

Untersuchung der $\Sigma^+ K_s^0$ Photoproduktion
am Proton mit dem
CBELSA/TAPS-Experiment

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Ralf Ewald

aus

Köln

Bonn 2010

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

1. Referent: Prof. Dr. H. Schmieden
2. Referent: Prof. Dr. K.-Th. Brinkmann
Tag der Promotion: 23.02.2010

Kurzfassung

Obwohl Quark-Modelle das bekannte Baryonspektrum näherungsweise gut beschreiben, überschätzen alle signifikant die Anzahl der bisher experimentell nachgewiesenen Anregungszuständen. Dies bezeichnet man üblicherweise als Problem der fehlenden Resonanzen. Eine Erklärung für die fehlenden Resonanzen könnte sein, dass diese Zustände keine starke Kopplung an πN -Kanäle haben, welche die größte Datenmenge zur Suche nach Resonanzen beitragen. Jedoch könnten diese Resonanzen stark an Kanäle mit assoziierter Strangenessproduktion koppeln. Die Untersuchung solcher Kanäle und die Suche nach fehlenden Resonanzen überhaupt, ist eine wichtige experimentelle Aufgabe.

Jedoch ist die Suche dadurch erschwert, dass aufgrund ihrer hadronischen Zerfälle Baryonresonanzen große, überlappende Breiten haben. Das macht es schwierig, die einzelnen Zustände voneinander zu trennen. Polarisationsobservablen sind ein Mittel, um Resonanzen aus Reaktionen herauszufiltern.

Daher wird die assoziierte Kaon-Hyperon-Photoproduktion am Teilchenbeschleuniger ELSA untersucht. Die Daten wurden mit den kombinierten Photonspektrometern Crystal Barrel und TAPS und einem linear polarisierten Photonenstrahl mit Photonenergien bis zu 2,9 GeV genommen. Dieser Aufbau deckte einen Raumwinkel von etwa 98% ab und war daher sehr gut geeignet, neutrale Zerfallskanäle über einen großen Winkelbereich zu vermessen. Somit ist es möglich, für die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0 \rightarrow (p\pi^0)(\pi^0\pi^0) \rightarrow p6\gamma \quad (1)$$

den differentiellen Wirkungsquerschnitt, den totalen Wirkungsquerschnitt, die Rückstoßpolarisation P und die Photonasymmetrie Σ zu bestimmen.

Um die Observablen aus den Daten zu extrahieren, wurden Ereignisse mit sieben oder, wenn das Proton nicht registriert wurde, mit sechs Teilchen im Endzustand untersucht. Der Photonenstrahl musste mindestens einen Polarisationsgrad von 15% haben und dessen Photonen eine Energie von mindestens 1047 MeV. Das ist die Schwelle der Reaktion. Um die Auflösung zu verbessern, wurde ein kinematischer Fit mit der Hypothese $\gamma p \rightarrow p3\pi^0$ durchgeführt, dessen Konfidenzlevel mindestens 0,1 betragen musste. Dann wurden die Σ^+ - und K_s^0 -Piks in den $p\pi^0$ bzw. $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren identifiziert und der Untergrund durch Monte Carlo-Simulationen beschrieben.

Aus den Zählraten lässt sich dann, nach der Bestimmung des Photonenflusses, der absolut normierte differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmen. Da fast der gesamte Winkelbereich vermessen werden konnte und die Akzeptanz für diese Reaktion flach über den Winkelbereich ist, kann der totale Wirkungsquerschnitt direkt aus

den Daten extrahiert werden. Der schwache Zerfall des Hyperons führt zu einer Zählratenasymmetrie, aus der die Rückstoßpolarisation des Hyperons bestimmt werden kann. Aus der azimuthalen Winkelverteilung der Σ^+ - und K_s^0 -Teilchen kann die Photonasyymmetrie extrahiert werden.

Die extrahierten Werte für die Wirkungsquerschnitte und die Rückstoßpolarisation stimmen mit den Ergebnissen von CLAS, SAPHIR und älteren CBELSA/TAPS-Daten überein, während die Photonasyymmetrie zum ersten Mal bestimmt worden ist. Die theoretischen Modelle SAID, MAID und eines aus Gent hingegen beschreiben die Ergebnisse unzureichend. Hier kann die Messung der Photonasyymmetrie neue Erkenntnisse bringen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Baryonen und Mesonen	3
1.2	Quarkmodelle und fehlende Zustände	5
1.3	Der untersuchte Hyperon-Kaon-Zerfallskanal	7
1.4	Aufbau der Arbeit	8
2	Theorie	11
2.1	Ein einfaches Quarkmodell	12
2.2	Ein Quark-Diquark-Modell	17
2.3	Das Bonn-Modell	19
3	Polarisationsobservablen	25
3.1	Rückstoßpolarisation P	28
3.2	Photonasymmetrie Σ	31
4	Der experimentelle Aufbau	35
4.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	35
4.2	Das CBTAPS-Experiment	36
4.2.1	Die Photonmarkierungsanlage	38
4.2.2	Das Crystal Barrel-Kalorimeter	41
4.2.3	Der Innendetektor	42
4.2.4	Das TAPS-Kalorimeter	43
4.2.5	Der Photonenflussdetektor	45
4.3	Datennahme und Datenauslese	45
4.3.1	Crystal Barrel-Kalorimeter und Innendetektor	45
4.3.2	Photonenmarkierungsanlage und Photonenflussdetektor	46
4.3.3	TAPS-Kalorimeter	46
4.3.4	Kombination der Ereignisse der einzelnen Detektoren	46
4.4	Der Trigger	47
5	Kalibration	51
5.1	TAPS	51
5.1.1	Zeitkalibration	51
5.1.2	Energiekalibration	52
5.1.3	Kalibration der Triggerschwellen	54

5.2	Crystal Barrel-Kalorimeter und Innendetektor	57
5.3	Photonenmarkierungsanlage	58
5.3.1	Zeitkalibration	59
5.3.2	Energiekalibration	59
6	Ereignisrekonstruktion	63
6.1	Rekonstruktion der Ereignisse in der Photonenmarkierungsanlage . .	63
6.2	Rekonstruktion der Ereignisse im TAPS-Kalorimeter	64
6.2.1	Clusterrekonstruktion	64
6.2.2	Positionsrekonstruktion	65
6.2.3	Zeitrekonstruktion	66
6.3	Rekonstruktion der Ereignisse im Crystal Barrel-Kalorimeter	66
6.3.1	Clusterbildung und Positionsrekonstruktion	66
6.4	Selektion der Ereignisse	68
6.4.1	Kombinatorik	69
6.4.2	Vorselektion der Ereignisse	69
6.4.3	Kinematischer Fit	81
6.5	Rekonstruktion und Selektion des Hyperons und Kaons	92
6.5.1	Schnitt auf die Σ^+ -Masse	92
6.5.2	K^0 - und Σ^+ -Lebensdauern	94
6.5.3	Weitere Untergrundprozesse	95
7	Extraktion der Observablen	103
7.1	Wirkungsquerschnitte	103
7.1.1	Photonenfluss	103
7.1.2	Targetflächendichte	112
7.1.3	Akzeptanz	113
7.1.4	Differentielle Wirkungsquerschnitte	116
7.1.5	Totaler Wirkungsquerschnitt	119
7.2	Σ^+ -Rückstoßpolarisation	120
7.3	Photonasymmetrie	122
7.3.1	Bestimmung des Polarisationsgrades des Photonenstrahls . . .	122
7.3.2	Photonasymmetrie	125
8	Diskussion der Ergebnisse	135
8.1	Vergleich mit anderen Analysen	135
8.1.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte	135
8.1.2	Totale Wirkungsquerschnitt	137
8.1.3	Rückstoßpolarisation	139
8.2	Vergleich mit der Theorie	141
8.2.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte	141
8.2.2	Totale Wirkungsquerschnitt	142
8.2.3	Rückstoßpolarisation	143
8.2.4	Photonasymmetrie	145
8.2.5	Zusammenfassung	145

8.2.6	Mögliche Interpretation der gemessenen Observablen	146
8.2.7	Polarisationsobservablen	150
9	Zusammenfassung und Endergebnis	153
9.1	Zusammenfassung	153
9.1.1	Das Experiment	153
9.1.2	Rekonstruktion	153
9.1.3	Normierung	154
9.1.4	Akzeptanz	154
9.1.5	Polarisation des Photonstrahls	155
9.1.6	Ergebnisse	155
9.2	Endergebnis	155
	Anhang A: Differentielle Wirkungsquerschnitte	161
	Anhang B: Rückstoßpolarisation	165
	Anhang C: Photonasymmetrie	167
	Anhang D	169
.1	Untergrundsimulation: differentielle Wirkungsquerschnitte	169
.2	Φ -Verteilungen	171
	Danksagung	173

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spektroskopie	3
1.2	Das Oktett und Dekuplett des Grundzustands	5
1.3	MAID-Vorhersagen für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$	7
2.1	Struktur des Nukleons	11
2.2	Nukleonspektrum nach Isgur und Capstick	14
2.3	Δ -Spektrum nach Isgur und Capstick	15
2.4	Δ -Spektrum nach Capstick und Roberts	16
2.5	Baryonspektrum des Quark-Diquark-Modell	18
2.6	Confinement-Potentiale	20
2.7	Das Δ -Spektrum des Bonner Modells	22
2.8	Das Nukleonspektrum des Bonner Modells	23
3.1	Die Verkipfung der Streuebene gegen die Reaktionsebene	26
3.2	Koordinatensysteme zur Definition der Polarisationsobservablen	27
3.3	Rückstoßpolarisation	31
3.4	Zustandekommen der Photonasymmetrie	33
4.1	Beschleuniger ELSA	36
4.2	CBTAPS-Experiment	37
4.3	Goniometer	39
4.4	Linearpolarisation des Photonenstrahls	39
4.5	Prinzip der Photonenmarkierungsanlage	40
4.6	Crystal Barrel	41
4.7	Kristall	42
4.8	Innendetektor	43
4.9	Das TAPS-Kalorimeter	44
4.10	TAPS-Modul	44
4.11	TAPS-Konfiguration A	48
4.12	TAPS-Konfiguration B	49
5.1	Zeitkalibration TAPS	52
5.2	Energiekalibration TAPS	53
5.3	Pionkalibration TAPS	53
5.4	η -Kalibration	55
5.5	LED-Schwellen	55

5.6	Pionkalibration Crystal Barrel	58
5.7	η -Kalibration Crystal Barrel	58
5.8	Zeitkalibration Photonenmarkierungsanlage	59
5.9	Verschiebung des η -Piks	61
6.1	Clusteranzahl in der Photonenmarkierungsanlage vor Schnitten	64
6.2	Clusteranzahl im TAPS-Detektor	64
6.3	Positionsrekonstruktion TAPS	66
6.4	Clusterrekonstruktion CB	67
6.5	Clusteranzahl im Crystal Barrel-Detektor	68
6.6	Clusteranzahl in der Photonenmarkierungsanlage nach Energieschnitt	70
6.7	Zeitkoinzidenz in der Photonenmarkierungsanlage	70
6.8	Kaonanzahl mit und ohne geforderte Zeitkoinzidenz	71
6.9	Verteilung der Ladungsqualität	72
6.10	Teilchenanzahl vor und nach Schnitten auf die Ladung	73
6.11	Ereignisklassen nach einem Schnitt auf die Ladung	74
6.12	Rekonstruktion der Protonrichtung mit und ohne Ladungserkennung	75
6.13	Änderung der extrahierten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für verschiedene Ladungsschnitte	76
6.14	Spektrum der invarianten Masse $\gamma\gamma$	77
6.15	Pionpik im Spektrum der invarianten Masse $\gamma\gamma$	77
6.16	2γ -Kombinationen vor und nach Schnitt auf die π^0 -Masse	78
6.17	Spektrum der invarianten Masse von $3\pi^0$	79
6.18	Anzahl der lokalen Maxima in einem Barrel-Cluster	79
6.19	Verteilung des ϕ -Winkels gegen den Winkel θ	80
6.20	Verteilung des ϕ -Winkels gegen den Winkel θ nach Vorselektion	81
6.21	Verteilung ϕ vs. θ bei höchstens drei Maxima pro Cluster	82
6.22	Pullverteilungen	87
6.23	Konfidenzlevel	89
6.24	Gültige Ergebnisse des kinematischen Fits pro Ereignis	89
6.25	Änderung der extrahierten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für verschiedene Konfidenzlevel	90
6.26	Verteilung der $\Delta\theta$ zwischen berechneten und gemessenen Proton	91
6.27	Verteilung der $\Delta\phi$ zwischen berechneten und gemessenen Proton	92
6.28	Invariante Masse $\pi^0\pi^0$ vs. invariante Masse $p\pi^0$	93
6.29	Extrahierte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für verschiedene Schnitte auf die Σ^+ -Masse	93
6.30	Simulierte Distanz zwischen Produktions- und Zerfallsvertex des K_s^0	94
6.31	Simulierte Massenverschiebung des K_s^0 aufgrund dessen Propagation	95
6.32	Simulierte Distanz zwischen Produktions- und Zerfallsvertex des Σ^+	96
6.33	Untergrundabzug im $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum	97
6.34	Beiträge zum systematischen Fehler durch den Untergrundabzug	99
6.35	$K^*(892)$ -Signal in $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren	100
6.36	$K^*(892)$ -Signal im $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum	101
6.37	$\pi^0\pi^0$ invariantes Massespektrum simulierter $K^*(892)$	101
7.1	TDC-Spektren: Photonenmarkierungsanlage, Photonenflussdetektor	105
7.2	Untergrundanteil bei der P_γ -Bestimmung	106

7.3	Effizienz des Photonenflussdetektors	106
7.4	Bestimmung des P_γ	107
7.5	Quotient der Faserspektren	108
7.6	Rekonstruiertes Photonenergiespektrum	110
7.7	Photonenfluss	112
7.8	Akzeptanzen der verschiedenen Ereignisklassen	114
7.9	Anzahl der PEDs pro Cluster bei verschiedenen Photonenergien	115
7.10	Akzeptanz ohne Schnitt auf die Anzahl der PEDs/Cluster	116
7.11	Akzeptanz	117
7.12	Differentielle Wirkungsquerschnitte der zwei Ereignisklassen	119
7.13	Der totale Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$	120
7.14	Rückstoßpolarisation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$	122
7.15	ANB-Simulationen im Vergleich zu gemessenen Spektren	124
7.16	ANB-Simulationen der kohärenten Energiespektren	125
7.17	Exemplarische Darstellung von A und B für eine ϕ -Verteilung	127
7.18	Definition des ϕ -Winkels im Laborsystem	127
7.19	Σ des Untergrunds für $\pi^0\pi^0$ invariante Massen ≤ 430 MeV	128
7.20	Σ des Untergrunds für $\pi^0\pi^0$ invariante Massen ≥ 570 MeV	129
7.21	Σ vor und nach Untergrundabzug	130
7.22	η -Photonasymmetrie	131
7.23	$\Sigma^+ K_s^0$ -Photonasymmetrie für verschiedene Energiebins	132
7.24	$\Sigma^+ K_s^0$ -Photonasymmetrie für verschiedene Winkelbins	133
8.1	Vergleich: $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mit SAPHIR und CBELSA/TAPS	136
8.2	Vergleich: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega}$ mit CLAS	137
8.3	Vergleich: σ_{tot} der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ mit anderen Analysen	138
8.4	Vergleich: P_{Σ^+} mit CBELSA/TAPS-Daten mit unpol. Photonenstrahl	139
8.5	Vergleich: P_{Σ^+} mit SAPHIR	140
8.6	Vergleich: $\frac{d^2\sigma}{d\Omega}$ Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ mit SAID und MAID	142
8.7	Vergleich: σ_{tot} mit SAID, MAID und den Gent-Modellen	143
8.8	Vergleich: P_{Σ^+} mit SAID und MAID	144
8.9	Vergleich: P_{Σ^+} mit dem Gent-Modell	145
8.10	Vergleich: Σ mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen	146
8.11	Beispiele für s-,t- und u-Kanal-Prozesse	147
8.12	Beschreibung der Wirkungsquerschnitte mit angepasstem MAID	149
8.13	Beschreibung der Polarisationsobservablen mit angepasstem MAID	150
8.14	Beziehung zwischen Polarisationsobservablen	151
1	$\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 1450 MeV	169
2	$\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 1850 MeV	170
3	$\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 2250 MeV	170
4	ϕ -Verteilungen für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$	171

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Quarks	12
2.2	Die Parameter des Quark-Diquark-Modells	19
2.3	Die Parameter der Variante A des Bonn-Modells	20
5.1	Korrekturfaktoren der Kalibrationsfunktion 5.3	54
5.2	LED-Schwellen	56
6.1	Übersicht über die Strahlzeiten	68
6.2	σ -Breiten und Mittelpunkte der Pullverteilungen	86
6.3	Beiträge zum systematischen Fehler durch den Untergrundabzug	98
7.1	$\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDCAll}^{fiber}}$ je nach Energiebin	109
7.2	$\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDCAll}^{fiber}}$ je nach Energiebin	111
7.3	Photonenanzahl N_γ je nach Energieintervall	111
7.4	Beiträge zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts	118
7.5	Polarisationsgrad	126
7.6	Polarisationsgrade für Diamantorientierungen und Photonenergien	126

Kapitel 1

Einleitung

Die Idee, dass Materie aus unteilbaren Grundbausteinen besteht, ist mehr als 2000 Jahre alt. Schon ca. 450 v.Chr. stellten die griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit diese Theorie auf. Die unteilbaren Teilchen wurden Atome genannt, nach dem griechischen Begriff für unteilbar, der atomos lautet. Sie unterschieden auch schon zwischen verschiedenen Atomen und wiesen ihnen Eigenschaften zu. So sollten z. B. glatte Gegenstände aus runden und rauhe Materialien aus eckigen Atomen aufgebaut sein.

Zu Beginn des 19. Jahrhunderts fanden sich die ersten experimentellen Hinweise auf Atome. Die Chemiker J.L. Proust und J. Dalton erkannten, dass sich chemische Elemente immer in festen Verhältnissen ihrer Masse verbinden. Dalton fand zudem heraus, dass das Element Stickstoff vierzehnmal schwerer als Wasserstoff ist und dass das Sauerstoffelement den Wasserstoff sogar um den Faktor 16 an Masse übertrifft. Etwa 1860 konnte die Größe der Atome erstmals zu 10^{-8} cm bestimmt werden. Pioniere auf dem Gebiet der Atomphysik waren zu dieser Zeit Maxwell, Boltzmann und Clausius.

1897 zeigte dann der Physiker Joseph J. Thomson, dass Atome nicht unteilbar sind, indem er die Elektronen entdeckte. Dies gelang ihm, als er Strahlen, die aus einer Glühkathode austraten, als Teilchenströme identifizierte, deren Bestandteile, die Elektronen, kleiner als Atome waren. Thomson entwickelte daraufhin ein Modell, in dem die negativ geladenen Elektronen in einem positiv geladenen Atom gleichverteilt sind. Das Atom verlor somit seinen Status des Unteilbaren und wurde zu einem Objekt mit einer inneren Struktur.

Rutherford entdeckte 1910, dass im Atom nicht, wie bisher vermutet, Ladungen gleichverteilt sind, sondern dass es aus einem Atomkern und einer Atomhülle besteht, wobei beinahe die gesamte Masse im Atomkern vereint ist. Diese Beobachtung führte zu dem Rutherfordschen Atommodell, in dem der Kern aus den viel schwereren Protonen (und Neutronen) und die Atomhülle aus den leichten Elektronen zusammengesetzt ist.

Hofstadter bestimmte 1956, dass die Ausdehnung des Protons 10^{-13} cm beträgt. Zugleich motivierte das die Vermutung, dass das ausgedehnte Proton auch eine innere Struktur besitzen müsste. Diese Struktur wurde später durch tief inelastische Streuung von Elektronen am Proton nachgewiesen.

Die Bausteine im Proton wurden Quarks getauft. Zuerst kannte man zwei Sorten von Quarks, das Up- und das Down-Quark. Diese schienen auszureichen, um die bis dahin bekannte Materie zu beschreiben. Jedoch fand man schon in den fünfziger Jahren bei Experimenten mit Blasenkammern Teilchen, die im Vergleich zu anderen produzierten über einige merkwürdige Eigenschaften verfügten. Zum einen tauchten diese Teilchen immer paarweise auf, zum anderen verfügten sie über eine lange Lebenszeit. Erzeugt werden diese Teilchen über die starke Wechselwirkung, zerfallen aber über die schwache Wechselwirkung, was ihre lange Lebenszeit bewirkt.

Um dieses Verhalten erklären zu können, wurde 1953 von Gell-Mann den Teilchen eine neue Eigenschaft zugewiesen, die er *strangeness* oder auf Deutsch *Seltsamkeit* nannte. Diese Quantenzahl ist für die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung erhalten, aber bei der schwachen Wechselwirkung verletzt.

Damit war es nun einfach, das beobachtete Verhalten der Teilchen zu erklären. Da bei der starken Wechselwirkung die Seltsamkeit erhalten ist, muss vor und nach der Reaktion die Summe der Seltsamkeiten der beteiligten Teilchen die gleiche sein. Wenn also zwei Teilchen mit jeweils Seltsamkeit 0 miteinander reagieren, müssen die erzeugten Produkte in der Summe auch Seltsamkeit 0 haben, d. h. dass ein Teilchen mit Seltsamkeit 1 und eines mit -1 erzeugt werden müssen. Somit ist das paarweise Auftreten der seltsamen Teilchen erklärt. Wenn solch ein Teilchen aber in zwei Teilchen zerfällt, die jeweils Seltsamkeit 0 haben, dann geht es nur über die schwache Wechselwirkung, da nur bei dieser die Erhaltung der Seltsamkeit verletzt ist.

Insgesamt kennt man heute sechs Quarks, welche die innere Struktur der Materie bilden. Um die Dynamik und die herrschende Wechselwirkung zwischen den Quarks zu verstehen, bedient man sich unter anderem der Spektroskopie. Darunter versteht man experimentelle Verfahren, die anhand der Spektren der Materie deren Eigenschaften untersuchen.

In Abbildung 1.1 ist links das Anregungsspektrum eines Atoms zu sehen. Die verschiedenen Anregungszustände (farbige Linien) geben Aufschluss über die innere Struktur des Atoms. So kann man erkennen, dass das Anregungsspektrum nicht kontinuierlich ist, sondern die Elektronen nur auf diskrete Energieniveaus angeregt werden können. Ebenso verhält es sich bei der Spektroskopie der Kernbausteine. Das Anregungsspektrum eines Nukleons ähnelt dem des Atoms und gibt ebenso Hinweise auf dessen inneren Aufbau. Neben den unterschiedlichen Energieskalen ist ein weiterer Unterschied, dass die Anregungszustände beim Nukleon relativ dichter beieinander liegen als beim Atom und sich auch überlappen können, so dass man kein Linienspektrum erhält, sondern ein kontinuierlich erscheinendes Spektrum. Um die Anregungszustände zu identifizieren, wird das Spektrum mit Modellrechnungen verglichen, welche diesen Zuständen Resonanzen zuordnen.

Die Resonanzen haben Eigenschaften wie z. B. Masse und Drehimpuls, werden wie Teilchen behandelt und als Baryonen bezeichnet. Wie beim Atom fallen diese Resonanzen durch Emission in den Grundzustand zurück, nur werden hierbei nicht nur Photonen, sondern auch Teilchen emittiert, sogenannte Mesonen. Baryonen und Mesonen werden im Folgenden näher beschrieben.

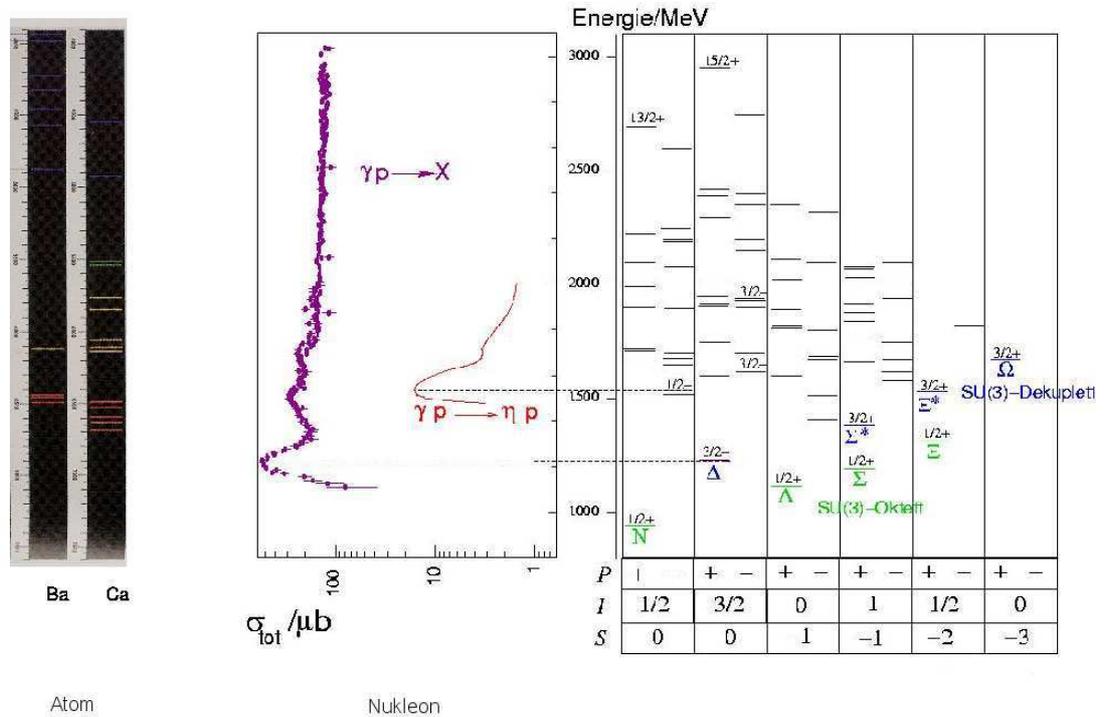


Abbildung 1.1: Spektroskopie

Die Abbildung zeigt links die Anregungsspektren des Barium- und des Calcium-Atoms. Die einzelnen Anregungszustände sind sehr schmal und gut voneinander zu trennen. Im Gegensatz dazu sind die Zustände im Anregungsspektrum des Nukleons, welches in der Mitte dargestellt ist, meist nicht voneinander zu trennen. Um Zustände zu identifizieren, wird das Spektrum mit Modellrechnungen verglichen.

1.1 Baryonen und Mesonen

Mesonen und Baryonen bilden gemeinsam die Gruppe der Hadronen. Das sind Teilchen, die der starken Wechselwirkung, eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen, unterliegen. Sie unterscheiden sich jedoch im Spin. So haben die Mesonen einen ganzzahligen Spin - Teilchen mit einem ganzzahligen Spin nennt man Bosonen -, während der Spin der Baryonen halbzahlig ist - Teilchen mit solchem Spin werden als Fermionen bezeichnet.

