekonstruiert.

7.2.1 Die Rekonstruktion des TAPS-Detektors

Bei der Bestimmung der Vierervektoren der Zerfallsphotonen bzw. des Protons und für die darauf beruhende Analyse der Reaktion ist es notwendig, sowohl die Energie als auch die Winkel der Teilchen zu rekonstruieren.

Die im Detektor deponierte Energie eines Photons verteilt sich im allgemeinen auf mehrere Module, da der durch das Teilchen ausgelöste elektromagnetische Schauer sich über mehrere Kristalle ausbreitet. Um die Gesamtenergie des detektierten Teilchens zu bestimmen, müssen alle beteiligten Module zu einem Cluster zusammengefaßt werden. Dieser wird aus allen benachbarten Modulen, die einen Energieeintrag oberhalb der CFD-Schwelle haben, gebildet. In der Rekonstruktion wird für die CFD-Schwelle (Modulenergien) aller Detektoren eine einheitliche Software-Schwelle mit einem Wert von 15 MeV gesetzt. Die Gesamtenergie des Clusters ergibt sich aus der Summe der Einzelmodule. Modulgruppen werden als Einzel-Cluster behandelt, wenn sie nicht direkt benachbart sind. Das Modul mit dem höchsten Energieeintrag wird als zentrales Modul angenommen. Eine fehlerhafte Zuordnung kann für den Fall eintreten, daß der Energieeintrag in einem Modul unterhalb der Nachweisschwelle liegt. Das zu einem Teilchendurchgang gehörende Cluster ist dadurch möglicherweise nicht zusammenhängend und wird vom Rekonstruktionsalgorithmus als zwei Cluster erkannt. Da abgespaltene Anteile (sogenannte „split-offs“) meistens eine niedrige Energiesumme besitzen, können sie jedoch durch

das Setzen einer unteren Grenze von z. B. 33 MeV unterdrückt werden.

Die Zugehörigkeit der Module zu einem Cluster wird zusätzlich mit Hilfe ihrer Zeitinformation überprüft. Beträgt die Differenz der Modulzeit zur Referenzzeit mehr als 7 ns wird das Modul aus dem Cluster entfernt. Die Referenz ist durch die Zeit des Moduls mit dem höchsten Energieeintrag gegeben. Für den Fall, daß das Modul mit dem höchsten Energieeintrag keine verwertbare Zeitinformation liefert⁴, wird das Modul mit dem nächsthöchsten Energieeintrag als Referenz verwendet. Dieser Rekonstruktionsschritt ist empfindlich von der Zeitkalibration abhängig. Die Zeittoleranz für die Clustererkennung muss der Qualität der Zeitkalibration angepaßt sein. Auf mögliche Auswirkungen wird detailliert in Abschnitt 7.3.1 eingegangen.

Bei der Bestimmung des Nachweisortes der Teilchen im Detektor ist die Auflösung aufgrund der Verteilung des elektromagnetischen Schauers über mehrere Kristalle besser als die Detektorgranularität. Für die Berechnung der Position des Schauerzentrums (\vec{X}) werden die Positionen der am Cluster beteiligten Module (\vec{x}_i) gewichtet aufaddiert:

$$\vec{X} = \frac{\sum_i w_i \vec{x}_i}{\sum_i w_i}. \quad (7.3)$$

Die Wichtungsfaktoren w_i hängen von der in den Kristallen deponierten Energie E_i ab:

$$w_i = \text{MAX} \left\{ 0, \left[W_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i} \right] \right\}. \quad (7.4)$$

Der Wert für $W_0 = 4$ wurde mit Hilfe einer GEANT-Simulation in [Cas06] bestimmt. Durch Verwendung einer logarithmischen anstatt linearen Wichtung wird die Energiedeposition besser beschrieben. Die Clusterposition wird zusätzlich um die mittlere Eindringtiefe des Photons in den Kristall, bevor es einen Schauer auslöst, korrigiert. Die endgültige Winkelaufösung des TAPS-Detektors wird mit 0,022 rad angegeben [Trn06].

Zusätzlich kann für die Ladungserkennung der Teilchen das Signal des Veto-Detektors vor jedem TAPS-Kristall verwendet werden. Dafür werden nicht nur die Signale der Veto-Detektoren vor dem zentralen Modul eines Clusters verwendet, sondern auch die der Nachbarmodule. In der Analyse kann sowohl ein aktives Veto für die Identifikation eines geladenen Teilchens verlangt werden, als auch das Ausbleiben eines Vetosignals für die Identifikation eines neutralen Teilchens.

7.2.2 Die Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Detektorsystems

Die Rekonstruktion des Crystal-Barrel-Detektorsystems bildet analog der TAPS-Rekonstruktion aus Signalen in benachbarten Kristallen einen Cluster.

Die Energien der benachbarten Kristalle werden unter der Voraussetzung, daß sie über der Einzelkristallschwelle von typischerweise 1 MeV liegen, aufsummiert. Im Unterschied zur TAPS-Rekonstruktion wird zusätzlich innerhalb des Clusters nach mehreren lokalen Maxima gesucht, für den Fall, daß z. B. zwei detektierte Teilchen nahe beieinanderliegen und die zugehörigen

⁴Nach [Trn06] liefern ca. 10% aller TAPS-Module aufgrund von Elektronikproblemen kein verwendbares Zeitsignal.

Cluster überlappen. Ein Maximum ist durch einen Energieeintrag von mindestens 13 MeV im Zentralkristall und 20 MeV im zugehörigen Teilcluster definiert. Werden mehrere Maxima gefunden, wird der Cluster in mehrere sogenannte PEDs⁵ unterteilt. Die Energie von Modulen, die an z. B. zwei Maxima angrenzen, werden gewichtet an beide PEDs aufgeteilt. Die Wichtungsfaktoren ergeben sich jeweils aus dem Verhältnis der Energie des Maximums und der Summe dieser Energie mit den Energien der acht angrenzenden Module ($w = E_1 / \sum_{i=1}^9 E_i$). Einem PED ist somit die für die weitere Analyse notwendige Energie- und Positionsinformation zugeordnet. Findet sich nur ein lokales Maximum, wird der gesamte Cluster als ein PED gewertet. Wird kein lokales Maximum gefunden, verwirft der Rekonstruktionsalgorithmus den gesamten Cluster. Die angegebene Schwelle des lokalen Maximums bezieht sich auf einen durch ein Photon ausgelösten elektromagnetischen Schauer. Für die vergleichbare Energiedeposition eines Protons muß dieses einen höheren Anfangsimpuls erhalten haben, da es auf seinem Weg im Target, im Innendetektor und in der Haltestruktur Energie verliert. Für den Protonimpuls wird in [Jun05] ein Minimalwert von 420 MeV/c angegeben.

Für die Positionsbestimmung eines Clusters (PEDs) wird analog zur TAPS-Rekonstruktion die Energieverteilung verwendet, indem die Kristallpositionen mit den entsprechenden Energien logarithmisch gewichtet werden. Für Photonen ergibt sich daraus eine Genauigkeit der Winkelrekonstruktion in θ_{Lab} und ϕ_{Lab} von 1° - $1,5^\circ$ [Jun05]. Da Protonen im wesentlichen nur mit einem Kristall detektiert werden, ist für sie die Winkelauflösung von 6° (bzw. 12° für große Rückwärtswinkel) durch die Kristallgröße gegeben und die Position wird durch den Kristallmittelpunkt definiert.

Die Ladungserkennung der mit dem Crystal-Barrel detektierten Teilchen ist durch den Innendetektor, siehe Abschnitt 6.1.2, gewährleistet. Um den Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens eindeutig bestimmen zu können, müssen mindestens Fasern in zwei Lagen des Detektors angesprochen haben. Dieser Durchstoßpunkt und die Position eines PEDs im Crystal-Barrel-Detektor sind die Referenzpunkte für eine mögliche Teilchentrajektorie, deren Startpunkt innerhalb des Produktionstarget liegen muß. Die Rekonstruktion einer gültigen Kombination von PED und Durchstoßpunkt im Innendetektor überprüft deshalb, ob der minimale Abstand der entsprechenden Trajektorie zur z-Achse (Strahlrichtung) innerhalb des Bereiches der Targetzelle liegt.

Für den Fall von Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung von Durchstoßpunkten und PED-Positionen erlaubt eine neue Rekonstruktion, die zugehörigen PEDs mit einer Gewichtung (Ladungsqualität) zu verknüpfen [Kle06]. Die Rekonstruktion einer gültigen Kombination von Durchstoßpunkt und PED-Position mit Ansprechern in zwei Lagen des Innendetektors ergibt eine Ladungsqualität von 66%, bei einem Ansprecher in allen drei Lagen von 100%. Beim Auffinden eines Durchstoßpunktes (z. B. 66%) und mehreren passenden PEDs (z. B. zwei) wird die Ladungsqualität (LQ) durch die PED-Anzahl geteilt (z. B. $LQ_{PED1, PED2} = 33\%$). Umgekehrt wird für den Fall, daß zu einem PED mehrere gültige Durchstoßpunkte gefunden werden, die Ladungsqualität quadratisch aufaddiert. Dabei ist der Maximalwert auf 100% begrenzt.

⁵Particle Energy Deposit

7.2.3 Extraktion der Endzustände

Die im folgenden diskutierte Identifikation der Endzustände und die Extraktion der Ereignisse basieren auf der Analyse von Energie- und Winkelinformationen (Vierervektoren) der rekonstruierten Cluster bzw. PEDs⁶. Hierfür werden für jede gültige Triggerbedingung die PEDs des TAPS- und Crystal-Barrel-Detektorsystems zu sogenannten Teilchenlisten zusammengefaßt. Um die Analysegeschwindigkeit zu erhöhen, wird eine Vorselektion der für die gesuchten Reaktionskanäle in Frage kommenden Teilchenmultiplizitäten durchgeführt. Für die Identifikation der Endzustände wird der Nachweis des Protons im Endzustand benötigt. Aus diesem Grund werden für die Identifikation der gesuchten Endzustände $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ die Datensätze mit drei gültigen PEDs verwendet. Analog wird für die Rekonstruktion der Reaktion $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ der Datensatz mit 7 PEDs verwendet.

Die Identifikation des Endzustandes basiert auf den Spektren der invarianten Masse der Mesonkandidaten. Diese werden aus der Summe der Energien und Impulse (Vierervektoren) der beteiligten Photonen rekonstruiert. Die invariante Masse bestimmt sich nach

$$m_{Meson} = \sqrt{\left(\sum_i E_{\gamma_i}\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{\gamma_i}\right)^2}. \quad (7.5)$$

Kombinatorik Für die nachfolgenden Analyseschritte wird nicht festgelegt, welches PED dem Proton⁷ entspricht. Es werden alle Kombinationen für einen Proton- und einen Mesonkandidaten gebildet. Dadurch ergeben sich für die Daten mit 3 PEDs pro Ereignis drei Kombinationsmöglichkeiten. Bei den Daten mit $n_{PED} = 7$ ergeben sich $N = 21$ Möglichkeiten für die unabhängigen Kombinationen von jeweils zwei PEDs ($n_{\gamma\gamma} = 2$) zu einem π^0 :

$$N = \frac{n_{PED}!}{n_{\gamma\gamma}!(n_{PED} - n_{\gamma\gamma})!}. \quad (7.6)$$

Die zusätzliche Identifikation der drei Zerfallspionen ermöglicht es, die Untergrundbeiträge sowohl aus anderen Reaktionen als auch aufgrund von Kombinatorik zu reduzieren. Die Abbildung 7.6 links zeigt die Korrelation der invarianten Massen für die Kombination von 6γ zu einem η -Kandidaten und der beteiligten unabhängigen 2γ -Kombinationen. Bereits ohne weitere Analysebedingungen zeigt sich ein Signal, bei dem die 6γ -invariante-Masse der η -Masse entspricht und die Masse der enthaltenen 2γ -Kombinationen der π^0 -Masse. Abbildung 7.6 rechts zeigt die eindimensionale Verteilung der 2γ -invarianten-Masse mit dem Signal bei der π^0 -Masse. Für einen gültigen η -Kandidaten werden in der Analyse mindestens drei unabhängige Kombinationen aus jeweils zwei Photonen verlangt, deren 2γ -invariante-Masse im Bereich $m_{\pi^0} \pm 30$ MeV liegt.

Zu den Kombinationsmöglichkeiten der Zerfallsphotonen kommt die Multiplizität der einlaufenden Photonen, die zu den im Tagging-Detektor nachgewiesenen Elektronen korrespondieren⁸.

⁶Im folgenden werden alle Cluster sowohl im Crystal-Barrel- als auch im TAPS-Detektor mit PED bezeichnet.

⁷Es wird nicht untersucht, ob im Endzustand ein Neutron auftritt, da entsprechende Reaktionen nicht Untersuchungsgegenstand sind und durch die nachfolgenden Analysebedingungen verworfen werden.

⁸Unter der Voraussetzung, daß alle Bremsstrahlungsphotonen den Kollimator passieren, siehe Abschnitt 5.5.

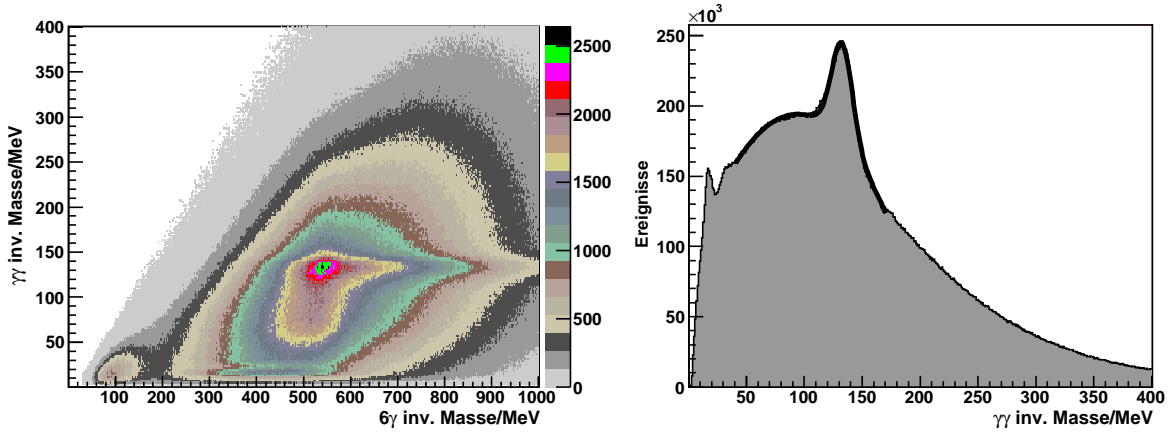


Abbildung 7.6: **Links:** Invariante Masse der 6γ -Kombinationen und der beteiligten 2γ -Kombinationen. **Rechts:** Eindimensionale Projektion auf die 2γ -invariante-Masse. Der π^0 -Pik wird mit einer Gaußfunktion beschrieben, deren Standardabweichung 9 MeV beträgt.

Die Multiplizität der registrierten Elektronen, d. h. der möglichen Bremsstrahlungsphotonen pro Triggerereignis, kann durch den Vergleich der Zeitinformationen der Elektronen und der detektierten Ereignisse im TAPS-Detektor eingeschränkt werden. Darauf wird weiter unten genauer eingegangen.

Kinematische Schnitte Das Spektrum der 2γ -invarianten-Masse des 3-PED-Datensatzes ohne die im folgenden vorgestellten Analysebedingungen ist in Abbildung 7.7 (rechts oben) dargestellt. Ein Signal an der Position der π^0 -Masse ist bereits anhand der Rohdaten zu erkennen. Für die Reduktion von Beiträgen anderer Reaktionen (Untergrund) und für die Identifikation der Ereignisse der η -Produktion sind weitere Bedingungen notwendig.

Für alle drei Reaktionskanäle gleich sind die auf Viererimpulserhaltung basierenden drei Bedingungen (kinematische Schnitte), um die Ereignisse der gewünschten Reaktion zu extrahieren und dabei den Beitrag von Untergrundreaktionen zu minimieren.

$$\begin{pmatrix} E_{Photon} \\ \vec{p}_{Photon} \end{pmatrix}_{Strahl} + \begin{pmatrix} m_{Proton} \\ \vec{0} \end{pmatrix}_{Target} = \begin{pmatrix} E_{Proton} \\ \vec{p}_{Proton} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{Meson} \\ \vec{p}_{Meson} \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

Die in Gleichung 7.7 angegebenen Vierervektoren werden aus den detektierten Zerfallsphotonen, dem Proton und dem einlaufenden Strahlphoton konstruiert. Auf die Verwendung der Protonenergie wird in der Datenanalyse verzichtet, da deren Bestimmung nicht exakt möglich ist. Hochenergetische Protonen passieren die Detektoren ohne ihre Gesamtenergie zu deponieren. Desweiteren ist die Energiekalibration sowohl für den TAPS- als auch für den Crystal-Barrel-Detektor nur auf den Nachweis von Photonen optimiert. Von den Vierervektoren der Protonkandidaten werden im folgenden nur die Winkelinformationen verwendet, d. h. für die Reduktion von Untergrundereignissen und Extraktion der gesuchten Reaktion werden Bedingungen an die Differenzen der Azimut- und Polarwinkel zwischen Proton und Meson gestellt. Der rekonstruierte Vierervektor des Protonkandidaten wird nicht direkt verwendet, sondern

das Proton aus den restlichen Vektoren berechnet. Dieser Proton-Vierervektor wird im folgenden als *missing*⁹-Proton bezeichnet. Aus dem *missing*-Proton-Vektor wird die invariante Masse gebildet und mit der nominalen Protonmasse verglichen.

Die Bereiche der drei kinematischen Bedingungen (Schnitte) werden bestimmt, indem jeweils die zwei anderen Bedingungen angewendet werden und die Breite der gesuchten Verteilung mit einer Gaußfunktion abgeschätzt wird. Für die weitere Datenanalyse werden die Ereignisse innerhalb der Bereiche von $\approx 3\sigma$ der Verteilungen verwendet. Eine engere Eingrenzung der Bereiche erfolgt bei der Untersuchung systematischer Fehlerbeiträge durch gleitende Schnitte.

Die Transversal-Impulse des auslaufenden Protons und Mesons sind sowohl im Schwerpunktsystem als auch im Laborsystem genau entgegengesetzt. Die entsprechenden Azimutwinkel ϕ des Protons und des Mesons müssen somit eine Differenz von 180° bilden. Die Abbildung

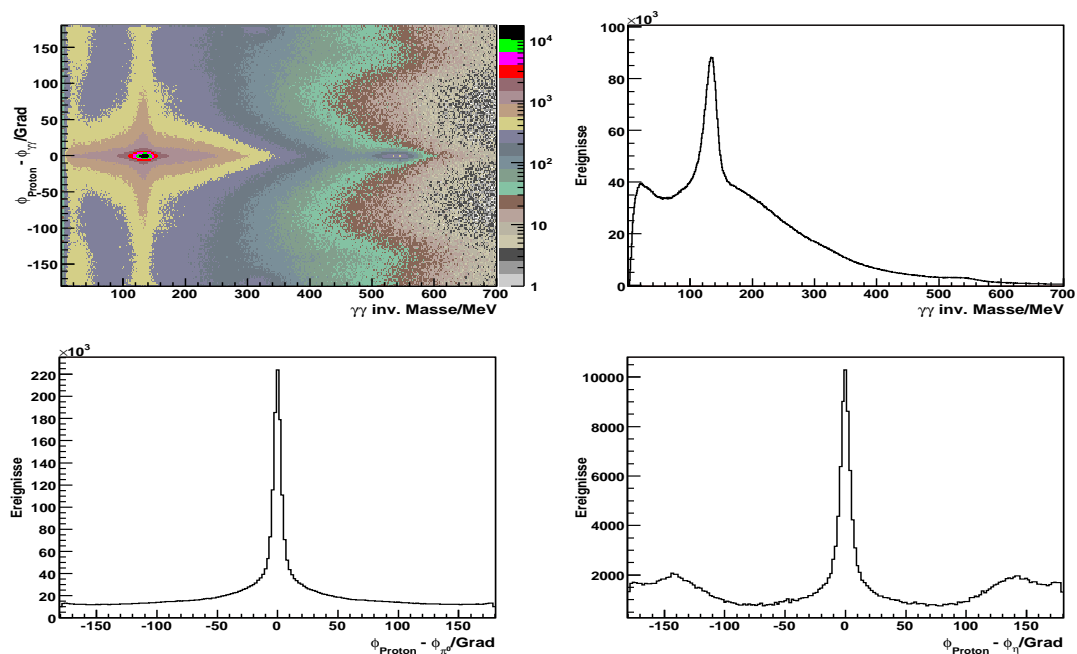


Abbildung 7.7: **Oben:** Differenz der Azimutwinkel der Proton- und Mesonkandidaten ($\Delta\phi - 180^\circ$) für 3-PED-Ereignisse in Abhängigkeit der 2γ -invarianten-Masse (links) und Projektion aller Ereignisse auf die invariante Masse (rechts) ohne weitere Analysebedingungen. **Unten:** Differenz der Azimutwinkel der Proton- und Mesonkandidaten für Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV (links) und $m_\eta \pm 60$ MeV (rechts).

7.7 zeigt die Differenz der Azimutwinkel sowohl in Abhängigkeit von der invarianten Masse der 2γ -Kombinationen für den 3-PED-Datensatz, als auch nach Schnitten auf die invariante Masse im Bereich der π^0 - und η -Masse. Aufgrund der Detektoraufösung erwartet man für die untergrundfreien Spektren der gesuchten Reaktion eine Verteilung der Winkeldifferenz um 180° . Deutlich untergrundreduzierte Spektren der Azimutwinkeldifferenzen zeigt die Abbildung 7.8 für den 3-PED- und den 7-PED-Datensatz. Hierfür werden die anschließend vorgestellten

⁹deutsch = fehlend

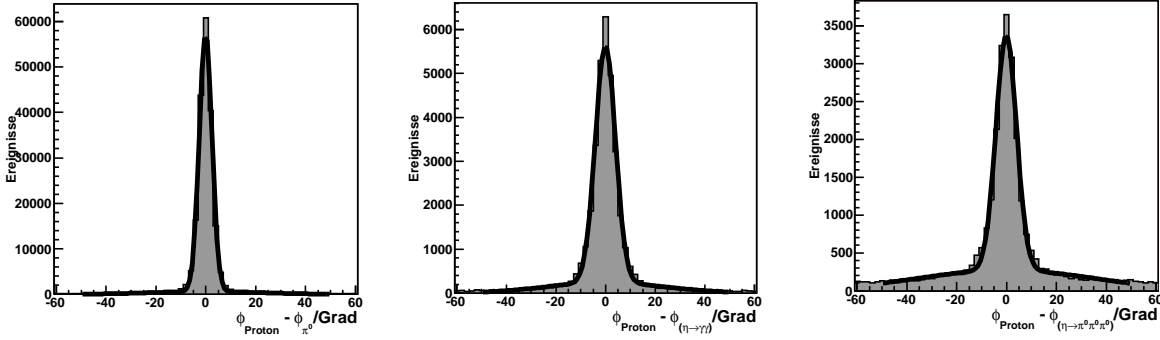


Abbildung 7.8: Differenz der Azimutwinkel der Proton- und Mesonkandidaten ($\Delta\phi - 180^\circ$) nach weiteren kinematischen Schnitten (Polarwinkeldifferenz, *missing*-Proton). **Links:** Winkeldifferenz für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV. Die Standardabweichung der Gaußverteilung beträgt $\sigma = 2,6^\circ$. **Mitte:** Winkeldifferenz für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 4,0^\circ$. **Rechts:** Winkeldifferenz für 7-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 4,2^\circ$.

Schnitte auf die Differenz der Polarwinkel und die invariante Masse des *missing*-Protons angewendet und nur die Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV bzw. $m_\eta \pm 60$ MeV berücksichtigt. Für die Vorselektion von Daten für die nachfolgende Bestimmung der Photonasymmetrie werden zunächst Ereignisse im Bereich von $\Delta\phi = \pm 15^\circ$ verwendet (Koplanar-Schnitt). Bei der Untersuchung systematischer Abweichungen werden die akzeptierten kinematischen Bereiche variiert, siehe Abschnitt 7.3.1.

Der Polarwinkel des Protons wird in der Analyse durch Vergleich des gemessenen Winkels mit dem aus einlaufendem Photon und Mesonkandidaten berechneten Winkel bestimmt. Im Gegensatz zur Azimutwinkeldifferenz wird hierfür der Impuls des einlaufenden Photons benötigt. Die Winkeldifferenz $\Delta\theta$ errechnet sich nach

$$\Delta\theta = \theta^{Proton} - \arctan\left(\frac{p_{trans.}^{Meson}}{p_z^{Photon} - p_z^{Meson}}\right) \quad (7.8)$$

aus dem Protonwinkel (θ^{Proton}) und den Impulskomponenten des einlaufenden Photons (p^{Photon}) und des Mesonkandidaten (p^{Meson}). In Abbildung 7.9 ist die Winkeldifferenz in Abhängigkeit von der invarianten Masse der 2γ -Kombinationen für den 3-PED-Datensatz dargestellt. Die eindimensionalen Verteilungen zeigen die Projektionen auf die Winkeldifferenz für Ereignisse nach Schnitten auf die invariante Masse der Mesonkandidaten im Bereich der π^0 - und η -Masse. Abbildung 7.8 zeigt im Vergleich zu Abbildung 7.7 die Verteilungen der Winkeldifferenzen nach den in diesem Abschnitt diskutierten Schnitten auf die Azimutwinkeldifferenz und die invariante Masse des *missing*-Protons für den 3-PED- und den 7-PED-Datensatz. Der Beitrag der Untergrundereignisse ist im Vergleich stark unterdrückt und die Breiten der Verteilungen lassen sich wiederum durch angepaßte Gaußverteilungen abschätzen. Für die Vorselektion von Ereignissen zur Bestimmung der Photonasymmetrie werden Ereignisse im Bereich von $\Delta\theta = 15^\circ$ verwendet. Dieser Bereich wird bei der Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge variiert.

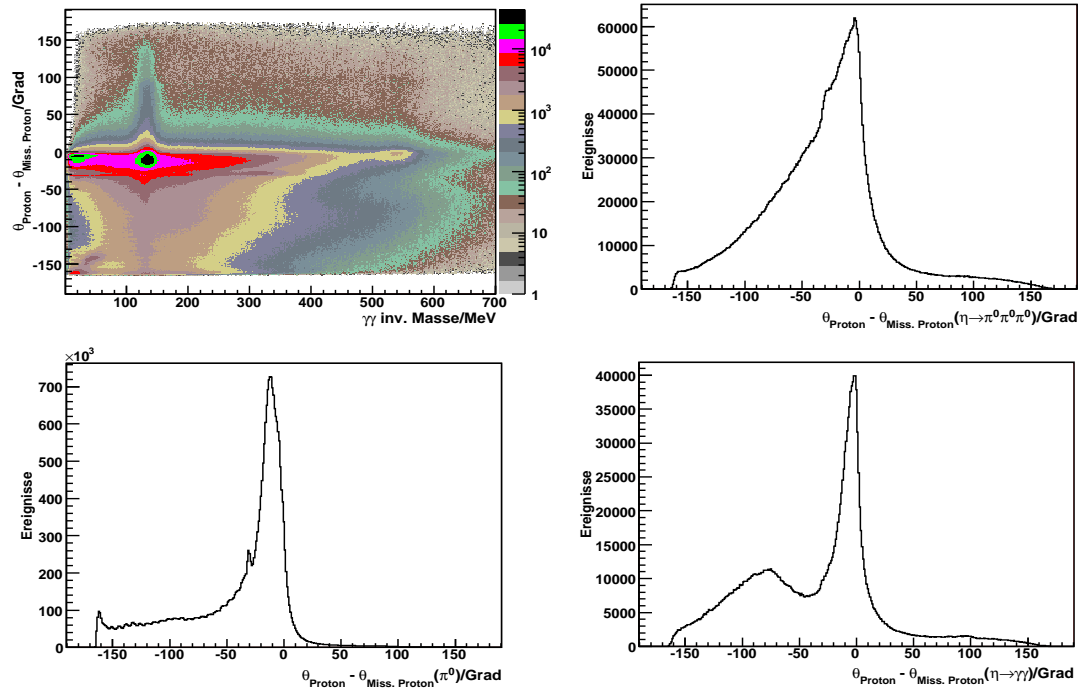


Abbildung 7.9: Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels für 3-PED-Ereignisse in Abhängigkeit von der 2γ -invarianten-Masse (oben links). Projektion auf die Winkeldifferenz für Ereignisse im Bereich der invarianten Masse des Mesonkandidaten von $m_\eta \pm 60$ MeV (7 PED - oben rechts, 3 PED - unten rechts) und $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV (unten links) ohne weitere Analysebedingungen.

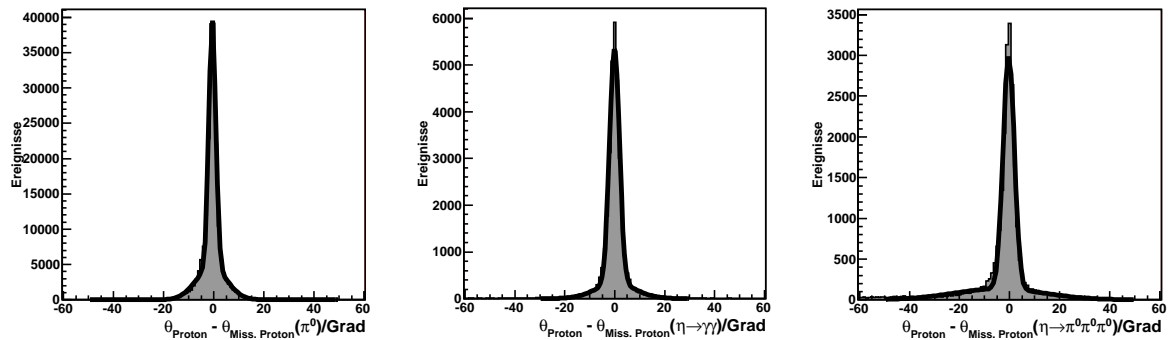


Abbildung 7.10: Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels nach weiteren kinematischen Schnitten (Azimutwinkeldifferenz, *missing*-Proton). **Links:** Verteilung für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse des Mesonkandidaten von $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV. Die Standardabweichung der Gaußverteilung beträgt $\sigma = 1,4^\circ$. **Mitte:** Für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 2,0^\circ$. **Rechts:** Für 7-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 2,2^\circ$.

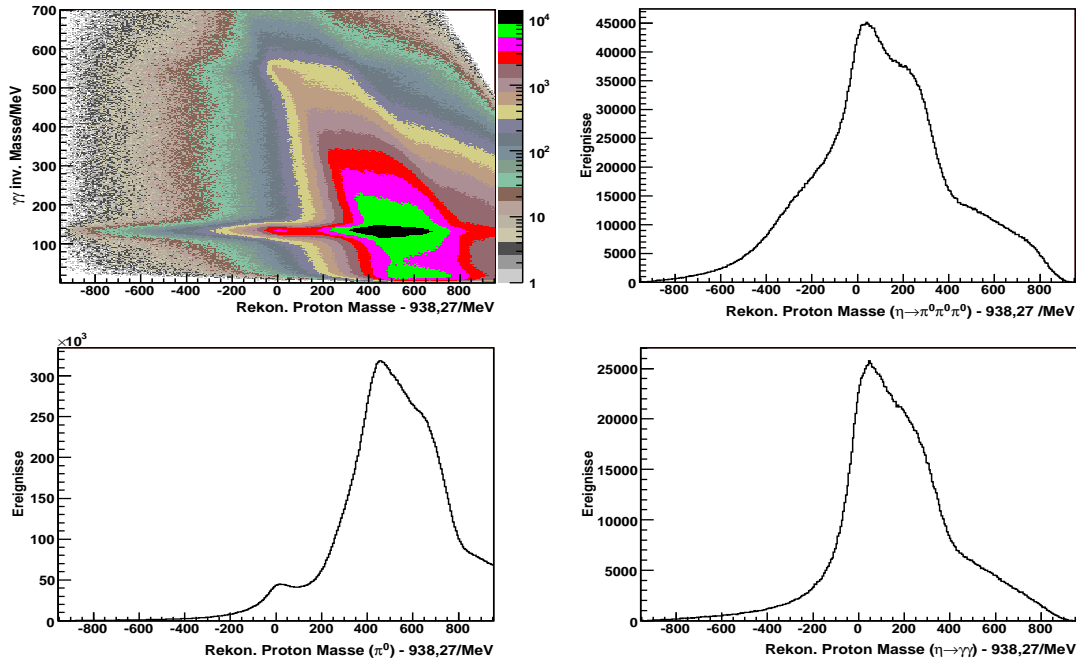


Abbildung 7.11: Abweichung der invarianten Masse des *missing*-Protons für 3-PED-Ereignisse in Abhängigkeit der 2γ -invarianten-Masse (oben links). Projektion auf die Masse des *missing*-Protons für Ereignisse im Bereich der invarianten Masse des Mesonkandidaten von $m_\eta \pm 60$ MeV (7 PED - oben rechts, 3 PED - unten rechts) und $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV (unten links) ohne weitere Analysebedingungen.

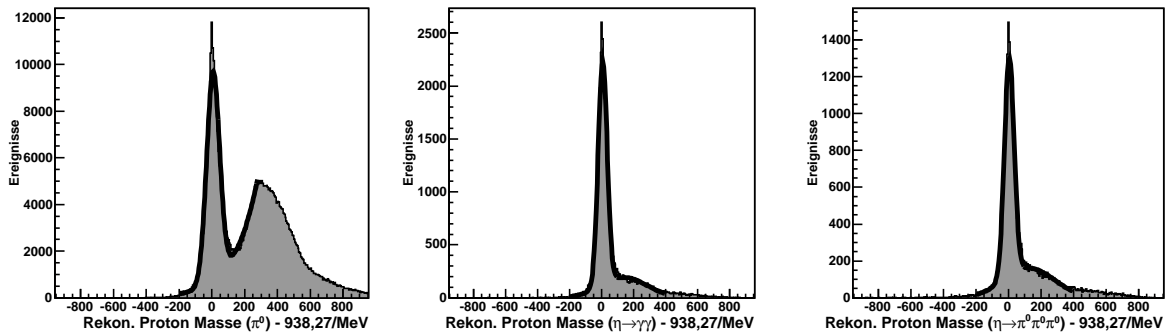


Abbildung 7.12: Abweichung der invarianten Masse des *missing*-Protons ($m_{miss}-938,27$ MeV) nach weiteren kinematischen Schnitten (Polar- und Azimutwinkeldifferenz). **Links:** Verteilung für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse des Mesonkandidaten von $m_{\pi^0} \pm 35$ MeV. Die Standardabweichung der Gaußverteilung beträgt $\sigma = 39$ MeV. **Mitte:** Für 3-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 28$ MeV. **Rechts:** Für 7-PED-Ereignisse im Bereich der invarianten Masse von $m_\eta \pm 60$ MeV; $\sigma = 30$ MeV.

Eine vom Protonkandidaten unabhängige Bedingung ergibt sich unter Berücksichtigung des Vierervektors des einlaufenden Photons. Die invariante Masse des *missing*-Protons wird aus den Vektoren des Photons, Targets und Mesonkandidaten berechnet nach:

$$m_{miss.Proton} = \sqrt{(E_{Photon} + m_{Proton} - E_{Meson})^2 - (\vec{p}_{Photon} - \vec{p}_{Meson})^2}. \quad (7.9)$$

Abbildung 7.11 zeigt zum einen die Abweichung der invarianten Masse des *missing*-Protons von 938,27 MeV in Abhängigkeit von der invarianten Masse der 2γ -Kombinationen für den 3-PED-Datensatz. Zum anderen sind nach Schnitten auf die invariante Masse der Mesonkandidaten im Bereich der π^0 - und η -Masse die Projektionen auf die invariante Masse des *missing*-Protons dargestellt. Nach Anwendung der Schnitte auf Polar- und Azimutwinkel können die Verteilungen durch Gaußverteilungen beschrieben werden. Für die Vorselektion von Ereignissen wird der Bereich mit $\Delta m_{miss} = \pm 150$ MeV verwendet. Dieser Bereich wird bei der Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge variiert.

Ladungserkennung Die Ladungserkennung wird mit Hilfe des Innendetektors und der Vetodetektoren des TAPS-Detektors für die Identifikation der Endzustände nur indirekt genutzt. D. h. sie wird nicht für die Identifikation des Protons verwendet, sondern zunächst nur für die Identifikation des Mesons bzw. der zugehörigen Zerfallsphotonen. In der Analyse wird an die Mesonkandidaten die Bedingung einer Ladungsqualität kleiner 66% gestellt. Dieses Vorgehen wurde aufgrund unterschiedlicher bzw. nicht exakt bekannter Effizienzen der Vetodetektoren gewählt: Bei Forderung einer aktiven Ladungserkennung für das Proton werden durch ineffiziente Fasern bzw. Veto-Module Reaktionen abhängig vom Protonwinkel verworfen. Dies erzeugt künstliche Winkelasymmetrien.

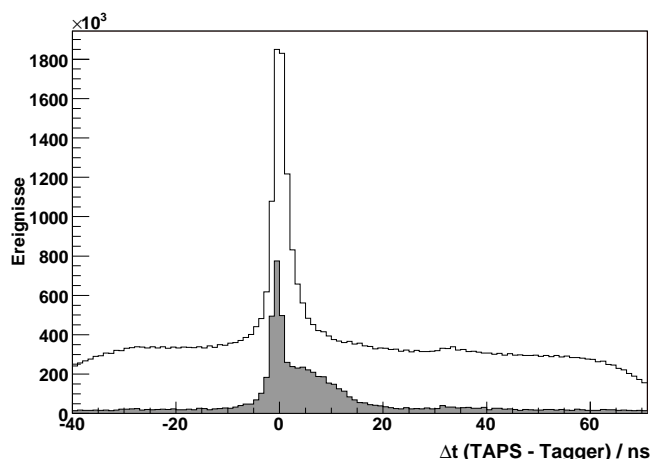
Zeitinformation Die Zeitdifferenz zwischen dem Nachweis des zum einlaufenden Photon korrespondierenden Elektrons mit dem Tagging-Detektor und einem Teilchen im TAPS-Detektor kann verwendet werden, um gültige Reaktionen anzureichern.

Um die volle Statistik der Daten auszunutzen, werden die Zeitsignale aller im TAPS-Detektor nachgewiesenen Teilchen verwendet. Insbesondere auch werden die der Protonen verwendet, wodurch sich die Auflösung der Zeitdifferenz (TAPS - Tagging-Detektor) durch die Flugzeit der Protonen verschlechtert. Im Vergleich zu einem Bereich für gültige Reaktionen von ca. ± 5 ns bei ausschließlicher Verwendung der Zerfallsphotonen beträgt der Bereich bei Hinzunahme der Protonen ca. 20 ns.

Darüberhinaus wird, falls kein gültiges Zeitsignal für eine Reaktion vorliegt, für diese die über alle gültigen Reaktionen gemittelte TAPS-Zeitinformation verwendet. Die Ursachen für fehlende Zeitinformationen sind defekte Module, d. h. Fehler in der nachfolgenden Elektronik (TDCs).

Durch dieses Verfahren ist für jede Reaktion eine Zeitinformation der Zerfallsteilchen verfügbar, die mit den Zeiten der im Tagging-Detektor nachgewiesenen Elektronen verglichen werden kann. Die Abbildung 7.13 zeigt sowohl die Zeitdifferenz zwischen TAPS- und Tagging-Detektor für Ereignisse des 3-PED-Datensatzes, als auch die Zeitdifferenz für die Ereignisse nach den oben diskutierten kinematischen Bedingungen.

Abbildung 7.13: Zeitdifferenz der Ereignisse im TAPS- und Tagging-Detektor ohne (weiße Fläche) und mit (graue Fläche, mit Faktor 300 skaliert) kinematischen Schnitten für 3-PED-Ereignisse. Die rechte Schulter der grauen Verteilung ist erst nach kinematischen Schnitten sichtbar und resultiert aus der Verwendung der Zeitinformationen von Protonen und deren energieabhängiger Flugzeit.



Die Multiplizität der aus der Analyse des Tagging-Detektors rekonstruierten einlaufenden Photonen beträgt im Mittel 8. Nach Einschränkung des akzeptierten Bereiches der Zeitdifferenz mit dem TAPS-Detektor beträgt die mittlere Multiplizität für einen Standard-Zeitschnitt jedoch nur noch 2.

Für den Fall, daß eine Reaktion mit mehr als einem nachgewiesenen Elektron im Tagging-Detektor rekonstruiert werden kann, d. h. alle kinematischen Bedingungen für alle beiden Elektronen erfüllt werden, wird das beste korrespondierende Photon ausgewählt. Dafür wird jeweils die invariante Masse des *missing*-Protons bestimmt und dasjenige Photon ausgewählt, mit dem die geringste Abweichung zur Protonmasse erzielt wird.

Durch die Begrenzung der Zeitdifferenz zwischen einlaufendem Photon und hadronischer Reaktion wird auch der Beitrag von falsch identifizierten Reaktionen reduziert. Eine Reaktion kann z. B. falsch identifiziert werden, obwohl alle kinematischen Bedingungen erfüllt sind, indem der Vierervektor eines nicht zur Reaktion gehörenden Photons verwendet wird.

Mit der verwendeten Methode steht für jede identifizierte Reaktion ein Vierervektor des einlaufenden Photons zur Verfügung. Dadurch ist es möglich, mit Hilfe der Photonenergie für jede Reaktion den Grad der Linearpolarisation des beteiligten Photons zu bestimmen, siehe Abschnitt 5.5.2. Die im nächsten Abschnitt vorgestellte Extraktion der Photonasymmetrie kann mit dem über die Einzelreaktionen gemittelten Polarisationsgrad durchgeführt werden. Die Breite des akzeptierten Zeitbereiches wird bei der Untersuchung systematischer Fehlerbeiträge variiert.

Identifikation der Endzustände Die Ereignisse der gesuchten Reaktionen werden mit Hilfe der invarianten Masse der Mesonkandidaten identifiziert. Darüberhinaus läßt sich durch Vergleich des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses in den Spektren die Qualität der Ereignis Selektion beurteilen.

In Abbildung 7.14 ist die $\gamma\gamma$ -invariante Masse für den 3-PED-Datensatz und die 6γ -invariante Masse für den 7-PED-Datensatz dargestellt. Alle eingetragenen Ereignisse genügen den oben beschriebenen Analysebedingungen (Kinematische Schnitte, Ladungsqualität, Zeitschnitt).

Die Reaktionen der η - und π^0 -Photoproduktion sind anhand der Signale im Spektrum der

invarianten Masse an der Position der entsprechenden Meson-Masse eindeutig identifizierbar. Untergrundereignisse sind bereits für die oben diskutierten kinematischen Standardschnitte im Vergleich zum π^0 -Signal um mehr als zwei Größenordnungen unterdrückt und im Vergleich zum η -Signal um etwas weniger als zwei Größenordnungen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert sich durch Verwendung engerer kinematischer Schnitte. Um mögliche Auswirkungen auf die Winkelverteilungen zu studieren, werden jedoch zunächst die Ereignisse durch Verwendung der Standard-Schnitte extrahiert.

Die Breiten der Signale der invarianten Massen sind durch die Detektorauflösung gegeben und werden durch Anpassen einer Gauß-Funktion abgeschätzt ($\sigma_{\pi^0} = 10$ MeV, $\sigma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} = 22$ MeV). Für die Bestimmung der Winkelverteilungen werden im folgenden nur Ereignisse innerhalb eines Bereiches von $3\sigma_{\eta, \pi^0}$ verwendet.

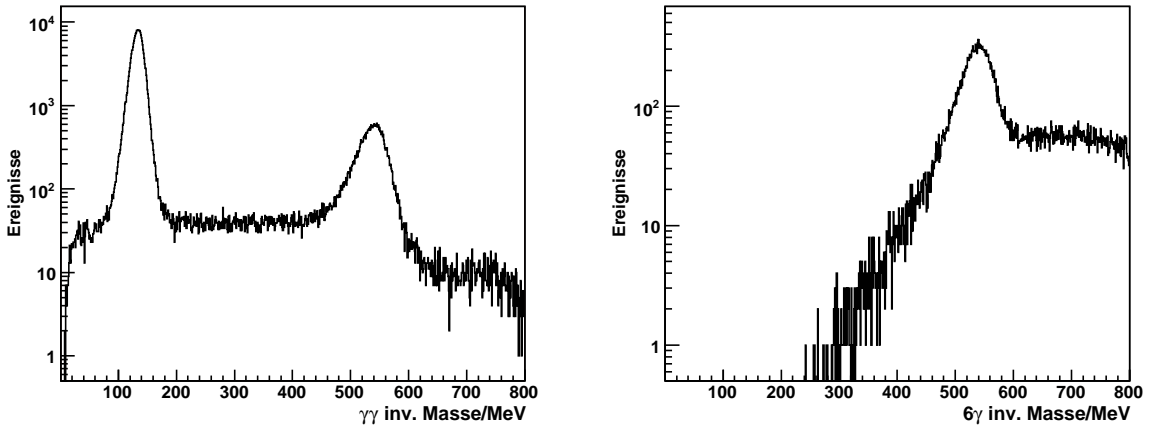


Abbildung 7.14: Invariante Massen nach Standard-Analysebedingungen (siehe Text). **Links:** Zwei-Photon-invariante-Masse für den 3-PED-Datensatz. Die π^0 -Signalbreite beträgt $\sigma_{\pi^0} = 10$ MeV und die η -Signalbreite beträgt $\sigma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} = 22$ MeV. **Rechts:** 6-Photon-invariante-Masse für den 7-PED-Datensatz. Die η -Signalbreite beträgt $\sigma_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = 25$ MeV.

Die über den Zerfall des η -Mesons in drei Pionen rekonstruierten Ereignisse des 7-PED-Datensatzes zeigen im Spektrum der invarianten Masse im Vergleich zum $\gamma\gamma$ -Zerfall ein schlechteres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Die Verteilung der Untergrundereignisse ist darüberhinaus abhängig von der Energie des einlaufenden Photons. Auf die Berücksichtigung des Untergrundes wird im Hinblick auf die Extraktion der Photonasymmetrie im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

Die Breite des η -Signals ist aufgrund der höheren Multiplizität der Zerfallsteilchen und somit eines größeren Einflusses der Detektorauflösung im Vergleich zum Zerfall des η -Mesons in zwei Photonen größer ($\sigma_{\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0} = 25$ MeV).

Akzeptanzbereiche und Binierung Die Photonasymmetrie ist sowohl eine Funktion der Schwerpunktsenergie W , und somit der Energie des einlaufenden Photons, als auch des Polarwinkels des Mesons im Schwerpunktsystem θ^{cm} . Daher ist es für die sinnvolle Aufteilung der rekonstruierten Ereignisse notwendig, die Akzeptanzbereiche für diese beiden Größen in dem verwendeten Detektoraufbau zu kennen.

Für die Bestimmung der Strahlasymmetrie wird der zu untersuchende Bereich der Schwerpunkts- bzw. Photonenergie durch einen ausreichend hohen Polarisationsgrad ($\geq 10\%$) der einlaufenden Photonen definiert. Die im Experiment gewählte Position des kohärenten Piks liegt für den hier diskutierten Datensatz bei 1350 MeV. Im folgenden werden für die Asymmetriebestimmung nur Ereignisse mit Photonenergien im Bereich von 800 MeV - 1400 MeV verwendet. Die Einteilung dieses Energiebereiches in Intervalle (Bins) kann aufgrund der hohen Statistik für die Pionproduktion in Schritten von 33 MeV erfolgen. Dadurch ist ein direkter Vergleich der Ergebnisse mit einer Messung der GRAAL-Kollaboration¹⁰ möglich. Die Binierung für die η -Ereignisse kann aufgrund der geringeren Statistik nur in Schritten von 100 MeV erfolgen.

Der Bereich des Polarwinkels θ^{cm} der Mesonen ist sowohl durch den Akzeptanzbereich des Detektoraufbaus (Phasenraum) als auch durch die verwendete Triggerbedingung vorgegeben. Die

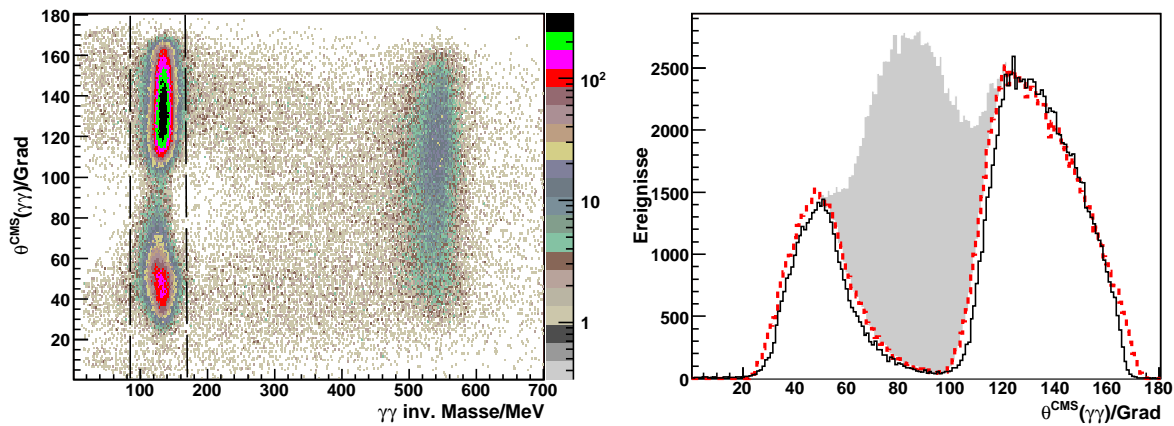


Abbildung 7.15: Akzeptanzbereich des Polarwinkels im Schwerpunktssystem für π^0 - und η -Ereignisse. **Links:** Polarwinkel der Ereignisse des 3-PED-Datensatzes in Abhängigkeit von der $\gamma\gamma$ -invarianten-Masse. **Rechts:** Projektion auf den Polarwinkel für Ereignisse mit einer invarianten Masse von $m_{\pi^0} \pm 30$ MeV: gemessene Daten (schwarze Linie), simulierte Daten unter Berücksichtigung der Triggerbedingung (rot gestrichelte Linie). Unterschied der simulierten Daten mit und ohne Berücksichtigung der Triggerbedingung (graue Fläche).

Abbildung 7.15 zeigt links den Polarwinkel im Schwerpunktssystem in Abhängigkeit von der invarianten Masse für die extrahierten Mesonkandidaten. Die Ereignisse bei der η -Masse decken gleichmäßig einen Polarwinkelbereich zwischen 30° und 160° ab, gegeben durch die fehlende Labor-Detektorakzeptanz in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Im Vergleich dazu zeigen die Ereignisse bei der π^0 -Masse eine Lücke zwischen 60° und 110° , die auf die verwendete Triggerbedingung (Trigger B, Abschnitt 6.2) zurückzuführen ist. Sie entsteht für Reaktionen, bei denen nur ein Teilchen ein Signal im TAPS-Detektor auslöst, welches jedoch nicht über der hohen Triggerschwelle liegt. Diese Polarwinkelverteilung läßt sich mit Hilfe einer Phasenraum-simulation unter Berücksichtigung der Triggerbedingung (Triggersimulation [JG04]) reproduzieren. Zur Illustration sind in Abbildung 7.15 rechts dargestellt: Die Polarwinkelverteilung der

¹⁰GRenoble Anneau Accelérateur Laser

gemessenen Daten (schwarze Linie), simulierte Ereignisse unter Verwendung der Triggersimulation (gestrichelte Linie) und der Unterschied für simulierte Ereignisse ohne Verwendung der Triggerbedingung (graue Fläche). Die verwendete Phasenraumsimulation beruht auf der Standardsoftware des CB/TAPS-Experimentes. Die simulierten und gemessenen Daten durchlaufen dieselben Rekonstruktions- und Analyseschritte.

Für die im folgenden beschriebene Extraktion der Photonasymmetrie werden die rekonstruierten Ereignisse unter Berücksichtigung der Akzeptanzbereiche für Photonenergie und Polarwinkel in mehrere Bereiche aufgeteilt und innerhalb dieser Bins jeweils die Verteilung des Azimutwinkels untersucht.

7.3 Extraktion der Photonasymmetrie

Die Photonasymmetrie ist definiert als das Verhältnis der Teilwirkungsquerschnitte σ_{TT} und σ_T (Abschnitt 2). Eine Messung erfordert einen linear polarisierten Photonenstrahl, ist aber mit unpolarisiertem Target möglich. Für diese Situation läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt vereinfacht schreiben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P\Sigma \cdot \cos(2\phi)). \quad (7.10)$$

Hierbei ist $d\sigma_0/d\Omega$ der polarisationsunabhängige Wirkungsquerschnitt, P der Polarisationsgrad der Photonen und Σ die Photonasymmetrie.