Hadronen sind aus Quarks aufgebaut, die derzeit als elementare Bauteile der Materie gelten. Da jedes Quark den Spin $\frac{1}{2}$ trägt, muss ein Meson aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, damit sich ein ganzzahliger Spin ergibt. Ein Baryon hingegen muss von drei Quarks gebildet werden, um einen halbzahligen Spin haben

zu können. Die Bedingung, dass ein Meson aus einem Quark und einem Antiquark, bzw. ein Baryon aus drei Quarks aufgebaut ist, ist keine Folge des Spins, sondern der Farblosigkeit der Hadronen, deren Bausteine über die starke Wechselwirkung interagieren. Deren Austauschteilchen, die Gluonen, koppeln an die Farbladungen der Quarks. In Analogie zur additiven Farbmischung werden die drei Farbladungen Rot, Grün und Blau genannt. Die Summe der drei Farben ergibt ein farbloses oder weisses Teilchen. Antiquarks hingegen tragen eine der Antifarben: Antirrot, Antigrün und Antiblau. Ein Meson muss demnach zu dem Quark ein Antiquark mit passender Antifarbe enthalten, damit die Summe der Farbladungen ein farbloses Teilchen ergibt. Neben der Farbe hat ein Quark auch einen Geschmack bzw. Flavor.

Insgesamt kennt man bisher sechs verschiedene Quarkflavors: Up, Down, Strange, Charm, Top und Bottom. Da Quarks mit den letzten drei Flavors recht schwer sind, beschränken sich die theoretischen Modelle im Allgemeinen auf die drei leichteren Up, Down und Strange.

Diese drei Bausteine der Hadronen führen durch gruppentheoretische Überlegungen zu einem Oktett und einem Dekuplett der Grundzustände der Baryonen (siehe Abbildung 1.2).

Prominente Vertreter des Oktetts sind das Proton und das Neutron. Das Proton ist aus zwei u -Quarks und einem d -Quark aufgebaut, das Neutron hingegen aus zwei d -Quarks und einem u -Quark. Neben diesen Quarks, die man als Valenzquarks bezeichnet und deren Quantenzahlen die Quantenzahlen des Baryons bestimmen, gibt es noch eine große Zahl von $q\bar{q}$ -Paaren, den Seequarks, die keinen Beitrag zu den Quantenzahlen leisten. Bei den Seequarkpaaren gibt es auch bei Proton und Neutron einen Anteil an Paaren seltsamer Quarks und deren Antiteilchen, kurz $s\bar{s}$ -Paare. Schon einfache Quarkmodelle sagen sie voraus, wobei die quantitative Einschätzung der Anzahl stark vom Modell abhängt.

Sollte ein Baryon mindestens ein seltsames Valenzquark enthalten, so nennt man dieses Teilchen Hyperon. Beispiele hierfür sind die Λ - und die Σ -Teilchen. Mesonen, die seltsame Quarks enthalten, sind z. B. das K^0 , das K^+ und das K^- .

Jedoch erwächst aus der Klassifikation auch das Problem, dass im Dekuplett die Quarks des Δ^{++} alle die gleichen Quantenzahlen haben müssten. Da Quarks aber Fermionen sind, würde dies dem Pauliprinzip widersprechen. Dies führte zu der Entdeckung der neuen Quantenzahl, der Farbe, und einer neuen Theorie, der Quantenchromodynamik, welche die Farbwechselwirkung via Gluonen zwischen den Quarks beschreibt.

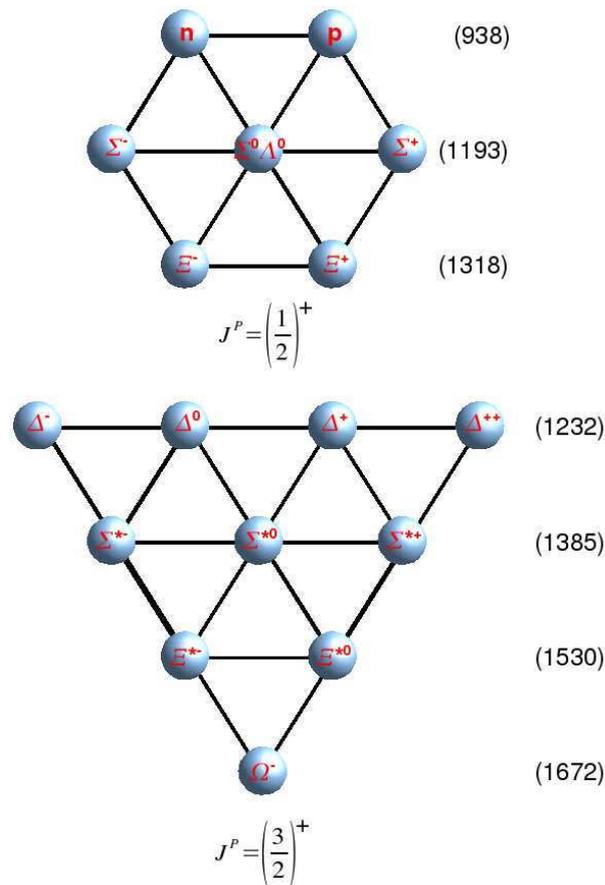


Abbildung 1.2: Das Oktett und Dekuplett des Grundzustands

Baryonen des Oktetts (Dekupletts) besitzen positive Parität und Spin $\frac{1}{2}$ ($\frac{3}{2}$). Die ungefähren Massen sind in Klammern in MeV angegeben.

1.2 Quarkmodelle und fehlende Zustände

Inzwischen ist die Quantenchromodynamik durch zahlreiche Experimente etabliert und die Lagrangefunktion, welche die Kraft beschreibt, weitgehend bekannt. Bei hohen Energien kann die Lagrangefunktion störungstheoretisch gelöst werden, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung sehr viel kleiner als Eins ist. Bei Anregungen zwischen 1 und 3 GeV hingegen ist die Kopplungskonstante zu groß, um eine solche Betrachtung zu machen. Um in diesem Energiebereich Aussagen über das Nukleon zu treffen, werden effektive Modelle herangezogen. Zahlreiche Modelle existieren, die verschiedene dynamische Prozesse involvieren, um die Anregungsspektren der verschiedenen Baryonen zu beschreiben. In Kapitel 2 werden daher unterschiedliche Quarkmodelle vorgestellt:

Das nicht-relativistische Modell von Isgur und Karl favorisiert einen Ein-Gluon-Austausch als Restwechselwirkung zwischen den Quarks, das Modell von Löring hingegen ist relativistisch und nimmt eine auf Instantonen basierende Restwechselwirkung an.

Beide Modelle beschreiben das Nukleonspektrum in weiten Teilen ordentlich und geben den Zusammenhang zwischen Drehimpuls, Parität und Masse der Zustände gut wieder. Jedoch ist allen Modellen das Problem zu eigen, dass die Anzahl der vorhergesagten Anregungszustände mit den experimentell nachgewiesenen nicht übereinstimmt. So erwarten die Modelle mehr Zustände, als bisher entdeckt worden sind. Diese Zustände werden im Allgemeinen als *missing resonances* bezeichnet.

Ein möglicher Grund für die große Diskrepanz zwischen vorhergesagten und nachgewiesenen Resonanzen kann sein, dass die Bindungen der drei Quarks innerhalb eines Baryons nicht alle gleich stark sind, sondern dass zwei Quarks ein Diquark bilden, an welches das dritte Quark ankoppelt ([OET07]). Ein solches Quarkmodell von Santopinto wird auch vorgestellt werden. Eine Quark-Diquark-Formation würde zu einer Reduzierung der Freiheitsgrade führen und damit zu einer Reduzierung der vorhergesagten Zustände. Eine Evidenz für solch eine Kopplung konnte aber bisher noch nicht gefunden werden. Zudem gibt es Hinweise auf Resonanzen, die von Quark-Diquark-Modellen nicht vorhergesagt werden können.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die ungesesehenen Resonanzen nicht oder nur schwach an πN -Reaktionskanäle koppeln, für die bisher am meisten Daten vorliegen. Weitere Resonanzen vermutet man in anderen Reaktionskanälen entdecken zu können. So gibt es theoretische Vorhersagen ([CAP98], [BIJ97] und [SAR05]), dass es noch unbeobachtete Nukleonresonanzen mit starken Kopplungen an ΛK - und ΣK -Kanäle, die über Photoproduktion erzeugt werden, gibt.

Das Auffinden dieser, wie auch der meisten anderen Resonanzen, ist aber nicht einfach. Da die Resonanzen sehr breit sind, wie schon Abbildung 1.1 zeigt, kann man sie nicht aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts entdecken, da sie mit anderen, unter Umständen sogar viel dominanteren, Resonanzen überlappen. Um überlappende Resonanzen voneinander trennen zu können, benötigt man Polarisationsobservablen. Dies ist beispielhaft in Abbildung 1.3 verdeutlicht. Es sind dort jeweils zwei theoretische Vorhersagen der MAID¹-Gruppe für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (links oben) und die drei Einzelpolarisationsobservablen P (Rückstoßpolarisation, rechts oben), Σ (Photonasymmetrie, links unten) und T (Targetpolarisation, rechts unten) der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ für eine Schwerpunktsenergie von 1790 MeV gezeigt. Als mögliche Zwischenzustände sind die Resonanzen $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $S_{31}(1900)$ und $P_{31}(1910)$ für die durch die schwarze Linie gezeigte Vorhersage gewählt worden. Bei der durch rot gekennzeichneten Vorhersage ist die Resonanz $P_{31}(1910)$ nicht berücksichtigt. Während die Verläufe für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Targetpolarisation sehr ähnlich sind, ist der Unterschied in der Photonasymmetrie und die Rückstoßpolarisation sehr groß, es ändert sich sogar das Vorzeichen. Die Frage, ob $P_{31}(1910)$ existiert, kann kaum durch Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts oder T beantwortet werden im Gegensatz zur Messung von P oder Σ .

Um alle Beiträge zu dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts einer Reaktion eindeutig zu bestimmen, sind somit dessen Messung und die der Polarisationsobservablen wichtig. Da die Polarisationsobservablen aber nicht unabhängig voneinander sind, ist

¹Das Mainzer Unitäre Isobaren Modell

die Bestimmung aller nicht nötig. Eine Gruppe, bestehend aus ausgewählten Polarisationsobservablen und des differentiellen Wirkungsquerschnitts, ist hinreichend für eine vollständige Beschreibung der Reaktion. Solch eine Gruppe wird als vollständiges Experiment bezeichnet.

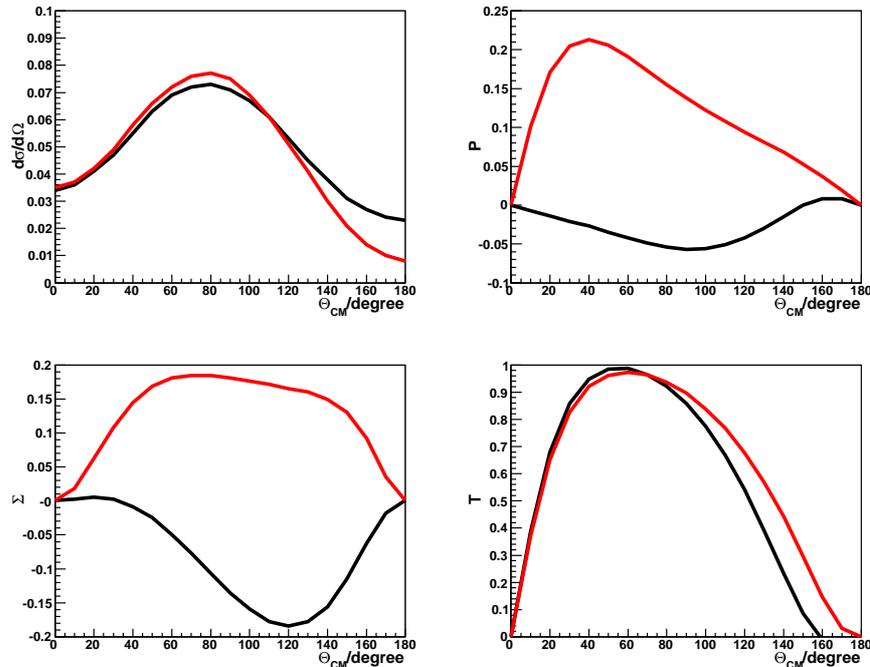


Abbildung 1.3: MAID-Vorhersagen für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$

Gezeigt sind zwei MAID-Vorhersagen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ bei der Schwerpunktsenergie 1790 MeV für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (links oben), die Rückstoßpolarisation (rechts oben), die Photonasymmetrie (links unten) und die Targetpolarisation (rechts unten). Die Vorhersage, die durch die schwarze Linie gekennzeichnet ist, umfasst als Zwischenzustände die Resonanzen $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $S_{31}(1900)$ und $P_{31}(1910)$. Für die durch Rot kenntlich gemachte Vorhersage hingegen ist $P_{31}(1910)$ nicht eingeschlossen.

1.3 Der untersuchte Hyperon-Kaon-Zerfallskanal

Die Entstehung der seltsamen Valenzquarks kann in der Photoproduktion dadurch geschehen, dass das Photon ein $s\bar{s}$ -Paar durch Paarbildung erzeugt oder ein seltsames Seequarkpaar entkoppelt wird und mit den übrigen Valenzquarks neue Konfigurationen bildet. In dieser Arbeit wird der Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow K_s^0 \Sigma^+$ untersucht. Die Motivation dahinter ist, dass es leichter sein sollte, in einem Reaktionskanal mit einem neutralen Kaon Anregungszustände des Nukleons nachzuweisen als in einem Kanal mit einem geladenen Kaon, da Untergrundprozesse unterdrückt werden. Z. B. gibt es keinen Beitrag vom K^+ - bzw. K^- -Austausch.

Beschreibt man die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ durch Valenzquarks, dann ergibt sich: $|\gamma\rangle + |uud\rangle \rightarrow |d\bar{s}\rangle + |uus\rangle$.

Die produzierten K^0 sind keine Eigenzustände, sondern eine Mischung aus langlebigen K_l^0 und kurzlebigen K_s^0 . Die unterschiedlichen Lebensdauern sind auf verschiedene Zerfallsarten zurückzuführen. So zerfällt das K_l^0 hadronisch in drei Pionen, während das K_s^0 in zwei Pionen zerfällt. Da der Zerfall in zwei Pionen vom Phasenraum favorisiert wird, ist die Lebensdauer des K_s^0 sechshundertmal kleiner als die des K_l^0 .

Da die K_l^0 wegen ihrer langen Lebensdauer Strecken um die 15,51 m zurücklegen können, werden sie im CBTAPS-Aufbau kaum nachgewiesen. Daher werden in der Analyse nur die kurzlebigen K_s^0 berücksichtigt, die eine mittlere freie Weglänge von etwa 2,7 cm haben und noch im Crystal Barrel-Kalorimeter zerfallen.

Die Statistik der bisher gemessenen Daten ist im Vergleich zu anderen Zerfallskanälen, die Seltsamkeit beinhalten, wie z. B. $K^+\Lambda$, gering. So liegen bisher Daten von CLAS ([MCN04]), SAPHIR ([GLA04], [GOE99], [LAW05]), und SPRING8 ([SUM03]) vor, die seltsame Zerfallskanäle untersucht haben.

Da die Wahrscheinlichkeit, dass der Kanal $K_s^0\Sigma^+$ in einen neutralen Zerfallskanal zerfällt, gering ist und auch der Wirkungsquerschnitt der Reaktion um einen Faktor 4 niedriger ist als bei Reaktionen mit geladenen Kaonen, muss ein sehr sensibler Aufbau zur Detektion von neutralen Zerfallskanälen verwendet werden. Die Kombination aus zwei Photonenspektrometern, Crystal Barrel und TAPS², ist hervorragend dafür geeignet, den neutralen Zerfallskanal

$$\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow p6\gamma \quad (1.1)$$

zu messen. Um die Observablen über große Winkelbereiche messen zu können, ist der Detektoraufbau so konzipiert, dass er 98 % des gesamten Raumwinkels abdeckt. Es liegen ungefähr 1000 Stunden an zu untersuchenden Daten vor, was auch im Vergleich zu vorgehenden Experimenten eine sehr große Menge ist. Daher ist zu erwarten, dass eine Verbesserung der Kenntnis des $K_s^0\Sigma^+$ -Kanals erreicht werden kann.

1.4 Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 wird zunächst ein kurzer theoretischer Überblick über die Quarkmodelle gegeben. Dabei wird zuerst ein einfaches Quarkmodell vorgestellt, bevor dann das Modell von Santopinto et. al. und das Modell von Löring et. al. erläutert wird, das in Bonn entwickelt wurde. Wie bei allen Modellen wird sich zeigen, dass die Anzahl der Resonanzen, die vorhergesagt werden, zu groß ist im Vergleich zu den experimentell nachgewiesenen.

Um Resonanzen experimentell zu extrahieren, ist es wichtig, genügend Polarisationsobservablen einer Reaktion zu messen. In Kapitel 3 wird auf diese Polarisationsobservablen näher eingegangen, wobei der Schwerpunkt auf der Photonasymmetrie

²Two-Arms-Photon-Spectrometer

und der Rückstoßpolarisation liegt, die mit dem experimentellen Aufbau messbar gewesen sind.

Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel 4 vorgestellt. Zuerst wird die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA beschrieben, die einen quasi-kontinuierlichen Elektronenstrahl für Experimente zur Verfügung stellt. Dann wird auf den CBTAPS-Aufbau eingegangen. Es wird erklärt, wie aus dem Elektronenstrahl ein energiemarkierter Photonenstrahl gewonnen wird, der dann in einem Target innerhalb des Crystal Barrel-Kalorimeters Reaktionen auslösen kann. Die einzelnen Detektorkomponenten werden beschrieben, ebenso die Ausleseelektronik.

In Kapitel 5 wird auf die Kalibration der verschiedenen Signale eingegangen, welche aus den Messwerten physikalische Größen machen. Die einzelnen Prozeduren und die erzielten Genauigkeiten werden erläutert.

Die Rekonstruktion der Ereignisse und die Selektion der Reaktion wird dann in Kapitel 6 behandelt. Ein besonderer Schwerpunkt kommt der Methode des kinematischen Fits zu, der benutzt wird, um die Auflösung des Signals der invarianten Masse deutlich zu verbessern. Es wird auf den Ursprung des Untergrunds unter dem Signal und dessen Abzug eingegangen, so dass saubere Paks für K_s^0 und Σ^+ erreicht werden.

Die Extraktion der Observablen wird in Kapitel 7 beschrieben. Zuerst werden der Photonenfluss, die Targetflächendichte, die Akzeptanz und der Polarisationsgrad des Photonenstrahls ermittelt und dann die Observablen aus den Daten gewonnen. Die Wirkungsquerschnitte werden absolut bestimmt, die Rückstoßpolarisation ermittelt und die Photonasymmetrie für diese Reaktion extrahiert. Um abschätzen zu können, in wie weit der kinematische Fit Einfluss auf die Photonasymmetrie hat, wird die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p6\gamma$ ebenfalls untersucht.

Im letzten Kapitel werden dann die Ergebnisse mit Resultaten anderer Analysen und theoretischen Modellen und Vorhersagen verglichen.

Kapitel 2

Theorie

Die Quantenchromodynamik oder kurz QCD beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks, den Grundbausteinen aller Hadronen. Baryonen bestehen aus drei Quarks, Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Diese Vorstellung ist jedoch bei genauer Betrachtung nur eine Vereinfachung. Die innere Struktur der Baryonen und Mesonen ist weitaus komplexer und bei weitem noch nicht verstanden. Als Beispiel sei hier der Spin des Nukleons genannt. Dieser stammt nicht alleine von den Eigenschaften der drei Quarks, wie man früher vermutete. So zeigte das EMC¹-Experiment, dass der Quarkanteil am Spin des Protons nur gering ist und die HERMES²-Kollaboration bestimmte diesen auf 30% ([HEI01]). Das zeigt, dass weitere Faktoren eine Rolle spielen. Z. B. wird mit dem COMPASS³-Experiment der Gluonanteil bestimmt, wobei Werte zwischen 0 und 0,6 möglich sind ([PRO06]). Abbildung 2.1, rechts, zeigt eine Darstellung, die nach heutigem Verständnis eher der Wirklichkeit entspricht. Valenzquarks sind hierbei von einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren umgeben.

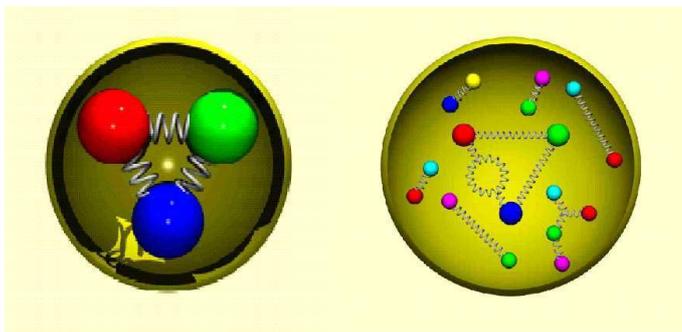


Abbildung 2.1: Struktur des Nukleons

Valenzquarks sind umgeben von Wolken aus Quark-Antiquark-Paaren. Quarks wechselwirken über Gluonen miteinander, die auch untereinander koppeln können (rechts). Zur Vereinfachung wird in den Modellen mit Konstituentenquarks gerechnet (links). (Quelle: [VER08])

Insgesamt gibt es sechs verschiedene Quarks, die sich zu drei Familien ordnen lassen. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Jedoch werden im Folgenden nur u -, d - und s -Quarks betrachtet bzw. die dazugehörigen Antiteilchen mit einbezogen,

¹European Muon Collaboration

²Dies ist eine Referenz an den HERA-Beschleuniger, an dem HERMES aufgebaut ist.

³Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

Tabelle 2.1: Die Quarks

Name	Symbol	Spin	Ladung	BZ	Isospin	S	C	B	T
Up	u	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Down	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Strange	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	-1	0	0	0
Charm	c	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	+1	0	0
Bottom	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	-1	0
Top	t	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	+1

da die schwereren c -, b - und t -Quarks in dem Energiebereich, in dem das CBTAPS-Experiment gemessen hat, nicht produziert werden könnten.

Einzelne freie Quarks sind abgesehen vom Top-Quark⁴ noch nicht beobachtet worden, da mit wachsendem Abstand zweier Quarks die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s größer wird, bis es energetisch günstiger wird, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, anstatt die bestehenden Quarks einfach nur zu separieren. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet. Nähern sich die Quarks hingegen an, wird α_s bei geringen Abständen sehr klein ($\alpha_s \ll 1$), was als asymptotische Freiheit bezeichnet wird. Bei solch kleinen α_s können die Prozesse mittels perturbativer QCD berechnet werden. Bei Energien von ca. 3 GeV ist die Kopplungskonstante α_s ungefähr 1. Um in diesem Bereich Aussagen über das Spektrum und die Eigenschaften der Baryonen treffen zu können, werden effektive Quarkmodelle verwendet. Diese Quarkmodelle behandeln Baryonen so, als ob sie ausschließlich aus drei Quarks, den sogenannten Konstituentenquarks, bestehen. Den Anteil, den die Seequarks beitragen, müssen die Konstituentenquarks kompensieren, wodurch sie eine gewisse Ausdehnung und eine große Masse erhalten.

2.1 Ein einfaches Quarkmodell

Isgur und Karl ([ISG77]) stellten ein einfaches Quarkmodell auf, um das Baryonenspektrum zu erklären. Sie nahmen an, dass ein Baryon aus drei Konstituentenquarks besteht, die über den Austausch jeweils eines Gluons wechselwirken. Außerdem schränkten sie ihr Modell auf die drei leichtesten Quarks, das Up, Down und Strange, ein.

Die Dynamik der drei Konstituentenquarks wird durch eine räumliche Wellenfunk-

⁴Zwei Kollaborationen am Tevatron am Fermilab, USA, fanden Top-Quark-Signaturen in ihren Daten.

tion beschrieben. Um diese zu erhalten, wird zuerst ein dreidimensionales, harmonisches Oszillatorpotential angenommen, das zwischen jeweils zwei Quarks herrscht. Man erhält damit drei harmonische Oszillatoren, die miteinander gekoppelt den folgenden nicht-relativistischen Hamiltonoperator ergeben:

$$H = \sum_{i=1}^3 \left(m_i + \frac{\vec{p}^2}{2m_i} \right) + \sum_{i<j} \frac{1}{2} K r_{ij}^2 + \sum_{i<j} H_{hf}^{ij} + U. \quad (2.1)$$

Die Massen m_i im ersten Term sind die der Konstituentenquarks. Der zweite Term ist eine Näherung für die Wechselwirkung, die zwei Quarks miteinander verbinden, wobei K ein Proportionalitätsfaktor und r_{ij} der Abstand zwischen zwei Quarks ist. Der vierte Term U soll der Coulombwechselwirkung zwischen den Quarks Rechnung tragen. Der dritte Term beschreibt die Hyperfeinstrukturaufspaltung, wobei damit die Wechselwirkung der farbmagnetischen Momente gemeint ist, bei einem Ein-Gluon-Austausch:

$$H_{hf}^{ij} = \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left\{ \frac{8\pi}{3} \vec{s}_i \vec{s}_j \delta^3(\vec{r}) + \frac{1}{r^3} (3(\vec{s}_i \hat{r})(\vec{s}_j \hat{r}) - \vec{s}_i \vec{s}_j) \right\}, \quad (2.2)$$

mit der Kopplungskonstanten α_s für die starke Wechselwirkung, den Quarkmassen m_i und m_j und dem Abstand \vec{r} zwischen den zwei Quarks. Die Faktoren \vec{s}_i und \vec{s}_j beschreiben die Spins der Quarks und \hat{r} den Einheitsvektor in Richtung von \vec{r} . Dieser Tensoranteil der Spin-Spin-Wechselwirkung verschiebt die Massen geringfügig. Neben diesem Modell zur Hyperfeinaufspaltung gibt es noch weitere, z. B. von Glazman und Riska ([GLO96]), in dem die Wechselwirkung von dem Austausch eines Pion herrührt.

Da Quarks Fermionen sind, muss die gesamte Wellenfunktion antisymmetrisch sein. Hierbei ist die Farbwellenfunktion antisymmetrisch, während die Wellenfunktion, die die räumliche Verteilung, Spin und Flavor enthält, symmetrisch ist. Da im Baryon drei Valenzquarks sind und jedes davon entweder einen Spin $\frac{1}{2}$ oder $-\frac{1}{2}$ hat, gibt es acht verschiedene Spin-Kombinationen. Zudem trägt jedes Quark einen von drei Flavorzuständen. Dies ergibt 27 verschiedene Flavor-Kombinationen. Das bedeutet, dass es bei vorhandenem Spin und Flavor 216 verschiedene Kombinationen gibt. Aber nur 56 dieser Kombinationen ergeben eine symmetrische Wellenfunktion. Da im Grundzustand der Drehimpuls für die Oszillatoren 0 ist, so dass die Parität positiv für diesen Zustand ist, kann nur mit diesen symmetrischen 56 Kombinationen eine symmetrische Wellenfunktion gebildet werden. Das heißt, dass der Grundzustand aus dem Oktett der Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen und dem Dekuplett der Spin- $\frac{3}{2}$ -Teilchen besteht.