Für die experimentelle Extraktion der Photonasymmetrie kann aufgrund des ϕ -symmetrischen Detektoraufbaus in jedem Energie- und Polarwinkel-Bin die Modulation der Verteilung des Azimutwinkels ϕ mit der Funktion

$$f(\phi) = A + B \cdot \cos(2\phi) \quad (7.11)$$

bestimmt werden. Das Produkt aus Photonasymmetrie Σ und Polarisationsgrad P ist dann gleich dem Verhältnis der Fitparameter B/A.

Da für jedes Ereignis die Energie des einlaufenden Photons bekannt ist, kann mit Hilfe der in Abschnitt 5.5.2 ermittelten Funktion jeder Energiewert auch einem Polarisationsgrad zugeordnet werden. Dadurch ist es möglich für jedes Datenintervall (Bin) einen über die Ereignisse gemittelten Polarisationsgrad zur Extraktion der Photonasymmetrie zu bestimmen.

Neben den in Abschnitt 5.5.2 diskutierten Fehlerquellen bei der Bestimmung des Polarisationsgrades haben alle Effekte, die zu künstlichen ϕ -Winkelasymmetrien führen, einen Einfluß auf die Bestimmung der Photonasymmetrie. Vor der Diskussion der Ergebnisse werden zunächst die wesentlichen Fehlerbeiträge vorgestellt: Im folgenden wird für die η -Produktionsdaten aus dem 7-PED-Datensatz untersucht, welchen Einfluß der Untergrund unter dem η -Pik im Invariante-Masse-Spektrum auf die Winkelverteilungen hat. Anschließend wird der Einfluß von Ineffizienzen aufgrund von z. B. defekten Detektormodulen, mangelhaften Kalibrationen und Triggerschwellen diskutiert. Die Stabilität der Ergebnisse unter Variation der Analysebedingungen (z. B. kinematische Schnitte) wird abschließend untersucht. Für alle Effekte wird ein systematischer Fehlerbeitrag abgeschätzt.

7.3.1 Untersuchung systematischer Fehlerbeiträge

Untergrundbehandlung für den Reaktionskanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ Für die rekonstruierten Ereignisse werden die ϕ -Winkelverteilungen nach einem Schnitt auf die invariante Masse des η -Mesons ausgewertet. Wie in Abbildung 7.14 integral für alle Photonenergien und Mesonwinkel dargestellt ist, können die Untergrundeignisse für den Reaktionskanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ nicht vernachlässigt werden. Die Verteilung der Untergrundeignisse ist dabei stark von der Photonenergie abhängig. Abbildung 7.16 zeigt die invariante Masse für sechs Photon-Energiebereiche mit Breiten von 100 MeV.

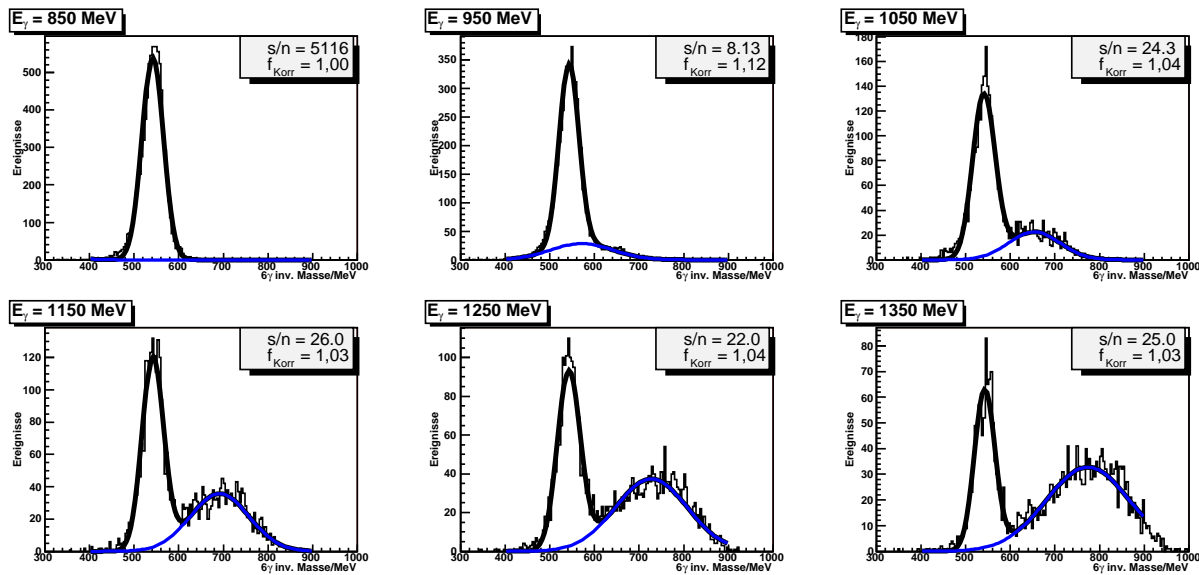


Abbildung 7.16: Verteilungen der 6γ -invarianten-Masse für sechs unterschiedliche Energiebins. Sowohl der Massenpik als auch der Untergrund werden mit einer Gauß-Funktion beschrieben. Die Legenden zeigen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (s/n) im Bereich $m_\eta \pm 50$ MeV und den Korrekturfaktor f_{Korr} . (siehe Text).

Für die Abschätzung des relativen Anteils der Untergrundeignisse im Bereich des Massenintervalls $m_\eta \pm 50$ MeV wird die Untergrundverteilung mit verschiedenen Funktionen (Gauß-Funktion, Polynome mit 1. – 4. Ordnung) beschrieben. Die Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen die beiden extremen Fälle. Die Verwendung einer Gauß-Funktion „unterschätzt“ den Untergrundanteil und die Verwendung einer Geraden „überschätzt“ ihn. Die Differenz des mit diesen beiden Funktionen bestimmte Untergrundanteils wird für die nachfolgende Abschätzung des systematischen Fehlers dieser Methode verwendet.

Für die exakte Berücksichtigung des Untergrundes bei der Bestimmung der ϕ -Winkelverteilung ist es notwendig, die ϕ -Winkelmodulation der Untergrundeignisse zu kennen. Eine Abschätzung der möglichen Untergrund-Winkelasymmetrie wurde durchgeführt, indem im Spektrum der invarianten Masse nur Ereignisse rechts neben dem η -Pik verwendet wurden. Für diese Untergrundeignisse zeigt sich keine signifikante Winkelmodulation, d. h. die Amplitude B ist in

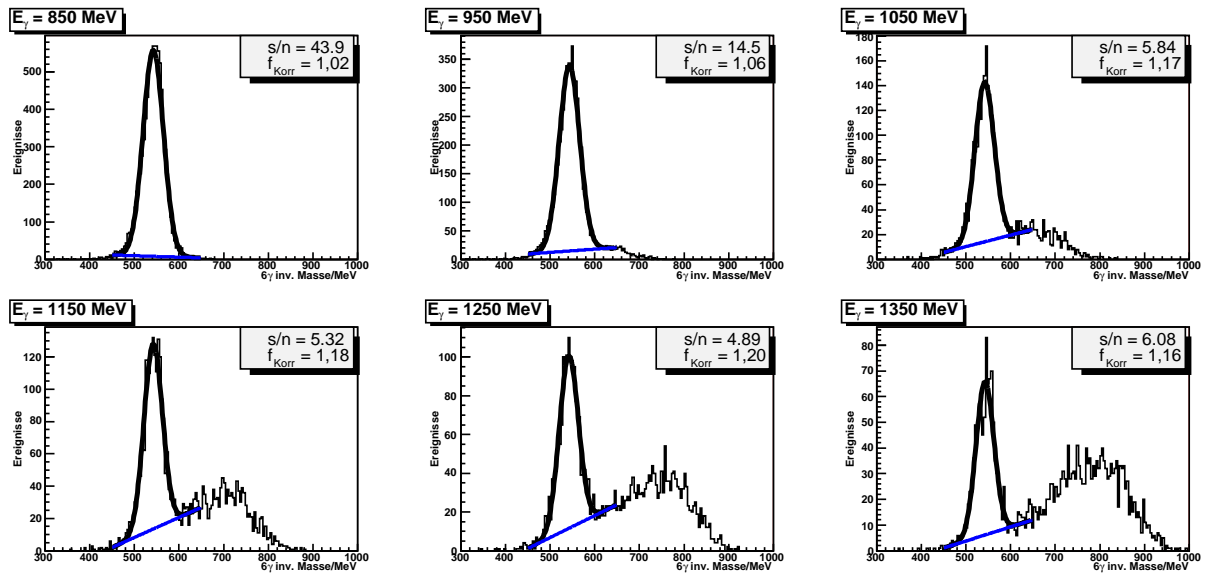


Abbildung 7.17:

Im Unterschied zu Abbildung 7.16 wird für die Beschreibung des Untergrundes eine lineare Funktion verwendet.

Gleichung 7.11 innerhalb der statistischen Fehler gleich Null. Im folgenden wird deshalb angenommen, daß die Untergrundeignisse über den gesamten ϕ -Winkelbereich gleichverteilt sind (Abbildung 7.18). Mit dieser Annahme läßt sich der Fit-Parameter A aus Gleichung 7.11 um den relativen Anteil der Untergrundeignisse skalieren, so daß die aus den Daten bestimmten Verhältnisse der Fit-Parameter B/A mit einem Faktor $f_{\text{Korr.}} = A_{(S+BG)}/A_S$ korrigiert werden können. Typische Werte für den Korrekturfaktor sind in den Legenden von Abbildung 7.16 und 7.17 angegeben.

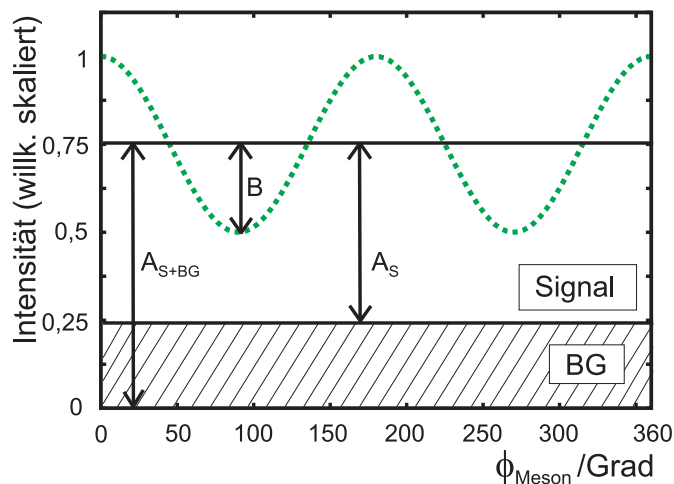


Abbildung 7.18: Schematische ϕ -Winkelverteilung für gleichverteilte Untergrundeignisse (BG) und Ereignisse der untersuchten Reaktion (Signal). Der Fit-Koeffizient A (Gleichung 7.11) kann mit Hilfe des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses $(S + BG)/S$ skaliert werden (siehe Text).

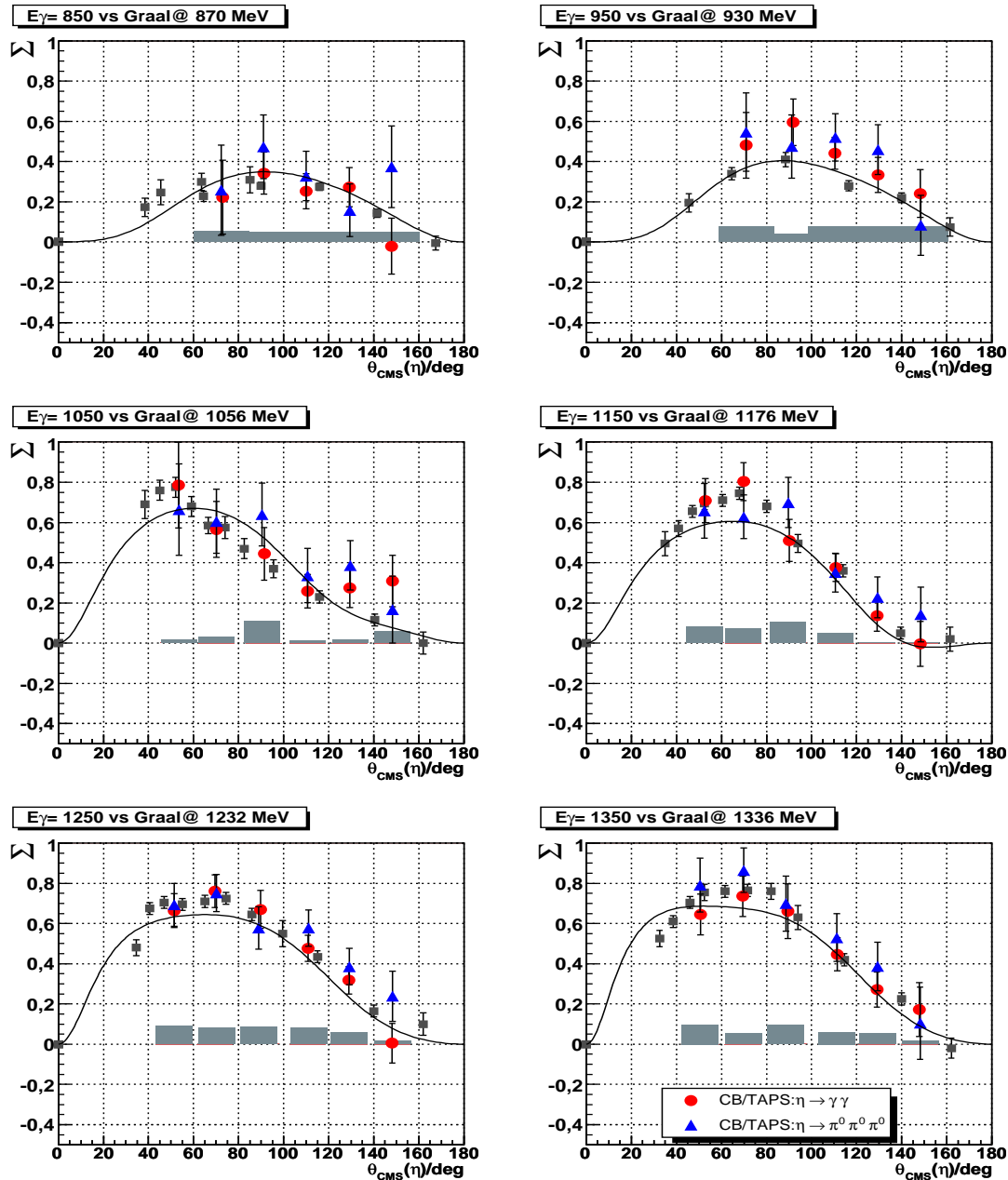


Abbildung 7.19: Photonasyymetrie Σ der η -Photoproduktion für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (rote Kreise) und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (blaue Dreiecke) in Abhängigkeit vom Polarwinkel im Schwerpunktsystem mit statistischen Fehlern. Die Überschriften geben die unterschiedlichen Energieintervalle der Datenpunkte an. Zusätzlich zeigen die Balkendiagramme die volle Abweichung der Photonasyymetrie für die vorgestellten Methoden des Untergrundabzuges für den $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ Zerfallskanal. Zum Vergleich sind die experimentellen Ergebnisse [A⁺98, K⁺02] (graue Quadrate) und die Vorhersage der Eta-MAID-Rechnung [CYTD02] (schwarze Linie) dargestellt.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlerbeitrags wird für jede ϕ -Winkelverteilung die Photonasymmetrie jeweils mit den Korrekturfaktoren des Gauß-Fits und des Geraden-Fits bestimmt. Die Differenz der zwei Photonasymmetrien ergibt für jeden Datenpunkt eine Abweichung, die zwischen $\Delta\Sigma=5\%$ und $\Delta\Sigma=10\%$ absolut liegt. Die einzelnen Beiträge für jeden Datenpunkt sind in Abbildung 7.19 dargestellt. Für die spätere Fehlerfortpflanzung werden die Abweichungen in einen 1σ -Fehler¹¹ umgerechnet. Im Vorgriff auf die sich im folgenden Abschnitt anschließende Diskussion sind bereits die Ergebnisse der Messung dargestellt, um hier auch den relativen Fehler des Effektes abzuschätzen zu können.

Da der Kanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ praktisch untergrundfrei ist, bestätigt die Verträglichkeit der Ergebnisse für die Photonasymmetrie in den beiden η -Zerfallskanälen die adäquate Behandlung des Untergrundabzuges. Vor allem in den niedrigen Energiebins könnte ein Untergrundbeitrag, aufgrund seiner energieabhängigen Lage und Form, unter dem $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenpik nicht durch einen Fit abgeschätzt werden und würde unentdeckt bleiben. Darüberhinaus gibt es keinen Hinweis auf einen Untergrundbeitrag mit einer großen Asymmetrie: Für eine mit dem η -Kanal vergleichbar große Asymmetrie müßten die $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ Datenpunkte um die Korrekturfaktoren systematisch niedrigere Werte haben als die $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ Daten.

Künstliche Winkelasymmetrien Die ϕ -Winkelverteilungen und somit die Photonasymmetrie können stark durch Ineffizienzen im Teilchennachweis beeinflußt werden, hervorgerufen durch defekte oder fehlergestellte Detektormodule, mangelhafte Kalibrationen und uneinheitliche Triggerschwellen.

Den Einfluß fehlender Detektormodule veranschaulicht die Abbildung 7.20 am Beispiel von zwei vertauschten TAPS-Modulen (a58 und a60)¹². Dargestellt ist in der linken Abbildung die ϕ -Winkelverteilung gegen die θ_{Lab} -Winkelverteilung. Die Inhomogenität bei $\phi \approx 60^\circ$ und $\theta \approx 25^\circ$ zeigt die Vertauschung an. Durch die falsche Zuordnung der beiden Module im Rekonstruktions-Algorithmus haben die Cluster, an denen mindestens eines der Module beteiligt ist, eine falsche Gesamtenergie. Die damit rekonstruierten Teilchen erhalten somit eine falsche Energie- und Impulsinformation, so daß sie die kinematischen Analysebedingungen (Energie- und Impulserhaltung) nicht erfüllen können.

Im zweidimensionalen Spektrum der rekonstruierten Laborwinkel der Photonen ergeben sich helle Bereiche um den Kristallmittelpunkt¹³, da ohne die Clusterbildung auch die Positionsbestimmung des elektromagnetischen Schauers nicht exakt möglich ist (Abbildung 7.20 links). Die Einträge in der Mitte der vertauschten Module entstehen für den Fall, daß ein Modul genügend Energie hat, um alleine einen Cluster zu bilden.

Der Einfluß auf die Bestimmung der Winkelmodulation und somit die Photonasymmetrie kann in den eindimensionalen ϕ -Winkelverteilungen (Abbildung 7.20 rechts) durch den Vergleich von zwei Fits mit unterschiedlich großen ϕ -Bereichen abgeschätzt werden. Für das in Abbildung 7.20 rechts dargestellte Datenbin, basierend auf rekonstruierten π^0 -Ereignissen, ergibt sich ei-

¹¹Für die Umrechnung in den 1σ -Fehler wird von einer stetigen Gleichverteilung in dem durch die beiden Ergebnisse aufgespannten Intervall ausgegangen. Der σ -Fehler ergibt sich durch Multiplikation der Differenz mit $\sqrt{1/12}$.

¹²Die Vertauschung fand vermutlich bei der Verkabelung statt und wurde erst im Verlauf dieser Datenanalyse entdeckt.

¹³Ein defektes Modul hat auch keine Einträge im Kristallmittelpunkt und ist im 2D-Spektrum durch ein „Loch“ zu identifizieren.

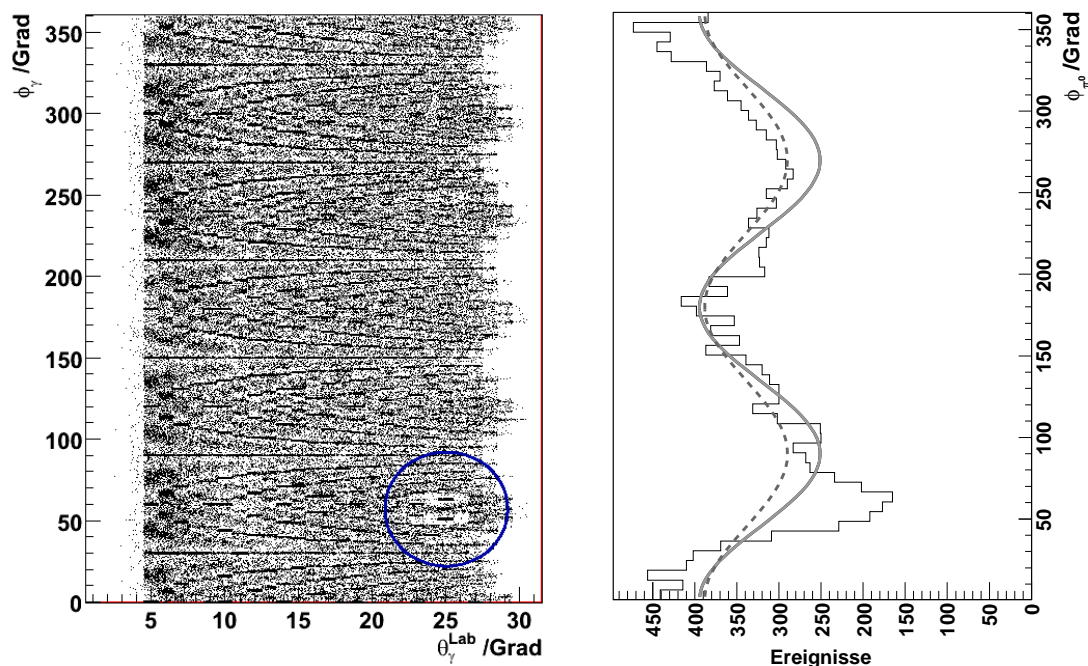


Abbildung 7.20: **Links:** Zweidimensionale Winkelverteilung (ϕ vs. $\theta_{Lab.}$) für Ereignisse des 3-PED-Datensatzes im TAPS-Detektor. Der Kreis markiert die beiden vertauschten Module (a58 und a60) bei $\phi \approx 60^\circ$ und $\theta \approx 25^\circ$. **Rechts:** ϕ -Winkelverteilung für rekonstruierte π^0 -Ereignisse im Photonenergiebereich 900-1000 MeV und Polarwinkelbereich im Schwerpunktsystem $37^\circ - 90^\circ$. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an die Daten mit einer Funktion $f(\phi) = A + B \cdot \cos(2\phi)$ über den gesamten ϕ -Bereich ($B/A = 0,22$). Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit mit der gleichen Funktion über den Bereich $\phi = 100^\circ - 360^\circ$ ($B/A = 0,14$).

ne Abweichung der Verhältnisse der Fitparameter (B/A) von 63% relativ. Einzelne fehlende Module können somit einen großen Einfluß auf die Asymmetriestimmung haben.

Die Auswirkung dieses Effektes ist sowohl von der Größe der Energie- und Winkelintervalle (Binierung) als auch vom Zerfallskanal abhängig. Bei dem Zerfall eines Mesons in zwei Photonen ist die Korrelation zwischen der Mesonrichtung und der Photonrichtung größer als bei Zerfällen mit höherer Photonmultiplizität.

Für die Datenanalyse konnten die beiden falsch verkabelten TAPS-Module in der Rekonstruktion (Software) zurückgetauscht und eine neue Kalibration einschließlich aller benachbarten Module durchgeführt werden.

Um den systematischen Fehler aufgrund von Defektordefekten zu minimieren, müssen die verwendeten Daten sorgfältig, d. h. in Schritten von ca. 20 Einzeldatensätzen (runs) auf fehlende Module untersucht werden. Als Standard-Kontrollspektrum wird dafür die zweidimensionale Darstellung der Polar- und Azimutwinkel aller Treffer verwendet. Diese Vorgehensweise ermöglicht es auch, die Qualität der Detektor-Kalibration zu beurteilen.

Ähnlich wie defekte Module fallen auch falsch kalibrierte Module teilweise aus der Teilchenrekonstruktion heraus. Eine falsche Zeitkalibration kann dazu führen, daß ein Modul aus einem Cluster verworfen wird. Dadurch erhält der Cluster eine falsche Gesamtenergie. Auch durch

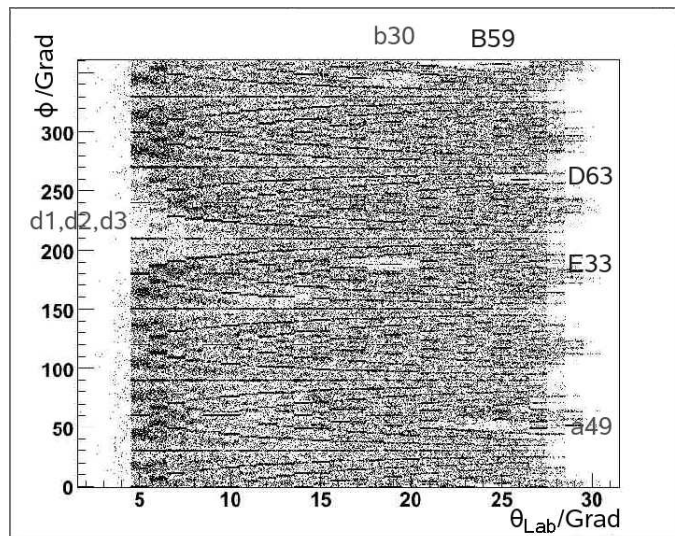


Abbildung 7.21: Zweidimensionale Winkelverteilung (ϕ vs. θ_{Lab}) für Ereignisse im TAPS-Detektor nach einer Standard-Detektorkalibration. Ungenügend kalibrierte Module lassen sich aufgrund fehlender Clusterbildung anhand heller Stellen identifizieren. Die zugehörigen Modulnummern sind am Rand vermerkt (falsche Zeit: a*, b*, d*; falsche Energie: B*, D*, E*).

eine mangelhafte Energiekalibration kann die Gesamtenergie eines Clusters verfälscht werden. In beiden Fällen haben die rekonstruierten Teilchen in der Analyse eine falsche Energie- und Impulsinformation und führen zu einer „Verdünnung“ im 2D-Kontrollspektrum.

Die Abbildung 7.21 zeigt das zweidimensionale Spektrum der rekonstruierten Laborwinkel der Photonen für eine Standard-Kalibration. Da, wie am obigen Beispiel der vertauschten TAPS-Module gezeigt, bereits wenige fehlende Module Auswirkungen auf die Winkelverteilungen der Mesonen haben, hat sich gezeigt, daß die Qualität der ursprünglichen Kalibration nicht ausreichend war. Bei der Untersuchung des Datensatzes auf fehlende Module konnten gleichzeitig die nicht ausreichend kalibrierten Module bestimmt und danach eine Rekalibration durchgeführt werden. Diese aufwendige Vorgehensweise kann vermieden werden, wenn für die Analyse von Winkelasymmetrien die Qualität der Kalibration während ihrer Durchführung mit Hilfe von Standard-Kontrollhistogrammen (zweidimensionale Laborwinkelverteilungen) überprüft wird.