Jedem so erhaltenen Baryon wird zuerst in Abhängigkeit der Anzahl der seltsamen Quarks, die in dem Zustand enthalten sind, eine Masse zugewiesen. Das rührt daher, dass das Strange-Quark deutlich schwerer ist als das Up- und das Down-Quark, für welche die gleichen Massen gewählt werden. Die Massendifferenz wird über

$$\Delta M = - \sum_i (1 - x_i) \frac{p_i^2}{2m_d} + \sum_i \Delta m_i \quad (2.3)$$

bestimmt. Dabei wird die Annahme gemacht, dass ein schwereres Quark eine geringere kinetische Energie besitzt. Die einzelnen Parameter sind die Quarkmassendifferenz $\Delta m = m_s - m_u$, wobei m_s die Masse des seltsamen Quarks und m_u die Masse der nichtseltsamen Quarks ist, das Massenverhältnis $x = \frac{m_u}{m_s}$ und die Oszillatorfrequenz ω , die in dem Ausdruck für die kinetische Energie steckt⁵. Ein nach dem Modell von Isgur und Capstick ermitteltes Nucleonspektrum ist in Abbildung 2.2 gezeigt und in 2.3 ist das nach dem Modell vorhergesagte Spektrum der Deltaresonanz dargestellt.

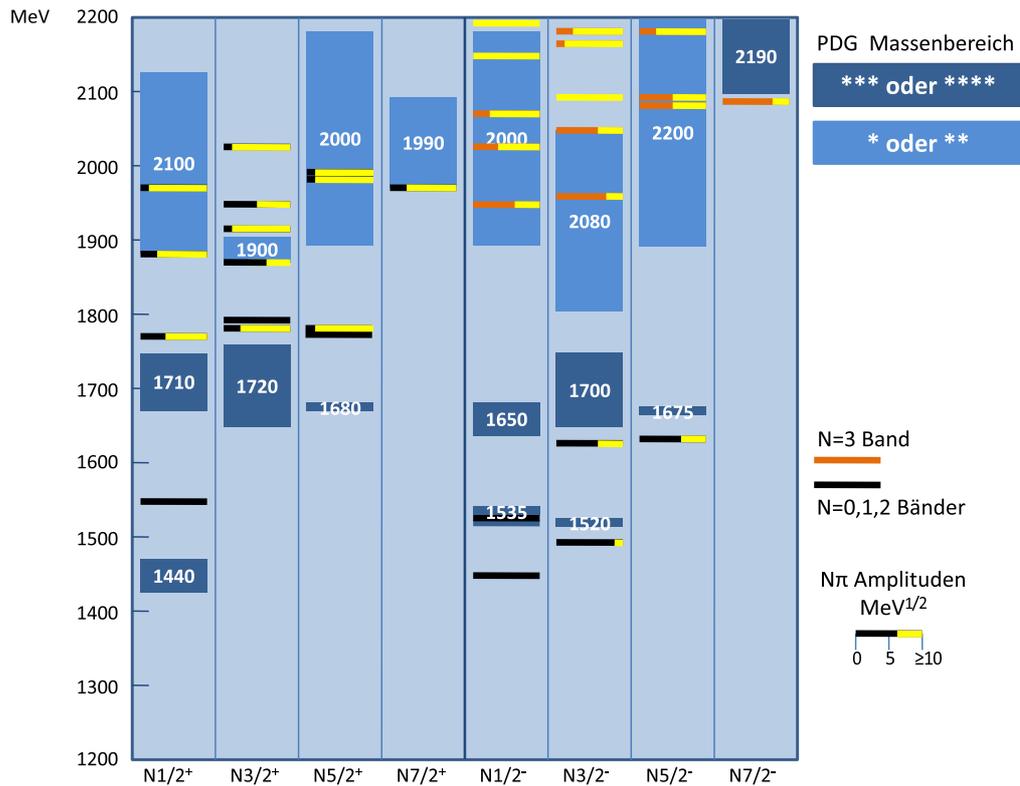
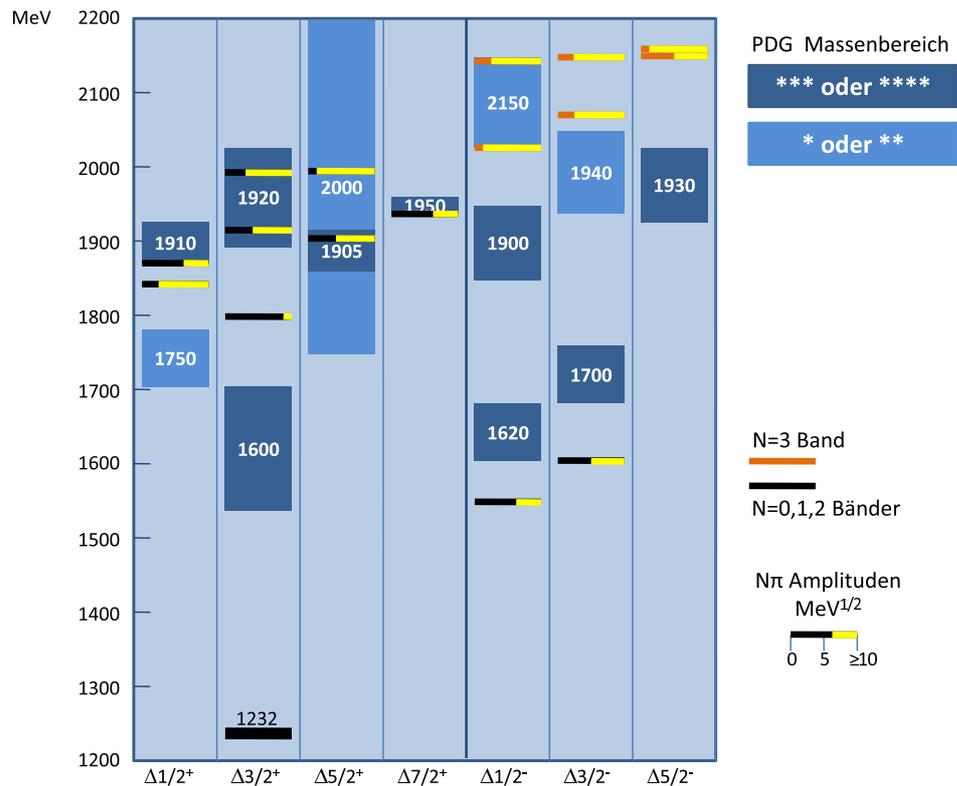


Abbildung 2.2: Nucleonspektrum nach Isgur und Capstick

Die Abbildung zeigt das Nucleonspektrum nach dem Modell von Isgur und Capstick. Die Massenvorhersagen und πN -Zerfallsamplituden sind dargestellt und werden mit den Massen der PDG verglichen. (Quelle: [CAP00])

Die Masse in MeV ist gegen den Gesamtdrehimpuls und die Parität aufgetragen. Die Balken sind die vorhergesagten Resonanzen. Das Schwarz-Gelb-Verhältnis gibt die jeweilige πN -Zerfallsamplitude für die Resonanz an. Die Kästen geben die jeweiligen Massenbereiche für die bisher gemessenen Resonanzen wieder (Quelle: PDG), wobei die Blauschattierung die Etablierung der Resonanz angibt. Dunkelblaue Flächen bedeuten, dass die Resonanz sehr gut etabliert ist, eine hellblaue Fläche hingegen, dass sie bisher nicht eindeutig verifiziert werden konnte. Es zeigt sich, dass die Vorher-

⁵Typische Werte für die drei Parameter sind: $\Delta m \approx 280 \text{ MeV}$, $\omega \approx 520 \text{ MeV}$ und $x \approx 0,6$.

Abbildung 2.3: Δ -Spektrum nach Isgur und Capstick

Die Massenvorhersagen und πN -Zerfallsamplituden des Deltaspektrums sind hier dargestellt und werden mit dem Massen der PDG verglichen. (Quelle: [CAP00])

sagen des Modells und die experimentellen Befunde kaum zueinander finden, aber immerhin eine ähnliche Struktur erzielt wird.

Die Resonanzen werden nicht direkt gemessen, sondern es werden die Zerfallsprodukte beobachtet. Da bisher noch keine präzisen Operatoren für starke Zerfälle existieren, können nur Näherungen herangezogen werden, um herauszufinden, zu welchem Zerfallskanal eine spezifische Resonanz einen Anteil beisteuert. Abbildung 2.4 zeigt das Deltaresonanzspektrum nach Capstick und Roberts. Für die vorhergesagten Resonanzen werden die Stärken der verschiedenen Kopplungen an zwei unterschiedlichen Zerfallsamplituden gezeigt. Obschon die πN -Zerfallsamplitude meist dominiert, kann man erkennen, dass für manche Resonanzen die Untersuchung anderer Zerfallsamplituden lohnenswert ist. Photoproduktionsexperimente etwa beschreiten diesen Weg, um noch ungesehene Resonanzen zu entdecken.

Diskussion des naiven Quarkmodells

Das naive Quarkmodell ist zwar vom QCD-Lagrangian motiviert, geht aber nicht von diesem aus. So werden in dem Modell Konstituentenquarks verwendet, die Massen von mehreren 100 MeV haben und ausgedehnte Objekte sind. Für kleine Ener-

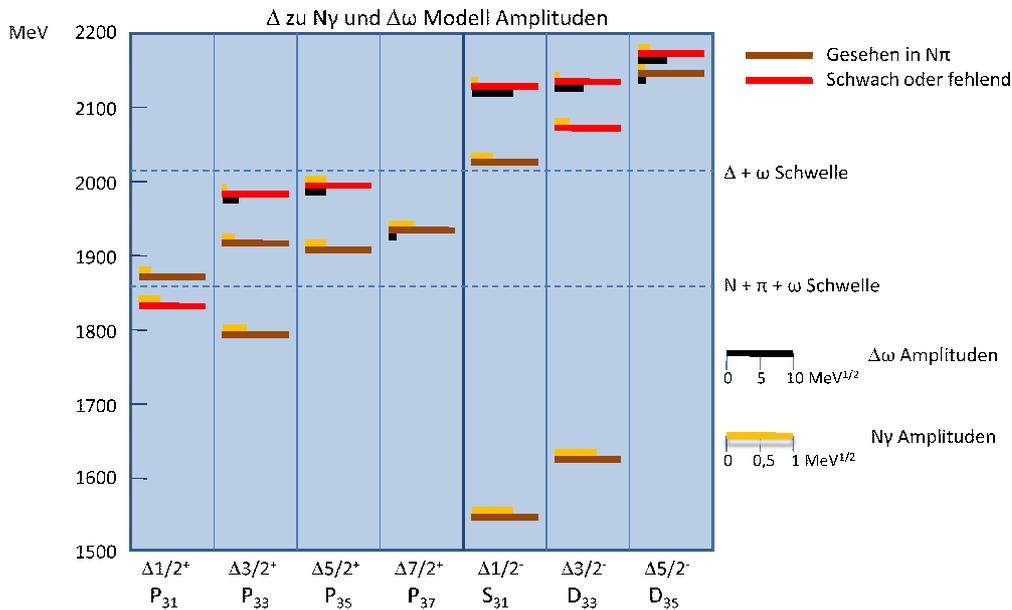


Abbildung 2.4: Δ -Spektrum nach Capstick und Roberts

Die Massenvorhersagen und die γN - und $\Delta\omega$ -Zerfallsamplituden des Deltaspektrums sind hier abgebildet. (Quelle: [CAP00])

gieüberträge mag das kein Problem sein, für hohe Energien jedoch, wo die volle QCD-Struktur, wie z. B. gluonische Anregungen, sichtbar wird, kann das Quarkmodell nicht mehr angewendet werden.

Desweiteren ist das Modell nicht-relativistisch. Das ist eine fragwürdige Annahme, da die leichten Quarks auch im gebundenen Zustand über hohe kinetische Energien verfügen und relativistisch behandelt werden müssen.

Die Hyperfeinwechselwirkung wird in dem Modell unzureichend durch den Ein-Gluon-Austausch beschrieben. Neben der Spin-Spin-Wechselwirkung muss auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Als jedoch Karl und Isgur den Effekt berechneten, der aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert, erhielten sie eine Massenverschiebung von 500 MeV, wodurch die theoretischen Vorhersagen vollständig von den experimentellen Befunden abwichen. Karl und Isgur behoben diese Diskrepanz, indem sie ein Potential einführten, dass von der Thomaspräzession herrührt. Die Stärke dieses Potentials liegt in der Größenordnung der Spin-Bahn-Wechselwirkung, ist dieser aber entgegengesetzt. Neben dem Ein-Gluon-Austausch gibt es im übrigen noch andere mögliche Vorgänge, um die Hyperfeinwechselwirkung zu erklären, so z. B. der Pion austausch im Modell von Riska und Glozman ([GLO96]) oder die t' Hooft-Wechselwirkung im Modell von Löring ([LÖR01]).

Ein generelles Problem aller Quarkmodelle ist, dass weit mehr Resonanzen vorausgesagt werden, als bisher experimentell gefunden worden sind. Ein Grund dafür könnte sein, dass die Zahl der Freiheitsgrade im Modell nicht korrekt ist. Dies träfe

zu, wenn nicht drei freie Valenzquarks existieren, sondern zwei stärker aneinander gebunden sind und ein Diquark formen, an welches das dritte Quark lose gekoppelt ist. Solch ein Quark-Diquark-System hätte weniger Freiheitsgrade und würde zu einer Reduzierung der vorhergesagten Resonanzen führen. Im Folgenden wird zuerst ein Quark-Diquark-Modell beschrieben.

2.2 Ein Quark-Diquark-Modell

Das Modell von Santopinto ([SAR05]) aus Genua favorisiert Baryonen, die aus einem Konstituentenquark und einem Konstituenten-Diquark bestehen, um das Dreikörperproblem zu einem Zweikörperproblem zu vereinfachen. Das Diquark wird als punktförmiges Objekt angenommen. Desweiteren werden nur die drei leichten Quarks (u,d,s) berücksichtigt. Das Quark hat Spin $s = \frac{1}{2}$, einen der drei Flavorzustände und eine Farbladung. Das Diquark hingegen muss die dazu passende Antifarbe tragen, um die Farblosigkeit des Baryons zu wahren. Da das Diquark in dem Modell ein antisymmetrischer, nicht angeregter Zustand sein soll, limitiert das die möglichen Kombinationen der $SU_{sf}(6)$ auf die symmetrischen 21 Möglichkeiten. Diese erlauben nur zwei Diquark Konfigurationen:

1. $s_{12} = 0$, $F_{12} = \bar{3}$, $C_{12} = \bar{3}$,
2. $s_{12} = 1$, $F_{12} = 6$, $C_{12} = \bar{3}$.

Das heißt, die Spins von Quark 1 und Quark 2 addieren sich in der ersten Diquark-Konfiguration zu einem Spin s_{12} von Null. Der Gesamtflavor F_{12} der Kombination muss entweder Anti-Up, Anti-Down oder Anti-Strange sein und die Gesamtfarbe C_{12} Antirot, Antigrün oder Antiblau. Die zweite Diquark-Konfiguration trägt ebenfalls eine dieser drei Antifarben, hat jedoch einen Spin s_{12} von Eins und sechs verschiedene Möglichkeiten für den Gesamtflavor F_{12} . Dies sind Up-Up, Down-Down, Strange-Strange, Up-Down, Up-Strange und Down-Strange.

Aufgrund von farbmagnetischen Kräften liegt die erste Konfiguration, das skalare Diquark, energetisch niedriger als die zweite Konfiguration, das vektorielle Diquark. Die Aufspaltung zwischen den Konfigurationen ist gegeben durch

$$\Delta = (B + C\delta_0). \quad (2.4)$$

B und C gehen als Parameter in das Modell ein.

Die Wechselwirkung zwischen Quark und Diquark ist gegeben durch Ein-Gluon-Austausch, der durch eine Coulombwechselwirkung beschrieben wird, und einen linearen Confinement-Term:

$$V_{dir}(r) = -\frac{\tau}{r} + \beta r. \quad (2.5)$$

Hierbei sind τ und β Parameter des Modells und r der Abstand zwischen dem Quark und dem Diquark.

Die Spinwechselwirkung wird berücksichtigt durch:

$$V_{ex} = (-1)^{l+1} 2Ae^{-\alpha r} [\vec{s}_{12} \cdot \vec{s}_3 + \vec{t}_{12} \cdot \vec{t}_3 + 2\vec{s}_{12} \cdot \vec{s}_3 \vec{t}_{12} \cdot \vec{t}_3]. \quad (2.6)$$

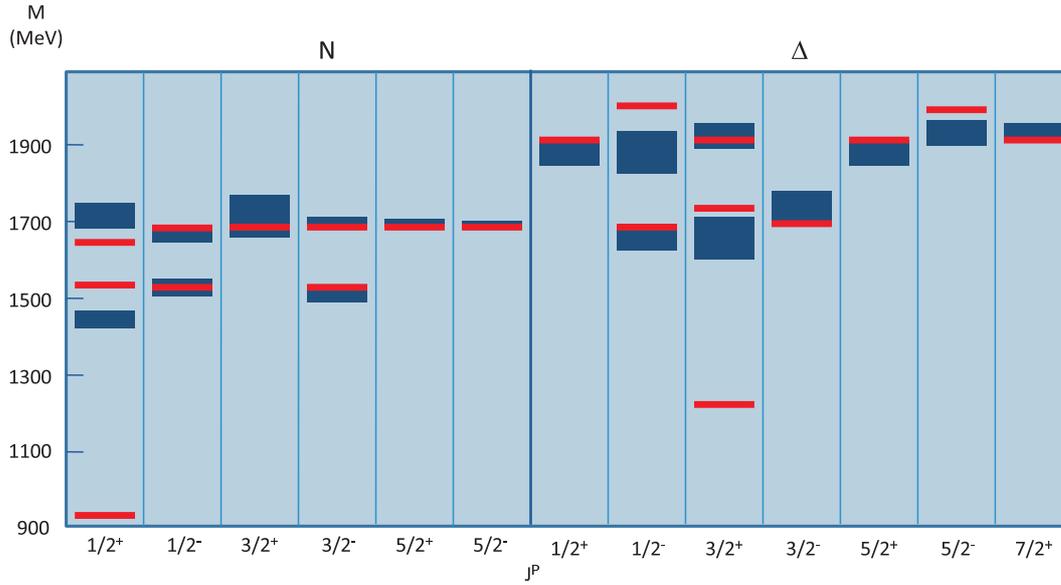


Abbildung 2.5: Baryonspektrum des Quark-Diquark-Modell

In der Abbildung ist die theoretische Vorhersage des Modells für das Nucleon- und Deltaspektrum gezeigt (rote Striche). Zum Vergleich sind die experimentellen Befunde von Resonanzen mit drei oder vier Sternen im PDG als dunkelblaue Kästen eingezeichnet. Die Breite gibt die Unsicherheit der Messungen wieder.

$\vec{t}_{12}, \vec{t}_3, \vec{s}_{12}$ und \vec{s}_3 sind Isospin- und Spinoperatoren des Diquarks und Quarks, A und α Modellparameter und r der Abstand zwischen Diquark und Quark. Die Abhängigkeit vom Bahndrehimpuls l wird durch den Term $(-1)^{l+1}$ gegeben.

Kombiniert man die einzelnen Beiträge, so erhält man für den Hamiltonoperator H den Ausdruck:

$$H = E_0 + \frac{p^2}{2m} + \frac{\tau}{r} + \beta r + (B + C\delta_0)\delta_{s_{12},1} + (-1)^{l+1}2Ae^{-\alpha r}[\vec{s}_{12} \cdot \vec{s}_3 + \vec{t}_{12} \cdot \vec{t}_3 + 2\vec{s}_{12} \cdot \vec{s}_3 \vec{t}_{12} \cdot \vec{t}_3], \quad (2.7)$$

mit den Parametern $\tau, \beta, E_0, A, \alpha, B, C$, die durch ein Anpassen an die Daten gewonnen werden. In Tabelle 2.2 finden sich die ermittelten Werte. Abbildung 2.5 zeigt die berechneten Resonanzzustände im Vergleich zu experimentellen Befunden für Resonanzen mit drei oder vier Sternen im PDG. Die Qualität der Beschreibung ist ähnlich der von nicht-relativistischen Drei-Quark-Modellen. Die Anzahl der fehlenden Resonanzen ist aber durch die Reduzierung der Freiheitsgrade geschrumpft. Im unteren Energiebereich stimmt die Anzahl der vorhergesagten und gemessenen Resonanzen sogar überein. Jedoch gibt es Evidenzen für Resonanzen, die durch Quark-Diquark-Modelle nicht beschrieben werden können. Dies sind $N_{\frac{1}{2}^+}$ (1710), $\Delta_{\frac{1}{2}^-}$ (1750), $N_{\frac{1}{2}^+}$ (1880), $N_{\frac{3}{2}^+}$ (1900), $N_{\frac{5}{2}^+}$ (2000) und $N_{\frac{7}{2}^+}$ (1990)⁶. Sollte sich dies bestätigen, wäre das für die Quark-Diquark-Modelle ein Rückschlag und eine neue Bestätigung für

⁶Die $N_{\frac{1}{2}^+}$ (1880) und $N_{\frac{3}{2}^+}$ (1900) wurden von der CBELSA/TAPS-Kollaboration bei der Untersuchung der Photoproduktion von Hyperonen entdeckt. Das ist ein schönes Beispiel, dass sowohl

Tabelle 2.2: Die Parameter des Quark-Diquark-Modells

Parameter	Wert
$\tau^2 m$	1546 MeV
$\frac{\beta}{m\tau}$	5 MeV
E_0	1706 MeV
A	205 MeV
$\frac{\alpha}{m\tau}$	0.30 MeV
B	300 MeV
C	400 MeV

Quarkmodelle, wie das Bonn-Modell, das drei gleich stark gebundene Quarks verlangt. Dieses Modell wird im nächsten Abschnitt genauer vorgestellt.

2.3 Das Bonn-Modell

Im Folgenden wird ein Quarkmodell vorgestellt werden, das von Ulrich Löring et al. in Bonn ([LÖR01]) entwickelt worden ist. Das Bonn-Modell basiert auf einem vollständig relativistischen Ansatz. Dazu werden Bethe-Salpeter-Amplituden verwendet, die sich aus der Quantenfeldtheorie extrahieren und sich als kovariante Analoga zu den Wellenfunktionen interpretieren lassen. Diese sind aber aufgrund ihrer Struktur und Parameter nicht numerisch lösbar. Durch Reduktion der Parameter, von der die Bethe-Salpeter-Amplituden abhängen, und Annäherung an die nicht-relativistischen Modelle gewinnt man die Salpeter-Gleichung, die zum einen eine vollständig relativistische Beschreibung des Baryonen- und Mesonenspektrums erlaubt und zum anderen nahe an den erfolgreichen nicht-relativistischen Modellen bleibt. Auch in diesem Modell wird mit Konstituentenquarks gerechnet.

Für das *Confinement* wird angenommen, dass die Quarks sich in einer Δ -förmigen Anordnung befinden (siehe Abbildung 2.6), d. h. jedes Quark ist über jeweils ein Gluon mit den anderen zwei Quarks verbunden. Das linear wachsende Potential wird beschrieben durch

$$r_{\Delta}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \sum_{i < j} |\vec{x}_i - \vec{x}_j| \quad (2.8)$$

und eine Dirac-Struktur, die den Einfluss der Spins auf die Bindung der Quarks berücksichtigt. Es gibt zwei verschiedenen Varianten des *Confinement*-Potentials für das Modell. Variante *A* und Variante *B* sind bis auf die pure skalare Dirac-Struktur gleich. Dieser Unterschied sorgt aber dafür, dass Variante *B* nur auf die Komponenten der Salpeter-Amplituden wirkt, die im nicht-relativistischen Grenzfall überleben, während Variante *A* sowohl auf diese als auch auf die relativistischen Komponenten wirkt. Variante *A* wird von dem Autor von [LÖR01] favorisiert. Das *Confinement*-Potential reicht alleine aber nicht aus, um das Hadronenspektrum zu

der experimentelle Aufbau als auch die Untersuchung seltsamer Reaktionen einen wichtigen Beitrag zur Klärung physikalischer Fragestellungen beitragen können ([CAS08], [NIK08]).

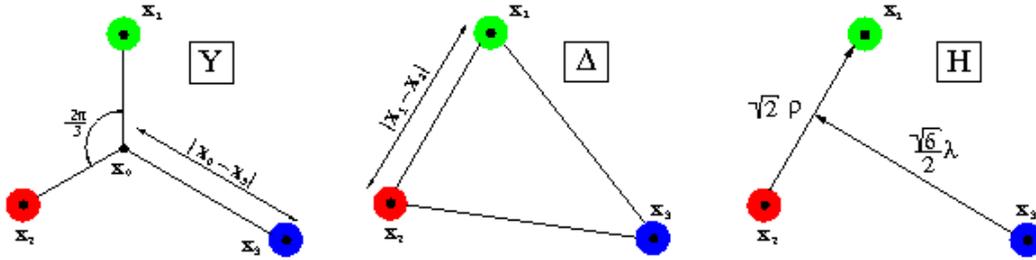


Abbildung 2.6: Verschiedene Confinement-Potentiale

Drei verschiedene Bindungen zwischen den Quarks sind hier gezeigt. In der Y-Anordnung ist jedes Quark Ausgangspunkt eines Gluons. An dem Punkt x_0 koppeln die Gluonen aneinander. In der Δ -Anordnung koppeln die Quarks direkt aneinander. In der hypersphärischen Anordnung koppeln zwei Quarks direkt zu einem Diquark miteinander, während das Dritte an das Diquark koppelt.