Die im Experiment verwendeten Triggerschwellen des TAPS-Detektors (Abschnitt 6.2) sind nicht ϕ -symmetrisch und könnten somit zu künstlichen Winkelasymmetrien führen. Um dies zu vermeiden, wird für die Treffer in den ϕ -symmetrisch angeordneten TAPS-Modulen (Modul-Ringe) in der Analyse eine einheitliche Software-Schwelle gesetzt [Pee]. Als Schwelle für den jeweiligen Ring wird die höchste Schwelle, die mit der nachträglichen Analyse der Triggerschwellen in diesem Ring bestimmt wird (Abschnitt 7.1), gewählt.

Abbildung 7.22 zeigt eine Ineffizienz in ca. 15 Modulen von Block C des TAPS-Detektors, welche nach einer Umstellung der Triggerbedingung von Trigger A auf Trigger B (Abschnitt 6.2) aufgetreten ist. Die rechte Abbildung verdeutlicht diese Ineffizienz durch die Projektion der Ereignisse in dem betroffenen Polarwinkelbereich im Laborsystem auf die ϕ -Achse. Auch nach der vollen Rekonstruktion unter Verwendung der maximalen Triggerschwellen je TAPS-Ring sind die ϕ -Winkelverteilungen der Mesonen durch die ineffizienten Module beeinflusst.

Abbildung 7.23 (A) zeigt die Winkelverteilung von π^0 -Ereignissen in einem Polarwinkelbereich $\theta_{cm} = 30^\circ - 40^\circ$ und für einen Photonenergiebereich $E_\gamma = 1296 - 1326$ MeV. Das linke Minimum im Spektrum der Winkelverteilung entspricht dem ϕ -Bereich, der durch die ineffizienten Module abgedeckt wird, und zeigt im Vergleich zum rechten Minimum weniger Einträge, wodurch die resultierende Asymmetrie überschätzt wird. Hier ist die Skala der ϕ -Achse zwischen Abbildung 7.22 ($0^\circ - 360^\circ$) und Abbildung 7.23 ($-180^\circ - 180^\circ$) umsortiert. Aufgrund der starken Winkelkorrelation im π^0 -Kanal wird die Auswirkung von Effekten im Laborsystem auf den rekonstruierten Mesonwinkel im Schwerpunktsystem in diesem Kanal besonders deutlich.

Abbildung 7.23 (B) zeigt die gleichen Daten mit der zusätzlichen Analysebedingung, daß diejenigen Ereignisse verworfen werden, bei denen ein oder mehrere Photonen in dem ineffizienten Bereich detektiert werden. Durch die resultierende künstliche, maximale Verstärkung der Ineffizienz im Laborsystem ist es möglich, deren Auswirkung auf die ϕ -Winkelverteilung der

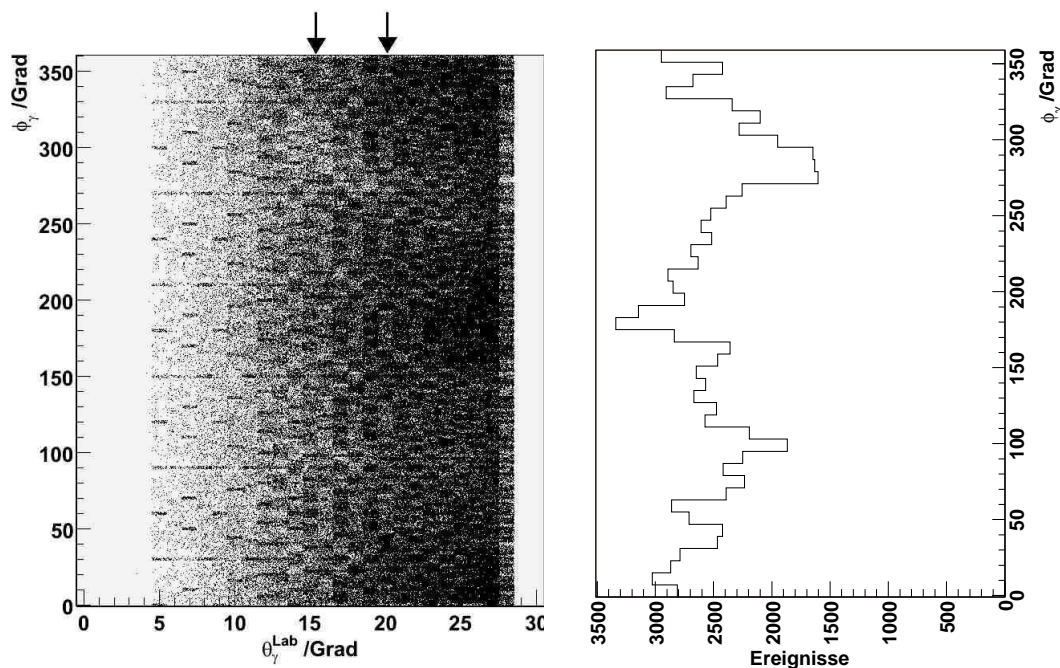


Abbildung 7.22: **Links:** Zweidimensionale Winkelverteilung im Laborsystem (ϕ vs. $\theta_{Lab.}$) für Photonen im TAPS-Detektor. Der helle Bereich bei $\phi \approx 300^\circ$ und $\theta_{Lab.} \approx 15^\circ$ entspricht in etwa den Modulen Nr. 15-30 in Block C von TAPS. **Rechts:** Projektion auf die ϕ -Achse für Ereignisse in einem Bereich von $15^\circ \leq \theta_{Lab.} \leq 20^\circ$.

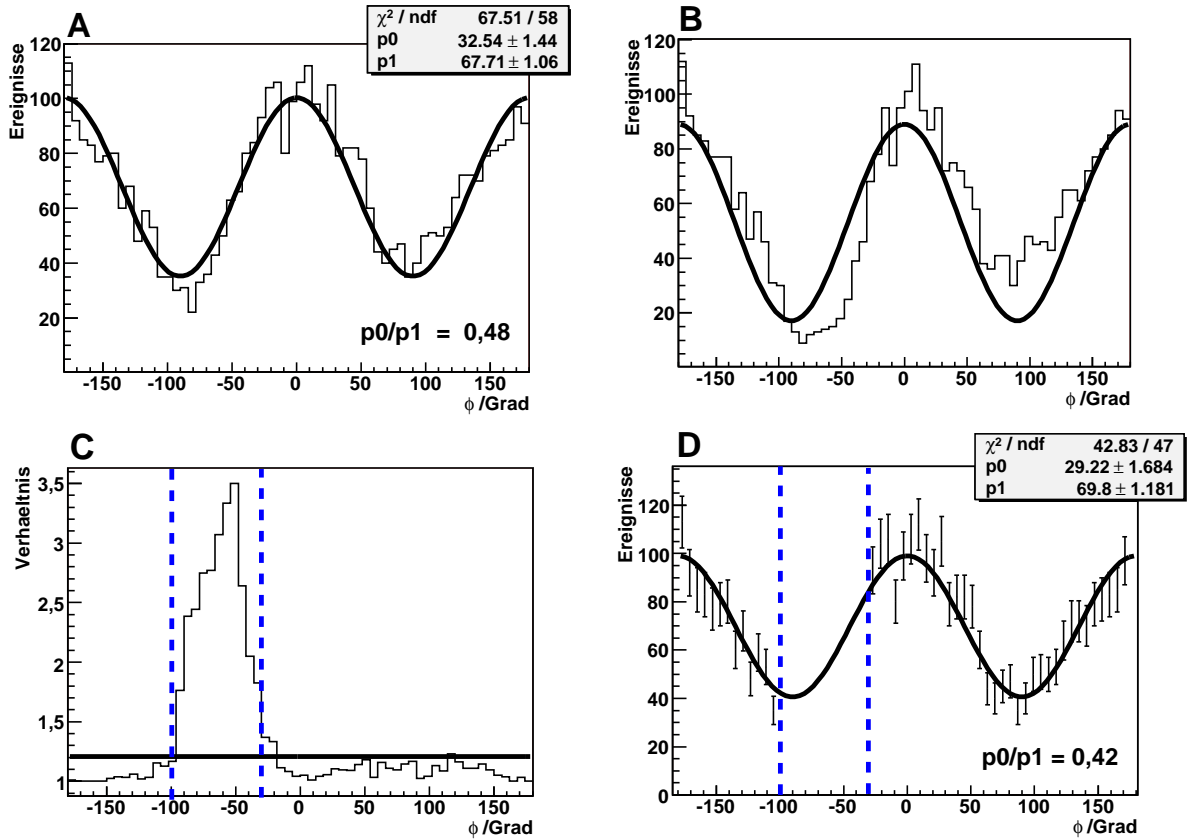


Abbildung 7.23: Einfluß der Ineffizienz nach einer Triggerumstellung auf die Winkelverteilung der π^0 -Ereignisse in einem Polarwinkelbereich $\theta_{cm} = 30^\circ - 40^\circ$ und einem Photonenergiebereich $E_\gamma = 1296 - 1326$ MeV. Erklärung siehe Text.

rekonstruierten Mesonen in den θ_{cm} - und E_γ -Intervallen (Bins) zu untersuchen.

Dafür ist in Abbildung 7.23 (C) das Verhältnis der Winkelverteilungen mit (B) und ohne (A) nachträglich verstärkter Ineffizienz dargestellt. Der so genauer lokalisierte ineffiziente ϕ -Bereich ($\phi = -100^\circ - -30^\circ$) wird für einen neuen Fit (Gleichung 7.11) ausgelassen (Abbildung 7.23 (D)). Das Verhältnis der Fitparameter¹⁴ für einen Fit an den gesamten ϕ -Bereich (Abbildung 7.23 (A)) und unter Vernachlässigung der Ereignisse im Bereich der Ineffizienz (Abbildung (D)) unterscheidet sich um 14% relativ. Um diesen Faktor würde sich auch die extrahierte Photonasymmetrie unterscheiden.

Die Ursache für diese Ineffizienz konnte bislang nicht eindeutig festgestellt werden. In der Analyse wurde der betroffene Winkelbereich nicht verwendet. Darüber hinaus können jedoch weitere Ineffizienzen, z. B. aufgrund von Schwankungen in der Elektronik, in der Größenordnung von schätzungsweise 10% bei der Überprüfung der Daten anhand der zweidimensionalen Kontrollhistogramme unentdeckt bleiben.

Für die η -Produktion wird der Einfluß künstlicher Winkelasymmetrien deshalb mit einem syste-

¹⁴Hierbei entsprechen die Parameter p_0 und p_1 den Fitparametern A und B aus Gleichung 7.11.

matischen Fehlerbeitrag für jede Winkelverteilung bzw. Photonasymmetrie einzeln abgeschätzt. Für die Fehlerbestimmung werden die ϕ -Winkelverteilungen in den Bereichen $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ (links) und $180^\circ < \phi < 360^\circ$ (rechts) getrennt angefitet (Gleichung 7.11). Die volle Abweichung der Ergebnisse für die Photonasymmetrie zwischen den Fits der „Rechts“- und „Links“-Bereiche und dem gesamten ϕ -Winkelbereich sind in den Abbildungen 7.24 und 7.25, jeweils nach η -Zerfallskanal getrennt, dargestellt. Hier entsprechen die Balken-Diagramme der vollen Abweichung der Σ -Werte in den darüberliegenden Diagrammen. Die größten Abweichungen liegen in der Größenordnung von $\Delta\Sigma \approx 0,2$ absolut. In den Gesamtfehler geht, analog dem oben diskutierten Fehlerbeitrag der Untergrundbestimmung, der „statistische“ Beitrag des so abgeschätzten systematischen Fehlers in Form des 1σ -Fehlers ein. Die gleiche Vorgehensweise wird auch für die π^0 -Daten durchgeführt. Die Beiträge sind hier nicht im einzelnen dargestellt, werden aber im Gesamtfehler berücksichtigt.

Die Bestimmung der Ineffizienzen anhand der ϕ -Winkelverteilung wird durch die $\cos(2\phi)$ -Modulation erschwert. Für zukünftige Messungen von Winkelverteilungen sollten Methoden verwendet werden, welche die unabhängige Bestimmung von Ineffizienzen ermöglichen. Eine sensitivere Vorgehensweise ist zum Beispiel die Untersuchung von Daten mit unpolarisierten Photonen, d. h. ohne ϕ -Winkelmodulation. Diese „unpolarisierten“ Daten können auch für eine Normierung der Winkelverteilungen verwendet werden, bei der sich die systematischen Effekte (Winkelineffizienzen) herauskürzen. Um Effekte mit zeitlichen Änderungen zu berücksichtigen, müssen beide Datennahmen (mit und ohne Linearpolarisation) zeitnah, am besten in abwechselnden Messungen, durchgeführt werden.

Winkelineffizienzen können auch bei der alleinigen Datennahme mit polarisierten Photonen berücksichtigt werden. Zum Beispiel verwendet die GRAAL-Kollaboration für die Bestimmung von Photonasymmetrien zwei Datensätze mit unterschiedlicher, um 90° verkippter Ausrichtung der Polarisationssebene. Dadurch verschiebt sich auch die beobachtete $\cos(2\phi)$ -Winkelmodulation. Die Summe der Winkelverteilungen mit horizontaler (N_H) und vertikaler (N_V) Polarisationssebene hat keine (physikalische) Modulation und kann zur Normierung verwendet werden. Die Photonasymmetrie bestimmt sich dann nach

$$\frac{N_V(\phi) - N_H(\phi)}{N_V(\phi) + N_H(\phi)} = P\Sigma \cos(2\phi). \quad (7.12)$$

Die Abbildung 7.26 zeigt Winkelverteilungen für die horizontale und vertikale Ausrichtung der Polarisationssebene, sowie deren Summe und das Verhältnis von Differenz und Summe. Die Abweichungen zu einer Gleichverteilung in der Summe ($N_V + N_H$) zeigen direkt die Winkelineffizienzen des GRAAL-Detektoraufbaus, welche für die Daten der Abbildung 7.26 bis zu 30% relativ betragen.

Aufgrund der schlechten horizontalen Elektronstrahldivergenz am CB/TAPS-Experimentierplatz an ELSA, war eine solche Vorgehensweise bei der in dieser Arbeit besprochenen Untersuchung nicht möglich. Es wurden nur Messungen mit einer vertikalen Ausrichtung der Polarisationssebene durchgeführt.

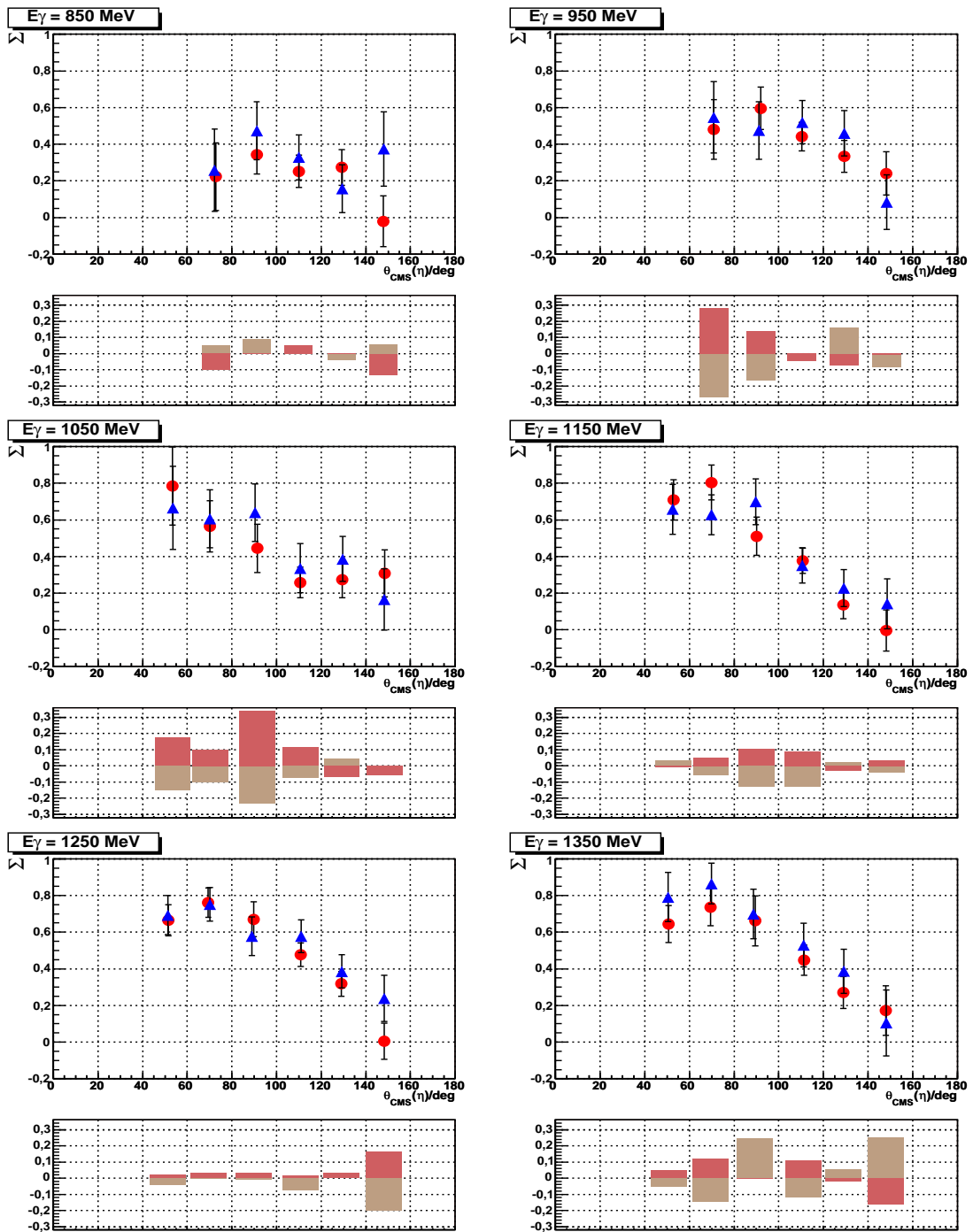


Abbildung 7.24: Photonasymmetrie Σ der η -Photoproduktion für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (rote Kreise) und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (blaue Dreiecke). Die Balken-Diagramme entsprechen der Abweichung $\Delta\Sigma$ zwischen Verwendung des vollen ϕ -Winkelbereiches und: $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ (hell), $180^\circ < \phi < 360^\circ$ (dunkel), für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

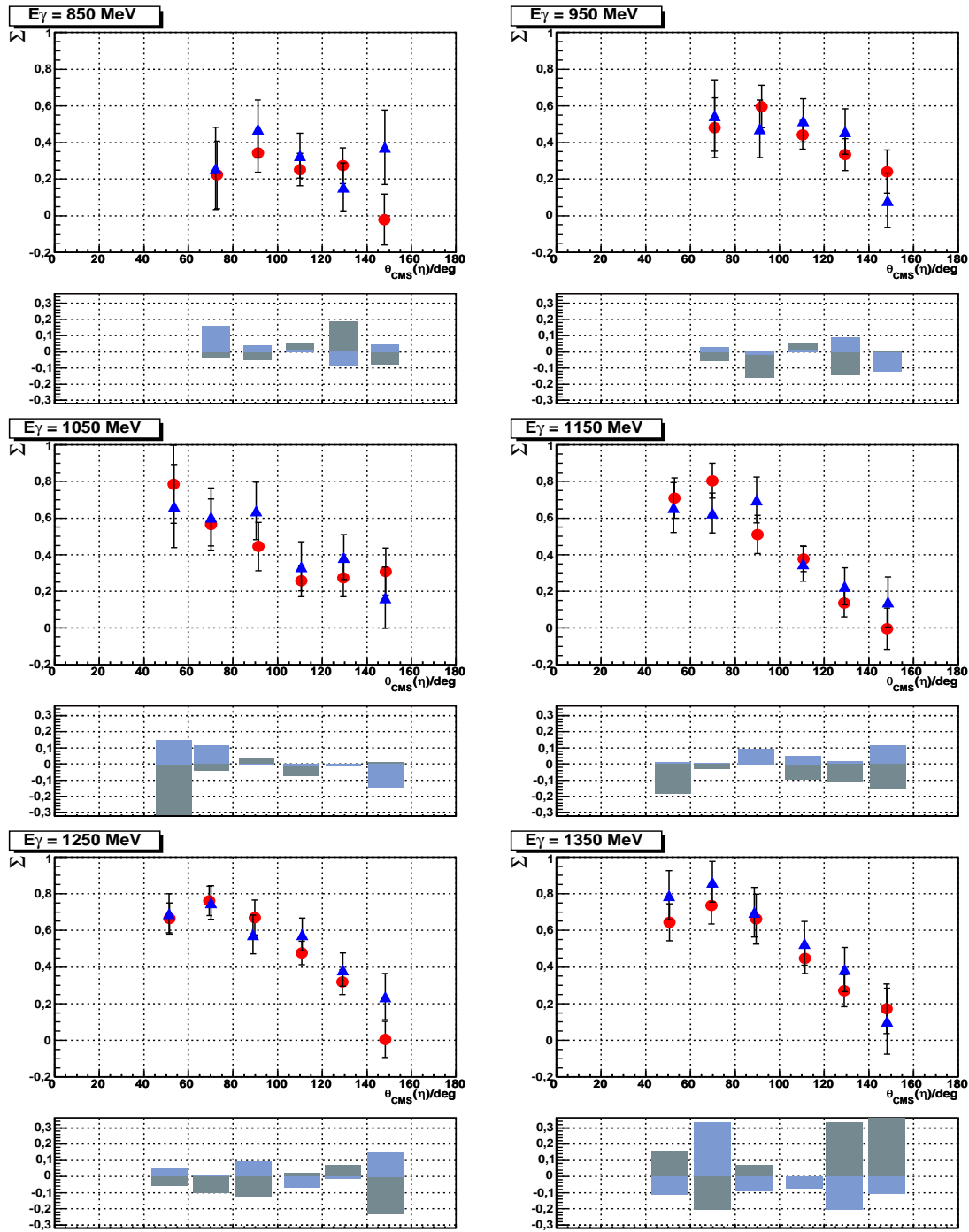


Abbildung 7.25: Photonasymmetrie Σ der η -Photoproduktion für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (rote Kreise) und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (blaue Dreiecke). Die Balken-Diagramme entsprechen der Abweichung $\Delta\Sigma$ zwischen Verwendung des vollen ϕ -Winkelbereiches und: $0^\circ \leq \phi \leq 180^\circ$ (hell), $180^\circ < \phi < 360^\circ$ (dunkel), für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$.

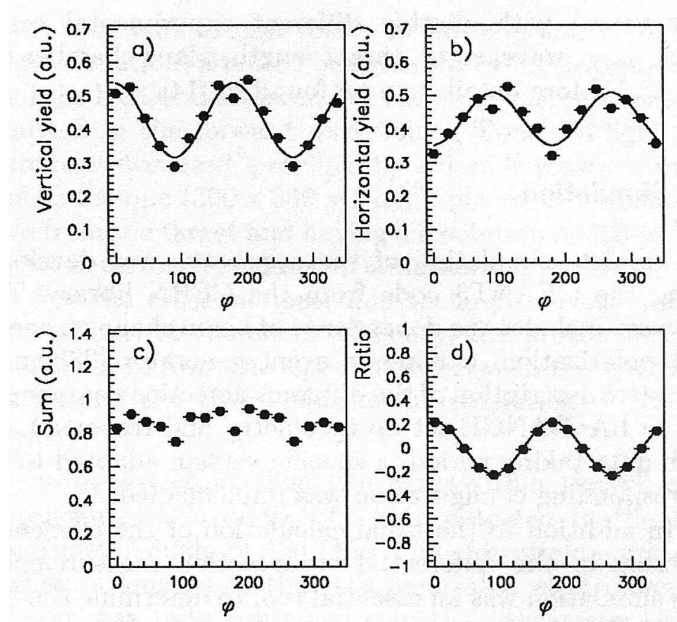


Abbildung 7.26: ϕ -Winkelverteilungen (π^0 -Kanal) des GRAAL-Experimentes für um 90° gegeneinander verkippte Polarisations Ebenen:

a) horizontale Ausrichtung

b) vertikale Ausrichtung

c) Summe von a und b

d) Verhältnis von Differenz (a - b) und Summe (a + b)

Die Abbildung ist aus [B⁺05] entnommen.

Systematische Fehlerbeiträge durch Analysebedingungen Der Einfluß der Analysebedingungen auf die Photonasymmetrien wird mit Hilfe von gleitenden Schnitten untersucht. Dabei ist das Ziel, den Einfluß der Variationen auf die Bestimmung der Photonasymmetrie zu untersuchen. Dieser Einfluß beruht auf einer möglichen Korrelation zwischen den Winkelverteilungen und den für die Analysebedingungen verwendeten kinematischen Größen. Zum Beispiel kann eine winkelspezifische Fluktuation der Energiekalibration bei Variation des Schnitts auf die invariante Masse (Energieinformation) Einfluß auf die Winkelverteilung der rekonstruierten Mesonen haben. Vergleichbare Effekte können erkannt bzw. abgeschätzt werden, indem die in Abschnitt 7.2.3 vorgestellten kinematischen Schnitte sukzessive verengt werden. Dies geschieht, bis das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Invariante-Masse-Spektrum der Mesonen sich nicht weiter verbessert oder zu starke statistische Schwankungen der Photonasymmetrien auftreten. Generell führt eine Verengung der Schnittbereiche zu einer Erhöhung der statistischen Schwankungen, die eine Erkennung systematischer Gänge zunehmend erschweren. Für die Abschätzung systematischer Effekte dürfen deshalb die Schnittbereiche nicht zu eng gewählt werden.

Der Schnittbereich für die Differenz des Azimutwinkels $\Delta\phi$ zwischen Meson und Proton (Koplanar-Schnitt) wird im Vergleich zum bei der Vorselektion verwendeten Schnittbreite von $\Delta\phi = 15^\circ$ (Abschnitt 7.2.3) auf $\Delta\phi = 9^\circ$ verringert. Dieser Bereich entspricht einer Breite von 2σ des $\Delta\phi$ -Signals für die rekonstruierten η -Ereignisse (Abbildung 7.8). Für beide Schnittbedingungen wird jeweils die Photonasymmetrie extrahiert und miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß die Abweichungen der resultierenden Photonasymmetrien $\Delta\Sigma$ für alle Datenpunkte (Energie- und Winkelbins) annähernd gleich groß sind. Deshalb wird für die Abschätzung des Beitrages dieser Schnittbedingung zum systematischen Fehler ein über alle Datenpunkte gemittelt $\Delta\Sigma$ bestimmt. In der ersten Zeile von Tabelle 7.1 sind die entsprechenden $\sigma_{\Delta\Sigma}$ -Fehler für alle drei Reaktionskanäle aufgelistet.

Analog wird $\Delta\Sigma$ für die Variation der Schnittbedingungen im rekonstruierten Protonwinkel $\Delta\theta^{Proton}$ und der invarianten Masse des *missing*-Protons bestimmt (Tabelle 7.1). Die Schnitt-

Analysebedingung	$\sigma_{\Delta\Sigma}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$	$\sigma_{\Delta\Sigma}(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$	$\sigma_{\Delta\Sigma}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$
$\Delta\phi_{Proton,Meson}$	0,012	0,018	0,006
$\Delta\theta_{Proton}$	0,018	0,036	0,030
$\Delta m_{miss.Proton}$	0,012	0,026	0,016
Zeitschnitt	0,040	0,054	0,030
Trigger-Simulation	0,030	0,041	0,064
Ladungserkennung	0,013	0,027	0,018

Tabelle 7.1:

Variation der Photonasymmetrie für die Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ unter verschiedenen Analysebedingungen. Erklärung siehe Text.

bereiche entsprechen auch hier in etwa den 2σ -Bereichen der Signale. Verwendet werden in der endgültigen Analyse $\Delta\theta^{Proton} = 5^\circ$ (Abbildung 7.10) und $\Delta m_{miss} = 80$ MeV.

Für die beiden η -Zerfallskanäle ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$) sind die Abweichungen $\sigma_{\Delta\Sigma}$ aufgrund der kinematischen Analysebedingungen deutlich geringer als die statistischen Fehlerbeiträge. Für den π^0 -Kanal ergibt sich ein $\sigma_{\Delta\Sigma}$ in der Größenordnung der kleinsten statistischen Fehler ($\sigma \approx 5\%$).

Neben den kinematischen Schnitten werden der Einfluß der in Abschnitt 7.2.3 beschriebenen Zeitschnitte, Ladungserkennung und Trigger-Simulation untersucht. Dabei kann der verwendete Schnitt auf die Koinzidenzzeit zwischen TAPS- und Tagging-Detektor (Abschnitt 7.2.3) nicht weiter verkleinert werden, da ansonsten die Ereignisse mit Protonen im TAPS-Detektor verworfen werden. Um den Einfluß der verwendeten Zeitinformation abzuschätzen, wird der Zeitschnitt soweit gelockert, daß alle Photonen, die im gemeinsamen TDC-Bereich der Szintillatoren und des Szintillierende-Fasern-Detektors liegen, beitragen können.

Der Einfluß bei der Verwendung der maximalen Triggerschwelle je TAPS-Ring sowie die Verwendung der Ladungserkennung für die rekonstruierten Mesonen wird dadurch abgeschätzt, daß die jeweilige Bedingung in der Analyse ein- und ausgeschaltet wird.

Auch für diese drei Analysebedingungen ist die Abweichung $\Delta\Sigma$ in Tabelle 7.1 aufgelistet. Es wird keine über die statistischen Schwankungen hinausgehende systematische Abweichung festgestellt.

Zusammenfassend ergibt sich der wesentliche systematische Fehlerbeitrag für die Bestimmung der Photonasymmetrien aus den Detektor-Ineffizienzen und deren Einfluß auf die Azimut-Winkelverteilungen. Darüberhinaus können innerhalb der zur Verfügung stehenden Statistik keine signifikanten systematischen Schwankungen bzw. Gänge festgestellt werden (Tabelle 7.1). D. h. die extrahierten Photonasymmetrien variieren bei Änderung der diskutierten Analysebedingungen lediglich innerhalb ihrer statistischen Fehler.

Die im nächsten Abschnitt diskutierten Ergebnis-Abbildungen geben neben den statistischen Fehlern auch die quadratisch addierten systematischen Abweichungen an (Balken-Diagramme). Die in Abschnitt 5.5.2 ermittelte Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Polarisationsgrades ist im Vergleich zu allen anderen Fehlerbeiträgen vernachlässigbar ($\sigma_{\Delta\Sigma}(\text{Pol.Grad.}) < 2\%$). Der

Vollständigkeit halber ist jedoch der Polarisationsfehler, quadratisch zum statistischen Fehler addiert, in den Fehlerbalken enthalten.

7.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Zur unabhängigen Konsistenz-Überprüfung sowohl der Bestimmung des Polarisationsgrades als auch der Vorgehensweise bei der Datenanalyse wurde zusätzlich die Reaktion $\vec{\gamma} + p \rightarrow p + \pi^0$ untersucht und mit den Ergebnissen einer Messung der GRAAL-Kollaboration verglichen. Die Abbildungen 7.27 und 7.28 zeigen die Ergebnisse (rote Punkte) im Vergleich zu einer Messung der GRAAL-Kollaboration (graue Quadrate) [B⁺05] und theoretischen Vorhersagen von MAID2005 [DHKT99, TDK⁺04, Tia] und BnGa [A⁺05]. Die Fehlerbalken entsprechen nur den statistischen Fehlerbeiträgen und die Balken-Diagramme den im letzten Abschnitt diskutierten systematischen 1σ -Fehlern. In den Überschriften sind im Vergleich die Intervallmitten der Energie-Bins dieser Arbeit zu den Werten der Energiebins der GRAAL-Messung angegeben. Die ereignisgewichtete Photonenergie zu jedem Datenpunkt ist in Anhang C angegeben.

Die π^0 -Photoproduktion bietet aufgrund der großen Photonasymmetrie, vor allem bei kleinen Polarwinkeln $\theta_{cm}^{\pi^0}$, eine sehr gute Möglichkeit zur Überprüfung der Bestimmung des Polarisationsgrades. Für die Experimente der GRAAL-Kollaboration am ESRF¹⁵ wird zur Erzeugung linear polarisierter Photonen die Methode der Laser-Rückstreuung eingesetzt, im Gegensatz zur kohärenten Bremsstrahlung für die Experimente an ELSA. Der Vergleich der Ergebnisse beider Experimente bietet somit eine von der Methode unabhängige Überprüfung der Polarisationsbestimmung.

Die Ergebnisse beider Messungen stimmen innerhalb ihrer Fehler zum großen Teil sehr gut miteinander überein. In den ersten Energie-Bins (787 MeV – 866 MeV) ist die Statistik der Daten bei kleinen Polarwinkeln $\theta_{cm}^{\pi^0}$ unzureichend. Auf die Darstellung dieser Datenpunkte mit sehr großen statistischen Fehlern wurde verzichtet.

Die Datenpunkte bei $\theta_{cm}^{\pi^0} = 115^\circ$ in den hohen Energie-Bins (Abbildung 7.28) liegen zum Teil deutlich über den GRAAL-Ergebnissen. Ebenso deuten einzelne scharfe Strukturen, d. h. Fluktuationen, die größer als eine 3σ -Abweichung sind, z. B. in den Energie-Bins 998 MeV und 1064 MeV bei $\theta_{cm}^{\pi^0} = 115^\circ - 125^\circ$, auf noch unerkannte systematische Effekte hin. Eine weitere ausführliche Untersuchung dieses „Testkanals“ wird parallel zur Analyse der ω -Photoproduktion, basierend auf demselben Datensatz, in [Kle06] vorgenommen.

Die π^0 -Daten werden im Rahmen dieser Arbeit, auch aufgrund der stark begrenzten (Trigger-) Akzeptanz, nur als Überprüfung der Polarisationsbestimmung und der Analyse verwendet. Für die Diskussion und Interpretation der Ergebnisse wird auf [B⁺05] verwiesen.

Aufgrund seines großen Wirkungsquerschnitts ist der π^0 -Kanal ein geeigneter Testkanal sowohl für die Überprüfung der Detektorkalibration als auch für die Analysesoftware bzw. Analysemethoden und sollte bei jeder Datenanalyse (beliebiger Kanäle) als Referenzkanal ausgewertet werden.

¹⁵European Synchrotron Radiation Facility

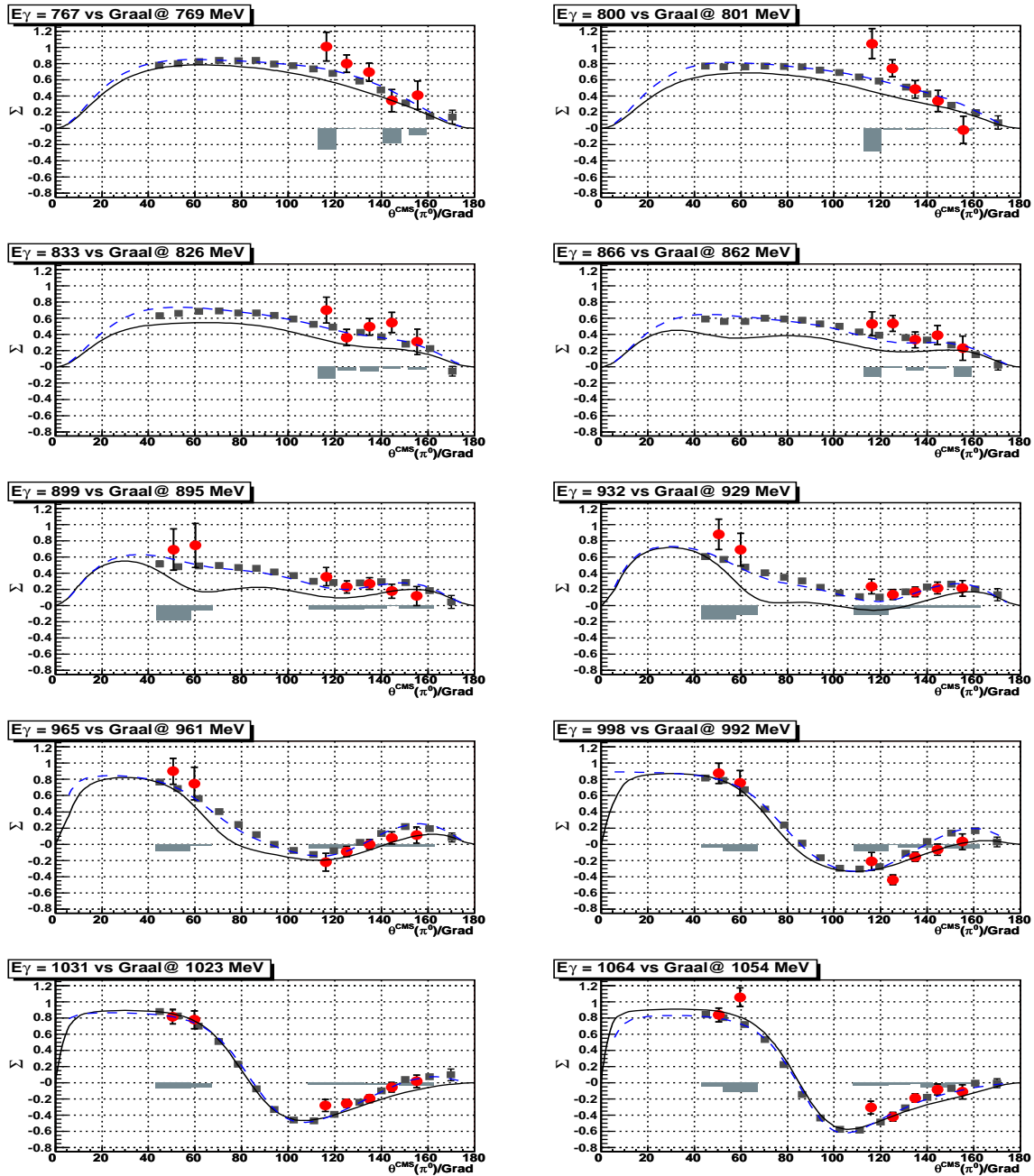


Abbildung 7.27: Photonasymmetrie Σ der π^0 -Photoproduktion in Abhängigkeit vom Polarwinkel im Schwerpunktsystem: Ergebnisse dieser Arbeit (rote Kreise) mit statistischen Fehlerbeiträgen (Fehlerbalken) und systematischen Fehlerbeiträgen (Balken-Diagramme), Ergebnisse der GRAAL-Kollaboration [B⁺05] (graue Quadrate). Die Kurven zeigen Standardrechnungen von MAID2005 [DHT99, TDK⁺04, Tia] (schwarz durchgehend) und BnGa [A⁺05] (blau gestrichelt).

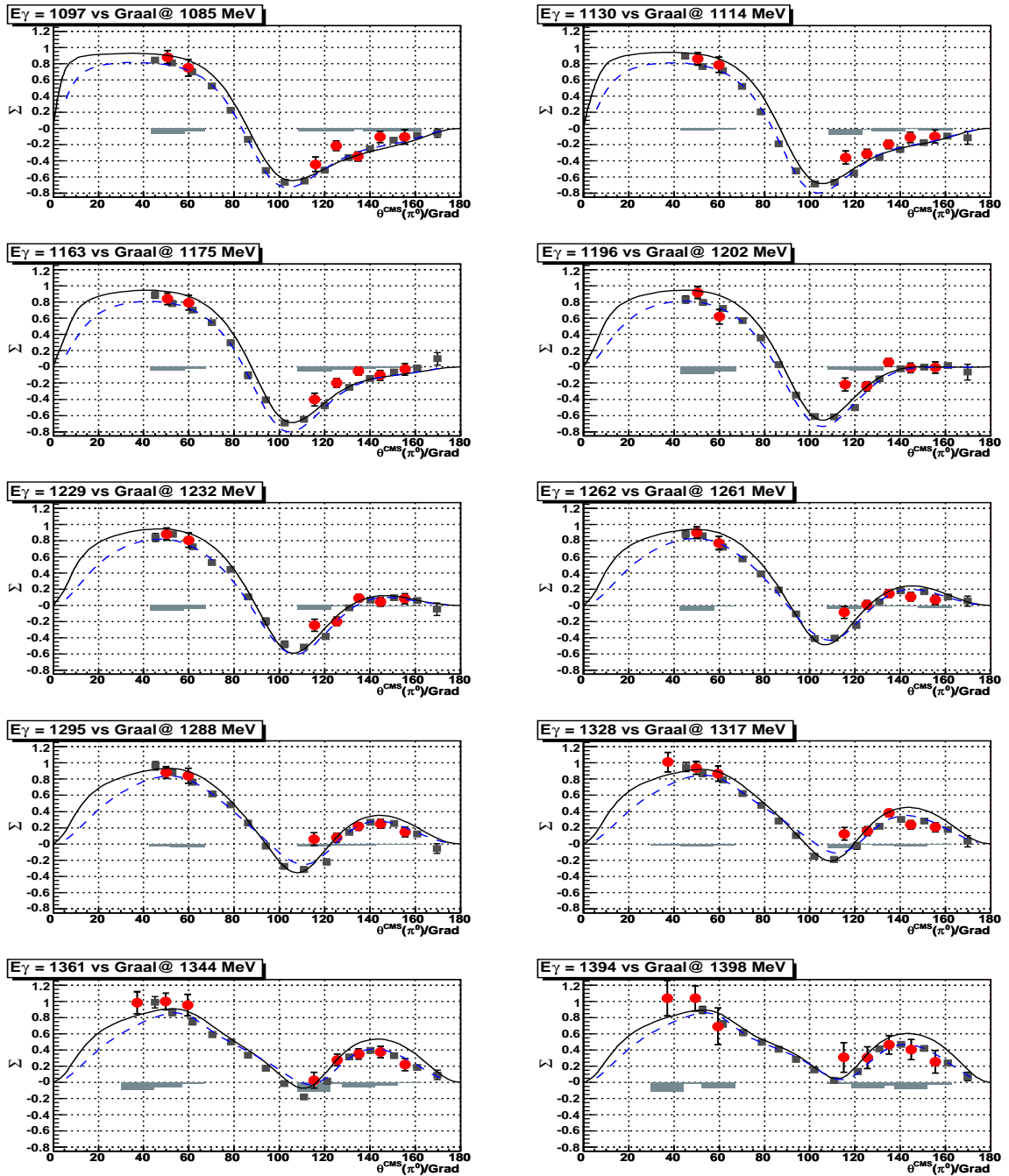


Abbildung 7.28: Datenpunkte und Kurven analog zu Abbildung 7.27 für den Photon-Energiebereich $E_\gamma > 1078$ MeV. Im Gegensatz zu Abbildung 7.24 und 7.25 ist hier und in der vorausgehenden Abbildung 7.27 jeweils der Betrag des systematischen Fehlers mit einem negativem Vorzeichen dargestellt.

Die Ergebnisse der Photonasymmetrie Σ sind bereits, für die Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ getrennt, im Rahmen der Fehlerdiskussion in Abbildung 7.19 dargestellt. Abbildung 7.29 zeigt diese Ergebnisse zusammengefaßt im Vergleich zu Messungen der GRAAL-Kollaboration (graue Quadrate) und theoretischen Vorhersagen. Aus den Ergebnissen der beiden Zerfallskanäle ist hierfür der mit dem Gesamtfehler gewichtete Mittelwert bestimmt (rote Punkte). Der Gesamtfehler ergibt sich aus den quadratisch addierten statistischen und systematischen 1σ -Fehlerbeiträgen. Die Fehlerbalken entsprechen nur den statistischen Fehlerbeiträgen¹⁶ und die Balken-Diagramme den im letzten Abschnitt diskutierten systematischen Beiträgen. Die in den Überschriften angegebenen Energiewerte beziehen sich auf die Mitte des Energieintervalls. Die über die Ereignisse gemittelten Energien der Datenpunkte variieren leicht innerhalb jedes Energie-Bins, weichen jedoch höchstens um 10 MeV von der Intervallmitte ab und sind in Anhang C angegeben.

Die zu den in dieser Arbeit gewählten Energieintervallen leicht unterschiedlichen Energiewerte der GRAAL Messungen sind ebenfalls in den Überschriften angegeben. Die Ergebnisse der Energie-Bins bei 870 MeV und 930 MeV sind aus [A⁺98] entnommen. Die Datenpunkte der höheren Energie-Bins sind aus [K⁺02] entnommen, dort jedoch als *vorläufig* angegeben und sind noch nicht endgültig veröffentlicht worden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen innerhalb der Fehler sehr gut mit den GRAAL-Ergebnissen überein. Mögliche Abweichungen aufgrund der leicht unterschiedlichen Energieintervalle wurden mit den, im folgenden eingehender diskutierten, **Eta-MAID**- und **BnGa**-Rechnungen untersucht und können innerhalb der Fehler vernachlässigt werden. Für das Energiebin bei 950 MeV zeigt sich im Vergleich zu den GRAAL-Ergebnissen eine Abweichung von vier der fünf Datenpunkte zu größeren Werten hin. Ebenso liegen im Energiebin bei 1050 MeV die Punkte bei $\theta_{cm} = 129^\circ$ und $\theta_{cm} = 148^\circ$ über den GRAAL-Ergebnissen. Beide Abweichungen liegen allerdings innerhalb eines 2σ - Bereiches des statistischen Fehlers. Ob es sich dabei um einen systematischen Effekt handelt, kann daher nur mit höherer Statistik untersucht werden. Mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment wurden auch Daten mit einem Polarisationsmaximum bei 1600 MeV (Abschnitt 5.5.2) und hoher Statistik aufgenommen. Leider stand bis zur Fertigstellung dieser Arbeit keine ausreichend gute Detektorkalibration für diesen Datensatz zur Verfügung, der den Energiebereich für die Untersuchung der Photonasymmetrie in der η -Photoproduktion bis $E_\gamma = 1600$ MeV über den von GRAAL abgedeckten Bereich (bis 1445 MeV) hinaus erweitert.

Die theoretischen Vorhersagen in Abbildung 7.29 entsprechen Rechnungen im Rahmen der **Eta-MAID**-Parametrisierung [CYTD02] (schwarz durchgehende Kurve) und der Bonner Partialwellenanalyse **BnGa**[A⁺05] (blau gestrichelte Kurve) mit Verwendung der Standardparameter. Beide Modellvorhersagen sind mit dem Ergebnis der Messung dieser Arbeit im Rahmen der Fehler verträglich. Ähnlich den π^0 -Ergebnissen (Abbildung 7.27 und 7.28) beschreibt die **BnGa**-Rechnung die mit einem kleineren Fehler gemessenen GRAAL-Daten ab dem Energie-Bin $E_\gamma = 1050$ MeV vor allem im Winkelbereich von $\theta_{cm} = 40^\circ - 60^\circ$ besser als die **Eta-MAID**-Rechnung. Allerdings standen für die **BnGa**-Rechnung sämtliche Daten bereits zur Verfügung und wurden in der Analyse berücksichtigt. Für die **Eta-MAID**-Rechnung sind nur die Photonasymmetrie-Daten bis zu einer Photonenergie von $E_\gamma = 1050$ MeV verwendet worden.

¹⁶Inklusive der zu vernachlässigenden Unsicherheit der Polarisationsbestimmung.

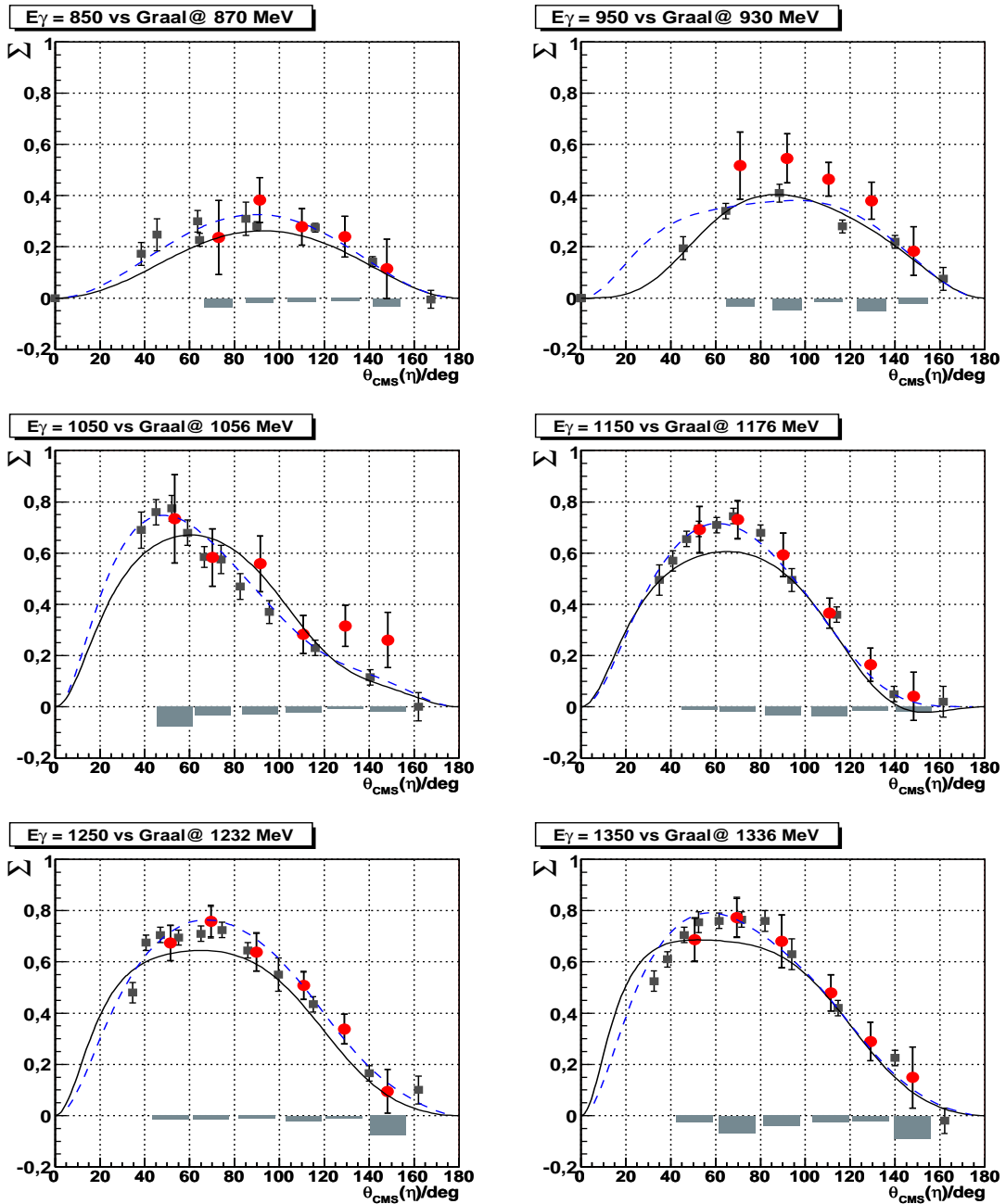


Abbildung 7.29: Photonasymmetrie Σ der η -Photoproduktion in Abhängigkeit vom Polarwinkel im Schwerpunktsystem: Ergebnisse dieser Arbeit (rote Kreise) mit statistischen Fehlerbeiträgen (Fehlerbalken) und systematischen Fehlerbeiträgen (Balken-Diagramme), Ergebnisse der GRAAL-Kollaboration [A⁺98, K⁺02] (graue Quadrate). Die Kurven zeigen Standardrechnungen von Eta-MAID[CYTD02] (schwarz durchgehend) und BnGa[A⁺05] (blau gestrichelt).

Die Ergebnisse dieses Abschnittes sind die ersten Photonasymmetrien, die im Rahmen des CB/TAPS-Experimentes an ELSA gemessen wurden. Der Vergleich der Daten des πN - und ηN -Kanals mit Ergebnissen der Messungen an GRAAL ermöglicht eine unabhängige Überprüfung sowohl der Bestimmung des Polarisationsgrades als auch der Extraktion der Winkelasymmetrien. Dieser Vergleich ist auch für die Analysen derselben Datenbasis in Hinblick auf andere Reaktionskanäle, wie z. B. ωN [Kle06], $\pi^0\pi^0 p$ [Sok06] und $\pi^0\pi^0 N$ [Gut06], sehr wichtig.

7.3.3 Untersuchung zur Sensitivität auf Resonanzbeiträge

Im folgenden werden die **BnGa**- und **Eta-MAID**-Rechnung in Hinblick auf die zur Photonasymmetrie sensitiven Resonanzbeiträge diskutiert.

Das Isobaren-Modell **Eta-MAID**¹⁷ [CYTD02] ist die Erweiterung des Modells von Knöchlein *et al.* [KDT95] und beschreibt, in Ergänzung zur MAID-Parametrisierung der Pion-Produktion [DHKT99], die Elektro- und Photoproduktion von η -Mesonen.