Tabelle 2.3: Die Parameter der Variante A des Bonn-Modells

		Parameter	Wert
Quarkmassen	non-strange Masse	m_u	330 MeV
	strange Masse	m_s	670 MeV
Confinement	Offset	a	-744 MeV
	Steigung	b	470 MeV fm^{-1}
t' Hooftsche Kraft	nn-Kopplung	g_{nn}	136 MeV fm^3
	ns-Kopplung	g_{ns}	94 MeV fm^3
	effektive Reichweite	λ	$0,4 \text{ fm}$

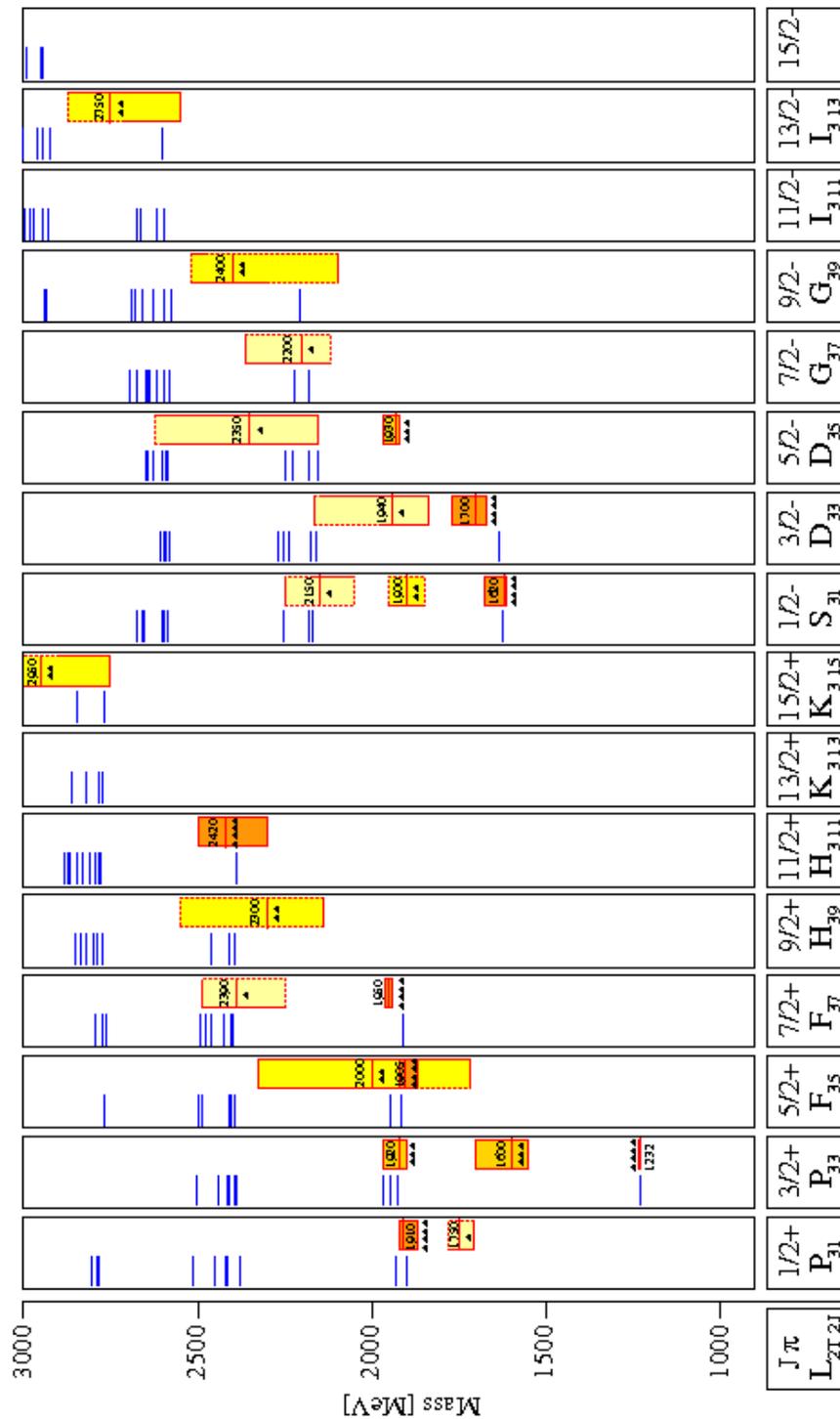
erklären. Die Massenaufspaltung zwischen dem Spin $\frac{3}{2}$ -Dekuplett und dem Spin $\frac{1}{2}$ -Oktett der Baryongrundzustände, wie z. B. $\Delta - N$ oder $\Sigma^* - \Sigma - \Lambda$ brauchen zur Erklärung eine spinabhängige Wechselwirkung, die auf sehr kleinen Distanzen operiert. Im Bonn-Modell wird die effektive t' Hooft-Wechselwirkung verwendet. Sie beruht auf Instantoneffekten. Instantonen sind spezielle Lösungen der klassischen QCD-Yang-Mills-Gleichungen im euklidischen Raum. Sie beschreiben lokalisierte instantane Neuankordnungen des Vakuums, die Tunnelprozesse zwischen zwei aneinander grenzende, topologisch unterschiedliche Vakua ermöglichen. Die Wechselwirkung ist explizit flavorabhängig und koppelt an Spin und Farbe.

Beide Varianten, A und B, verwenden jeweils sieben Parameter. Das sind zwei für die Konstituentenquarkmassen⁷, zwei Parameter für das *Confinement*-Potential und drei zur Beschreibung der t' Hooft-Wechselwirkung. In Tabelle 2.3 sind die Parameter mit den Werten für Variante A aufgelistet.

⁷Im Bonn-Modell werden nur die drei leichten Quarks, Up, Down und Strange, berücksichtigt. Außerdem wird angenommen, dass die Konstituentenquarkmassen für das Up- und Down-Quark gleich sind, also $m_{up} = m_{down}$. In das Bonn-Modell gehen daher als Parameter m_{up} und $m_{strange}$ ein.

Abbildung 2.7 zeigt das Δ -Spektrum und Abbildung 2.8 das Nukleonspektrum, wie es mit Variante A bestimmt worden ist, im Vergleich zu den experimentellen Befunden. Auch in diesem Fall wird das Spektrum vom Verlauf her gut beschrieben. Jedoch weichen, wie bei allen Quarkmodellen, die niedrigsten Anregungszustände, wie die Roperresonanz P_{11} (1440) und die S_{11} (1535) von dem experimentellen Wert ab.

Wie in allen Quark-Modellen werden zahlreiche Resonanzen vorhergesagt, die experimentell nicht gesehen worden sind. Diese Zustände können eine Überschätzung der theoretischen Modelle sein oder sie sind von experimenteller Seite noch nicht entdeckt. Ein möglicher Grund dafür ist, dass die meisten experimentellen Daten von πN -Reaktionen stammen und die Kopplung der noch ungesehenen Resonanzen an solche Reaktionskanäle schwach oder vielleicht sogar Null ist. Solche Resonanzen müssen in anderen Reaktionskanälen wie z. B. solchen mit assoziierter Strangenessproduktion gesucht werden. Zusätzlich ist die Messung von Polarisationsobservablen nötig, da diese äußerst sensitiv auf die Beiträge einzelner Resonanzen sind.

Abbildung 2.7: Das Δ -Spektrum

Dargestellt ist das Δ -Spektrum, das sich aus Modell A ergibt. Auf der linken Seite jeder Säule sind die theoretischen Vorhersagen aufgeführt, während auf der rechten Seite die experimentell bestimmten Massen mit den jeweiligen Unsicherheiten zu sehen sind.

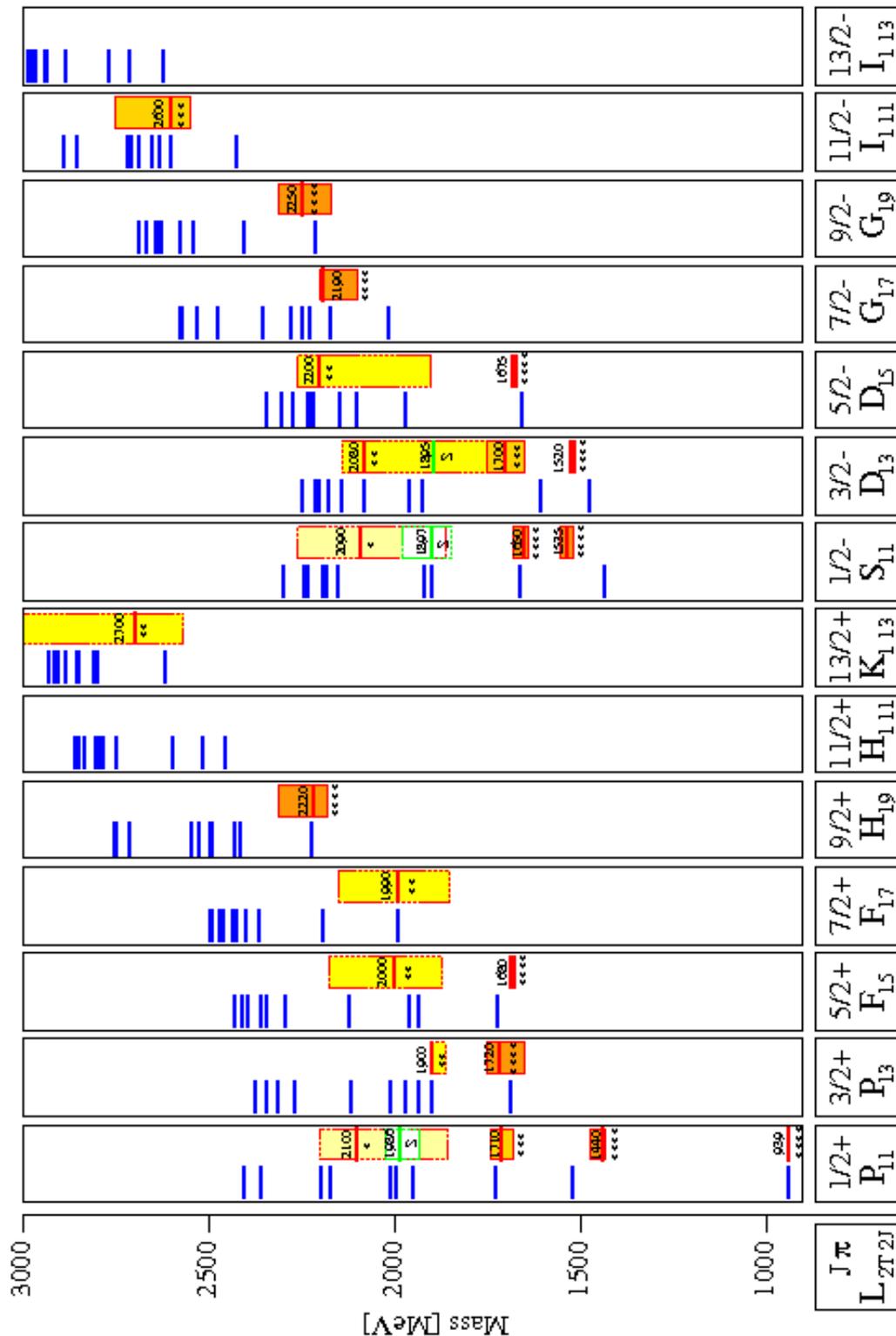


Abbildung 2.8: Das Nukleonspektrum

Dargestellt ist das Nukleonspektrum, das sich aus Modell A ergibt. Auf der linken Seite jeder Säule sind die theoretischen Vorhersagen aufgeführt, während auf der rechten Seite die experimentell bestimmten Massen mit den jeweiligen Unsicherheiten zu sehen sind.

Kapitel 3

Polarisationsobservablen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion besteht aus 16 Strukturfunktionen und lässt sich unter Berücksichtigung aller Polarisationsfreiheitsgrade schreiben als

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{CM}} = \frac{|\vec{k}_{Meson}^{CM}|}{k_\gamma^{CM}} \left(\frac{1}{\vec{P}} \right) \left(\frac{1}{\vec{P}^R} \right) \{ & \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \left(R_{LT,c}^{\beta\alpha} \cos\phi + R_{LT,s}^{\beta\alpha} \sin\phi \right) \\ & + R_T^{\beta\alpha} + \epsilon_L R_L^{\beta\alpha} + \epsilon \left(R_{TT,c}^{\beta\alpha} \cos 2\phi + R_{TT,s}^{\beta\alpha} \sin 2\phi \right) \\ & + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} \left(R_{LT',c}^{\beta\alpha} \cos\phi + R_{LT',s}^{\beta\alpha} \sin\phi \right) + h\sqrt{1-\epsilon^2} R_{TT'}^{\beta\alpha} \} \end{aligned} \quad (3.1)$$

nach [KNO95].

$\vec{P} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}$ beschreibt den Vektor der Targetpolarisation, $\vec{P}^R = \begin{pmatrix} P_x^R \\ P_y^R \\ P_z^R \end{pmatrix}$ den

Vektor der Rückstoßpolarisation. Der Winkel ϕ bezeichnet die Verkippung der Streuebene gegen die Reaktionsebene wie in Abbildung 3.1 veranschaulicht ist. Der Faktor h steht für die Helizität des einlaufenden Elektrons. Die Strukturfunktionen R_i beschreiben die Wirkung der Polarisationszustände des Photonfeldes mit den Polarisationsgraden ϵ_L und ϵ auf das hadronische System. Die Indizes L und T stehen für longitudinal bzw. transversal, LT und TT stehen für entsprechende Interferenzterme. Der Index α bezeichnet Beiträge zur Targetpolarisation, β Beiträge zur Rückstoßpolarisation. Werden beide nicht verwendet, tragen nur die Komponenten R_i^{00} bei. Die Indizes s und c geben die Sinus- bzw. Kosinus-Abhängigkeit von ϕ an. Da $R_T^{\beta\alpha}$ und $R_L^{\beta\alpha}$ keine Abhängigkeit vom Phasenfaktor aufweisen, lassen sie sich nur durch Messung verschiedener ϵ -Werte bei paralleler Kinematik über die Rosenbluth-Separation trennen. Da reelle Photonen keine longitudinale Polarisation besitzen, entfallen in der Photoproduktion die Terme, die ϵ_L enthalten, wodurch sich

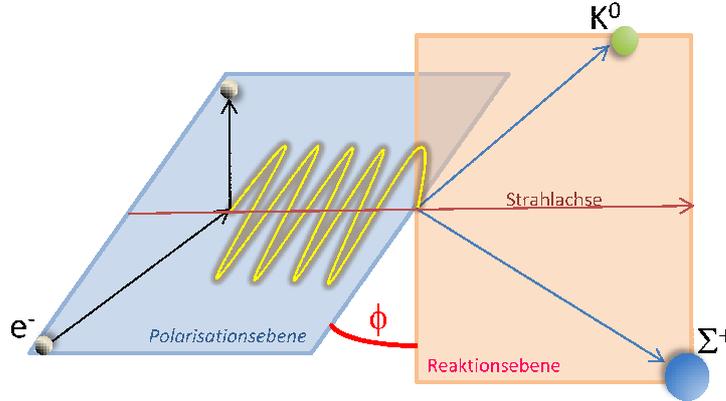


Abbildung 3.1: Die Verkipfung der Streuebene gegen die Reaktionsebene

Die Abbildung zeigt die Streuebene und die Reaktionsebene. Der Winkel ϕ beschreibt die Verkipfung dieser beiden Ebenen zueinander.

der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt vereinfachen lässt zu

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{CM}} = \frac{|\vec{k}_{Meson}^{CM}|}{k_\gamma^{CM}} \left(\frac{1}{\vec{P}} \right) \left(\frac{1}{\vec{P}^R} \right) \cdot \left[R_T^{\beta\alpha} + \epsilon \left(R_{TT,c}^{\beta\alpha} \cos 2\phi + R_{TT,s}^{\beta\alpha} \sin 2\phi \right) + h\sqrt{1-\epsilon^2} R_{TT'}^{\beta\alpha} \right]. \quad (3.2)$$

In Photoproduktionsexperimenten werden die Polarisationsobservablen üblicherweise definiert, indem die relevanten Strukturfunktionen durch die unpolarisierte Strukturfunktion ρR_T^{00} geteilt werden. Es finden sich drei Einfach-Polarisationsobservablen:

- 1) Die Photonasymmetrie: $\Sigma = -\frac{R_{TT}^{00}}{R_T^{00}}$,
- 2) Die Targetasymmetrie: $T = \frac{R_T^{0y}}{R_T^{00}} = -\frac{R_{TT,c}^{y'0}}{R_T^{00}}$,
- 3) Die Rückstoßpolarisation: $P = \frac{R_T^{y'0}}{R_T^{00}} = -\frac{R_{TT,c}^{0y}}{R_T^{00}}$.

Desweiteren können zwölf Doppel-Polarisationsobservablen gebildet werden, die sich in drei Klassen einordnen lassen. Die vier Observablen

$$E = -\frac{R_{TT'}^{0z}}{R_T^{00}}, \quad F = \frac{R_{TT'}^{0x}}{R_T^{00}}, \quad G = -\frac{R_{TT}^{0z}}{R_T^{00}} \quad \text{und} \quad H = -\frac{R_{TT}^{0x}}{R_T^{00}}$$

beschreiben die Spinkorrelationen zwischen einem polarisierten Photonenstrahl und einem polarisierten Target. Den Polarisationstransfer eines polarisierten Photonenstrahls auf ein zurückgestoßenes Baryon werden durch

$$O_{x'} = \frac{R_{TT'}^{x'0}}{R_T^{00}}, \quad -T = -\frac{R_T^{0y}}{R_T^{00}} \quad \text{und} \quad O_{z'} = \frac{R_{TT}^{z'0}}{R_T^{00}}$$

für einen linear polarisierten Photonenstrahl, bzw. durch

$$C_{x'} = \frac{R_{TT'}^{x'0}}{R_T^{00}} \quad \text{und} \quad C_{z'} = \frac{R_{TT}^{z'0}}{R_T^{00}}$$

für einen zirkular polarisierten Photonenstrahl beschrieben. Schließlich drücken die vier Observablen

$$T_{x'} = \frac{R_T^{x'x}}{R_T^{00}}, \quad T_{z'} = \frac{R_T^{z'x}}{R_T^{00}}, \quad L_{x'} = \frac{R_T^{x'z}}{R_T^{00}} \quad \text{und} \quad L_{z'} = \frac{R_T^{z'z}}{R_T^{00}}$$

die Korrelation zwischen transversaler bzw. longitudinaler Targetpolarisation und

dem Spin des zurückgestoßenen Baryons aus. Die verschiedenen Koordinatensysteme sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

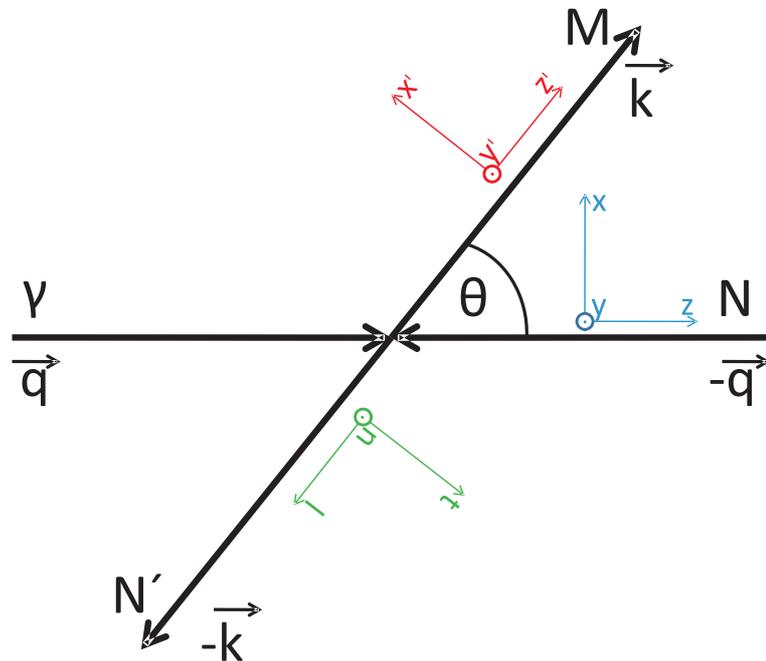


Abbildung 3.2: Koordinatensysteme zur Definition der Polarisationsobservablen

Die Abbildung zeigt die verschiedenen benutzten Koordinatensysteme zur Definition der Polarisationsobservablen im Schwerpunktsystem.

Um Mehrdeutigkeiten in der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts einer Reaktion zu vermeiden, ist die Bestimmung von acht Observablen für jede Schwerpunktsenergie und jeden Winkel in der Photoproduktion nötig ([CHI97]), da die Polarisationsobservablen nicht unabhängig voneinander sind. Dies sind der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\Omega}$ und die drei Einfach-Polarisationsobservablen Σ , T und P zur Bestimmung der vier Transversalamplituden a_1 , a_2 , a_3 und a_4 :

$$|a_1|^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega} (1 + T + \Sigma + P), \quad (3.3)$$

$$|a_2|^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega} (1 - T + \Sigma - P), \quad (3.4)$$

$$|a_3|^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega} (1 - T - \Sigma + P), \quad (3.5)$$

$$|a_4|^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega} (1 + T - \Sigma - P). \quad (3.6)$$

Vier ausgewählte Doppel-Polarisationsobservablen, z. B. G , F , $L_{x'}$ und $T_{x'}$ müssen gemessen werden zur Festlegung der drei relativen Phasen zwischen den Transversalamplituden. Rechnungen hierzu finden sich in [CHI97]. Die vollständige Messung

eines solchen Sets bezeichnet man als *vollständiges Experiment*.

Die Photonasymmetrie und die Rückstoßpolarisation sind in dem CBTAPS-Experiment für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ prinzipiell messbar, ein polarisiertes Target ist nicht installiert gewesen. Damit vereinfacht sich der Wirkungsquerschnitt nach dem Wegfall der Terme, die die Targetpolarisation beinhalten, und dem Einsetzen der oben aufgeführten Bezeichnungen zu:

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{CM}} = \sigma_0(1 - P_T \Sigma \cos(2\phi) - P_{x'} P_T O_{x'} \sin(2\phi) + P_{y'} P - P_{y'} P_T P \cos(2\phi) - P_{z'} P_T O_{z'} \sin(2\phi)), \quad (3.7)$$

wobei σ_0 den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt beschreibt, P_T die transversale Polarisation des Photons, $(P_{x'}, P_{y'}, P_{z'})$ die Komponenten der Rückstoßpolarisation und ϕ den Winkel zwischen der Polarisationsene und der Reaktionsebene.

Da die Targetpolarisation nicht gemessen werden kann, ist eine komplette Messung der acht benötigten Observablen nicht machbar und ein *vollständiges Experiment* kann somit nicht durchgeführt werden. Im Folgeexperiment hingegen wird derzeit mit einem polarisierten Target gemessen und da in den Strangeness-Kanälen die Rückstoßpolarisation ohne weiteren experimentellen Aufwand bestimmt werden kann, ist dann die Messung eines vollständigen Satzes von Observablen möglich.

Im Folgenden wird auf die Rückstoßpolarisation noch einmal eingegangen und auf den Effekt, dass diese Observable bei seltsamen Reaktionskanälen selbstanalysierend ist.

3.1 Rückstoßpolarisation P

Die Rückstoßpolarisation beschreibt den Grad der Polarisation eines in einer Reaktion produzierten Baryons, also das zurückgestoßene Teilchen. Dies kann durch Polarisationstransfer geschehen. Dabei wird die Polarisation des produzierenden Teilchens wegen der Drehimpulserhaltung auf das produzierte Teilchen übertragen. Es ist aber auch möglich, dass die Reaktionsprodukte eines unpolarisierten Teilchenstrahls, der auf ein unpolarisiertes Targetmaterial trifft, polarisiert sind. So kann ein unpolarisierter oder linear polarisierter Photonenstrahl in einem unpolarisierten, aus Protonen bestehenden Target polarisierte Baryonen oder Hyperonen erzeugen, die dann aufgrund von Paritätserhaltung senkrecht zur Produktionsebene polarisiert sind.

Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.3 für die Hyperon-Photoproduktion bzw. hier speziell für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ veranschaulicht, wobei das Σ^+ dann schwach in ein Proton und ein neutrales Pion zerfällt. Ein starker Zerfall in das leichtere Λ ist wegen der Ladungserhaltung und der Masse nicht möglich. Der schwache Zerfall führt zu einer Zerfallsasymmetrie und ist dadurch selbstanalysierend. Dies wird im Folgenden näher erläutert.

Die generellste lorentzinvariante Zerfallsamplitude ist

$$M = \bar{u}_f (A + B\gamma^5) u_i. \quad (3.8)$$

Hierbei sind u_i und u_f Dirac-4-Spinoren und A, B Konstanten. Für ein Hyperon sehen die Spinoren folgendermaßen aus:

$$u_i = \begin{pmatrix} X_i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

$$u_f = \sqrt{E_f + m_f} \begin{pmatrix} X_f \\ X_f \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f}{E_f + m_f} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

mit den zweikomponentigen Paulispinoren X_i und X_f . Setzt man dies in die Definition für die lorentzinvariante Amplitude ein, erhält man:

$$\begin{aligned} M &= \begin{pmatrix} X_f^\dagger \sqrt{E_f + m_f} \\ -X_f^\dagger \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f}{E_f + m_f} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & -B \\ -B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_i \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \sqrt{E_f + m_f} \left(AX_f^\dagger X_i + BX_f^\dagger \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_f}{E_f + m_f} X_i \right). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Die Konstante A ist die Energie im Schwerpunktsystem s . Außerdem soll $\hat{n} = \frac{\vec{p}_f}{|\vec{p}_f|}$ und $p = \frac{|\vec{p}_f|}{E_f + m_f} B$ sein. Damit wird die Amplitude zu:

$$M = \sqrt{E_f + m_f} X_f^\dagger (s + \vec{\sigma} \cdot \hat{n} p) X_i. \quad (3.12)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist das Quadrat der Amplitude:

$$\begin{aligned} |M|^2 &= (E_f + m_f) \left| X_f^\dagger (s + \vec{\sigma} \cdot \hat{n} p) X_i \right|^2 \\ &= \text{tr} \left[\frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{n}_f}{2} (s + \vec{\sigma} \cdot \hat{n} p) \frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{n}_i}{2} (s^* + p^* \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \right] (E_f + m_f) \end{aligned} \quad (3.13)$$

mit den Einheitsvektoren \hat{n}_i und \hat{n}_f , die in Polarisationsrichtung des Anfangs- bzw. Endbaryons weisen. Mit den Rechenregeln für Spuren lässt sich ein Ausdruck für die Übergangsrates ermitteln:

$$R = 1 + \gamma \hat{n}_f \hat{n}_i + (1 - \gamma) \hat{n}_f \hat{n} \hat{n}_i \hat{n} + \alpha (\hat{n}_f \hat{n} + \hat{n}_i \hat{n}) + \beta (\hat{n} (\hat{n}_f \times \hat{n}_i)). \quad (3.14)$$

Die Konstanten sind wie folgt definiert und haben für ein Σ^+ -Teilchen die nachfolgenden Werte:

$$\alpha = 2 \text{Re} \frac{sp^*}{|s|^2 + |p|^2} = -0,98, \quad (3.15)$$

$$\beta = 2 \text{Im} \frac{sp^*}{|s|^2 + |p|^2} = 0,12, \quad (3.16)$$

$$\gamma = \frac{|s|^2 - |p|^2}{|s|^2 + |p|^2} = 0,16 \quad (3.17)$$

mit $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. Für ein unpolarisiertes Hyperon bedeutet dies, dass $\hat{n}_i = 0$ ist und damit für die Übergangsrate nur der Ausdruck

$$R = 1 + \alpha \hat{n}_f \hat{n} \quad (3.18)$$

übrig bleibt. Das Proton wird also mit einer longitudinalen Polarisation α emittiert. Bei einem polarisierten Hyperon hingegen ergibt sich nach einer Summation über alle \hat{n}_f für die Übergangsrate

$$R = 1 + \alpha \hat{n}_i \hat{n}. \quad (3.19)$$

Die Protonen werden also anisotrop mit dem Asymmetriekoeffizienten α emittiert. Da Hyperonen transversal zu ihrer Produktionsebene polarisiert sind, wird im Folgenden der zweite gefundene Ausdruck weiterbehandelt. Die Polarisation des Hyperons kann man auch schreiben als

$$\hat{n}_i = P_H \cdot \hat{k}. \quad (3.20)$$

Bei \hat{k} handelt es sich um den Einheitsvektor in Richtung der Normalen auf der Produktionsebene des Hyperons. Damit ergibt sich

$$R = 1 + \alpha \hat{n}_i \hat{n} = 1 + \alpha P_H \cdot \hat{k} \hat{n} = 1 + \alpha P_H \cos \Theta. \quad (3.21)$$

Θ ist der Winkel zwischen \hat{k} und \hat{n} .