Die Resonanzen (Isobaren), d. h. die relevanten zugehörigen Multipole, sind durch eine Breit-Wigner-Form mit einer energieabhängigen Resonanzbreite parametrisiert. Die Parameter (Massen, Energiebreite, Verzweigungsverhältnisse) werden, soweit vorhanden, aus [E⁺04] übernommen. Alle freien oder unsicheren Parameter werden durch eine Fitprozedur an die verfügbaren Daten von Photo- und Elektroproduktions-Experimenten bestimmt. Die zugrundeliegende Datenbasis setzt sich zusammen aus: totale und differentielle Wirkungsquerschnitte von η -Photoproduktions-Experimenten an MAMI [K⁺95] und GRAAL [R⁺02], Photonasymmetrie an GRAAL [A⁺98] und Wirkungsquerschnitte von Elektroproduktions-Experimenten an JLAB [T⁺01].

Das Modell beinhaltet neben der dominanten $S_{11}(1535)$ -Resonanz Beiträge von den folgenden N^* -Resonanzen: $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1650)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $D_{13}(1700)$, $P_{11}(1710)$ und $P_{13}(1720)$. Die Roper-Resonanz $S_{11}(1440)$ liegt unterhalb der η -Produktions-Schwelle und wird nicht berücksichtigt. Ein möglicher Einfluß der hochenergetischen Flanke aufgrund der Resonanzbreite ist in diesem Modell nicht enthalten.

Die **Eta-MAID**-Rechnung berücksichtigt neben den Resonanzbeiträgen auch Nukleon-Born-Terme und den Austausch von Vektormesonen im t-Kanal als nichtresonante Untergrundprozesse. Im Unterschied zur Pion-Photoproduktion ist die ηN -Kopplung relativ schwach, so daß der Beitrag von Nukleon-Born-Termen sehr gering ist. Der wesentliche Untergrundbeitrag beruht auf dem ρ^0 -Austausch.

Der (totale) Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion ist bei niedrigen Energien dominiert von der $S_{11}(1535)$ -Resonanz. Für eine korrekte Beschreibung der Daten mit **Eta-MAID** wird in der Rechnung vor allem die $S_{11}(1650)$ -Resonanz, mit einem Verzweigungsverhältnis in den ηN -Kanal von $BR = 7,5\%$, benötigt. Die anderen Resonanzen tragen mehr oder weniger stark bei, dabei ergeben sich die größten Verzweigungsverhältnisse für $D_{15}(1675)$ ($BR = 17\%$) und $P_{11}(1710)$ ($BR = 26\%$).

Mit Hilfe von „Polarisations“-Experimenten ist es möglich, auch einen kleinen Beitrag einer Resonanz durch die Interferenz mit der dominanten S-Welle ($S_{11}(1535)$) zu extrahieren. Die

¹⁷Im Internet abrufbar unter: <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/maid.html>.

Photonasymmetrie läßt sich in einer Multipolentwicklung und der Näherung, daß nur Terme mit dem E_{0+} -Multipol in führender Ordnung beitragen (S-Wellen-Dominanz), darstellen als

$$\Sigma = R_{TT}/R_T = 3 \sin^2 \theta \operatorname{Re} [E_{0+}^*(E_{2-} + M_{2-})] / |E_{0+}|^2. \quad (7.13)$$

Die mit der großen E_{0+} -Amplitude interferierenden Beiträge der E_{2-} - und M_{2-} -Multipole stammen bei niedrigen Energien im wesentlichen von der $D_{13}(1520)$ -Resonanz. Die Photonasymmetrie ist somit sehr sensitiv auf die $D_{13}(1520)$ -Resonanz, obwohl diese nur einen sehr geringen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert.

Für die Sensitivitätsuntersuchungen der verschiedenen Resonanzbeiträge zur Photonasymmetrie können im Rahmen der **Eta-MAID**-Rechnung Resonanzen einzeln ausgeschaltet werden und ohne diese die Photonasymmetrie berechnet werden. Die Abbildungen 7.30 und 7.31 zeigen im Vergleich zu den Ergebnissen dieser Arbeit und der GRAAL-Messung [K⁺02] Rechnungen mit selektiv unterdrückten Resonanzen. Hierfür sind in Abbildung 7.30 diejenigen Resonanzen einzeln ausgeschaltet worden, die signifikant zur Photonasymmetrie beitragen. In den beiden niedrigen Energie-Bins von $E_\gamma = 850$ MeV ($W = 1573$ MeV) und $E_\gamma = 950$ MeV ($W = 1632$ MeV) führt die Vernachlässigung der $D_{13}(1520)$ zum vollständigen Verschwinden der Photonasymmetrie. Mit steigender Energie wird, wie erwartet, der Einfluß von $D_{13}(1520)$ bzw. der interferierenden $S_{11}(1535)$ geringer. Dafür zeigen die höher liegenden $D_{15}(1675)$ und $P_{11}(1710)$ ab dem Energie-Bin $E_\gamma = 1050$ MeV ($W = 1688$ MeV) einen zunehmenden Einfluß auf die Photonasymmetrie, vor allem im Winkelbereich $\theta_{cm} = 0^\circ - 90^\circ$.

Zur Ergänzung zeigt die Abbildung 7.31 den im Vergleich zu Abbildung 7.30 wesentlich geringeren Einfluß der Resonanzen $F_{15}(1680)$, $D_{13}(1700)$ und $P_{13}(1720)$. In den vier hohen Energiebins zeigt die $P_{13}(1720)$ -Resonanz dabei die vergleichsweise höchste Empfindlichkeit auf die Photonasymmetrie.

Analog zur Photonasymmetrie können auch für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts Resonanzbeiträge einzeln an- und ausgeschaltet werden. Abbildung 7.32 zeigt den mit **Eta-MAID** berechneten totalen Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion mit der vollen Rechnung und unter Vernachlässigung der auf die Photonasymmetrie sensitiven Resonanzen.

Für die $D_{13}(1520)$ -Resonanz ergibt sich im totalen Wirkungsquerschnitt im betrachteten Energiebereich ($E_\gamma = 800$ MeV – 1400 MeV) praktisch keine Änderung. Die beiden Resonanzen $D_{15}(1675)$ und $P_{11}(1710)$ zeigen ab der Photonenergie $E_\gamma = 1000$ MeV ($W = 1660$ MeV) einen kleinen Einfluß (beachte logarithmische Skala in Abbildung 7.32) auf den totalen Wirkungsquerschnitt. Ab dieser Energie tragen sie auch, allerdings mit wesentlich höherer Empfindlichkeit, zur Photonasymmetrie bei.

Vor allem der Einfluß der $D_{13}(1520)$ -Resonanz veranschaulicht deutlich die Möglichkeit, mit Hilfe von Polarisationsobservablen, hier der Photonasymmetrie Σ , kleine Resonanzbeiträge, welche im totalen und im, hier nicht näher besprochenen, differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht zu erkennen sind, zu extrahieren.

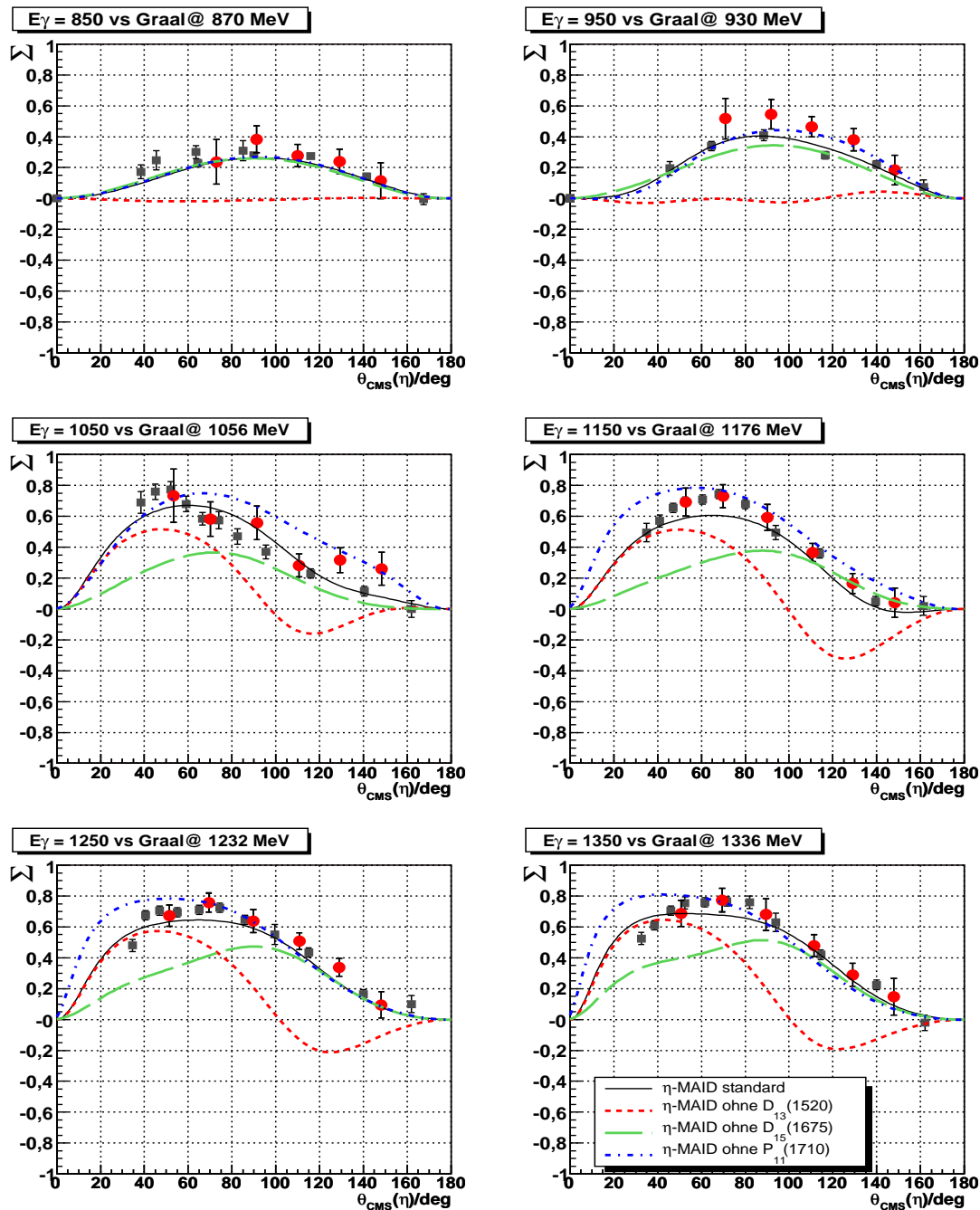


Abbildung 7.30: Einfluß von einzelnen Resonanzbeiträgen auf die Photonasymmetrie Σ in der η -Photoproduktion im Rahmen der Eta-MAID-Rechnung. Die Datenpunkte entsprechen denen in Abbildung 7.29. Die Linien zeigen Ergebnisse der Rechnung ohne die in der Legende angegebenen Resonanzen.

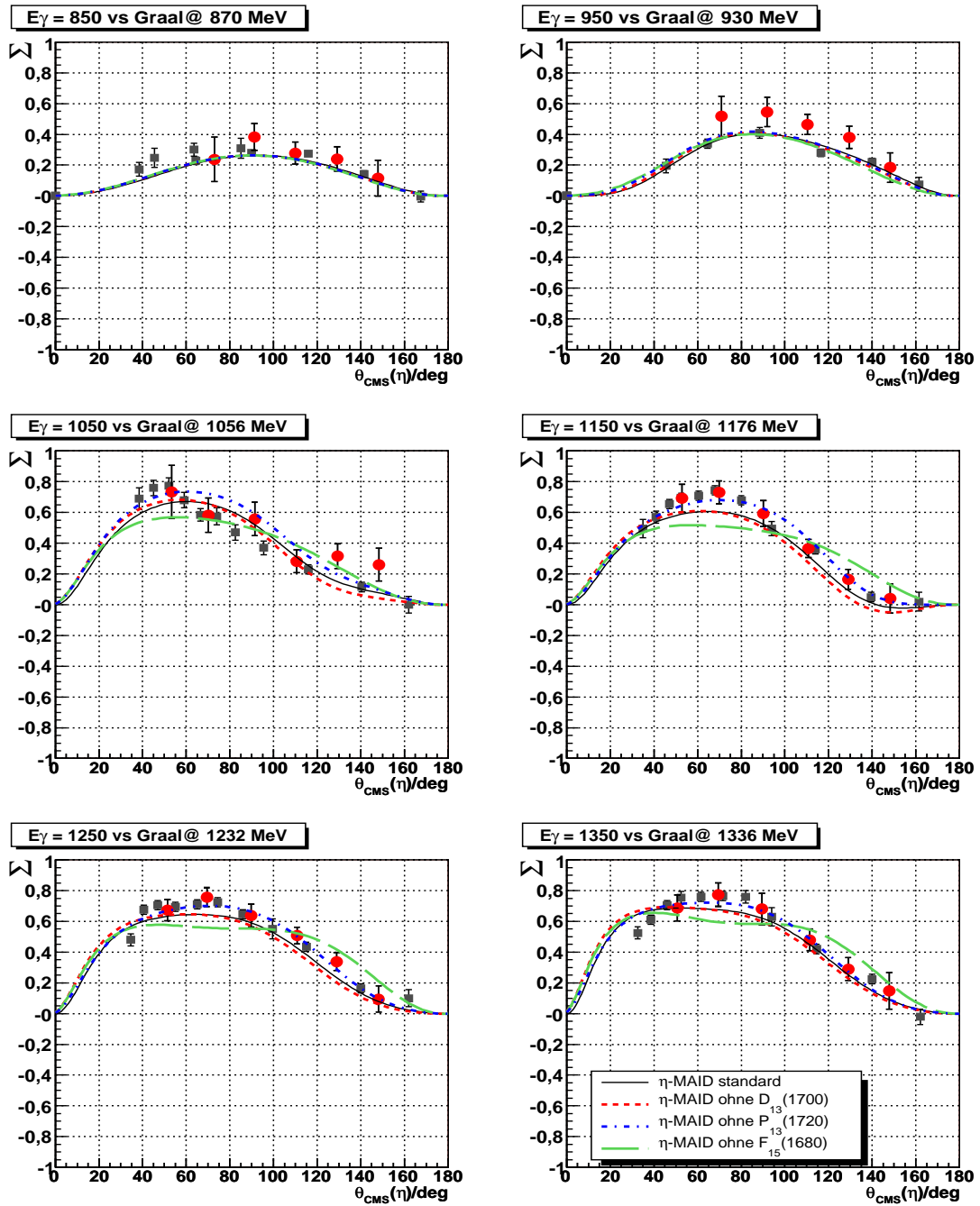


Abbildung 7.31: Einfluß weiterer Resonanzbeiträge auf die Photonasymmetrie Σ in der η -Photoproduktion im Rahmen der Eta-MAID-Rechnung. Die Datenpunkte entsprechen denen in Abbildung 7.29. Die Linien zeigen Ergebnisse der Rechnung ohne die in der Legende angegebenen Resonanzen.

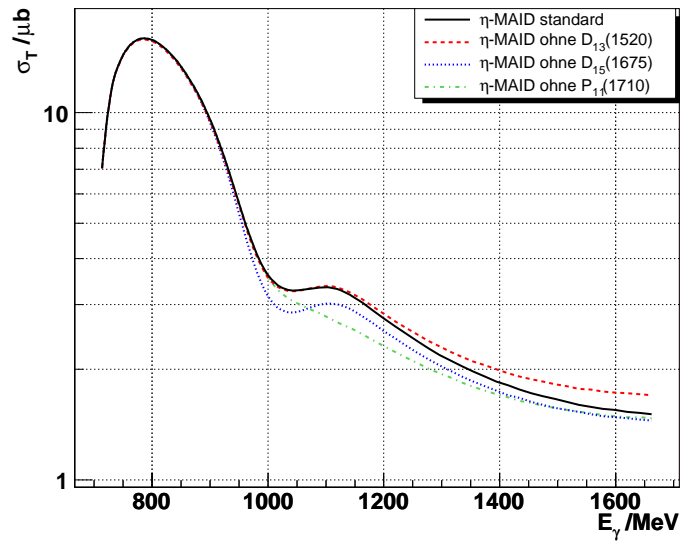


Abbildung 7.32: Einfluß von Resonanzbeiträgen auf den totalen Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion im Rahmen der Eta-MAID-Rechnung. Die Linien zeigen Ergebnisse der Rechnung ohne die in der Legende angegebenen Resonanzen.

Die Bonner Partialwellenanalyse (BnGa) [A⁺05] ist im Unterschied zur Eta-MAID-Rechnung eine Gekoppelte-Kanäle-Analyse, d. h. sie berücksichtigt neben der η -Photoproduktion auch Daten von Experimenten mit πN -, $K\Lambda$ - und $K\Sigma$ -Endzuständen. Insgesamt werden zur Zeit die Ergebnisse (Wirkungsquerschnitte, Photon- und Targetasymmetrie) von 19 Datensätzen verwendet, die in [A⁺05] aufgelistet sind.

Für die Fitprozedur werden 14 N^* -Resonanzen, mit Kopplung an die Endzustände $N\pi$, $N\eta$, $K\Lambda$ und $K\Sigma$, sowie sieben Δ -Resonanzen, mit Kopplung an $N\pi$ und $K\Sigma$, verwendet. Da die Resonanzen in allen Reaktionen die gleichen Massen haben müssen, ergeben sich durch die Gekoppelte-Kanäle-Analyse zusätzliche Bedingungen.

Die meisten Resonanzen werden mit relativistischen Breit-Wigner-Amplituden beschrieben, mit Ausnahme der beiden überlappenden S_{11} -Resonanzen bei 1535 MeV und 1650 MeV, die im K-Matrix-Formalismus beschrieben werden. Nichtresonante Untergrundbeiträge werden in Form von t-Kanal-Mesonaustausch (π , ρ , ω , K und K^*) und Baryonaustausch (Nukleon, Λ , Σ) im s- und u-Kanal parametrisiert.

Der Energiebereich der BnGa-Rechnung ist für den πN - und ηN -Kanal im Vergleich zu den MAID-Rechnungen ($W = 2$ GeV) mit einer oberen Grenze von $W = 2,5$ GeV für den Wirkungsquerschnitt größer. Es werden somit Resonanzen mit größeren Massen in die Rechnung einbezogen. Speziell für die Photonasymmetrie sind für den BnGa-Fit die hochenergetischen ($E_\gamma = 1050$ MeV – 1445 MeV) GRAAL-Daten verwendet worden. Vermutlich gelingt deshalb die Beschreibung der Daten im Vergleich zur Eta-MAID-Rechnung besser.

Im Rahmen der BnGa-Rechnung tragen neben den bei niedrigen Energien dominierenden S_{11} -Resonanzen (1535 MeV und 1650 MeV) noch die beiden Resonanzen $P_{13}(1720)$ und $D_{15}(2070)$ wesentlich zum η -Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt bei. In Abbildung 7.33 (entnommen aus [A⁺05]) sind im Vergleich zu experimentellen Ergebnissen des Wirkungsquerschnitts die volle BnGa-Rechnung und die drei wesentlichen Resonanzbeiträge einzeln eingezeichnet.

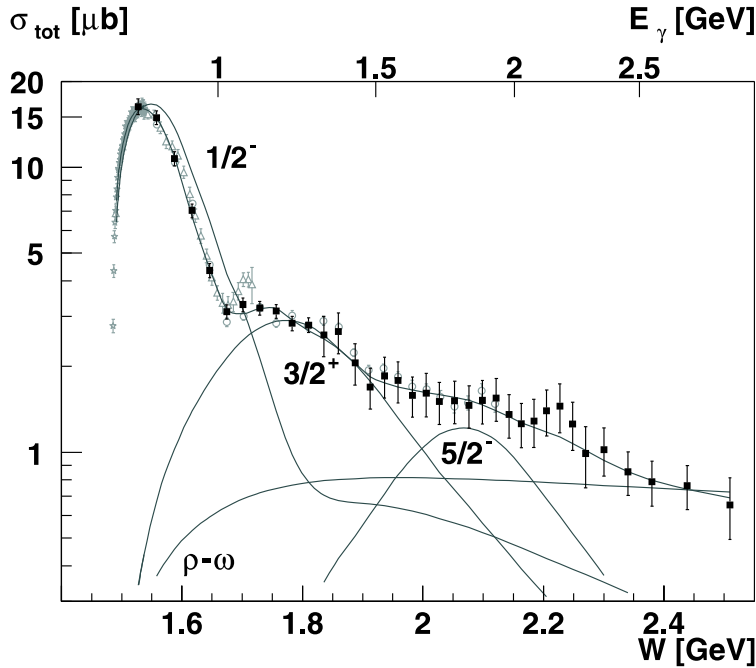


Abbildung 7.33:

Totaler Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion. Datenpunkte von CB-ELSA [C⁺05] (schwarze Quadrate), TAPS [K⁺95], GRAAL [R⁺02] und CLAS [D⁺02] (graue Symbole); durchgezogene Linie BnGa-Rechnung. Die Beiträge der $S_{11}(1535)$ - und $S_{11}(1650)$ -, sowie $P_{13}(1720)$ -, $D_{15}(2070)$ -Resonanzen und Untergrundamplituden ($\rho(\omega)$ -Austausch) sind einzeln eingezeichnet. Die Abbildung ist aus [A⁺05] entnommen.

Analog zur Diskussion der Resonanzbeiträge in der Eta-MAID-Rechnung sind in Abbildung 7.34 Photonasyymetrien der BnGa-Rechnung, für welche die $D_{13}(1520)$ -, $D_{15}(1675)$ - und die $P_{13}(1720)$ -Resonanz einzeln ausgeschaltet wurden, dargestellt¹⁸.

Die zum Wirkungsquerschnitt stark beitragende $D_{15}(2070)$ -Resonanz hat nur einen geringen Einfluß auf den Verlauf der Photonasyymetrie (hier nicht dargestellt) in dem hier betrachteten Energiebereich, kann aber aufgrund ihrer Breite in diesem Bereich bereits beitragen. Die Resonanzparameter werden in [A⁺05] mit einer Breite $\Gamma = 295 \pm 40$ MeV und der Position $M = 2068 \pm 22$ MeV angegeben.

Im Gegensatz dazu führt das Ausschalten der $P_{13}(1720)$ -Resonanz zu einer dramatischen Veränderung der Photonasyymetrie ab dem Energie-Bin $E_\gamma = 950$ MeV. Dieses Verhalten in der BnGa-Rechnung steht im völligem Widerspruch zu den Ergebnissen der Eta-MAID-Rechnung, bei der das Ausschalten der ebenfalls im Wirkungsquerschnitt dominanten $P_{13}(1720)$ -Resonanz praktisch keine Änderung der Photonasyymetrie bewirkt (Abbildung 7.31).

Der umgekehrte Effekt läßt sich für die $D_{15}(1675)$ -Resonanz beobachten, deren Vernachlässigung innerhalb der BnGa-Rechnung keinen Einfluß auf die Photonasyymetrie hat (Abbildung 7.34) und im Gegensatz dazu in der Eta-MAID-Rechnung zum Signal der Photonasyymetrie im vorderen Winkelbereich deutlich beiträgt (Abbildung 7.30).

¹⁸Die Rechnungen wurden freundlicherweise von A.V. Anisovich zur Verfügung gestellt.

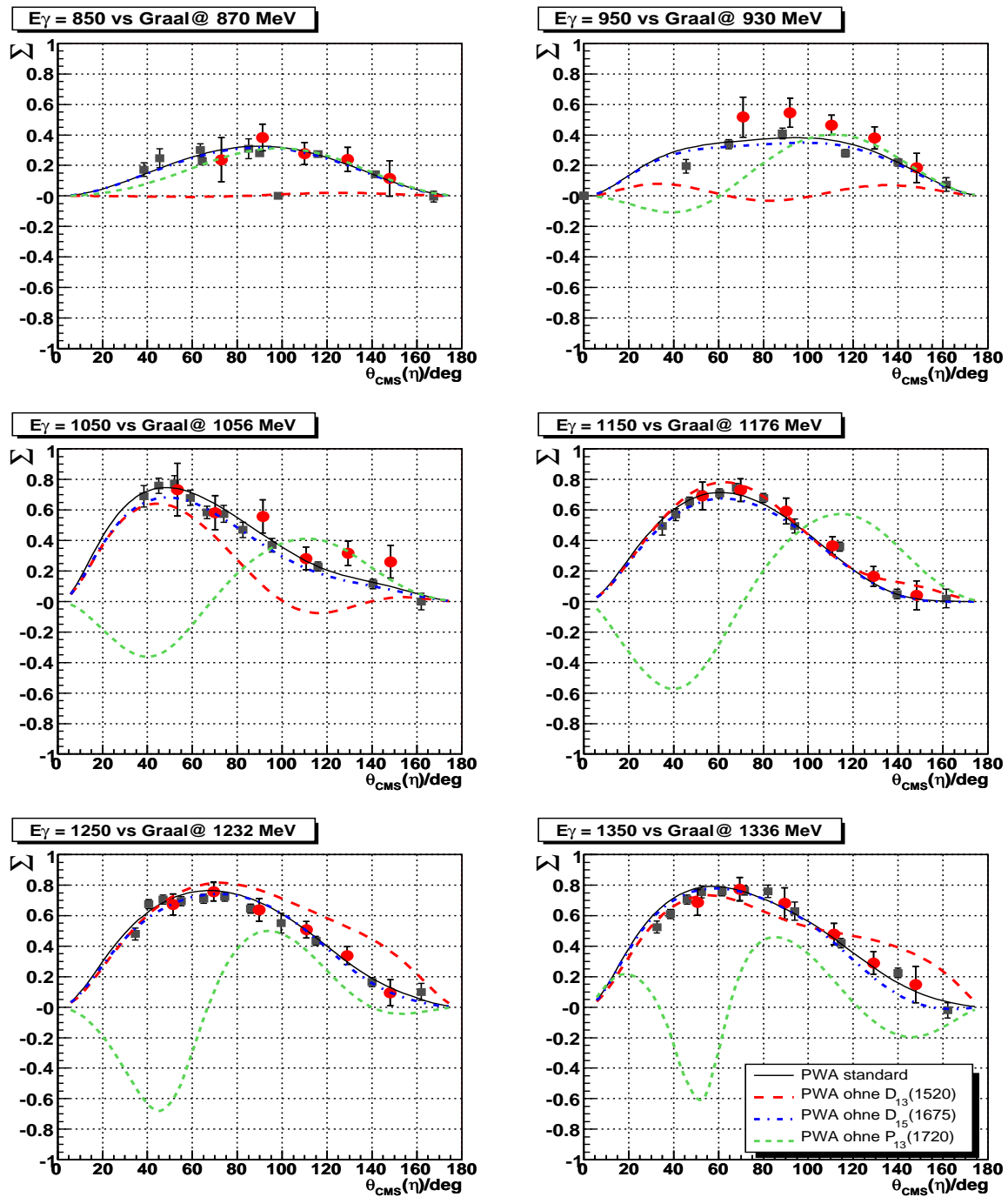


Abbildung 7.34: Einfluß von Resonanzbeiträgen auf die Photonasymmetrie Σ in der η -Photoproduktion im Rahmen der BnGa-Rechnung. Die Datenpunkte entsprechen denen in Abbildung 7.29. Die Linien zeigen Ergebnisse der Rechnung ohne die in der Legende angegebenen Resonanzen.