Integriert man nun die Übergangsrate über alle Winkel, erhält man den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi = 1 + \alpha P_H \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = -(\cos \theta) \varphi + \alpha P_H \left(\frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) \varphi. \quad (3.22)$$

Wenn man nun die Grenzen für oberhalb $(0, \frac{\pi}{2})$ und unterhalb $(\frac{\pi}{2}, \pi)$ der Produktionsebene festsetzt, folgt:

$$\sigma_{\text{oberhalb}} = 2\pi + \alpha P_H \pi, \quad (3.23)$$

$$\sigma_{\text{unterhalb}} = 2\pi - \alpha P_H \pi, \quad (3.24)$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma_{\text{oberhalb}} - \sigma_{\text{unterhalb}}}{\sigma_{\text{oberhalb}} + \sigma_{\text{unterhalb}}} = \frac{2\alpha P_H \pi}{4\pi} = \frac{\alpha P_H}{2}. \quad (3.25)$$

Da der Fluss und die Akzeptanz für σ_{oberhalb} und $\sigma_{\text{unterhalb}}$ gleich sind, kann man sie aus der Gleichung herauskürzen, so dass nur noch die Zählraten übrig bleiben. Löst man nach der Polarisation auf, erhält man:

$$P_H = \frac{2}{\alpha} \cdot \frac{N_{\text{oberhalb}} - N_{\text{unterhalb}}}{N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{unterhalb}}}. \quad (3.26)$$

Aus der Asymmetrie der Zählraten der Protonen, die beim Zerfall der Hyperonen produziert werden, kann also die Polarisation ermittelt werden. Der Fehler wird über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung wie folgt berechnet:

$$\Delta P_H = \frac{2}{\alpha} \cdot \sqrt{\frac{4N_{\text{unterhalb}}^2 \Delta N_{\text{oberhalb}}^2}{(N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{unterhalb}})^4} + \frac{4N_{\text{oberhalb}}^2 \Delta N_{\text{unterhalb}}^2}{(N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{unterhalb}})^4}}. \quad (3.27)$$

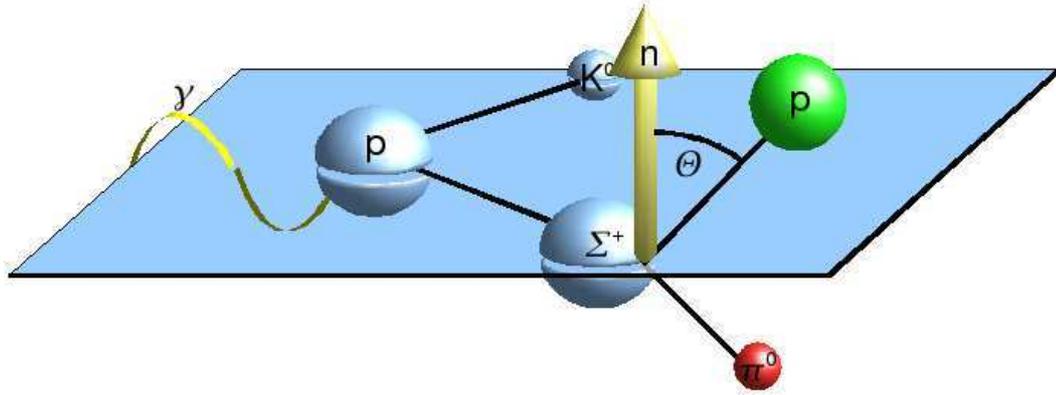


Abbildung 3.3: Rückstoßpolarisation

Ein linear polarisiertes Photon trifft auf ein unpolariertes Proton. Das dabei entstehende Hyperon ist in Richtung der Flächennormalen polarisiert. Diese Polarisation führt zu einem asymmetrischen Zerfall des Hyperons bezüglich der Reaktionsebene.

Mit $\Delta N_{\text{oberhalb}} = \sqrt{N_{\text{oberhalb}}}$ und $\Delta N_{\text{unterhalb}} = \sqrt{N_{\text{unterhalb}}}$ kann der Ausdruck umgeformt werden zu:

$$\Delta P_H = \frac{4}{\alpha (N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{unterhalb}})^2} \sqrt{N_{\text{unterhalb}}^2 N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{oberhalb}}^2 N_{\text{unterhalb}}}. \quad (3.28)$$

Der beschriebene Prozess für Hyperonen und die daraus resultierende Zählratenasymmetrie ist ein großer Vorteil im Vergleich zu Rückstoßpolarisationsprozessen nicht-seltsamer Baryonen. Bei Rückstoß-Protonen etwa ist die Bestimmung der Polarisation nur über ein zweites Target möglich, an dem die Protonen gestreut werden. Aus der beobachtbaren Winkelverteilung kann dann ebenfalls die Rückstoßpolarisation bestimmt werden. Neben dem technisch größeren Aufwand ist auch die Reduktion der Statistik durch die geforderte weitere Streuung ein Nachteil im Vergleich zum selbstanalysierenden Prozess bei Hyperonen und wiegt den kleinen Wirkungsquerschnitt der Strangenessproduktion teilweise auf.

3.2 Photonasymmetrie Σ

Die Photonasymmetrie ist definiert als das negative Verhältnis zwischen den zwei Strukturfunktionen R_{TT}^{00} und R_T^{00} . Experimentell lässt sich die Photonasymmetrie Σ aus dem Polarisationsgrad des Photonenstrahls P_T , der Ereignisverteilung im Azimutwinkel ϕ , dem polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitt σ_0 und dem Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{CM}}$ bestimmen:

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_{Meson}^{CM}} = \sigma_0(1 - P_T\Sigma\cos(2\phi)). \quad (3.29)$$

Die Polarisation des Photonenstrahls bewirkt eine azimutale Asymmetrie, d. h. die Verteilung der Reaktionsprodukte ist nicht isotrop in ϕ , sondern sie hat im Fall der Photonasymmetrie eine $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit, wie in Gleichung 3.29 gezeigt.

Dies lässt sich folgendermaßen anschaulich beschreiben: Eine azimutale Asymmetrie kommt durch eine Spin-Bahn-Wechselwirkung zu Stande. Wegen der Stärke dieser Wechselwirkung sind die Achse des Spin \vec{s} und die Richtung des Bahndrehimpuls \vec{L} des produzierten Baryons meist parallel ausgerichtet, da das Potential $V = V_0 + V_{LS} \cdot \vec{L}\vec{S}$ diese Konfiguration favorisiert.

Ist der Photonenstrahl unpolarisiert, so ist der Reaktionsverlauf ϕ -symmetrisch, da es keine ausgezeichnete Richtung gibt. Dies ist in Abbildung 3.4 in der oberen Reihe dargestellt. Aus dem Ruhesystem des Mesons aus betrachtet, bewegt sich das Baryon auf einer Kreisbahn mit einem Spin parallel zum Bahndrehimpuls. Verkippt man die Reaktionsebene um einen beliebigen Winkel, hier $\phi = 90^\circ$, ändert sich die relative Orientierung von \vec{s} zu \vec{L} nicht. Ist der Photonenstrahl hingegen linear polarisiert, z. B. in der x-z-Ebene, so zeigt die Achse des resultierenden Magnetfeldes \vec{B} senkrecht zur Ebene in y-Richtung. Dies ist in der unteren Reihe der Abbildung zu sehen. Ist der Spin des Baryons orthogonal zur Richtung des magnetischen Feldes, führt dies zu einem Umklappen des Spins (unten links in der Abbildung), während ein Spin parallel zum Magnetfeld nicht beeinflusst wird (unten rechts in der Abbildung). Dies führt zu einer $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit des Prozesses. Diese Beschreibung findet sich bei [SCM09].

Ob die Photonasymmetrie positiv oder negativ ist, hängt davon ab, ob ein magnetisches (M) oder ein elektrisches (E) Photon die Reaktion auslöst. Handelt es sich um ein elektrisches Photon gilt die Kopplung $\vec{\epsilon} \cdot (\vec{p} + \vec{k})$ und damit ist die Photonasymmetrie negativ. Bei einem magnetischen Photon hingegen gilt $(\vec{\epsilon} \times \vec{p}) \cdot \vec{k}$ und die Photonasymmetrie wird positiv. In der Abbildung 3.4 würde dies dazu führen, dass am Baryon durch die Kopplung an das magnetische Photon eine Spinumkehr stattfindet. Damit wären zu Beginn des Prozesses, der zur Photonasymmetrie führt, alle Spins antiparallel zum Drehimpuls. Die Spinumkehr der Baryonen durch das Magnetfeld des Photonenstrahls sorgt dann dafür, dass die Spins der Baryonen parallel zum Drehimpuls stehen, deren Richtungen um 90° verkippt zur Polarisationssebene des Photonenstrahls sind.

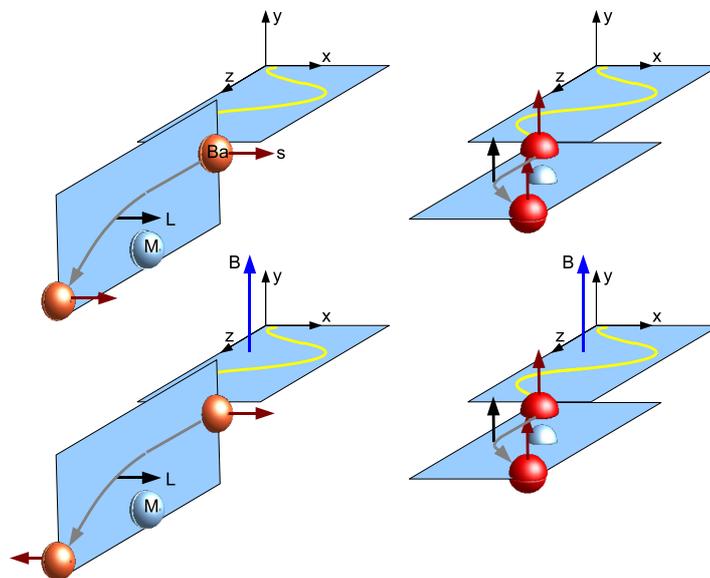


Abbildung 3.4: Zustandekommen der Photonasymmetrie

Das Baryon Ba und Meson M haben wegen der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung ihren Spin s bevorzugt parallel bzw. antiparallel zum Bahndrehimpuls L ausgerichtet. Tritt ein Magnetfeld B durch die lineare Polarisation des Photonenstrahls auf, wie in der unteren Reihe dargestellt, kann es je nach Spinrichtung zu einem Umklappen des Spins kommen.

Kapitel 4

Der experimentelle Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau vorgestellt, mit dem die in dieser Arbeit behandelten Daten aufgenommen wurden. Zuerst wird auf den Teilchenbeschleuniger ELSA eingegangen, der das Experiment mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl versorgt. Die Detektoranordnung wird danach vorgestellt. Dort wird zunächst erklärt, wie aus dem Elektronenstrahl ein linear polarisierter Photonenstrahl gewonnen werden kann, der dann im Target Reaktionen auslöst. Dann werden die einzelnen Detektoren vorgestellt, welche die Reaktionsprodukte und den Photonenfluss messen. Im dritten Teil des Kapitels wird die Logik erläutert, welche die für uns interessanten Ereignisse herausfiltert. Der letzte Teil beschäftigt sich mit der Auslese der Detektoren und der damit verbundenen Elektronik und Software.

4.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Seit 1967 betreibt das Physikalische Institut der Universität Bonn eine Beschleunigeranlage zur Untersuchung kernphysikalischer Vorgänge. Mit den Jahren ist sie immer wieder erweitert worden, um den wachsenden experimentellen Anforderungen nachkommen zu können. Derzeit besteht die Anlage aus einem Synchrotronring, der einen gepulsten Elektronenstrahl mit einer Energie von bis zu 1,5 GeV mit einer Wiederholrate von 50 Hz bereitstellen kann. Gespeist wird das Synchrotron von einem der zwei Linearbeschleuniger, kurz LINACs¹. Der Ältere der beiden kann Elektronen, die aus einer thermischen Quelle emittiert werden, auf eine Energie von 20 MeV vorbeschleunigen, während der neu installierte LINAC auch die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls ermöglicht. Für das hier vorgestellte Experiment wurde der ältere LINAC verwendet. Das Synchrotron dient dem größeren Beschleunigerring als Injektor und füllt den Ring so mit den vorbeschleunigten Elektronenpaketen, dass dort ein quasikontinuierlicher Elektronenstrahl entsteht, weshalb man den Ring als Stretcherring bezeichnet. Im Stretcherring können die Elektronen auf bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt und dann den Experimenten zugeführt werden. Die bis zum Erreichen des Maximalstroms nötige Fülldauer und die Nachbeschleunigung benötigt ungefähr 2 Sekunden, während die Extraktionszeit etwa 8 Sekunden beträgt.

¹Die Abkürzung für den englischen Begriff *linear accelerators*.

Derzeit kann die Anlage also polarisierte wie unpolarisierte Elektronen mit Energien zwischen 0,5 GeV und 3,5 GeV für Experimente bereit stellen. Eine schematische Darstellung der Beschleunigeranlage ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei [HUS88].

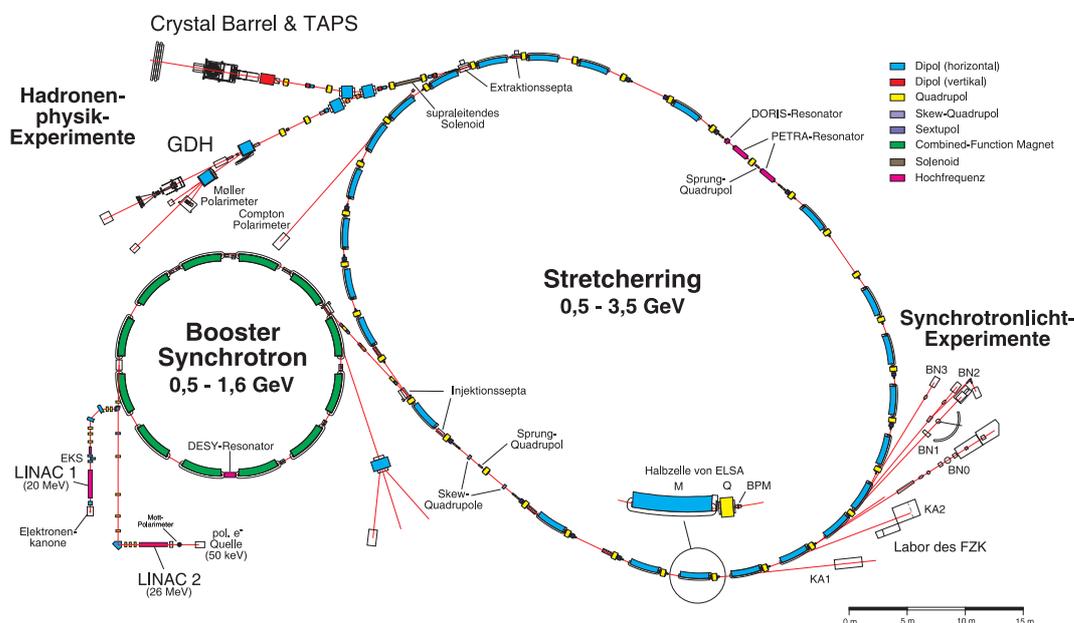


Abbildung 4.1: Die Bonner Elektronenstretcheranlage ELSA.

4.2 Das CBTAPS-Experiment

Das Crystal Barrel-TAPS-Experiment ist ein Gemeinschaftsprojekt der Universitäten Basel, Bonn, Gießen und Groningen. Anfang 1999 wurde in Bonn mit dem Aufbau des Crystal Barrel-Kalorimeters begonnen, das zuvor am LEAR² am CERN³ lokalisiert war.

Der TAPS⁴-Detektor erweiterte den Aufbau im Jahr 2002. Der Gesamtaufbau wird im Folgenden näher vorgestellt.

In Abbildung 4.2 ist der experimentelle Aufbau dargestellt. Der Elektronenstrahl trifft auf einen Radiator aus Diamant, wo über kohärente Bremsstrahlung ein linear polarisierter Photonenstrahl erzeugt wird. Die Energien der einzelnen Photonen werden mittels einer Photonenmarkierungsanlage (auch Tagger⁵ genannt) bestimmt. Elektronen, die keinen Bremsstrahlungsprozess durchgemacht haben, werden in einen Strahlvernichter gelenkt, der aus mehreren Lagen Blei, Polyethylen,

²Low Energy Antiproton Ring

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Two-Armed-Photon-Spectrometer

⁵Aus dem Englischen: *to tag*. Das bedeutet: markieren.

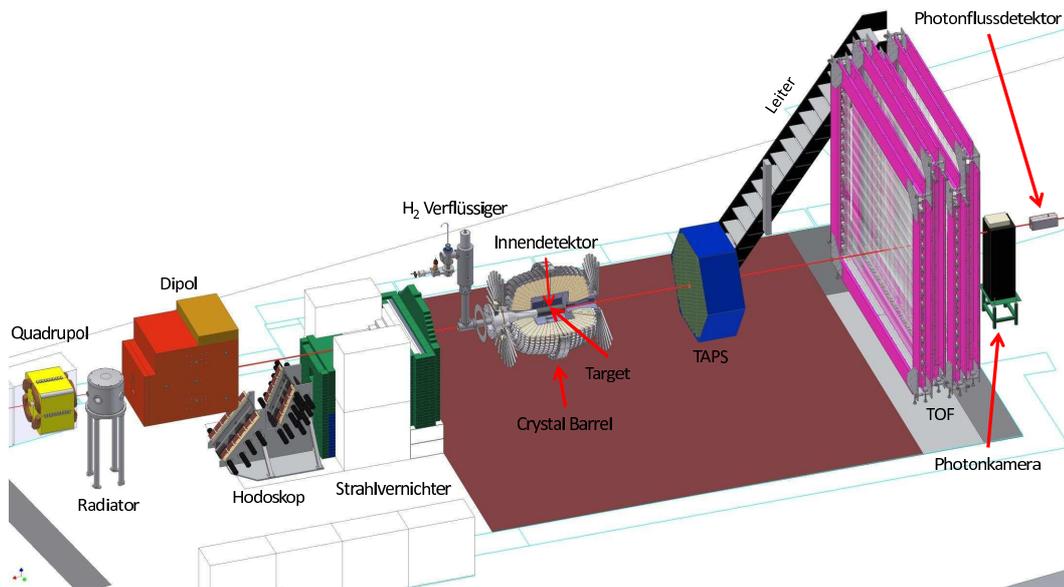


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des CBTAPS-Experiments

Das Bild zeigt den Aufbau des Experiments. Der Elektronenstrahl kommt aus der Beschleunigeranlage und trifft auf den Radiator, wo Bremsstrahlung produziert wird. Die Energie der Photonen wird im Tagger bestimmt. Der Photonenstrahl trifft auf ein Target, das vom Crystal Barrel-Kalorimeter umgeben ist. In Strahlrichtung detektiert der TAPS-Detektor Reaktionsprodukte.

Eisen und Borkarbid besteht. Der Photonenstrahl durchquert zunächst einen Kollimator, bevor er auf ein Target aus Flüssigwasserstoff trifft, das sich im Zentrum des Crystal Barrel-Kalorimeters befindet. Man entschied sich für einen flüssigen statt einen gasförmigen Targetstoff, da die Dichte bei Wasserstoff z. B. um den Faktor 788 höher ist. Dadurch wird eine sehr viel größere Massenbelegung der Targetzelle möglich, die notwendig ist, da der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion am Proton klein ist. Sollte es zu Reaktionen kommen, werden die Reaktionsprodukte von dem Crystal Barrel- und dem TAPS-Kalorimeter, das die 30°-Öffnung des Crystal Barrels in Strahlrichtung abdeckt, gemessen. Um das Target befindet sich ein Innendetektor aus szintillierenden Fasern, der eine Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen ermöglicht. Hinter dem TAPS-Kalorimeter befindet sich ein Flugzeit-Detektor, der aber für die vorliegende Analyse nicht verwendet wurde. Er besteht aus vier Lagen mit jeweils 15 Szintillatorplatten (siehe [HOE06] und [RAM07]). Ein Photonenflussdetektor registriert die Photonen, die keine Reaktionen im Target hervorgerufen haben, bevor sie in den Photonenstrahlvernichter gelangen.

4.2.1 Die Photonmarkierungsanlage

Damit man Photoproduktionsexperimente durchführen kann, muss der Elektronenstrahl zuerst in einen Photonenstrahl konvertiert werden. Die Energien der erzeugten Photonen müssen einzeln bestimmt werden, um später Aussagen über die beobachteten Reaktionen treffen zu können. Bei diesem Experiment wurde der Photonenstrahl über den Bremsstrahlungsprozess generiert. Dazu trifft der Elektronenstrahl auf einen Radiator. Die Elektronen werden im Coulombfeld der Atomkerne abgelenkt und emittieren dabei Photonen.

Bei der inkohärenten Bremsstrahlproduktion wird der Rückstoß von einem einzelnen Atom aufgenommen. Da es keine ausgezeichnete Ebene zwischen dem produzierten Photon und dem einlaufenden Elektron gibt, sind die Streupartner isotrop verteilt. Damit sind die elektrischen Feldvektoren der Photonen im Mittel beliebig orientiert und damit die Photonen effektiv unpolarisiert. Verwendet man hingegen einen Radiator mit periodischem Gitter, der relativ zum einlaufenden Elektron eine spezielle Orientierung einnimmt, können linear polarisierte Photonen über kohärente Bremsstrahlung⁶ erzeugt werden. In diesem Experiment wurde ein 500 μm dicker Diamantkristall verwendet. Bei solchen Strukturen findet die Wechselwirkung nicht unbedingt an einem Atom statt, sondern der Impulsübertrag kann auch über die starre Kristallstruktur vom gesamten Gitter aufgenommen werden. Wegen der im Vergleich zu einem Atom viel größeren Masse des Kristallgitters kann die Rückstoßenergie vernachlässigt werden. Die reziproken Gittervektoren geben die möglichen Impulsüberträge der kohärenten Bremsstrahlung vor. Durch eine geeignete Orientierung des Kristalls kann die Anzahl der erlaubten reziproken Gittervektoren eingeschränkt werden, d. h. es werden diskrete Rückstoßimpulse ausgewählt und damit die entsprechenden Streuebenen, die durch das einlaufende Elektron und die Richtung des Rückstoßimpulses aufgespannt werden, festgelegt. Dadurch wird auch die Ebene des elektrischen Feldvektors des Photons definiert. Zusätzlich zu der kohärenten Bremsstrahlung treten bei einem Kristall auch inkohärente Prozesse⁷ auf, da durch thermische Bewegung und Nullpunktsschwingungen Gitteratome ausgelenkt werden. Eine genaue Darstellung findet sich bei [ELS06] und bei [ELE06].

Die Orientierung der linearen Polarisation und die Position des Maximums im Photonenpektrum kann durch die Stellung des Diamanten in Bezug zur Richtung des Elektronenstrahls bestimmt werden. Zur Justierung des Diamanten wird ein 5-Achsen-Goniometer verwendet, das eine Unsicherheit des Winkels von weniger als 170 μrad erreicht und in Abbildung 4.3 dargestellt ist.

Das Energiespektrum der erzeugten Photonen ist in erster Näherung durch den inkohärenten Anteil mit $\frac{1}{E_\gamma}$ gegeben, wobei E_γ die Photonenergie ist. Der kohärente Anteil manifestiert sich durch Erhöhungen im Energiespektrum (Abbildung 4.4).

Die Kristallposition wurde so gewählt, dass das Maximum der Polarisation einmal bei 1350 MeV, bei 1560 MeV, bei 1600 MeV und bei 1850 MeV lag. Erreicht wurde

⁶Der Begriff ergibt sich daher, dass an der Produktion eines Photons mehrere ununterscheidbare Kristalle gleich beteiligt teilnehmen.

⁷Das sind Prozesse, an denen nur ein Atom des Kristalls teilnimmt und nicht das gesamte Kristallgitter.

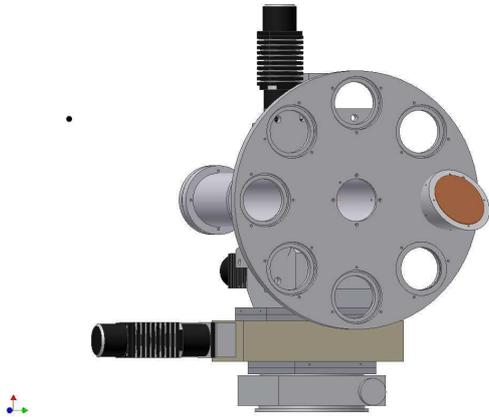


Abbildung 4.3: Das Goniometer

Im Zentrum des Rades ist der Diamant positioniert. Wahlweise können auch andere Radiatoren in den Strahl gefahren werden. So gibt es einen Kupferradiator, einen Leerradiator und Drähte zum Abtasten des Strahlprofils in den verschiedenen Radiatorfenstern. (Quelle: [ELS06])

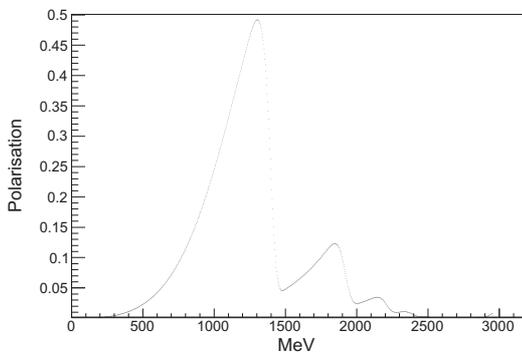


Abbildung 4.4: Linearpolarisation des Photonenstrahls

Die Abbildung zeigt das Bremsstrahlspektrum nach Abzug des inkohärenten Anteils. Deutlich sind die kohärenten Peks zu erkennen. Das Maximum von 0,492 liegt bei 1350 MeV. Die Nebenmaxima kommen von weiteren Gitterebenen, die in dem *pancake* liegen. (Quelle: [ELS06])

eine maximale Polarisation von 49% für die Einstellung mit der kohärenten Kante bei 1350 MeV mit einem geschätzten absoluten Fehler von weniger als 0,02%. Bei den anderen Einstellungen ist die maximale Polarisation geringer (siehe Kapitel 7). Die Energie der kohärent und inkohärent produzierten Photonen werden von der Photonenmarkierungsanlage mit Hilfe der gestreuten Elektronen hinter dem Radiator vermessen. Dies ist möglich, da der Winkel Θ_2 zwischen dem einfallenden Elektron und dem produzierten Photon sehr klein ist. Für relativistische Energien ist er gegeben durch

$$\langle \Theta_2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \frac{m_e c^2}{E_\gamma}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit und E_γ die Photonenenergie.

Für ein Photon der Energie 1,5 GeV bedeutet dies, dass der Winkel 0,3 mrad beträgt. Somit wird das Photon praktisch in Richtung des eingefallenen Elektrons emittiert. Das Elektron wird in einem magnetischen Feld abgelenkt. Ein Hodoskop registriert den Auftreffpunkt des Elektrons und daraus wird die Bahnkurve des Elektrons im Magnetfeld rekonstruiert. Aus der Bahnkurve wiederum lässt sich die Energie des Elektrons bestimmen. Da die Energie des Elektrons vor der Bremsstrahlungsreaktion bekannt war, kann die Energie des Photons berechnet werden, die aufgrund der Energieerhaltung die Differenz der beiden Elektronenenergien sein muss. Zur Veranschaulichung ist das Prinzip in Abbildung 4.5 dargestellt.