Eine detailliertere Untersuchung der Resonanzbeiträge zur Photonasymmetrie ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Jedoch veranschaulicht die Sensitivität auf die $D_{13}(1520)$ -Resonanz die Bedeutung von Polarisationsobservablen für die Extraktion von kleinen Resonanzbeiträgen. Darüberhinaus zeigt die Diskrepanz zwischen der **Et**a-MAID- und der **BnGa**-Rechnung die Schwierigkeiten einer eindeutigen Bestimmung der Stärke von Resonanzbeiträgen. Beide Rechnungen können neben dem Wirkungsquerschnitt die Photonasymmetrie auch im Energiebereich über der dominierenden $S_{11}(1535)$ -Resonanz gut beschreiben, verwenden jedoch in diesem Bereich unterschiedlich starke Beiträge einzelner Resonanzen bzw. sogar verschiedene Resonanzen. Auf dem Weg zu einer eindeutigen Beschreibung der einzelnen Beiträge ist somit die Messung weiterer (Doppel-Polarisations-) Observablen absolut notwendig.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Das Anregungsspektrum des Protons enthält eine Vielzahl breiter, sich gegenseitig überlappender Zustände, die experimentell schwierig zu separieren sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Experimente in Energiebereichen mit dominierenden Resonanzen durchgeführt. Zum einen wurden resonante und nichtresonante Beiträge zur $\Delta(1232)$ -Resonanz separiert und zum anderen wurde die Möglichkeit der Trennung von Beiträgen verschiedener Resonanzen in der Nähe der $S_{11}(1535)$ -Resonanz untersucht.

Die π^0 -Elektroproduktion eröffnet die Möglichkeit, den Übergang des Nukleons zur $\Delta(1232)$ -Resonanz zu untersuchen, der neben dem dominierenden magnetischen Dipolübergang auch durch einen coulombartigen Quadrupolübergang erfolgen kann. Zur Klärung einer Diskrepanz existierender Messungen des Verhältnisses der Stärke der Quadrupol- zur Dipolanregung (CMR) war die Zielsetzung meines Experimentes eine gleichzeitige Bestimmung der Quadrupolamplitude S_{1+} und der nichtresonanten „Untergrund“-Amplitude S_{0+} . Unter Ausnutzung der Polarisierungseinstellungen der virtuellen Photonen war es durch Messungen rechts und links des Impulsübertrages möglich, den Longitudinal-Transversal-Interferenzteil des Wirkungsquerschnitts in Form einer Asymmetrie ρ_{LT} zu extrahieren. Die für die Extraktion der Multipolamplituden notwendigen Messungen von ρ_{LT} in Vorwärts- ($\theta_{\pi}^{cm} = 20^\circ$) und Rückwärtskinematik ($\theta_{\pi}^{cm} = 160^\circ$) wurden im Rahmen zweier vorangegangener Diplomarbeiten an der 3-Spektrometranlage am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI durchgeführt. Der wesentliche Schritt der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Datenanalyse bestand in der Projektion der Meßdaten auf die gleichen physikalischen Koordinaten mithilfe der MAID-Parametrisierung. Die systematischen Fehlerbeiträge konnten aus den Daten selbst abgeschätzt werden. Die Extraktion der Multipolverhältnisse war sowohl in einer s- und p-Wellennäherung, unter der alleinigen Berücksichtigung der experimentellen Observablen, als auch im Rahmen einer vollen Rechnung mit MAID2003 möglich. Beide Ergebnisse zeigen, daß ein stark negatives CMR, wie aus einem vorangegangenen Experiment bestimmt, ausgeschlossen werden kann. Das Ergebnis für die S_{0+} -Amplitude ist mit bisherigen Daten und Modellen verträglich¹.

Ähnlich wie im Falle nichtresonanter Multipolbeiträge erhält man durch die Vermessung von Polarisationsobservablen in der Nähe dominierender Resonanzen auch Zugang zu kleinen Resonanzen, die zum Wirkungsquerschnitt nur vernachlässigbar beitragen. Dies wurde in der η -Photoproduktion zur Untersuchung von Resonanzbeiträgen in der Nähe der $S_{11}(1535)$ -Resonanz mit ihrer außergewöhnlich starken Kopplung an den η -N-Zerfallskanal ausgenutzt. Um für die Meson-Photoproduktion die Möglichkeit zu gewinnen, bestimmte Polarisations-

¹Die Ergebnisse dieses Experimentes konnten bereits publiziert werden: D. Elsner *et al.*, Measurement of the LT-asymmetry in π^0 electroproduction at the energy of the $\Delta(1232)$ resonance, *Eur. Phys. J. A* 27 (2006), S. 91–97.

observablen zu vermessen, ist die Verwendung eines zumindest teilweise linear polarisierten Photonstrahls notwendig. Dieser kann unter Ausnutzung der kohärenten Bremsstrahlung an einem Diamant-Kristall erzeugt werden. Dazu muß der Kristall mittels eines Goniometers sehr präzise relativ zum Elektronstrahl ausgerichtet werden. Ein entsprechendes System wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und in das CB/TAPS-Experiment am Elektronenbeschleuniger ELSA integriert. Neben der technischen Realisierung umfaßte dies sowohl die Entwicklung einer benutzerfreundlichen Ansteuerung als auch die Kalibration der Kristallausrichtung nach der sogenannten *Stonehenge*-Methode. Durch seine hohe Empfindlichkeit auf die Strahlage und die Strahlrichtung konnte dieser Aufbau während aller Meßkampagnen auch zur Online-Überwachung des Elektronstrahls verwendet werden. Das Goniometer-System wird standardmäßig auch für die zukünftigen Experimente im Rahmen des Sonderforschungsbereiches/Transregio 16 eingesetzt. Der für die Extraktion der Polarisationsobservablen Σ , der sogenannten Photonasymmetrie, benötigte Grad der Linearpolarisation (P) wurde in einer eigenständigen Datenanalyse bestimmt. Hierfür wurde auch eine analytische Rechnung übernommen, deren Routinen und Anwenderfreundlichkeit jedoch erheblich verbessert werden konnten.

Im CB/TAPS-Experiment konnte unter Verwendung des linear polarisierten Photonstrahls erstmals die Photonasymmetrie Σ an ELSA gemessen werden. Die aufgenommenen Daten wurden in dieser Arbeit in Hinblick auf die Reaktionen $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ und $\vec{\gamma}p \rightarrow p\eta$ untersucht. In der Analyse konnten nach der Detektorrekonstruktion die Endzustände über die Zerfälle in die neutralen Kanäle $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ identifiziert und die entsprechenden Ereignisse selektiert werden. Die $\cos(2\phi)$ -Modulation in der Winkelverteilung der rekonstruierten Mesonen erlaubt die Bestimmung des Produktes $P \cdot \Sigma$. Im Verlauf der Datenanalyse zeigte sich, daß die Detektorkalibration einen großen Einfluß auf die gemessene Winkelverteilung hat und nach einer gesonderten Überprüfung überarbeitet werden mußte. Um systematische Effekte aufgrund von Detektorasymmetrien zu minimieren, sollten daher in zukünftigen Experimenten dieser Art zeitnah entweder Datensätze mit um 90° gegeneinander verdrehter Polarisations Ebene oder „unpolarisierte“ Daten ohne Winkelmodulation zur Normierung aufgenommen werden. Erste Ergebnisse für die Messung der Photonasymmetrie in der π^0 - und η -Photoproduktion an ELSA werden in dieser Arbeit vorgestellt. Diese sind innerhalb ihrer statistischen und systematischen Fehler mit Ergebnissen von Messungen der GRAAL-Kollaboration kompatibel. Dadurch ist eine unabhängige Überprüfung sowohl der Bestimmung des Polarisationsgrades als auch der Extraktion der Winkelasymmetrien gegeben.

Die Ergebnisse für die Photonasymmetrie im ηN -Kanal ermöglichen im Rahmen einer Partialwellenanalyse im Bereich der $S_{11}(1535)$ -Resonanz den Zugang zu Resonanzen mit kleinen Beiträgen, insbesondere der $D_{13}(1520)$ -Resonanz. Im Energiebereich oberhalb der $S_{11}(1535)$ -Resonanz wird die Photonasymmetrie von der Bonner Partialwellenanalyse und der *Eta-MAID*-Rechnung gleich gut beschrieben. Allerdings verwenden diese beiden Rechnungen unterschiedlich starke Beiträge von einzelnen Resonanzen. Für die eindeutige Trennung und Beschreibung der Zustände liefert die zukünftige Vermessung von Doppel-Polarisationsobservablen weitere Randbedingungen und ist deshalb in Hinblick auf ein *vollständiges Experiment* von entscheidender Bedeutung.

Anhang A

Multipolzerlegung der Strukturfunktionen

Multipolzerlegung der in Abschnitt 2.1.2 eingeführten Strukturfunktionen in s- und p-Wellennäherung nach [DT92]:

$$\begin{aligned}
R_T &= |E_{0+}|^2 + \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|3E_{1+-} M_{1++} M_{1-}|^2 \\
&\quad + 2\cos\theta_\pi \Re\{E_{0+}^*(3E_{1++} + M_{1+-} M_{1-})\} \\
&\quad + \cos^2\theta_\pi (|3E_{1++} + M_{1+-} M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|2M_{1++} + M_{1-}|^2 \\
&\quad - \frac{1}{2}|3E_{1+-} M_{1++} M_{1-}|^2) \\
R_L &= |L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4\Re\{L_{1+}^* L_{1-}\} \\
&\quad + 2\cos\theta_\pi \Re\{L_{0+}^*(4L_{1++} + L_{1-})\} + 12\cos^2\theta_\pi (|L_{1+}|^2 + \Re\{L_{1+}^* L_{1-}\}) \\
R_{LT} &= -\sin\theta_\pi \Re\{L_{0+}^*(3E_{1+-} M_{1++} M_{1-}) - (2L_{1+-}^* L_{1-}^*)E_{0+}\} \\
&\quad + 6\cos\theta_\pi (L_{1+}^*(E_{1+-} M_{1++} M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+}) \\
R_{TT} &= 3\sin^2\theta_\pi (\frac{3}{2}|E_{1+}|^2 - \frac{1}{2}|M_{1+}|^2 - \Re\{E_{1+}^*(M_{1+-} M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-}\}) \\
R_{LT'} &= \sin\theta_\pi \Im\{L_{0+}^*(3E_{1+-} M_{1++} M_{1-}) - (2L_{1+-}^* L_{1-}^*)E_{0+}\} \\
&\quad + 6\cos\theta_\pi (L_{1+}^*(E_{1+-} M_{1++} M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+})
\end{aligned}$$

Multipolzerlegung der in Abschnitt 3.1 eingeführten Strukturfunktionen in s- und p-Wellennäherung nach [A⁺72]:

$$\begin{aligned}
\bar{A}_0 &= \left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \{ |E_{0+}|^2 + |M_{1-}|^2 + \frac{5}{2}|M_{1+}|^2 + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2 - 3\Re(M_{1+}E_{1+}^*) \\
&\quad + \Re[(3E_{1++} + M_{1+})M_{1-}^*] + \epsilon(\omega^2/|\vec{q}|^2)(|S_{0+}|^2 + |S_{1-}|^2 + 4|S_{1+}|^2 - 4\Re(S_{1+}S_{1-}^*)) \} \\
\bar{A}_1 &= \left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \{ 2\Re[E_{0+}(3E_{1++} + M_{1+-} M_{1-})^*] + \epsilon(\omega^2/|\vec{q}|^2)2\Re[S_{0+}(4S_{1++} + S_{1-})^*] \} \\
\bar{A}_2 &= \left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \{ -\frac{3}{2}|M_{1+}|^2 + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2 + 9\Re(M_{1+}E_{1+}^*) - 3\Re[(3E_{1++} + M_{1+})M_{1-}^*] \\
&\quad + \epsilon(\omega^2/|\vec{q}|^2)[12|S_{1+}|^2 + 12\Re(S_{1+}S_{1-}^*)] \} \\
\bar{C}_0 &= \left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \{ -\frac{3}{2}|M_{1+}|^2 + \frac{9}{2}|E_{1+}|^2 - 3\Re(M_{1+}E_{1+}^*) + 3\Re[(E_{1+-} M_{1+})M_{1-}^*] \} \\
\bar{D}_0 &= -\left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \epsilon(\omega/|\vec{q}|)\Re[S_{0+}(3E_{1+-} M_{1++} M_{1-})^* - E_{0+}(2S_{1+-} S_{1-})^*] \\
\bar{D}_1 &= -\left| \frac{k_\pi^{\vec{c}m}}{k_\gamma^{cm}} \right| \epsilon(\omega/|\vec{q}|)\Re[S_{1+}(E_{1+-} M_{1++} M_{1-})^* + S_{1-}E_{1+}^*]
\end{aligned}$$

Anhang B

Technische Angaben zur Erzeugung linear polarisierter Photonen

B.1 Einheitensystem

In den Abschnitten 4 und 5 wird das natürliche Einheitensystem verwendet, in dem

$$\hbar = c = m_e = 1 \quad (\text{B.1})$$

gilt. Unterschiedliche physikalische Größen erhalten dadurch dieselbe Dimension:

$$[Masse] = [Impuls] = [Energie] = [Zeit]^{-1} = [Länge]^{-1}. \quad (\text{B.2})$$

Die SI-Einheiten erhält man zurück, indem

$$\begin{aligned} \text{Längen mit } \lambda &= \frac{\hbar}{m_e c} = 3,8616 \cdot 10^{-13} \text{ m}, \\ \text{Impulse mit } m_e c &= \frac{0,511 \text{ MeV}}{c} = 2,731 \cdot 10^{-22} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}}, \\ \text{und Energien mit } m_e c^2 &= 0,511 \text{ MeV} = 8,1872 \cdot 10^{-14} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2} \end{aligned}$$

multipliziert werden.

Für die Gitterkonstante von Diamant ergibt sich

$$a = 3,567 \cdot 10^{-10} \text{ m} |_{SI} = 923,7. \quad (\text{B.3})$$

Wirkungsquerschnitte werden in den Einheiten von $\bar{\sigma}$ angegeben:

$$\bar{\sigma} = Z^2 r_e^2 \alpha |_{SI} = 0,57947 Z^2 \text{ mbarn} |_{SI} = Z^2 \alpha^3. \quad (\text{B.4})$$

B.2 Polynom zur Umrechnung der Kanalnummern des Szintillierende-Fasern-Derektors

Polynome für die Umrechnung der Fasernummern (x) des Szintillierende-Fasern-Detektors in die Energie des entsprechenden Bremsstrahlphotons bei einer Elektronstrahlenergie von 3,2 GeV. Bestimmung nach [Hor04]:

$$\begin{aligned} E_{sim}(x)/\text{MeV} &= 2531.694280419983 \\ &- 1,9302797256919026 \cdot x \\ &+ 0,0030826293483324214 \cdot x^2 \\ &- 0,0000344287725872917 \cdot x^3 \\ &+ 0,00000009559029418618433 \cdot x^4 \\ &- 0,00000000012344680387550556 \cdot x^5. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Korrekturpolynom aufgrund der Einschüßrichtung von Juli/August 2003 mit den Strahlenergien 680 MeV, 1300 MeV, 1800 MeV und 2050 MeV bei einer Feldstärke von $B = 1,413$ T des Tagging-Magneten:

$$\begin{aligned}
 E_{korrr}(x)/MeV &= (-2,12 \pm 0,53) \\
 &+ (-0,0236 \pm 0,0082) \cdot x \\
 &+ (0,000197 \pm 0,000021) \cdot x^2.
 \end{aligned}
 \tag{B.6}$$

Resultierendes Polynom für die Berechnung der Photonenergie aus der Fasernummer des Signals des zugehörigen Bremsstrahlelektrons:

$$\begin{aligned}
 E_{res}(x)/MeV &= 2533,81 - 1,9067 \cdot x \\
 &+ 0,002886 \cdot x^2 \\
 &- 0,0003443 \cdot x^3 \\
 &+ 0,00000009559 \cdot x^4 \\
 &- 0,0000000001234 \cdot x^5.
 \end{aligned}
 \tag{B.7}$$

Korrektur- sowie resultierendes Polynom werden in [Kle06] diskutiert.

B.3 Technische Spezifikationen der Stelltische des Goniometers.

Die Tabelle in Abbildung B.1 führt die von der Firma Newport GmbH angegebenen technischen Spezifikationen des Goniometers auf. Die horizontale Bewegung (Achse 1) wurde zusätzlich aufgrund der limitierenden Streukammergröße auf +30,5 mm bis -75 mm eingeschränkt. Zu beachten ist vor allem, daß die angegebenen Spezifikationen für Geschwindigkeiten und Beschleunigungen nur für Atmosphärendruck gelten. Für einen Betrieb unter Vakuum sind diese Werte zu halbieren. Die aufgeführte Achse 6 war nicht angeschlossen.

NEWPORT - MCSA

ENSEMBLE 5 AXES - SOUS-VIDE

MM4006 PARAMETER SETTING

Order:	700508
Technician:	LE COUVIGOUR

S/N:	01 94 479
------	-----------

Date:	07/12/01
Firm. rev.:	v1.03 e

BONN UNIVERSITY

System axis name :	AXIS 1	AXIS 2	AXIS 3	AXIS 4	AXIS 5	AXIS 6	AXIS 7	AXIS 8
Mechanics	UTM150PE1	URM100PE	UZM80PE0.1	BGM80PE	URM100APE	UTM150PE		
Driver PIN	E2379A	E2379A	E2379A	E2379A	E2379A	E2379A		
Units	mm	Dg.	mm	Dg.	Dg.	mm		
Motion Type	REAL	REAL	REAL	REAL	REAL	REAL		
HOME Type	REAL	REAL	REAL	REAL	REAL	REAL		
Motor Type	STEPPER	STEPPER	STEPPER	STEPPER	STEPPER	STEPPER		
Control type								
Anticipation								
Control loop	CLOSED	CLOSED	CLOSED	CLOSED	CLOSED	CLOSED		
Motor Increm.	0,001	0,001	0,0001	0,001	0,001	0,001		
Encoder Res.	0,001	0,001	0,0001	0,001	0,001	0,001		
Scaling Speed	2,40	2,40	0,24	2,40	2,40	2,40		
Maximum Speed	2,00	2,00	0,20	2,00	2,00	2,00		
Minimum Speed	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002		
Manual Speed	1,00	1,00	0,20	1,00	1,00	1,00		
HOME High Speed	1,00	1,00	0,20	1,00	1,00	1,00		
HOME Low Speed	0,5	0,5	0,1	0,5	0,5	0,5		
Acceleration	8,00	8,00	0,80	8,00	8,00	8,00		
Min. Position	-75	-6	-2	-20	-170	-75		
Max. Position	75	6	2	20	170	75		
Home Preset	0	0	0	0	0	0		
Kp	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005	0,0005		
Ki	0	0	0	0	0	0		
Kd	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001		
Ks	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8		
Maximum Error (mm)	1	1	0,1	1	1	1		
Backlash	0	0	0	0	0	0		
Displ.Resol.	3	3	4	3	3	3		

Abbildung B.1: Technische Angaben der Stelltische des Goniometers, die Reihenfolge der Achsen entspricht der Anordnung in Abbildung 5.7 (von unten nach oben).

Anhang C

Datenpunkte der Photonasytmetriemessungen

C.1 Photonasytmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$

In Tabelle C.1 sind die Ergebnisse für die Photonasytmetrien in der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$ mit statistischen und systematischen Fehlern angegeben. Der systematische Fehler ist der 1σ -Fehler des in Abschnitt 7.3.1 diskutierten Beitrages aufgrund von Detektorineffizienzen. Die Energie- und Winkelangaben sind die ereignisgewichteten Werte für jeden Datenpunkt. Die Werte der Energiebins korrespondieren zu den Überschriften in der Abbildung 7.29. Der maximale Grad der Linearpolarisation liegt für die hier verwendeten Daten bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1305$ MeV. Die dem Datensatz entsprechenden CB/TAPS-Runnummern sind 36191 – 37033.

Energiebin 850 MeV					Energiebin 950 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
843,4	72,9°	0,237	0,145	0,036	942,8	70,9°	0,517	0,131	0,033
842,6	91,2°	0,382	0,087	0,020	939,7	91,9°	0,546	0,095	0,045
846,4	109,9°	0,278	0,071	0,015	941,7	110,3°	0,465	0,065	0,013
847,5	129,2°	0,240	0,079	0,012	943,6	129,4°	0,380	0,072	0,049
850,5	147,9°	0,114	0,116	0,031	943,8	148,2°	0,184	0,095	0,023

Energiebin 1050 MeV					Energiebin 1150 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1054,0	53,3°	0,734	0,172	0,077	1154,4	52,9°	0,692	0,090	0,013
1051,2	70,1°	0,583	0,111	0,035	1151,5	69,8°	0,731	0,072	0,019
1046,0	91,4°	0,559	0,108	0,032	1150,2	90,1°	0,593	0,084	0,036
1045,9	110,6°	0,283	0,074	0,023	1151,4	110,7°	0,366	0,058	0,037
1043,0	129,4°	0,316	0,080	0,010	1150,0	129,0°	0,165	0,064	0,014
1043,3	148,4°	0,261	0,107	0,019	1148,5	148,2°	0,041	0,095	0,020

Energiebin 1250 MeV					Energiebin 1350 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1251,4	51,5°	0,674	0,068	0,016	1344,7	50,7°	0,687	0,083	0,027
1249,3	69,4°	0,758	0,060	0,017	1343,5	69,4°	0,774	0,075	0,069
1249,0	89,8°	0,638	0,073	0,012	1342,4	89,4°	0,680	0,102	0,043
1249,5	110,7°	0,508	0,053	0,021	1342,6	111,3°	0,479	0,070	0,026
1249,5	129,0°	0,338	0,058	0,010	1343,4	129,0°	0,290	0,075	0,021
1250,0	148,2°	0,095	0,085	0,076	1343,1	147,9°	0,149	0,119	0,089

Tabelle C.1: Photonasytmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$

C.2 Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^0 p$

In Tabelle C.2 sind die Ergebnisse für die Photonasymmetrien in der Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \eta p$ mit statistischen und systematischen Fehlern angegeben. Der systematische Fehler ist der 1σ -Fehler des in Abschnitt 7.3.1 diskutierten Beitrages aufgrund von Detektorineffizienzen. Die Energie- und Winkelangaben sind die ereignisgewichteten Werte für jeden Datenpunkt. Die Werte der Energiebins korrespondieren zu den Überschriften in den Abbildungen 7.27 und 7.28. Der maximale Grad der Linearpolarisation liegt für die hier verwendeten Daten bei einer Photonenergie von $E_\gamma = 1305$ MeV. Die dem Datensatz entsprechenden CB/TAPS-Runnummern sind 36191 – 37033.

Energiebin 767 MeV					Energiebin 800 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
767,2	116,4°	1,010	0,179	0,265	799,2	116,3°	1,040	0,187	0,279
767,3	125,1°	0,797	0,110	0,012	799,4	125,1°	0,740	0,108	0,014
767,4	134,8°	0,694	0,114	0,012	799,5	134,8°	0,481	0,108	0,020
767,4	144,5°	0,342	0,138	0,181	799,7	144,5°	0,337	0,131	0,008
767,3	155,6°	0,408	0,176	0,083	799,5	155,5°	-0,019	0,168	0,030

Energiebin 833 MeV					Energiebin 866 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
825,1	116,4°	0,701	0,160	0,150	862,7	116,3°	0,532	0,149	0,120
825,1	125,2°	0,363	0,102	0,036	862,6	125,2°	0,539	0,100	0,012
825,3	134,8°	0,495	0,104	0,060	862,7	134,9°	0,335	0,097	0,037
825,4	144,5°	0,549	0,126	0,025	862,8	144,5°	0,394	0,120	0,025
825,4	155,5°	0,309	0,158	0,028	862,7	155,3°	0,233	0,149	0,125

Energiebin 899 MeV					Energiebin 932 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
897,4	50,7°	0,692	0,255	0,180	933,7	50,6°	0,880	0,189	0,169
897,7	60,1°	0,742	0,273	0,060	933,6	59,9°	0,690	0,202	0,122
897,3	116,3°	0,357	0,114	0,050	932,9	116,2°	0,235	0,092	0,121
897,2	125,2°	0,228	0,075	0,046	932,9	125,2°	0,137	0,061	0,036
897,4	134,9°	0,271	0,073	0,034	932,8	134,9°	0,169	0,059	0,022
897,2	144,5°	0,179	0,088	0,009	932,5	144,4°	0,217	0,073	0,027
897,3	155,2°	0,118	0,116	0,035	932,6	155,2°	0,212	0,096	0,023

Energiebin 965 MeV					Energiebin 998 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
964,6	50,5°	0,900	0,161	0,081	991,4	50,5°	0,876	0,128	0,041
964,2	59,7°	0,750	0,202	0,023	991,5	59,7°	0,757	0,157	0,084
964,0	116,1°	-0,220	0,110	0,050	991,4	116,1°	-0,212	0,109	0,087
964,0	125,2°	-0,090	0,062	0,022	991,1	125,2°	-0,439	0,061	0,014
964,0	134,9°	-0,002	0,060	0,024	991,2	134,9°	-0,154	0,056	0,037
963,9	144,4°	0,076	0,075	0,032	991,2	144,4°	-0,067	0,071	0,008
964,2	155,0°	0,114	0,099	0,033	991,6	155,0°	0,033	0,097	0,059

Energiebin 1031 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1029,2	50,4°	0,817	0,091	0,067
1029,8	59,7°	0,779	0,112	0,053
1028,9	115,9°	-0,279	0,077	0,030
1028,9	125,2°	-0,251	0,050	0,023
1029,0	134,9°	-0,194	0,047	0,018
1028,9	144,4°	-0,053	0,059	0,008
1029,1	155,2°	0,019	0,079	0,038

Energiebin 1064 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1062,1	50,5°	0,838	0,089	0,049
1062,0	59,7°	1,060	0,119	0,111
1061,7	115,8°	-0,304	0,079	0,039
1061,2	125,2°	-0,418	0,057	0,030
1061,3	134,9°	-0,187	0,053	0,015
1061,3	144,4°	-0,083	0,068	0,056
1061,3	155,1°	-0,110	0,088	0,014

Energiebin 1097 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1098,5	50,6°	0,880	0,085	0,069
1098,8	59,8°	0,747	0,105	0,038
1098,6	116,0°	-0,443	0,090	0,035
1098,2	125,2°	-0,214	0,059	0,037
1098,1	134,8°	-0,346	0,058	0,015
1098,3	144,5°	-0,105	0,070	0,034
1098,3	155,3°	-0,105	0,089	0,039

Energiebin 1130 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1128,5	50,5°	0,858	0,079	0,026
1128,6	59,9°	0,786	0,098	0,017
1128,5	115,9°	-0,360	0,082	0,075
1128,4	125,3°	-0,313	0,056	0,009
1128,7	134,9°	-0,197	0,053	0,034
1128,6	144,5°	-0,109	0,066	0,006
1128,8	155,4°	-0,101	0,080	0,029

Energiebin 1163 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1163,1	50,5°	0,839	0,075	0,041
1162,8	60,0°	0,792	0,093	0,022
1162,9	115,6°	-0,403	0,080	0,058
1163,1	125,3°	-0,200	0,055	0,039
1163,1	134,8°	-0,053	0,051	0,023
1163,3	144,5°	-0,104	0,062	0,015
1163,3	155,5°	-0,030	0,072	0,016

Energiebin 1196 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1195,4	50,5°	0,918	0,079	0,087
1195,8	60,1°	0,620	0,092	0,055
1195,6	115,6°	-0,216	0,079	0,039
1195,6	125,3°	-0,239	0,057	0,040
1195,5	134,9°	0,057	0,050	0,009
1195,7	144,5°	-0,012	0,060	0,008
1195,8	155,5°	-0,006	0,070	0,011

Energiebin 1229 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1227,9	50,2°	0,881	0,076	0,067
1227,8	59,9°	0,805	0,092	0,045
1227,3	115,5°	-0,245	0,077	0,055
1227,8	125,3°	-0,198	0,054	0,011
1227,8	135,0°	0,089	0,047	0,005
1227,7	144,7°	0,044	0,057	0,007
1228,0	155,5°	0,083	0,063	0,012

Energiebin 1262 MeV

E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1262,3	50,2°	0,898	0,073	0,061
1261,9	59,8°	0,768	0,098	0,008
1262,9	115,3°	-0,085	0,074	0,042
1262,5	125,3°	0,008	0,051	0,009
1262,5	135,0°	0,144	0,044	0,011
1262,6	144,6°	0,107	0,051	0,005
1262,7	155,5°	0,068	0,058	0,028

Energiebin 1295 MeV					Energiebin 1328 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
					1326,5	37,3°	0,982	0,118	0,017
1294,9	50,0°	0,874	0,067	0,028	1325,3	49,9°	0,931	0,075	0,033
1295,0	59,7°	0,833	0,089	0,039	1325,0	59,5°	0,863	0,090	0,019
1295,3	115,3°	0,058	0,078	0,026	1325,2	115,3°	0,124	0,078	0,045
1295,1	125,4°	0,078	0,055	0,015	1325,2	125,4°	0,156	0,055	0,009
1295,2	135,0°	0,215	0,046	0,015	1325,2	135,1°	0,379	0,047	0,016
1295,3	144,7°	0,247	0,053	0,004	1325,2	144,7°	0,234	0,053	0,029
1295,3	155,5°	0,147	0,059	0,006	1325,5	155,5°	0,204	0,058	0,010

Energiebin 1361 MeV					Energiebin 1394 MeV				
E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$	E_γ/MeV	θ_η^{cm}	Σ	$\sigma(\Sigma)_{stat}$	$\sigma(\Sigma)_{sys}$
1358,8	37,2°	0,959	0,133	0,095	1392,8	37,0°	1,010	0,215	0,114
1358,6	49,8°	0,989	0,098	0,061	1391,6	49,5°	1,020	0,152	0,018
1358,5	59,4°	0,949	0,131	0,021	1392,5	59,5°	0,686	0,225	0,066
1358,3	115,2°	0,027	0,098	0,109	1392,7	115,0°	0,302	0,184	0,021
1358,7	125,5°	0,276	0,074	0,019	1392,2	125,5°	0,301	0,135	0,073
1358,4	135,0°	0,350	0,062	0,051	1392,7	135,0°	0,463	0,112	0,033
1358,8	144,7°	0,373	0,068	0,039	1392,6	144,8°	0,402	0,124	0,079
1358,6	155,5°	0,220	0,075	0,010	1392,0	155,4°	0,254	0,140	0,029

Tabelle C.2: Photonasymmetrien für die Reaktion $\vec{\gamma}p \rightarrow \pi^0 p$

Literaturverzeichnis

- [A⁺72] ALDER, J. C. et al.: π^0 Electroproduction at the first resonance at momentum transfers $q^2 = 0.6, 1.0$ and 1.56 GeV^2 . In: *Nucl. Phys. B* 46 (1972), S. 573–592
- [A⁺92] AKER, E. et al.: The Crystal Barrel spectrometer at LEAR. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 321 (1992), S. 69–108
- [A⁺98] AJAKA, J. et al.: New Measurement of Σ Beam Asymmetry for η Meson Photo-production on the Proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 1797
- [A⁺00] AOKI, S. et al.: Quenched Light Hadron Spectrum. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 239–241
- [A⁺03] AHRENS, J. et al.: First measurement of the helicity dependent $\gamma p \rightarrow p\eta$ differential cross section. In: *Eur. Phys. J. A* 17 (2003), S. 241
- [A⁺05] ANISOVICH, A. V. et al.: Photoproduction of baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$. In: *Eur. Phys. J. A* 25 (2005), S. 427–439
- [A⁺61] ALTHOFF, K.-H. et al.: The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn. In: *Nucl. Instrum. Methods* 1968 (61), S. 1–30
- [B⁺74] BAETZNER, K. et al.: π^0 Electroproduction at the $\Delta(1236)$ resonance at a four momentum transfer of $q^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$. In: *Nucl. Phys. B* 76 (1974), S. 1–14
- [B⁺97] BECK, R. et al.: Measurement of the E2/M1 ratio in the $N \rightarrow \Delta$ transition using the reaction $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 606–609
- [B⁺98a] BLOMQUIST, K. I. et al.: The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 403 (1998), S. 263–301
- [B⁺98b] BOCK, A. et al.: Measurement of the Target Asymmetry of η and π^0 Photoproduction on the Proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 534
- [B⁺98c] BUCHMAN, A. J. et al.: $N \rightarrow \Delta(1232)$ E2 transition and Siegerts theorem. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), S. 2478
- [B⁺02] BARTSCH, P. et al.: Measurement of the Beam-Helicity Asymmetry in the $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ Reaction at the Energy of the $\Delta(1232)$ Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 142001
- [B⁺05] BARTALINI, O. et al.: Measurement of π^0 photoproduction on the proton from 550 to 1500 MeV at GRAAL. In: *Eur. Phys. J. A* 26 (2005), S. 399–419

- [Bar00] BARTHOLOMY, O.: *Test und Modifikation des Lichtpulsersystems für den CB-ELSA-Detektor*, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2000
- [Bar01] BARTSCH, P.: *Aufbau eines Möller-Polarimeters für die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ im Bereich der Δ -Resonanz*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Dissertation, 2001
- [Bar04] BARTHOLOMY, O.: *Photoproduktion einzelner Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\eta$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta'$ bei Photonenenergien zwischen 0.3 und 3 GeV*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Dissertation, 2004
- [BDS75] BARKER, S. ; DONNACHIE, A. ; STORROW, J. K.: Complete experiments in pseudoscalar photoproduction. In: *Nucl. Phys. B* 95 (1975), S. 347–356
- [Bet53] BETHE, H. A.: Molière's Theory of Multiple Scattering. In: *Phys. Rev.* 89 (1953), S. 1256–1266
- [BGPR96] BOFFI, S. ; GIUSTI, C. ; PACATI, F. D. ; RADICI, M.: *Electromagnetic Response of Atomic Nuclei*. Oxford University Press, 1996
- [BR96] BRUN, R. ; RADEMAKERS, F.: ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. In: *Proceedings AIHENP 1996 Workshop, Lausanne, Schweiz*, 1996
- [Bur96] BURGWINDEL, R.: *Aufbau und Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems TOPAS II am Bonner SAPHIR-Detektor*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 1996
- [C⁺05] CREDE, V. et al.: Photoproduction of η Mesons off Protons for $0.75 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 012004
- [Cas06] CASTELIJNS, R. J. J.: *Photoproduction of strange mesons and hyperons in the proton*, Rijksuniversiteit Groningen, Dissertation, 2006
- [CGLN57] CHEW, G. F. ; GOLDBERGER, M. L. ; LOW, F. E. ; NAMBU, Y.: Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. In: *Phys. Rev.* 106 (1957), S. 1345–1355
- [CR00] CAPSTICK, S. ; ROBERTS, W.: Quark Models of Baryon Masses and Decays. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000), S. S241–S331
- [CT97] CHIANG, W. T. ; TABAKIN, F.: Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. In: *Phys. Rev. C* 55 (1997), S. 2054
- [CW65] CROMER, D.T. ; WABER, J. T.: Scattering Factors Computed from Relativistic Dirac-Slater Wave Functions. In: *Acta. Cryst.* 18 (1965), S. 104
- [CYTD02] CHIANG, W.T. ; YANG, S.N. ; TIATOR, L. ; DRECHSEL, D.: An isobar model for eta photo- and electroproduction on the nucleon. In: *Nucl. Phys. A* 700 (2002), S. 429–453

- [D⁺02] DUGGER, M. et al.: η Photoproduction on the Proton for Photon Energies from 0.75 to 1.95 GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 222002
- [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. In: *Nucl. Phys. A* 645 (1999), S. 145. – <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID>
- [Dia68] DIAMBRINI, G.: High-Energy Bremsstrahlung and Electron Pair Production in Thin Crystals. In: *Rev. Mod. Phys.* 40 (1968), S. 611–631
- [DMW02] DISTLER, M. O. ; MERKEL, H. ; WEIS, M.: Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia 2001. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49 No. 2, Part 1 a. 2 (2002)
- [Dom69] DOMBEY, N.: Scattering of Polarized Leptons at High Energy. In: *Rev. Mod. Phys.* 41 (1969), S. 236–246
- [DT92] DRECHSEL, D. ; TIATOR, L.: Threshold pion photoproduction on nucleons. In: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 18 (1992), S. 449–497
- [E⁺04] EIDELMAN, S. et al.: Review of Particle Physics. In: *Phys. Lett. B* 592 (2004), S. 1–5
- [E⁺06] ELSNER, D. et al.: Measurement of the LT-asymmetry in π^0 electroproduction at the energy of the $\Delta(1232)$ resonance. In: *Eur. Phys. J. A* 27 (2006), S. 91–97
- [EFPS05] ELSNER, D. ; FORNET-PONSE, K. ; SÜLE, A.: Bestimmung des Photonflusses / CB-ELSA/TAPS Note: Nr. 3. 2005. – interner technischer Bericht
- [Els00] ELSNER, D.: *Relativmessung des LT-Wirkungsquerschnitts in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ im Bereich der Δ -Resonanz*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2000
- [Fö0] FÖSEL, A.: *Entwicklung und Bau eines Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn*, Physikalisches Institut, Universität Erlangen, Dissertation, 2000
- [Fle00] FLEMMING, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Institut für Experimentalphysik I, Universität Bochum, Dissertation, 2000
- [FP04] FORNET-PONSE, K.: *Entwurf eines Fokalebendendetektors für die Photonenmarkierungsanlage an ELSA*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2004
- [G⁺94] GABLER, A.R. et al.: Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 346 (1994), S. 168
- [Gen99] GENTNER, M.: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 1999

- [Gor04] GORDON, C. I. O.: ρ^0 Photoproduction using Linearly Polarised Photons with the CLAS Detector, Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Dissertation, 2004
- [GR95] GREINER, W. ; REINHARDT, J.: *Theoretische Physik, Bd.7 Quantenelektrodynamik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 1995
- [GR96] GLOZMAN, L. Y. ; RISKA, D. O.: Quark model explanation of the $N^* \rightarrow N\eta$ branching ratios. In: *Phys. Lett. B* 366 (1996), S. 305–310
- [Gut06] GUTZ, E.: *in Vorbereitung*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [H⁺51] HANSON, A. O. et al.: Measurement of Multiple Scattering of 15.7-MeV Electrons. In: *Phys. Rev.* 84 (1951), S. 634–637
- [H⁺70] HEUSCH, C. A. et al.: Recoil Proton Polarization in Eta Photoproduction. In: *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970), S. 1381
- [H⁺71] HONGO, M. et al.: In: *Lett. Nuovo Cim.* 2 (1971), S. 317
- [Hei54] HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954
- [Her] HERMINGHAUS, H.: *Proceedings of the 1990 Linear Accelerator Conference*. – siehe auch [Wal90]
- [Hig75] HIGHLAND, V. L.: Some practical remarks on multiple scattering. In: *Nucl. Instrum. Methods* 129 (1975), S. 497–499
- [Hof01] HOFFMANN, M.: *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2001
- [Hor04] HORN, I.: *The decay of the γp system in the $p\pi^0\eta$ final state*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2004
- [HS88] HUSMANN, D. ; SCHWILLE, W.: ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage. In: *Phys. Blätter* 44 (1988)
- [Hub59] HUBBELL, J. H.: Spectrum of thin Target Bremsstrahlung bounded by a forward circular Cone. In: *J. Appl. Phys.* Vol. 30, No. 7 (1959), S. 981–984
- [IK79] ISGUR, N. ; KARL, G.: Ground-state baryons in a quark model with hyperfine interactions. In: *Phys. Rev. D* 20 (1979), S. 1191–1194
- [IKK82] ISGUR, N. ; KARL, G. ; KONIUK, R.: D waves in the nucleon: A test of color magnetism. In: *Phys. Rev. D* 25 (1982), S. 2394
- [J⁺02] JOO, K. et al.: Q^2 Dependence of Quadrupole Strength in the $\gamma^* p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p\pi^0$ Transition. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 122001
- [Jac85] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin, 1985

- [Jae06] JAEGLE, I.: *in Vorbereitung*, Institut für Physik, Universität Basel, Dissertation, 2006
- [Jan98] JANSSEN, S.: *Entwicklung eines CPV-Systems für TAPS*, II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, Diplomarbeit, 1998
- [JG04] JUNKERSFELD, J. ; GUTZ, E.: Simulation of the Trigger of the CBELSA/TAPS experiment / CB-ELSA/TAPS Note: Nr. 2. 2004. – interner technischer Bericht
- [Jun00] JUNKERSFELD, J.: *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2000
- [Jun05] JUNKERSFELD, J.: *Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis zu 3 GeV*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Dissertation, 2005
- [K⁺95] KRUSCHE, B. et al.: Near Threshold Photoproduction of η Mesons off the Proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 3736–3739
- [K⁺97] KALLEICHER, F. et al.: The determination of σ_{LT}/σ_{TT} in electro-pion-production in the Δ -resonance region. In: *Z. Phys. A* 359 (1997), S. 201–204
- [K⁺02] KOUZNETSOV, V. et al.: Meson photoproduction at GRAAL. In: *Pi N Newsletter* 16 (2002), S. 160–165
- [Kam06] KAMMER, S.: *in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [KDT95] KNÖCHLEIN, G. ; DRECHSEL, D. ; TIATOR, L.: Photo- and Electroproduction of Eta Mesons. In: *Z. Phys. A* 352 (1995), S. 327–343
- [Kei00] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2000
- [Kle06] KLEIN, F.: *in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [Kon] KONRAD, M. *private Mitteilung*
- [Kon01] KONRAD, M.: *Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2001
- [Kop93] KOPITZKI, K.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner Studienbücher, 1993
- [Kop02] KOPF, B.: *Untersuchung der photoinduzierten Reaktionen $p\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\eta$ an einem Flüssig-Wasserstoff-Target*, Institut für Kern- und Teilchenphysik, Technische Universität Dresden, Dissertation, 2002
- [KSW95a] KAISER, N. ; SIEGEL, P. B. ; WEISE, W.: Chiral Dynamics and the Low Energy Kaon-Nucleon Interaction. In: *Nucl.Phys. A* 594 (1995), S. 325–345

- [KSW95b] KAISER, N. ; SIEGEL, P. B. ; WEISE, W.: Chiral dynamics and the $S_{11}(1535)$ nucleon resonance. In: *Phys. Lett. B* 362 (1995), S. 23–28
- [KYDT01] KAMALOV, S. S. ; YANG, S. N. ; DRECHSEL, D. ; TIATOR, L.: $\gamma^*N \rightarrow \Delta$ transition form factors: A new analysis of data on $p(e,e'p)\pi^0$ at $Q^2 = 2.8$ and $4.0(\text{GeV}/c)^2$. In: *Phys. Rev. C* 64 (2001), S. 032201
- [L⁺94] LOHMAN, D. et al.: Linearly polarised photons at MAMI (Mainz). In: *Nucl. Instrum. Methods A* 343 (1994), S. 494–507
- [LBMP01] LÖRING, U. ; AMD B.CH. METSCH, K. K. ; PETRY, H.R.: Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces. In: *Eur. Phys. J. A* 10 (2001), S. 309–346
- [LD91] LYNCH, G. R. ; DAHL, O. I.: Approximations to multiple Coulomb scattering. In: *Nucl. Instrum. Methods B* 58 (1991), S. 6–10
- [Liv] LIVINGSTON, K.: *private Mitteilung im Rahmen eines Seminarvortrags: Experiments with linearly polarised photons at Jefferson Laboratory.* – University of Glasgow
- [Liv05] LIVINGSTON, K.: The stonehenge technique: a new method of crystal alignment for coherent bremsstrahlung experiments. In: DABAGOV, Sultan B. (Hrsg.): *International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Proc. SPIE* Bd. 5974, 2005, S. 170–176
- [LL91] LANDAU, L. D. ; LIFSCHITZ, E. M.: *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band IV, Quantenelektrodynamik.* Akademie Verlag, 1991
- [LMP01] LÖRING, U. ; METSCH, B.Ch. ; PETRY, H.R.: The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces. In: *Eur. Phys. J. A* 10 (2001), S. 395–486
- [LS98] LI, Z. ; SAGHAI, B.: Study of baryon resonance structure via η photoproduction. In: *Nucl. Phys. A* 644 (1998), S. 345–364
- [M⁵8] MÖSSBAUER, R. L.: Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in ^{191}Ir . In: *Z. Physik A* 151 (1958), S. 124–143
- [M⁺01] MERTZ, C. et al.: Search for Quadrupole Strength in the Electroexcitation of the $\Delta^+(1232)$. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), Nr. 14, S. 2963–2966
- [Mel05] MELONE, J. J.: *Measurement of the photon asymmetry fo the $p(\vec{\gamma}, K^+)\Lambda^0$ reaction at CLAS from 1.6 to 2.0 GeV,* Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Dissertation, 2005
- [Men] MENZE, D. *private Mitteilung*
- [MFO92] MASLEN, E.N. ; FOX, A.C. ; O'KEEFE, M.A. ; WILSON, A. J. C. (Hrsg.): *International Tables for Crystallography.* Bd. C. Kluwer Academic, Dordrecht, 1992
- [MK84] MAYER-KUCKUK, T.: *Kernphysik: Eine Einführung.* 4. Auflage. Teubner, Stuttgart, 1984

- [MM4] Newport MM4006 8-Axis Motion Controller/Driver User's Manual
- [Mol48] MOLIÈRE, G.: Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. In: *Z. Naturforschung* 3a (1948), S. 78–97
- [N⁺87] NOVOTNY, R. et al.: Detection of Hard Photons with BaF₂ Scintillators. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 262 (1987), S. 340–346
- [N⁺91] NOVOTNY, R. et al.: The BaF₂ photon spectrometer TAPS. In: *IEEE transaction on nuclear science* 38 (1991), S. 378
- [N⁺98] NAKAMURA, S. et al.: Acceleration of Polarized Electrons in ELSA. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 441 (1998), S. 93–106
- [N⁺03] NATTER, F. A. et al.: Monte Carlo Simulation and Analytical Calculation of Coherent Bremsstrahlung and its Polarisation. In: *Nucl. Instrum. Methods B* 211 (2003), S. 465–486
- [Nat98] NATTER, F. A.: Analytical Treatment of Coherent Bremsstrahlung / Physikalisches Institut, Universität Tübingen. 1998 (98/1). – interner technischer Bericht
- [Nat02] NATTER, F. A.: *Study of Reaction Mechanisms and Short Range Correlations in Two Nucleon Emission off ⁴He Using Polarized Photons*, Physikalisches Institut, Universität Tübingen, Dissertation, 2002
- [P⁺01] POSPISCHIL, T. et al.: Measurement of the Recoil Polarization in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ Reaction at the $\Delta(1232)$ Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 2959–2962
- [P⁺02] POSPISCHIL, T. et al.: The focal plane proton-polarimeter of the 3-spectrometer setup at MAMI. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 483 (2002), S. 713–725
- [Pee] VAN PEE, H.: *private Mitteilung*. – 2005
- [Pos00] POSPISCHIL, T.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Protonenpolarimeters an MAMI und Messung des C2/M1-Verhältnisses im N- Δ -Übergang*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Dissertation, 2000
- [R⁺98] RAMBO, F. et al.: Enhancement of the linear polarization of coherent bremsstrahlung by collimation of the photon beam. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), S. 489–501
- [R⁺02] RENARD, F. et al.: Differential cross-section measurement of eta photoproduction on the proton from threshold to 1100-MeV. In: *Phys. Lett. B* 528 (2002), S. 215–220. – hep-ex/0011098
- [Ram98] RAMBO, F.: *Kohärente π^0 -Photoproduktion an ⁴He und Bestimmung des Grades der Linearpolarisation kohärenter Bremsstrahlung*, II. Physikalisches Institut, Universität Göttingen, Dissertation, 1998
- [S⁺71] SIDDLE, R. et al.: Coincidence π^0 electroproduction experiments in the first resonance region at momentum transfers of 0.3, 0.45, 0.60, 0.76 (GeV/c)². In: *Nucl. Phys. B* 35 (1971), S. 93–119

- [S⁺93] SENGGER, P. et al.: The kaon spectrometer at SIS. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 327 (1993), S. 393–411
- [S⁺05a] SPARVERIS, N.F. et al.: Investigation of the Conjectured Nucleon Deformation at Low Momentum Transfer. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 022003
- [S⁺05b] SUFT, G. et al.: A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA. In: *Nucl. Instrum. Methods A* 538 (2005), S. 416–424
- [Sch51] SCHIFF, L. I.: Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung. In: *Phys. Rev.* 83, 2 (1951), S. 252–253
- [Sch95] SCHMIDT, A.: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Diplomarbeit, 1995
- [Sch98] SCHMIEDEN, H.: Proton polarization in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction and the measurement of quadrupole components in the N to Δ transition. In: *Eur. Phys. J. A* 1 (1998), S. 427–433
- [Sch01] SCHMIEDEN, H. ; DRECHSEL, D. (Hrsg.) ; TIATOR, L. (Hrsg.): *Proceedings of NSTAR2001*. World Scientific, 2001
- [SL01a] SATO, T. ; LEE, T.-S. H.: Dynamical study of the Δ excitation in N($e, e'\pi$) reactions. In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), S. 055201
- [SL01b] SATO, T. ; LEE, T.-S. H.: Dynamical study of the Δ excitation in N($e, e'\pi$) reactions. In: *Phys. Rev. C* 63 (2001), S. 055201
- [Sok06] SOKHOYAN, V.: *in Vorbereitung*, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [ST00] SCHMIEDEN, H. ; TIATOR, L.: A polarization relation and the measurement of the longitudinal response in pseudoscalar meson electroproduction off the nucleon. In: *Eur. Phys. J. A* 8 (2000), S. 15
- [Sue01] SUELE, A.: *Untersuchung der Reaktion $p(e, e'\pi^0)$ zur Bestimmung von Untergrund-Amplituden bei der Anregung der Δ -Resonanz*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2001
- [Sue06] SUELE, A.: *in Vorbereitung*, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [Szc01] SZCZEPANEK, T.: *Entwicklung und Aufbau eines Überwachungs- und Kontrollsystems für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2001
- [T⁺01] THOMPSON, R. et al.: The $ep \rightarrow e'\pi n$ Reaction at and above the $S_{11}(1535)$ Baryon Resonance. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 1702–1706

- [TBNE] THOMA, U. ; BARTHOLOMY, O. ; NIKONOV, V. ; AT ELSA, The Crystal Barrel C.: *Measurement of the helicity dependence of η and π^0 photoproduction.* – Proposal to the PAC
- [TDK⁺04] TIATOR, L. ; DRECHSEL, D. ; KAMALOV, S. ; GIANNINI, M.M. ; SANTOPINTO, E. ; VASSALLO, A.: Electroproduction of nucleon resonances. In: *Eur. Phys. J. A* 19 S01 (2004), S. 55
- [Tia] TIATOR, L.: *MAID2005.* – private Mitteilung
- [Tia04] TIATOR, L.: Models of Meson Photo- and Electroproduction and Their Use in Resonance Parameter Extraction. In: *Gordon Conference on Photonuclear Physics Tilton, NH, USA, 2004*
- [Tim69] TIMM, U.: Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals. In: *Fortschritte der Physik* 17 (1969), S. 765–808
- [Trn] TRNKA, D. *private Mitteilungen im Rahmen des CB/TAPS-Analyse-Treffens*
- [Trn06] TRNKA, D.: *Investigation of in-medium modifications of the ω meson in photonuclear reactions*, II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, Dissertation, 2006
- [Ü56] ÜBERALL, H.: High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals. In: *Phys. Rev.* 103 (1956), Nr. 4, S. 1055–1067
- [VP80] VARTAPETYAN, G. A. ; PILIPOSYAN, S. E.: Asymmetry in the cross section for photoproduction of π^{\pm} mesons in hydrogen by polarized photons in the resonance energy region. In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 32 (1980), S. 804
- [Wac98] WACKER, D.: *Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0 -Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz*, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, Dissertation, 1998
- [Wal90] WALCHER, T.: The Mainz microtron facility MAMI. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 24 (1990), S. 189–203
- [Wei03] WEIS, M.: *Elektroproduktion neutraler Pionen und Entwicklung eines Steuerungssystems für die Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron*, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Dissertation, 2003
- [Yan03] YANG, G. L.: Effects of Diamond Crystal Imperfection on Coherent Bremsstrahlung / Universität Glasgow. 2003. – interner technischer Bericht