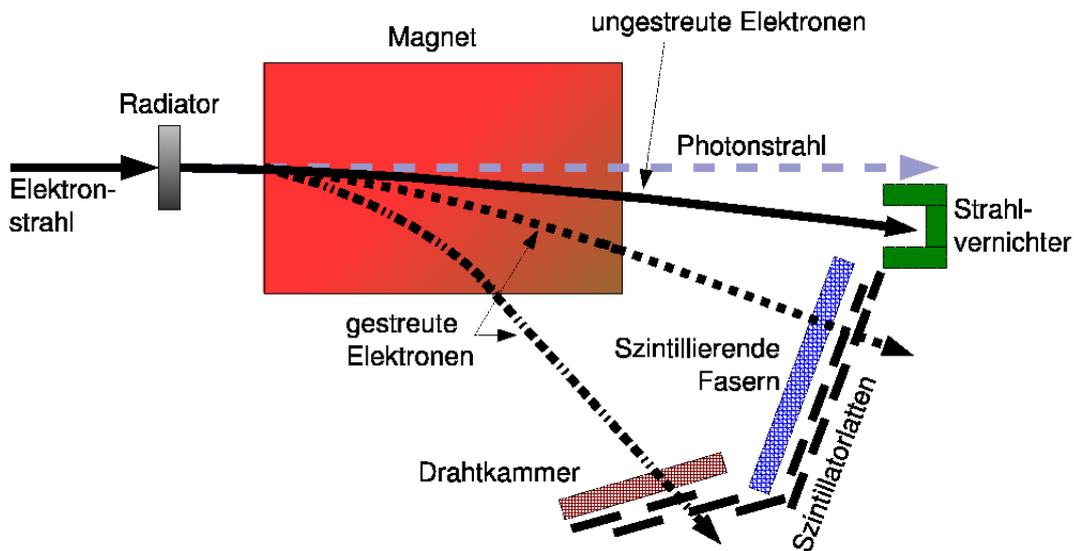


Abbildung 4.5: Prinzip der Photonenmarkierungsanlage

Die vom Synchrotron kommenden Elektronen werden in einem Radiator gestreut und in einem Magneten ihrem Impuls entsprechend abgelenkt. Aus dem Durchgangspunkt durch die Detektoren kann die Bahnkurve des Elektrons und damit sein Impuls bestimmt werden. Elektronen, die nicht im Radiator gestreut wurden, werden in den Strahlvernichter abgelenkt.

Das Hodoskop besteht aus 14 überlappenden Plastikszintillatoren, die an beiden Enden über jeweils einen Photomultiplier ausgelesen werden können. Die Szintillatoren decken einen Photonenergiebereich von 22% bis 92% der Energie des einfallenden Elektronenstrahls ab. Bei einer Energie von 3,2 GeV des Elektronenstrahls bedeutet dies, dass Photonenergien zwischen 0,7 GeV und 2,9 GeV ermittelt werden können. Um die Orts- und damit die Energieauflösung zu erhöhen, befindet sich vor den Szintillatoren eine zweite Lage von Detektoren. Dabei handelt es sich um eine Proportionaldrahtkammer mit 208 Drähten und einen Faserdetektor, der aus 480 szintillierenden Fasern besteht. Diese sind in zwei Reihen überlappend angeordnet und zu 30 Gruppen, die je an einen Photomultiplier gekoppelt sind, zu je 16 Fasern zusammengefasst. Der Faserdetektor deckt den Photonenergiebereich von 18% bis 80% der Energie des einfallenden Elektronenstrahls ab, während die Proportionaldrahtkammer den Bereich von 80% bis 92% abdeckt. Umgerechnet auf eine Elektronenstrahlenergie von 3,2 GeV heißt das, dass der Faserdetektor Photonenergien zwischen 0,6 GeV und 2,56 GeV ermitteln kann und die Proportionaldrahtkammer solche von 2,56 GeV bis 2,9 GeV. Aufgrund dieses Aufbaus variiert die Energieauflösung zwischen 2 MeV für kleine Photonenergien und 25 MeV für große Photonenergien. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei [ELS06].

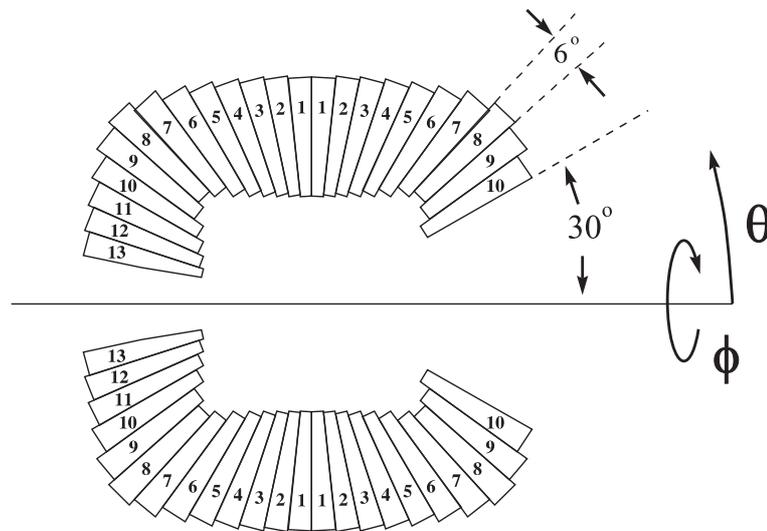


Abbildung 4.6: Das Crystal Barrel-Kalorimeter.

Die Abbildung zeigt eine schematische Seitenansicht des Crystal Barrel-Kalorimeters. Die Ringe links in der Abbildung (Nummer 1 bis 13) decken den rückwärtigen Bereich ab, die Ringe 1 bis 10 auf der rechten Seite den Vorwärtsbereich, wobei die Kristalle der Ringe 8, 9 und 10 andere Maße besitzen als die anderen. Ebenfalls dargestellt sind der azimutale Winkel θ und der Polarwinkel ϕ . (Quelle: [CAS06])

4.2.2 Das Crystal Barrel-Kalorimeter

Das Kalorimeter, dessen Form an ein Fass erinnert, deckt fast den gesamten Raumwinkel ab, nur in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung existieren Öffnungskegel. In Rückwärtsrichtung hat der Kegel einen Öffnungswinkel von 12° , in Vorwärtsrichtung von 30° . Das Crystal Barrel-Kalorimeter besteht aus 1290 CsI⁹-Kristallen, die mit Thallium dotiert sind. Die Dotierung sorgt für eine Wellenlängenverschiebung des emittierten Szintillationslichts, was eine Reabsorption größtenteils verhindert und so eine höhere Lichtausbeute ermöglicht. Die Kristalle sind zu 20 Ringen mit je 60 Kristallen und zu 3 Ringen mit je 30 Kristallen angeordnet mit einem mittleren Abstand von 300 mm zum Target. Die Kristalle decken jeweils einen polaren Winkel von 6° und je nach Position einen azimutalen Winkel von 6° oder 12° ab. In Abbildung 4.7 ist ein solcher Kristall dargestellt. Sie haben eine Länge von 30 cm, was etwa 16 Strahlungslängen entspricht. Somit sind sie lang genug, dass fast die gesamte Energie des vom einfallenden Photon ausgelösten elektromagnetischen Schauers deponiert wird. Aufgrund der annähernd kegelförmigen Ausbreitung des Schauers wird die Energie auf mehrere Kristalle verteilt, wobei die transversale Ausdehnung der Energie im Schauer durch den *Molière*-Radius gegeben ist. Aus der Verteilung der Energie auf verschiedene benachbarte Kristalle kann man den Auf-

⁸Mit Vorwärtsrichtung wird der Raumwinkelbereich bezeichnet, der sich hinter dem Target entlang der Richtung des einlaufenden Photonenstrahls befindet.

⁹Cäsium-Iodid

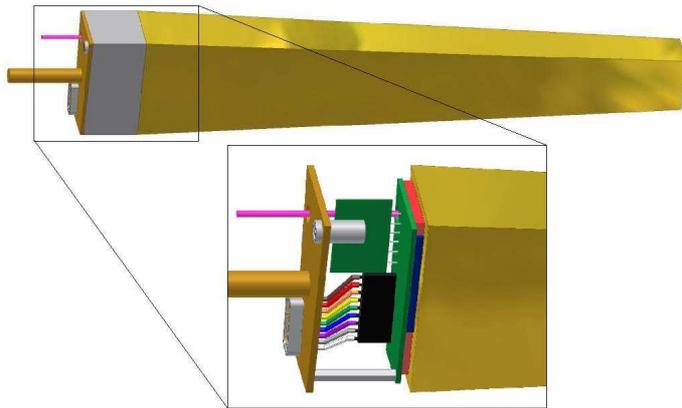


Abbildung 4.7: CsI-Kristall
Dargestellt ist ein CsI-Kristall
mit Photomultiplier und Photodiode
wie er beim Crystal Barrel-Detektor
zur Anwendung kommt.

treffpunkt bestimmen und dadurch eine bessere Ortsauflösung erreichen als sie durch die Kristallanordnung gegeben ist. Zum mechanischen Schutz ist jeder Kristall von einer 2 mm dicken Titanhülle umgeben, zur elektrischen Isolation von einer Kaptonfolie. Das Signal im Kristall wird von einer Photodiode registriert. Dazu ist es aber nötig, die Wellenlänge des Szintillationslichts, das eine maximale Emission bei einer Wellenlänge von 550 nm hat, in den infraroten Bereich zu verschieben, da die Photodiode in dieser Region ihre maximale Empfindlichkeit besitzt. Deshalb ist ein Wellenlängenschieber aus 3 mm dickem Plexiglas zwischen Kristall und Photodiode positioniert. Das Signal der Photodiode wird dann vorverstärkt und in der Ausleseelektronik weiterverarbeitet. Da das Signal eine Anstiegszeit von etwa $2 \mu\text{s}$ besitzt, eignet es sich nicht als Zeitinformaton. Somit wird nur die Energieinformation des Signals verwertet.

Zu Kalibrations- und Testzwecken ist an jedem Kristall eine optische Faser angebracht, durch die Laserlicht mit definierter Frequenz in den Kristall gestrahlt werden kann.

Die Ortsauflösung des Crystal Barrel-Kalorimeters beträgt 1,1 rad sowohl für den azimutalen als auch den polaren Winkel und die Energieauflösung ist dabei gegeben durch $\frac{\sigma_{E_\gamma}}{E_\gamma} = 2,5 \cdot \left(\sqrt[4]{\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}} \right)^{-1}$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen liegt bei 85%.

4.2.3 Der Innendetektor

Um geladene Teilchen identifizieren zu können, ist das Target von einem Detektor umgeben, der aus szintillierenden Fasern besteht. Der Detektor hat eine zylindrische Form und ist 40 cm lang. Damit deckt er den polaren Winkelbereich von 28° bis 172° ab. Die 1 mm im Radius messenden Fasern sind in drei übereinander liegenden Lagen angeordnet und jeweils auf einen Kohlefaserzylinder aufgeklebt, wie man in Abbildung 4.8 erkennen kann. Der Detektor wird durch einen Aluminiumzylinder stabilisiert, der eine Wanddicke von 1,8 mm hat. Die äußere Lage besteht aus 191 Fasern, die alle parallel zur Strahlachse angebracht wurden, und hat einen Durchmesser von 128 mm. Die mittlere Schicht, die aus 165 Fasern gebildet wird, ist dagegen um einen Winkel von $25,7^\circ$ zur äußeren verdreht und misst 122 mm im



Abbildung 4.8: Der Innendetektor

Durchmesser. Die innere Schicht hat einen Durchmesser von 116 mm und ihre 157 Fasern sind um $-24,5^\circ$ zur äußeren Lage versetzt. Diese Anordnung ermöglicht den Durchstoßpunkt des geladenen Teilchens durch den Innendetektor auf prinzipiell 1° genau zu messen. Da die Targetzelle jedoch eine Ausdehnung von mehr als 5 cm in Richtung der Strahlachse hat, verschlechtert sich die Winkelauflösung auf etwa 10° . Ausgelesen werden die Fasern über Photomultiplier.

Neben der Position kann auch die Zeit des Ereignisses mit dem Innendetektor bestimmt werden, die Energie der geladenen Teilchen dagegen nicht. Die Wahrscheinlichkeit, ein Proton mit allen drei Lagen nachzuweisen, liegt bei 77,6%, bei einem Nachweis mit nur zwei Lagen liegt sie bei 98,4%. Um durch die inneren zwei Lagen zu kommen, muss das Proton mindestens eine kinetische Energie von 35 MeV haben. Um alle drei Lagen und den Aluminiumzylinder zu passieren und bis zu den Crystal Barrel-Kristallen zu gelangen, müssen es sogar 90 MeV sein. Eine weiterführende Beschreibung findet sich bei [SUF05].

4.2.4 Das TAPS-Kalorimeter

Das TAPS-Kalorimeter deckt den azimuthalen Winkel von $5,8^\circ$ bis 30° ab und befindet sich entlang der Strahlachse 1,18 m entfernt vom Target. Es besteht wie in Abbildung 4.9 gezeigt aus 528 hexagonal geformten BaF_2^{10} -Kristallen. Ein Kristall ist 25 cm lang, das entspricht 12 Strahlungslängen. Das Szintillationslicht wird von Photomultipliern registriert. Zum Nachweis geladener Teilchen befinden sich vor jedem Kristall 5 mm dicke Plastikszintillatoren. Ihr Szintillationslicht wird über eine lange Plastikfaser zu Photomultipliern geleitet, die sich an den Seiten des Detektors befinden, um Material vor dem Detektor zu vermeiden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Die Energieauflösung beträgt für Photonen mit Energien

¹⁰Bariumfluorid

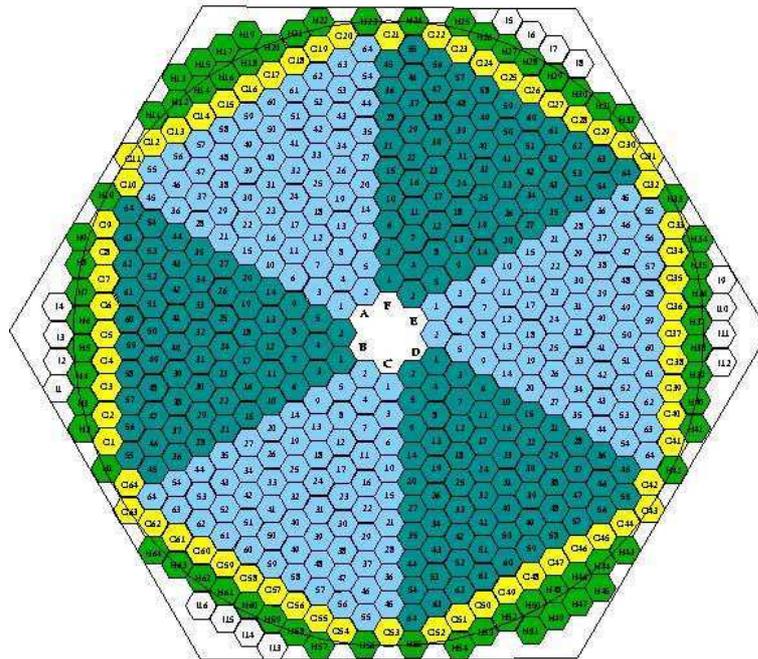


Abbildung 4.9: Das TAPS-Kalorimeter. (Quelle: [CAS06])

zwischen 45 und 790 MeV

$$\frac{\sigma_{E_\gamma}}{E_\gamma} = \left(\frac{0,59}{\sqrt{\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}}} + 1,9 \right) \% \quad (4.2)$$

Die Energie der Protonen hingegen kann nur für langsame rekonstruiert werden, da Protonen ab einer maximalen kinetischen Energie von 380 MeV in den Kristallen nicht mehr gestoppt werden. Die Ortsauflösung ist 20 mm. Der TAPS-Detektor wird detailliert bei [CAS06] beschrieben.

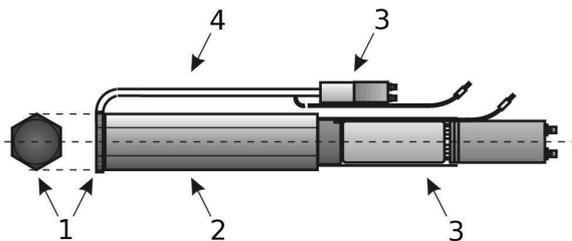


Abbildung 4.10: Ein TAPS-Modul
Gezeigt ist ein Modul des TAPS-Kalorimeters. Der Plastiksintillator dient zur Detektion geladener Teilchen und wird von einem über einen Lichtleiter verbundenen Photomultiplier ausgelesen. Der Bariumfluoridkristall hingegen ist direkt mit einem Photomultiplier verbunden. (Quelle: [CAS06])

4.2.5 Der Photonenflussdetektor

Um den Photonenfluss zu bestimmen, registriert ein Detektor, bestehend aus neun Bleifluorid-Kristallen, diejenigen Photonen, die keine Reaktion im Target hervorgerufen haben. Die Kristalle werden von Photomultipliern mit aktiven Spannungsteilern ausgelesen.

Der Detektor ermöglicht eine Ortsrekonstruktion durch den modularen Aufbau in Form eines 3x3-Gitters und mathematischen Schwerpunktsberechnungen.

Bei [KON01] findet sich eine genaue Darstellung des Photonenflussdetektors.

4.3 Datennahme und Datenauslese

4.3.1 Crystal Barrel-Kalorimeter und Innendetektor

Die vorverstärkten Signale der Photodioden werden zuerst geglättet und dann in einen Fastbus-ADC¹¹ weitergeleitet, der die gesamte Ladung des Signals aufintegriert. Der ADC besitzt hierfür zwei unterschiedliche Kapazitäten, zwischen denen das einlaufende Signal in einem Verhältnis von 1:8 aufgespalten wird. Welche der beiden für die Aufintegration genutzt wird, entscheidet eine interne Logik. Sollte das Signal klein gewesen sein, dann wird der Kondensator mit der höheren Kapazität benutzt, bei einem großen Signal der Kondensator mit der niedrigeren. Damit wird erreicht, dass für kleine Energien bis 200 MeV eine hohe Energieauflösung erreicht wird, während für hohe Energien der zu erfassende Energiebereich maximal wird, nämlich bis zu 2 GeV. Die Energieinformation wird dann in ein 12-Bit-Signal umgewandelt. Ein weiteres Bit spezifiziert, welcher Energiebereich von der Logik gewählt worden ist. Das Pedestal¹² jedes ADC-Kanals wird vor jeder Datennahme aufgenommen. Die ADC-Signale werden dann von einem Computer ausgelesen. Es gibt jeweils einen für die vordere und für die hintere Hälfte des Crystal Barrel-Detektors. Beide bearbeiten unabhängig voneinander die registrierten Ereignisse und schicken ihre Ergebnisse via TCP¹³/IP¹⁴ zu einer zentralen Recheneinheit, wo die Signale zu einem Gesamtereignis zusammengefasst werden.

Die Signale der Photomultiplier des Innendetektors werden zum einen der Triggerelektronik zugeführt, zum anderen sind sie mit TDCs verbunden.

¹¹Englisch: Analog-Digital-Converter; Deutsch: Analog-Digital-Wandler

¹²Das Pedestal (oder auch Signalsockel) entsteht durch elektrische Spannungen in der Elektronik, die der ADC aufnimmt, wenn dieser einen Triggerimpuls erhält, ohne dass ein Signal vom Photomultiplier kommt.

¹³Transmission Control Protocol

¹⁴Internet Protocol

4.3.2 Photonenmarkierungsanlage und Photonenflussdetektor

Die Signale der 480 Fasern werden direkt in CFDs¹⁵ geschickt und dort in digitale Signale umgewandelt, die über lange Verzögerungskabel in einen passiven Signalsplitter kommen. Dort werden die Signale in jeweils zwei aufgespalten. Eines wird in einen Multi-Hit-TDC¹⁶ mit einer Auflösung von 64 ps pro Kanal geleitet, das andere in einen Scaler. Das Stoppsignal für die TDCs kommt vom Trigger. Die TDCs wie auch die Scaler befinden sich auf CATCH¹⁷-Karten, die von Computern ausgelesen werden. Die Signale der 14 Latten nehmen im Prinzip den gleichen Weg wie die Signale der Fasern, nur kommen hier Single-Hit-TDCs zum Einsatz und es gibt logische UNDs zwischen zwei überlappenden Latten zur Reduktion falscher Signale. Die Signale der Photomultiplier des Photonenflussdetektors werden jeweils durch einen Signalteiler in zwei Signale aufgespalten. Eines der beiden Signale dient als Analogsignal für den angeschlossenen ADC, das andere wird als diskriminiertes Signal in den TDC geleitet.

4.3.3 TAPS-Kalorimeter

Die Signale der Szintillatoren werden zunächst mittels eines passiven Splitters in vier Signale aufgeteilt.

Ein Signal wird über Verzögerungskabel in einen ADC geleitet, in dem das Signal einmal mit einem kurzen Gate von 50 ns und einmal mit einem langen Gate von 2000 ns aufintegriert wird. Zwei der vier Signale gelangen ohne Verzögerung in zwei LEDs¹⁸, einen LED-high und einen LED-low. Die Signale der zwei Diskriminatoren werden in einem Bit-Register festgehalten. Das vierte Signal wird für den Zeitabgleich der Signale der Detektoren und die Generierung der Gates für die ADCs genutzt. Dazu wird das Signal zuerst in einem CFD verarbeitet. Das Ausgangssignal des CFD generiert dann die Gates und das Stoppsignal für die TDCs, deren Startsignal vom Triggersignal kommt.

Die Daten des TAPS-Detektors werden über Controller an einen Computer weitergeleitet.

4.3.4 Kombination der Ereignisse der einzelnen Detektoren

Die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden für den jeweiligen Detektor zusammengefasst und über TCP/IP an einen zentralen Rechner weitergeleitet. Um eine richtige Zuordnung der einzelnen Detektordatenpakete zu ermöglichen, gibt es eine zentrale Recheneinheit, die den einzelnen Ereignissen nach jedem Triggersignal eine Nummer zuweist. Anhand der Nummer werden die Ereignisse

¹⁵constant-fraction-discriminators

¹⁶Englisch: time-to-digital-converter

¹⁷COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware

¹⁸Leading-Edge-Discriminators

dann im zentralen Rechner sortiert und zu Gesamtereignissen zusammengefasst. Diese rekonstruierten Ereignisse werden dann auf einer Festplatte gespeichert.

4.4 Der Trigger

Da die Datenauslese nicht schnell genug ist und die Festplatten nicht groß genug sind, um jedes Signal der Detektoren auszulesen und zu speichern, entscheidet ein Triggersystem darüber, ob die registrierten Ereignisse weiterverarbeitet oder verworfen werden sollen.

Dazu werden im Experiment zwei Trigger benutzt, ein schneller oder *first-level-Trigger* und ein langsamer oder auch *second-level-Trigger*. Der schnelle Trigger entscheidet, ob die Messung interessant genug ist, um sie zu digitalisieren. Diese Entscheidung muss getroffen werden, bevor die analogen Signale die Ausleseelektronik erreichen. Daher muss diese Triggerelektronik einfach gehalten werden und die Triggersignale müssen von Detektoren kommen, die schnell auszulesende Signale bieten. TAPS ist in der Lage, dank der schnellen Photomultiplier, solche Signale zu liefern, während die Auslese mit den Photodioden des Crystal Barrel zu langsam ist. Daher wird diese erste Triggerentscheidung alleine vom TAPS-Detektor getroffen. Das bedeutet, dass zumindest ein Teilchen unter maximal 30° in Vorwärtsrichtung emittiert werden muss. Aufgrund des einlaufenden Photonenstrahls und dem damit verbundenen Lorentzboost stellt dies aber keine große Einschränkung dar. Der langsamere Trigger entscheidet, welches Signal nach der Digitalisierung weiterverarbeitet werden soll. Da die Digitalisierung der Signale einige Zeit, etwa 1 ms, beansprucht, kann der langsame Trigger komplizierter aufgebaut sein. Es ist daher möglich, den Crystal Barrel bei dieser Entscheidung mit einzubeziehen. Der Faserdetektor der Photonenmarkierungsanlage ist wie der TAPS-Detektor in der Lage, Signale für eine schnelle Trigger-Entscheidung bereit zu stellen. Jedoch wurde er in diese Entscheidung bei der Datennahme nicht mit einbezogen.

First-level-Trigger

Die Signale der TAPS-LEDs, dem LED-high und dem LED-low, sind die Grundlage des *first-level-Triggers*. Es wurden verschiedene Triggerbedingungen genutzt.

Ein Trigger, *LED-low mult 2*, benötigt mindestens zwei Treffer im TAPS-Detektor, die über der Schwelle des LED-low lagen. Dazu wurde TAPS in 8 Sektoren unterteilt wie in Abbildung 4.11 dargestellt. Alle LED-low-Signale eines Sektors werden durch eine Reihe logischer ODER geleitet und erzeugen so ein einzelnes Signal für den Sektor, wenn es zumindest ein LED-low-Signal in dem Sektor gibt. Wenn mindestens zwei Sektorsignale eingetroffen sind, wird ein Triggersignal erzeugt. Dieser Trigger erreichte eine Ereignisrate von 700 Hz während der Datennahme.

Ein weitere mögliche Triggervariante ist der *LED-low OR*, welcher nur ein Sektorsignal benötigt und die Rate um den Faktor 64 reduziert. Dieser Trigger dient als minimaler Durchlasstrigger. Im Experiment hatte dieser Trigger eine Rate von 100 Hz.

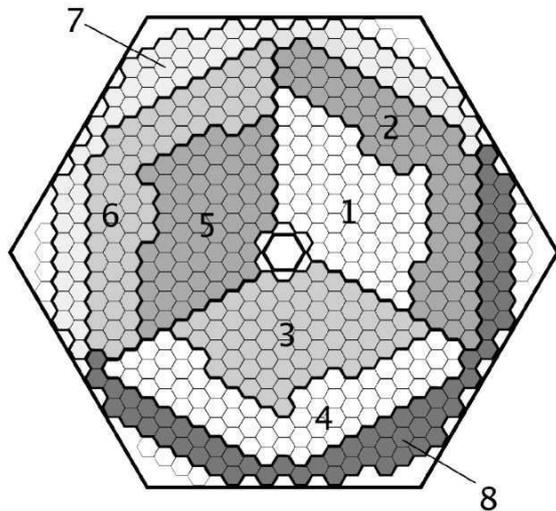


Abbildung 4.11: TAPS-Konfiguration A
Die Segmentierung des TAPS-Detektors für den *LED-low mult 2-Trigger*.
(Quelle: [CAS06])

Wenn zumindest ein Signal die Schwelle des LED-high überschreitet, wird der *LED-high-OR-Trigger* ausgelöst. Das Prinzip ist dasselbe wie beim *LED-low mult 2*, jedoch ist die Unterteilung der Sektoren hier eine andere (siehe hierzu Abbildung 4.12). Die Konfiguration für den *LED-low mult 2* minimiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein e^+e^- -Paar, das durch Paarbildung im Photonenstrahl entsteht, zwei unterschiedliche Sektoren trifft und damit diesen *Trigger* auslöst. Da es nicht genug LED-high-Module für alle Kristalle gibt, werden für die ohne LED-high-Modul die Signale des LED-low-Moduls hergenommen. Diese Kristalle bilden die Sektoren 7 und 8. Die Rate des *LED-high Or* betrug 1700 Hz.

Ein vierter Trigger wird mit einem Pulsgenerator erzeugt. Dieser Trigger wurde genutzt, um das Pedestal in den ADC-Spektren aufzunehmen.

Die Szintillatorlatten der Photonenmarkierungsanlage erzeugen auch einen Trigger. Hierfür werden deren Signale in ein logisches ODER geschickt. Somit wird ein Triggersignal generiert, wenn zumindest eine Szintillator ein Signal liefert. Dieser Trigger wird nur einmal pro Sekunde akzeptiert und wird genutzt, um alle Zähler bis auf die TAPS-Zähler auszulesen. Zur Ermittlung des Photonenflusses und des Grades der linearen Polarisierung wurden in regelmäßigen Abständen Daten mit diesem sogenannten *tagger OR-Trigger* genommen.

Second-level-Trigger

Eine Verschaltung logischer Einheiten zählt die Cluster, das sind Gruppen benachbarter Kristalle im Crystal Barrel, die ein Signal gesendet haben. Diese Verschaltung wird FACE¹⁹ genannt. Da diese Prozedur ca. 10 μ s dauert, kann sie nicht für den *first-level-Trigger* verwendet werden, für den *second-level-Trigger* hingegen ist dies hinreichend. Während der Experimentdauer kamen zwei unterschiedliche *second-level-Trigger* zum Einsatz. In der ersten Periode der Datennahme wurde verlangt,

¹⁹FAst Cluster Encoder

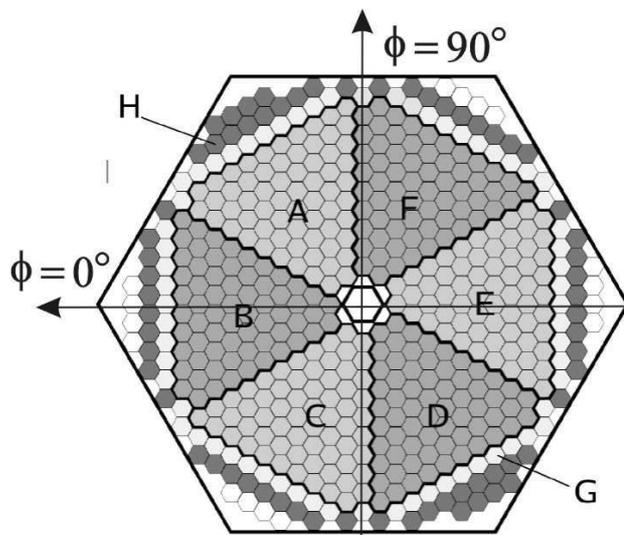


Abbildung 4.12: TAPS-Konfiguration B
Die Segmentierung des TAPS-Detektors für den *LED-high-OR-Trigger*.
(Quelle: [CAS06])

dass mindestens ein Cluster vom FACE identifiziert werden musste, wenn der *first-level-Trigger* ein *LED-high OR* gewesen ist. Bei einem *LED-low mult 2* wird diese Zusatzbedingung nicht verlangt. Dieser Trigger wurde *t20-nosifi* genannt. Bei dem *facetest2new*-Trigger, der in der zweiten Messperiode verwendet wurde, musste das FACE mindestens zwei Cluster finden, wenn ein *LED-high OR* vorangegangen ist. Bei einem *LED-low mult 2* änderte sich an den Bedingungen nichts. Die endgültig erreichte Triggerrate lag bei ungefähr 500 Hz, abhängig von der Strahlintensität und den Diskriminatorschwellen der TAPS-Module.

Kapitel 5

Kalibration

Bevor eine Reaktion rekonstruiert werden kann, müssen die Rohdaten, z. B. Kanal-inhalte von ADC- und TDC-Modulen, durch Kalibration der einzelnen Detektoren in physikalische Größen umgewandelt werden. Im Folgenden werden die einzelnen Methoden für die verschiedenen in dieser Analyse benutzten Detektorkalibrationen vorgestellt. Inhaltlich gehen die Beschreibungen auf die Arbeit [CAS06] zurück.

5.1 TAPS

Für die Daten des TAPS-Detektors müssen vier verschiedene Kalibrationen durchgeführt werden. Dabei handelt es sich um die Zeitkalibration, die Energiekalibration, die Kalibration der Triggerschwellen und die Pulsschärfekalibration. Über die Schärfe der Pulse kann man zwischen Signalen, die von Protonen erzeugt wurden, und Signalen, die von Photonen generiert wurden, in den TAPS-Modulen unterscheiden, da Protonen und Photonen auf unterschiedliche Weise mit dem Material wechselwirken. Diese Art der Teilchenidentifikation wird in dieser Arbeit aber nicht benutzt, da wegen elektronischer Defekte diese für 30 % der TAPS-Module nicht anwendbar ist. Daher wird auf diese Kalibration hier nicht näher eingegangen.

5.1.1 Zeitkalibration

Für jeden einzelnen Kanal müssen zwei Größen ermittelt werden. Zum einen die Steigung des TDCs und zum anderen die Nullpunktverschiebung aufgrund unterschiedlicher Kabellängen. Um die Steigung zu messen, wird eine Reihe von Impulsen verschiedener Frequenzen über den Pedestal Pulser in den TDC gespeist. Damit erhält man scharfe Paks in dem Zeitspektrum, aus denen die Verstärkung berechnet werden kann. Um die Nullpunktverschiebung zu bestimmen, werden Ereignisse untersucht, bei denen mindestens zwei neutrale Teilchen, also Teilchen, die kein Signal in den Plastiksintillatoren des TAPS-Detektors ausgelöst haben, registriert werden. Unter der Annahme, dass es sich bei solchen Teilchen um Photonen handelt und dass die Zeiten, welche die Photonen vom Target zum TAPS-Detektor brauchen, gleich sind, was bei einer Distanz von etwas mehr als einem Meter durchaus gerechtfertigt erscheint, wird wie folgt verfahren. Die Zeiten der Kristalle mit

den höchsten Energieeinträgen, also denen, in denen die Teilchen jeweils am meisten Energie hinterlassen haben, werden als Zeitinformation für die entsprechenden Teilchen genommen. Dann bildet man aus den neutralen Teilchen alle möglichen Kristall-Zweierkombinationen und die sich daraus ergebenden Zeitdifferenzen werden in Histogramme eingetragen, wie sie in Abbildung 5.1 zu sehen sind.

Sollten die Piks der resultierenden Zeitspektren nicht bei Null liegen, wird die zugehörige Nullpunktverschiebung solange verschoben, bis alle Piks ihren Mittelpunkt bei Null haben. Die Zeitauflösung liegt nach der Prozedur bei 0,39 ns.

Ungefähr 10% der TAPS-Module zeigen aufgrund elektronischer Probleme eine breite Verteilung anstatt eines scharfen Piks und konnten somit nicht kalibriert werden. In dem Fall, dass solch ein defektes Modul getroffen wird, wird stattdessen das Zeitsignal eines benachbarten Moduls genommen, in dem wegen der Schauererweiterung vom gleichen Teilchen Energie deponiert worden ist.

Sowohl eine genaue Beschreibung der Kalibration als auch die Korrekturformeln und -faktoren finden sich bei [CAS06].

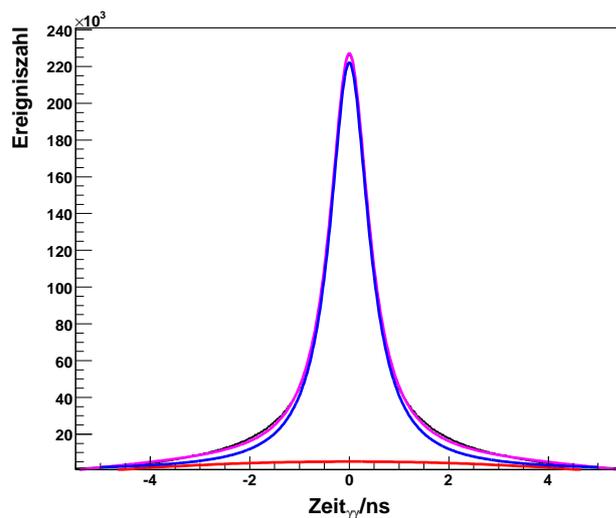


Abbildung 5.1:

Zeitkalibration TAPS

Das Bild zeigt das Spektrum der Differenzen zwischen den Zeitsignalen zweier Photonen nach der Kalibration. Die Zeitauflösung ist 0,39 ns.

5.1.2 Energiekalibration

Die Energiekalibration erfolgt in drei Schritten. Zuerst wird eine grobe Kalibration basierend auf kosmischen Myonen vorgenommen, dann wird eine exakte Kalibration anhand der sehr genau bekannten π^0 -Masse durchgeführt und am Ende wird die Energieabhängigkeit der Kalibration mit Hilfe des invarianten Massepiks des η überprüft.

Mit Hilfe der Höhenstrahlung werden die Hochspannungen der einzelnen Photomultiplier so eingestellt, dass alle ADC-Module die gleiche Verstärkung zeigen und die maximale Energie, die sie messen können, bei $(3 \pm 0,3)$ GeV liegt. Da alle Kristalle die gleiche Form und Ausrichtung haben, ist für jeden Kristall die mittlere deponierte Energie minimal ionisierender Teilchen bei senkrechtem Durchgang gleich und liegt bei 38,5 MeV (siehe Abbildung 5.2). Aus der Lage des Pedestals, das dem

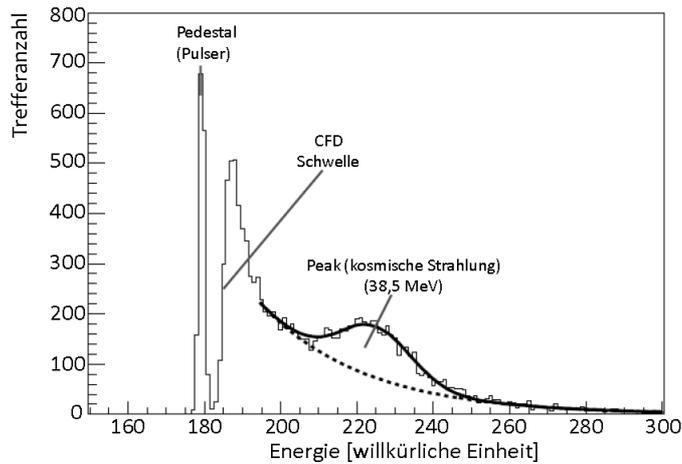


Abbildung 5.2:
Energiekalibration TAPS
mit Höhenstrahlung
Die Abbildung zeigt das Höhenstrahlungsspektrum eines TAPS-Moduls. Zu sehen ist das Pedestal, die Schwelle des Diskriminators und der Peak der minimal ionisierenden Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung.
(Quelle: [CAS06])

Energieeintrag von 0 MeV entspricht, und der des Peaks im Energiespektrum der Höhenstrahlung kann eine lineare Kalibrationsfunktion gewonnen werden, die einen Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energieeintrag herstellt.

Diese Kalibration ist für die Überwachung des Experiments nützlich, jedoch für die Auswertung zu ungenau, da zum einen Myonen aus der Höhenstrahlung nur eine Stützstelle für die Kalibration im niederenergetischen Bereich erzeugen und es zum anderen systematische Fehler in der Kalibration durch die Schwellen der CFD-Module der Kristalle gibt.

Um diese Effekte aufzufangen, wird eine genauere Kalibration nach der Datennahme durchgeführt. Hierzu werden Ereignisse, die mehr als zwei neutrale Treffer im TAPS hervorgerufen haben, selektiert und unter der Annahme, dass es sich dabei um Photonen handelt, alle möglichen Photonenpaare gebildet. Dann wird die invariante

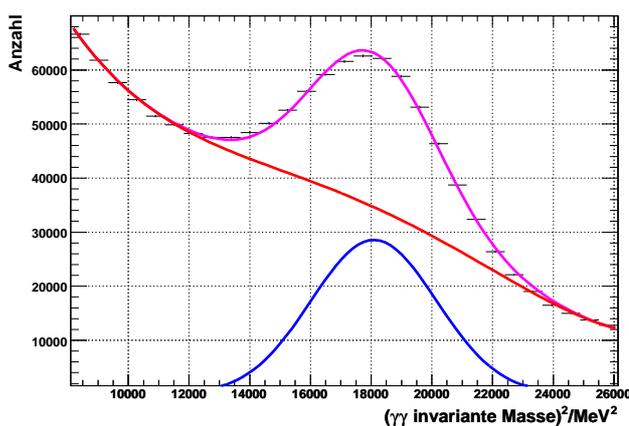


Abbildung 5.3:
Pionkalibration TAPS
Das invariante Massespektrum zweier Photonen zeigt nach der Kalibration einen π^0 -Peak bei 134,48 MeV. Die rote Kurve zeigt eine Chebyshev-Anpassung an den Untergrund, die blaue Kurve die Gauß-Anpassung an den Peak und die rosa Kurve die Kombination der beiden einzelnen Funktionen.

Masse der so gebildeten Teilchen in ein invariantes Massespektrum eingetragen. Die invariante Masse ergibt sich aus

$$M_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\Theta)}, \quad (5.1)$$

Messperiode	a	b
23.08.2002 - 09.09.2002	1,012	-0,0000247
31.10.2002 - 15.11.2002	1,001	-0,0000109
03.12.2002 - 19.12.2002	1,010	-0,0000111
06.03.2003 - 21.03.2003	1,001	-0,0000088
23.05.2003 - 04.06.2003	1,013	-0,0000305
29.10.2003 - 19.12.2003	1,013	-0,0000305

Tabelle 5.1: Korrekturfaktoren der Kalibrationsfunktion 5.3

wobei E_{γ_1} , E_{γ_2} die gemessenen Energien der Photonen sind und Θ der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen. Der dominante Pik im $\gamma\gamma$ invariante Massespektrum kommt vom Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Die Masse des π^0 ist mit 134,98 MeV sehr genau bekannt. Aus dem Spektrum wird ein globaler Korrekturfaktor für die Verstärkung der Module bestimmt, der die Piks der ADC-Spektren auf die korrekte π^0 -Masse setzt. Das invariante Massespektrum für zwei Photonen nach der Kalibration ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Der Untergrund wird durch eine Chebyshev-Funktion angepasst, die wie folgt aussieht:

$$f(x) = A + B \cdot x + C \cdot (2 \cdot x^2 - 1) + D \cdot (4 \cdot x^3 - 3 \cdot x) + E \cdot (8 \cdot x^4 - 8 \cdot x^2 + 1), \quad (5.2)$$

wobei A, B, C, D und E als Parameter in den Fit eingehen.

Module am äußeren Rand des TAPS-Detektors werden vom Crystal Barrel-Detektor teilweise abgeschirmt. Dadurch werden in ihnen nicht genügend π^0 für diese Kalibrationsmethode registriert. Diese Module erhalten einen Korrekturfaktor, welcher der Mittelwert der Korrekturfaktoren der Module ist, bei denen die Kalibration möglich ist.

Um kleine Abweichungen in der Kalibration zu beheben, verwendet man nun den η -Pik im $\gamma\gamma$ invariante Massespektrum. Da die Statistik deutlich geringer ist als beim π^0 , können die Module nicht einzeln betrachtet werden, sondern die Ereignisse müssen aus allen Modulen addiert werden. Der Massenkern liegt bei etwa 555,59 MeV und damit 1,5% zu hoch. Aus den Positionen der gemessenen Piks für π^0 und η lässt sich eine Korrektur für die Kalibrationsfunktion errechnen:

$$E_{neu} = aE_{alt} + bE_{alt}^2. \quad (5.3)$$

Die Korrekturfaktoren sind für die jeweiligen Messperioden in der Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Auswirkungen der Korrektur sind in Abbildung 5.4 gezeigt.

5.1.3 Kalibration der Triggerschwellen

Die Schwellen der LEDs müssen kalibriert und bestimmt werden, um sie für jede Messperiode auf die gleiche Energie einstellen zu können. Die Schwellen werden

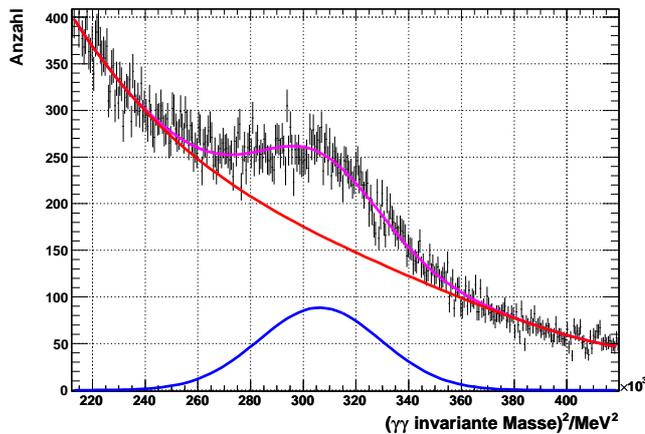


Abbildung 5.4: η -Kalibration
Das invariante Massespektrum zweier Photonen zeigt den η -Pik nach der Kalibration. Der η -Pik liegt bei 553,38 MeV. Die rote Kurve zeigt die Chebyshev-Anpassung an den Untergrund, die blaue Kurve den Gauß-Fit an den η -Pik und die rosa Kurve deren Kombination.

für die Kristalle, die dem Strahl am nächsten sind, höher eingestellt, um Signale von e^+e^- -Paaren zu unterdrücken, deren Rate dort am höchsten ist. Vor jeder Messzeit werden drei Messungen mit verschiedenen Schwelleneinstellungen für die LED-Module gemacht. Für jede dieser Messungen werden jeweils ein Energiespek-

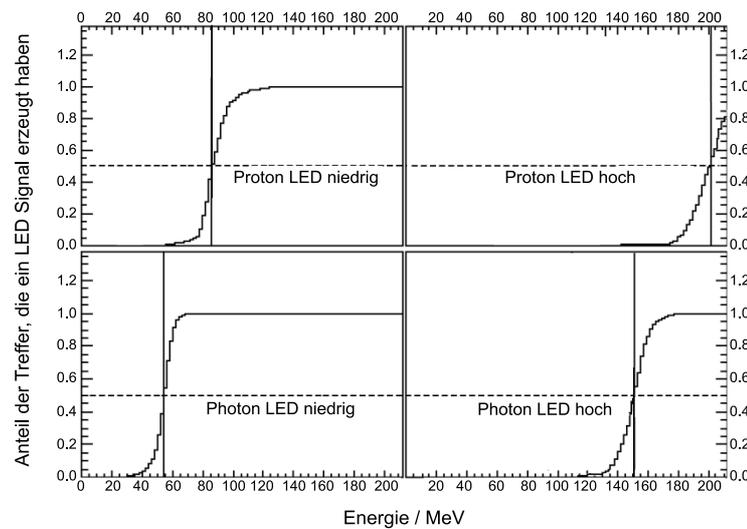


Abbildung 5.5: LED-Schwellenbestimmung

Die Bilder zeigen die unterschiedlichen Schwellen der LEDs für Protonen und Photonen für Ring 5. (Quelle: [CAS06])

trum ohne eine Schwelle und mit einer Schwelle aufgenommen. Durch Division der beiden Spektren wird der Schwellenwert in MeV-Einheiten ermittelt. Dann wird eine Kalibrationsfunktion bestimmt.

Da die Signalformen für Photonen und Protonen im TAPS-Detektor unterschiedlich aussehen, wird für die Analyse eine genauere Methode zur Bestimmung der Schwellen benutzt. Die unterschiedliche Form rührt daher, dass Photonen einen

Tabelle 5.2: LED-Schwellen

Ring	LED-low/MeV		LED-high/MeV	
	Photon	Proton	Photon	Proton
1	881	874	871	876
2	124	166	236	301
3	94	129	195	255
4	74	106	171	224
5	55	84	152	202
6	63	83	139	178
7	60	83	118	153
8	68	88	121	151
9	69	91	119	154
10	62	87	112	153
11	59	86	58	88
12	71	83	73	85

elektromagnetischen Schauer erzeugen, während Protonen beim Durchgang die Atome entlang ihres Weges ionisieren. Diese unterschiedlichen Interaktionen mit dem Kristall resultieren in unterschiedlichen Prozessen der Kristallanregung und somit unterschiedlichen Ionisationsdichten und Zerfallszeiten. Das führt dazu, dass Signale von Photonen und Protonen die gleiche Höhe haben, aber unterschiedliche Energien besitzen. Da das Überschreiten der Schwelle aber mit der Signalhöhe korreliert ist und nicht mit der Energie, die aus der Integration über die gesamte Ladung des Signals ermittelt wird, unterscheiden sich die Schwellen für Protonen und Photonen, wenn man sie in Energieeinheiten angibt, obwohl sie in Einheiten von mV gleiche Werte haben. Das heißt, dass die Schwellen für Photonen und Protonen getrennt bestimmt werden müssen. Das Prinzip ist aber für beide gleich. Die LED-Schwellen werden auf die Energie gesetzt, bei der 50% der Treffer ein Signal im LED hervorgerufen haben, wie in Abbildung 5.5 dargestellt. Da jeder LED eine hohe und eine niedrige Schwelle hat, ergeben sich am Ende vier Datensätze für die Schwellen, die in Tabelle 5.2 zusammengestellt sind. Für Photonen kann die Kalibration der Schwellen, die auf Photonen aus dem Zerfall des neutralen Pions basiert, direkt für Monte Carlo-Simulationen benutzt werden, da sowohl simulierte als auch gemessene Daten auf die gleiche Weise kalibriert werden. Für Protonen geht das nicht, da sie Szintillationslicht in den Kristallen auf eine andere Weise erzeugen als Photonen. So entstehen für ein 100 MeV Photon und ein 100 MeV Proton eine unterschiedliche Zahl von Szintillationsphotonen. Die Monte Carlo-Simulation GEANT beachtet dieses unterschiedliche Verhalten nicht und erzeugt für Photonen und Protonen gleicher Energie die gleiche Menge an Szintillationslicht. Um den Effekt zu berücksichtigen, wird die Kalibration für Protonereignisse modifiziert. Dazu wurde die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p \rightarrow 3\pi^0 p \rightarrow 6\gamma p$ analysiert. Die gemessene Energie des Protons wird mit der aus der Kinematik bestimmten Energie verglichen. Der Unterschied zwischen den

beiden ergibt sich aus dem beschriebenen, abweichenden Verhalten von Protonen zu Photonen und dem Energieverlust des Protons auf dem Weg vom Target zum TAPS. Da dieser Energieverlust aber in die Simulation implementiert ist, muss nur das abweichende Verhalten korrigiert werden. Der Weg des Protons unterscheidet sich je nach polarem Winkel. Wenn das Proton mit einer kinetischen Energie E_{kin} das Target durch das Kaptonfenster unter einem Winkel kleiner als 13° verlässt, dann fliegt es nur durch Luft. Bei einem Winkel größer als 13° muss es hingegen durch den Aluminiummantel, der das Target umgibt. Daraus ergeben sich zwei unterschiedliche Funktionen, um den Energieverlust $E_{Verlust}$ des Protons zu berechnen:

$$E_{Verlust} = \frac{39,46 + 0,0587E_{kin}}{1 + 0,0416E_{kin}} MeV \quad (5.4)$$

für $\Theta \leq 13^\circ$ und

$$E_{Verlust} = \frac{39,98 + 0,0442E_{kin}}{1 + 0,0248E_{kin}} MeV \quad (5.5)$$

für $\Theta \geq 13^\circ$.

Nach Abzug dieses Energieverlustes kommt die Energiedifferenz zwischen berechneter und gemessener Energie des Protons alleine von der falschen Behandlung des Protons in der Monte Carlo-Simulation. Es lässt sich für diesen Effekt ein Korrekturfaktor von 0,964 bestimmen. Die Korrekturformeln und -faktoren sind aus [CAS06] entnommen.

5.2 Crystal Barrel-Kalorimeter und Innendetektor

Die Energiekalibration des Crystal Barrel-Detektors verläuft sehr ähnlich zu der des TAPS. Die grobe Kalibration mittels kosmischer Myonen entfällt jedoch, da die Kristalle des Crystal Barrels unterschiedliche Größen und Ausrichtungen haben. Die Energiespektren würden sich also von Kristall zu Kristall unterscheiden, so dass eine aufwändige Monte Carlo-Simulation nötig wäre, um für jeden einzelnen Kristall die richtige Lage des Myon-Piks zu bestimmen.

Die ADC-Module des Crystal Barrel verfügen wie beschrieben über zwei Energiebereiche. Der Bereich für Energien bis 200 MeV wird völlig analog zum TAPS mittels neutraler Pionen kalibriert. Um den Bereich für hohe Energien zu kalibrieren, wird ein Lichtpulsersystem verwendet, das gepulstes Laserlicht erzeugt, dessen Spektrum mit dem Emissionsspektrum der Kristalle vergleichbar ist. Durch Filter werden die Intensitäten der Lichtblitze so modifiziert, dass sie der Lichtemission der Kristalle bei verschiedenen bekannten Energiedepositionen entsprechen. Aus den gemessenen Werten wird eine Kalibrationsfunktion bestimmt. Die Lichtpulsermessung wird regelmäßig während der Datennahme durchgeführt, um zeitliche Veränderungen zu beobachten und zu korrigieren. Die π^0 - und η -Piks für den Crystal Barrel nach der Kalibration sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 zu sehen. Der Untergrund wird durch eine Chebyshev-Funktion (rote Kurve) und die Piks durch eine Gaußfunktion

(blaue Kurve) beschrieben. Vom Innendetektor wird nur die Zeitinformation auf-

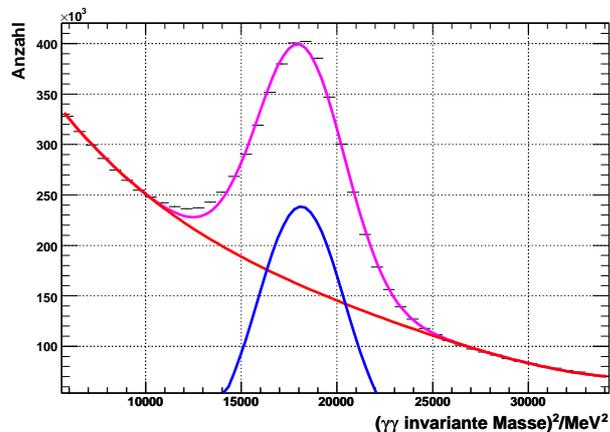


Abbildung 5.6:
Pionkalibration
Crystal
Barrel

Im $\gamma\gamma$ invariante Massespektrum zeigt sich nach der Kalibration ein π^0 -Pik bei 134,61 MeV. Eine Chebyshev-Funktion beschreibt den Untergrund (rote Kurve), eine Gaußfunktion den Pik (blaue Kurve) und die Kombination der beiden einzelnen Funktionen ergibt die rosa Kurve.

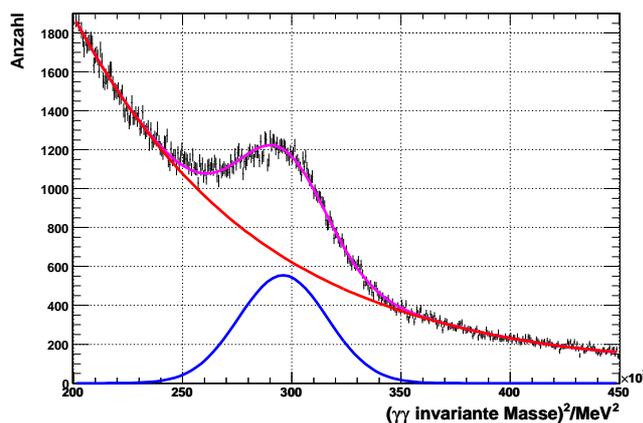


Abbildung 5.7: η -Kalibration
Crystal Barrel

Im $\gamma\gamma$ invariante Massespektrum zeigt sich der η -Pik nach der Kalibration bei 544,02 MeV. Die rote Kurve zeigt die Chebyshev-Anpassung an den Untergrund, die blaue Kurve den Gauß-Fit an den η -Pik und die rosa Kurve deren Kombination.

genommen. Die TDC-Module werden während des Experiments abgeglichen. In der Analyse wird ein Zeitfenster um den prompten Pik im TDC-Spektrum gelegt, um festzulegen, ob eine Faser getroffen worden ist. Daher müssen nur die Größen des Zeitfensters während der Kalibration ermittelt werden (siehe [SUF05]).

5.3 Photonenmarkierungsanlage

Für jede szintillierende Faser muss sowohl eine Zeitkalibration als auch eine Energiekalibration durchgeführt werden.

Die Zeitkalibration ist notwendig, um Koinzidenzen zwischen Photonenmarkierungsanlage und TAPS finden zu können, wodurch Untergrundereignisse in der Photonenmarkierungsanlage unterdrückt werden.

Der Krümmungsradius ρ (in Millimetern) der Flugbahn des vom Magnetfeld abgelenkten Elektrons mit der Ladung q ist gegeben durch:

$$\rho = \frac{p}{q \cdot B}, \quad (5.6)$$

wobei p der Impuls des Elektrons in GeV und B das magnetische Feld des Dipols in T ist. Da die Energie jedes Elektrons vor dem Radiator hinreichend genau¹ bekannt ist, gibt die Position der Faser, die das abgelenkte Elektron detektiert hat, Auskunft über den Energiebetrag, den das Bremsstrahlungsphoton mitgenommen hat. Die Energiekalibration ordnet einer Faserposition daher eine Photonenergie zu.

5.3.1 Zeitkalibration

Nachdem die Zeitkalibration von TAPS abgeschlossen ist, wird die Zeitkalibration der Photonenmarkierungsanlage durchgeführt. Dazu werden dieselben Ereignisse verwendet wie für die Kalibration des TAPS-Detektors. Nur anstatt die relative Zeitdifferenz zweier Photonen, die von TAPS registriert wurden, zu untersuchen, wird die zeitliche Differenz zwischen einem Ereignis im TAPS und einem in der Photonenmarkierungsanlage in ein Spektrum eingetragen. Daraus wird die Nullpunktsverschiebung für jeden einzelnen Kanal bestimmt und die gemessene Zeit der Photonenmarkierungsanlage so korrigiert, dass die Zeitdifferenz auf Null gesetzt wird. Die Steigung der TDC-Module wird aus den Spezifikationen des Herstellers herausgelesen, der diesen mit 0,05 ns/Kanal angibt. Die Zeitauflösung zwischen TAPS und Photonenmarkierungsanlage wird auf ein σ von 0,69 ns bestimmt (siehe Abbildung 5.8).

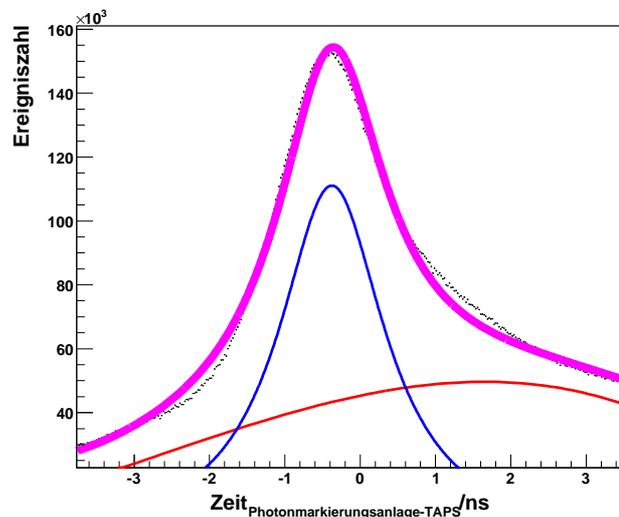


Abbildung 5.8:
Zeitkalibration Photonenmarkierungsanlage
In der Abbildung ist die Zeitdifferenz zwischen der Detektion eines Photons in TAPS und eines Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage nach der Kalibration gezeigt.

5.3.2 Energiekalibration

Die Energiekalibration wird in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wird anhand der gemessenen Feldkarte des Dipolmagneten und den Positionen der Fasern eine polynomiale Funktion für einen einlaufenden Elektronenstrahl mit einer Energie von

¹Die Unterschiede in den Energien der Elektronen liegen im Bereich von 10^{-4} MeV.

3,2 GeV von einer Simulation berechnet. Das daraus gewonnene Polynom ist

$$E_{sim} = (2531,69 - 1,93x + 3,08 \cdot 10^{-3}x^2 - 3,44 \cdot 10^{-5}x^3 + 9,56 \cdot 10^{-8}x^4 - 1,23 \cdot 10^{-10}x^5) MeV, \quad (5.7)$$

wobei x der Index der Faser ist und E_{sim} die Photonenergie in MeV.

Bei anderen Energien des Elektronenstrahls wird das magnetische Feld des Dipols jeweils so nachgeregelt, dass die Elektronen, die keine Bremsstrahlung erzeugt haben, im Strahlvernichter enden. Da somit der Krümmungsradius für den Primärstrahl immer derselbe ist und Krümmungsradius, Impuls und Magnetfeld über Gleichung 5.6 zusammenhängen, lässt sich das geforderte Magnetfeld für jeden gewünschten Elektronenimpuls berechnen durch

$$B = \frac{p_e}{3,2 GeV} B_{3,2 GeV}. \quad (5.8)$$

Damit ändert sich die Kalibration einer einzelnen Faser mit

$$p_{Faser,neu} = \rho_{Faser} B_{neu} q = \frac{p_{e,neu}}{p_{e,alt}} \rho_{Faser} B_{alt} q = \frac{p_{e,neu}}{p_{e,alt}} p_{Faser,alt}. \quad (5.9)$$

Die Kalibration wird durch verschiedene Tests überprüft.

Bei einem Test wird das Magnetfeld des Dipols konstant gehalten und kein Radiator benutzt. Die Elektronen treffen so ohne den Energieverlust durch den Bremsstrahlungsprozess auf das Hodoskop. Das heißt, man schießt mit einer bekannten Energie auf die Fasern. Dazu muss die Strahlintensität sehr klein sein, da sonst die Elektronenrate die Photonenmarkierungsanlage beschädigen könnte. Diese Messung dauert sehr lange, da für jede Strahlenergie ELSA neu eingestellt werden muss. Daher wurden nur Messungen für vier verschiedene Energien mit einem konstanten Magnetfeld von 1,413 T durchgeführt. Dabei sind signifikante Abweichungen von den mit dem Polynom bestimmten Werten festgestellt worden.

Ein linear polarisierter Photonenstrahl ermöglicht eine weitere Methode zur Überprüfung der Kalibration. Die Energie, bei der der kohärente Pik erscheinen sollte, lässt sich berechnen, wenn man die Ausrichtung des Diamantkristalls kennt. Durch Änderung der Ausrichtung kann diese Energie geändert werden, so dass eine viel schnellere Möglichkeit der Überprüfung besteht. Anhand der Ergebnisse dieser Methoden wird eine Korrektur bestimmt ([CAS06]):

$$E_{sim} - E_{neu} = (-2,12 - 2,36 \cdot 10^{-2}x + 1,97 \cdot 10^{-4}x^2) MeV. \quad (5.10)$$

Eine dritte Möglichkeit besteht darin, das invariante Massespektrum des η anzuschauen. Dazu wird die Reaktion $\gamma p \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ betrachtet. Das Proton wird über die Plastikszintillatoren des TAPS oder durch den Innendetektor identifiziert. Alleine aus den Winkeln der Photonen und des Protons und der Energie, welche die Photonenmarkierungsanlage gemessen hat, wird das η rekonstruiert. Um die Sensitivität der Kalibration zu testen, wird die von der Photonmarkierungsanlage gemessene Energie um 20 MeV verschoben. Dies führt zu einer Verschiebung von 10 MeV des Massepiks (siehe Abbildung 5.9).

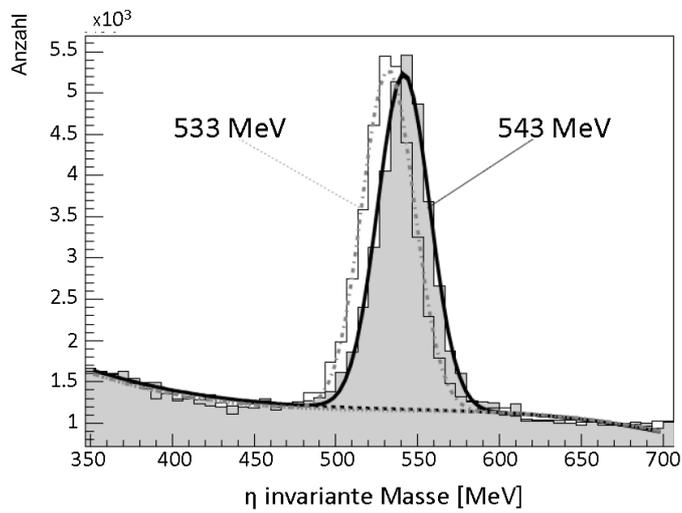


Abbildung 5.9: Verschiebung des η -Piks

Das Spektrum der invarianten Masse zeigt zwei verschiedene η -Piks. Der Pik, der durch die durchgehende Linie gekennzeichnet ist, zeigt die η invariante Masse, die alleine aus den Winkeln der gemessenen Teilchen ermittelt worden ist. Der Pik, der durch die gestrichelte Linie markiert ist, zeigt die Masse des aus den Winkeln der gemessenen Teilchen berechneten η -Piks, wenn die von der Photonenmarkierungsanlage gemessene Photonenergie um 20 MeV verschoben wird. Die Masse ändert sich dabei um 10 MeV. (Quelle: [CAS06])

Kapitel 6

Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt in zwei Teilen. Die Energie des Bremsstrahlungsphotons wird aus den Daten der Photonenmarkierungsanlage ermittelt. Da das Proton im Target ruht, ist der Zustand vor der Reaktion somit bekannt. Die Bahnen, Energien und das Vorhandensein einer Ladung der Reaktionsprodukte wird aus den Signalen der zwei Kalorimeter Crystal Barrel und TAPS und des Innendetektors gewonnen.

6.1 Rekonstruktion der Ereignisse in der Photonenmarkierungsanlage

Um die Energie des Bremsstrahlungsphotons zu rekonstruieren, müssen zuerst die getroffenen Fasern bestimmt werden. Eine Faser zählt als getroffen, wenn der dazugehörige TDC ein Signal erhalten hat. Weil es sich um Multi-Hit-TDC-Module handelt, kann eine Faser mehrere Treffer während eines Ereignisses verzeichnen. Danach werden die Fasern zu Clustern zusammengefasst. Da eine Faser mehrfach getroffen werden kann, kann sie auch mehreren Clustern zugeordnet werden. Die Charakteristika eines Clusters werden von der Analyse festgelegt. In der verwendeten Analyse wird aus den Fasern ein Cluster gebildet, deren Signale in einem Zeitfenster von 10 ns gekommen sind und zwischen denen nicht mehr als eine Faser liegt, die nicht angesprochen hat. Signale, die außerhalb dieser Toleranzen liegen, werden zu separaten Clustern zusammengefasst. Ein typischer Cluster besteht aus einer oder zwei Fasern.

Die Verteilung der Anzahl der Cluster pro Ereignis ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Das Maximum der Verteilung liegt bei vier bis fünf Clustern während eines Ereignisses. Das Auftreten eines einzelnen Clusters bei einem Ereignis ist dagegen eher ein Sonderfall. Durch Selektionen in der Analyse muss also das Cluster herausgefiltert werden, das die Reaktion ausgelöst hat, oder zumindest die Zahl der möglichen Kandidaten minimiert werden. Dies wird später näher erläutert.

Nachdem ein Cluster gebildet wurde, wird die Energieinformation ermittelt. Dazu wird über die Fasernummern der Clustermitglieder gemittelt und so die zentrale Fasernummer errechnet. Diese Fasernummer wird in die polynomiale Funktion ein-

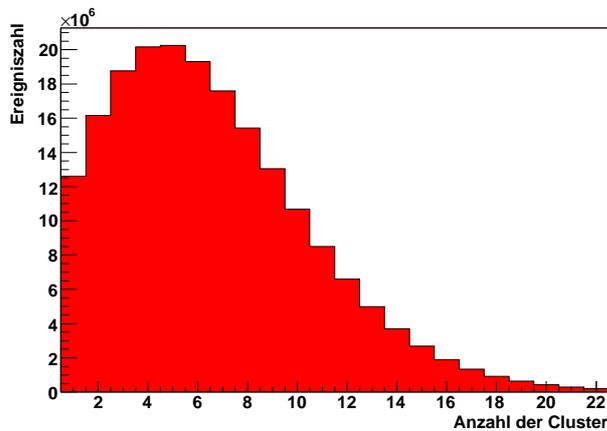


Abbildung 6.1: Clusteranzahl in der Photonenmarkierungsanlage vor Schnitten

In der Abbildung ist die Anzahl der Cluster in der Photonenmarkierungsanlage gezeigt. Einzelne Treffer während eines Ereignisses sind, wie man leicht sieht, ein Sonderfall. Meistens liegen vier bzw. fünf Cluster vor.

gesetzt, die bei der Kalibration ermittelt worden ist, und so die Energie des zum Cluster gehörigen Photons bestimmt.

6.2 Rekonstruktion der Ereignisse im TAPS-Kalorimeter

6.2.1 Clusterrekonstruktion

Zuerst werden die Kristalle, die Signale geliefert haben, zu Clustern zusammengefasst. Ein Cluster ist die größtmögliche Gruppe von benachbarten Kristallen, in die mindestens soviel Energie deponiert worden ist, dass diese gesamte Energie pro Cluster über der Diskriminatorschwelle liegt. In Abbildung 6.2 ist exemplarisch die Clustermultiplizität für 200.000 Ereignisse dargestellt. Von dem Kristall mit dem höchsten Energieeintrag wird angenommen, dass er der zentrale Kristall ist.

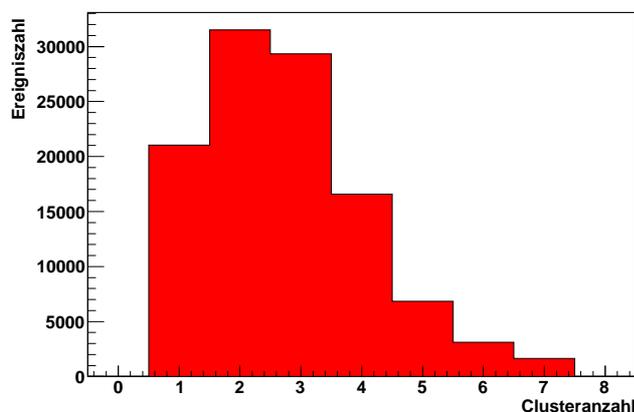


Abbildung 6.2: Clusteranzahl im TAPS-Detektor

Hier dargestellt ist die Clustermultiplizität für 200.000 Ereignisse.

Danach werden alle Kristalle, die weniger als 15 MeV gemessen haben, aus der Analyse durch die Software entfernt, um Unterschiede in den Schwellen der einzelnen CFD-Module, die um mehr als 10 MeV variieren, zu beseitigen. Diese Abweichungen

führen sonst zu Asymmetrien, die von den Detektoren verursacht werden und bei der Analyse der Photonasymmetrie deutliche Auswirkungen hervorrufen ([ELS06]). Außerdem sortiert die Software alle Cluster aus, die insgesamt weniger als 30 MeV registriert haben, um Untergrundereignisse zu unterdrücken. Eine zusätzliche Bedingung ist, dass die Kristalle eines Clusters zur gleichen Zeit angesprochen haben müssen. Das heißt, dass die relativen Zeitunterschiede zwischen dem zentralen Kristall und den Kristallen des Clusters nicht mehr als 5 ns betragen dürfen. Sollte dies nicht gegeben sein, wird der nicht-zentrale Kristall aus dem Cluster entfernt. Sollte der zentrale Kristall jedoch aufgrund elektronischer Fehler kein scharfes Zeitsignal, sondern eine breite Verteilung zeigen, wird diesem die Zeitinformation des Moduls des Clusters mit dem nächsthöchsten Energieeintrag zugeordnet und alle Signale der Module, die dem Cluster angehören, müssen innerhalb des 5 ns-Zeitfensters um diesen Zeitpunkt ausgelöst worden sein.

6.2.2 Positionsrekonstruktion

Der Auftreffpunkt eines Teilchens im TAPS wird dadurch bestimmt, dass die gewichtete Summe aus den Positionen der Kristalle gebildet wird, die dem Cluster angehören:

$$\vec{X} = \frac{\sum_i w_i \vec{x}_i}{\sum_i w_i}. \quad (6.1)$$

Die Wichtungen w_i basieren auf den in den i Kristallen deponierten Energien:

$$w_i = \max \left\{ 0, \left[W_0 + \ln \frac{E_i}{\sum_i E_i} \right] \right\}. \quad (6.2)$$

Die Konstante W_0 wird über Simulationen bestimmt und hat den Wert von 4 MeV ([CAS06]). Eine Korrektur muss jedoch noch vorgenommen werden: Die beschriebene Rekonstruktion vernachlässigt, dass ein Photon eine gewisse Wegstrecke im Kristall zurückgelegt haben kann, bevor es einen elektromagnetischen Schauer auslöst. Stattdessen verlagert die Rekonstruktion den Startpunkt der Schauerbildung an die Oberfläche des Kristalls. Dadurch wird die Positionsrekonstruktion ungenauer, da es zu einer systematischen Verschiebung kommt. Dies kann wie folgt behoben werden: Die dünne, durchgängige Linie in Abbildung 6.3 repräsentiert ein Photon, das unter dem Winkel α zur Strahlachse von einem Wechselwirkungspunkt emittiert wird und im TAPS-Detektor, der sich im Abstand R vom Wechselwirkungspunkt befindet, einen Schauer verursacht. Dabei tritt das Photon in einem Abstand X von der Strahlachse in den Kristall ein und propagiert dort noch eine Strecke Z . In einem Abstand Y von der Strahlachse wird dann der Schauer erzeugt. Die Rekonstruktion verlagert nun dieses Ereignis an die Oberfläche des Kristalls und die ermittelte Ausbreitungsrichtung des Photons (gestrichelte Linie) weicht um den Winkel $\Delta\alpha$ von der tatsächlichen ab.

X , Y , Z und R sind über die Funktion

$$X^4 - 2YX^3 + (Y^2 + R^2 - Z^2)X^2 - 2R^2YX + R^2Y^2 = 0 \quad (6.3)$$

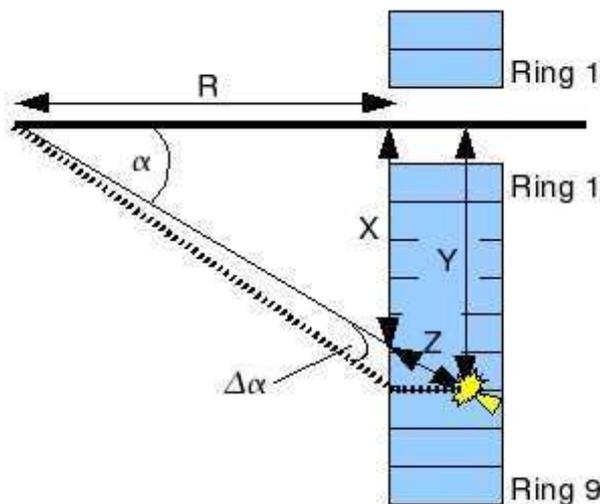


Abbildung 6.3:
Positionsrekonstruktion
TAPS

Ein Photon dringt unter dem Winkel α in den TAPS-Detektor ein und löst erst nach der Distanz Z einen Schauer im Kristall aus. Dadurch scheint das Photon nicht in der Distanz X zur Strahlachse den TAPS-Detektor getroffen zu haben sondern in der Distanz Y .

korreliert, nachzulesen in [CAS06].

Da Y und R bekannt sind und Z im Mittel durch

$$Z = X_0 \left(\ln \frac{E}{E_c} + 1, 2 \right) \quad (6.4)$$

gegeben ist, wobei X_0 die Strahlungslänge (2,05 cm) und E_c die kritische Energie (12,78 MeV) des Kristalls sind, bleibt nur X als freier Parameter. Somit lässt sich die Funktion numerisch lösen. Mit dem neuen Wert von X können die Winkel des eingefallenden Photons neu berechnet werden.

Die polare Winkelauflösung für Photonen ist damit 0,22 rad.

6.2.3 Zeitrekonstruktion

Die Zeit, zu der das Teilchen vom TAPS detektiert worden ist, wird durch den zentralen Kristall des Clusters festgelegt. 10% der Module zeigen jedoch aufgrund elektronischer Fehler kein scharfes Zeitsignal sondern eine breite Verteilung. Sollte eines dieser Module das Zentrale des gefundenen Clusters sein, wird seine Zeitinformation durch das Zeitsignal des Modules mit dem zweitgrößten Energiesignal ersetzt. Ansonsten wird Modulen mit einer schlechten Zeitinformation der Mittelwert über alle TAPS-Module in dem Ereignis zugeordnet.

6.3 Rekonstruktion der Ereignisse im Crystal Barrel-Kalorimeter

6.3.1 Clusterbildung und Positionsrekonstruktion

Cluster werden im Crystal Barrel-Kalorimeter genauso gebildet wie im TAPS. Es gibt nur einen Unterschied, der sich daraus ergibt, dass die Ortsauflösung des Detektors durch den geringeren Abstand zum Target größer ist verglichen mit dem

TAPS-Kalorimeter. Um zwei sich überlappende Cluster zu finden und voneinander zu trennen, wird bei jedem Ereignis nach lokalen Maxima deponierter Energien in den Clustern gesucht. Sollten innerhalb eines Clusters mehrere lokale Maxima gefunden werden, wird das Cluster aufgeteilt und die Energie im Cluster auf die neuen, kleineren Cluster, die PED¹s genannt werden, nach folgendem Prinzip verteilt ([CAS06]):

Die Energien der Kristalle, die lokal die maximale Deposition erfahren haben, in der Abbildung 6.4 sind das *A* und *B*, werden den neuen Clustern voll zugerechnet.

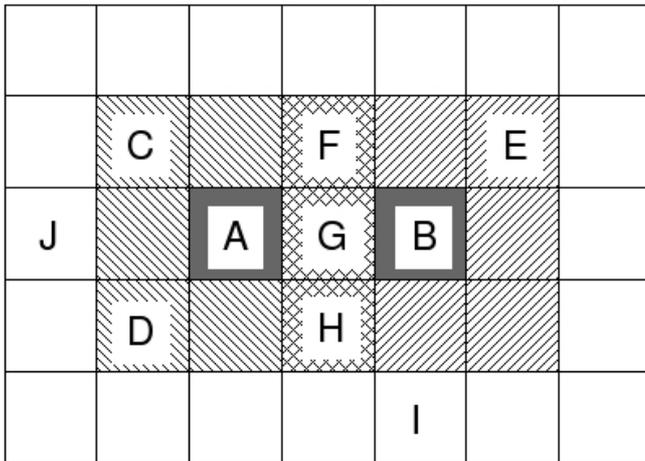


Abbildung 6.4:
Clusterrekonstruktion CB

Überlappende Cluster werden dadurch getrennt, dass zuerst nach lokalen Maxima innerhalb eines Clusters gesucht wird. Wenn mehrere gefunden werden, wird die in dem Hauptcluster deponierte Energie aufgeteilt.

Kristalle, die nur an ein lokales Maximum direkt grenzen, werden diesem PED mit der gesamten deponierten Energie zugerechnet (*C* und *D* werden *A* zugeordnet, die Energie von *E* wird zu der von *B* addiert.). Die deponierte Energie der Kristalle, die an mehrere lokale Maxima grenzen, wird aufgeteilt. Dazu werden zuerst die Energiesummen für die jeweiligen PEDs gebildet, indem der zentrale Kristall und die acht umgebenden aufaddiert werden (die jeweiligen schraffierten Bereiche). Das Verhältnis der Summen zueinander gibt das Verhältnis, mit dem die Energien der Kristalle *F*, *G* und *H* auf die neuen Cluster verteilt werden. Die Energie in den Kristallen, die an kein lokales Maximum direkt grenzen (*I* und *J*), wird auf alle PEDs so verteilt, dass sich die Verhältnisse der Energien der PEDs nicht ändern. Ob ein PED bzw. Cluster gespeichert werden soll, wird durch weitere Bedingungen entschieden. So muss der zentral getroffene Kristall mindestens eine Energie von 13 MeV registriert haben und das Cluster bzw. PED insgesamt mindestens 20 MeV. In Abbildung 6.5 ist die Multiplizität der Cluster exemplarisch für 200.000 Ereignisse zu sehen.

Die Positionsrekonstruktion erfolgt auf dieselbe Weise wie beim TAPS. Der einzige Unterschied liegt darin, dass für die Konstante W_0 der Wert 4,25 MeV gesetzt ist ([CAS06]).

¹Particle Energy Deposits

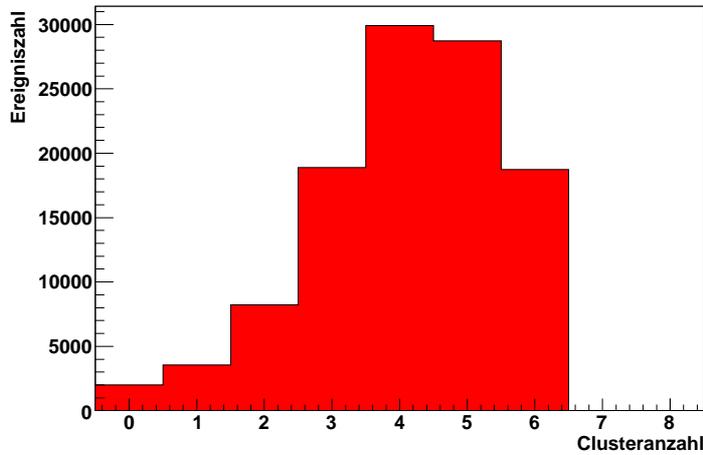


Abbildung 6.5: Clusteranzahl im Crystal Barrel-Detektor
In der Abbildung ist die Clusteranzahl pro Ereignis für 200.000 Ereignisse zu sehen.

Datum	Stunden	Photonenstrahl
21.08.2002 bis 09.09.2002	120	unpolarisiert
31.10.2002 bis 15.11.2002	240	unpolarisiert
03.12.2002 bis 19.12.2002	200	unpolarisiert
06.03.2003 bis 21.03.2003	240	polarisiert
23.05.2003 bis 04.06.2003	160	polarisiert
29.10.2003 bis 19.12.2003	600	polarisiert

Tabelle 6.1: Übersicht über die Strahlzeiten

Die Tabelle zeigt das jeweilige Datum der Strahlzeit, die Anzahl der aufgenommenen Strahlstunden und ob mit oder ohne polarisiertem Photonenstrahl gemessen wurde.

6.4 Selektion der Ereignisse

Um den Anteil unbrauchbarer Daten zu reduzieren, wird auf die Clustermultiplizität geschnitten. Die Reaktion, die in dieser Arbeit betrachtet wird, läuft wie folgt ab: $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0 \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$. Das heißt, dass sieben Teilchen im Endzustand vorliegen, ein Proton und sechs Photonen. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Proton in diesem Aufbau nicht besonders hoch ist, wird ein nachgewiesenes Proton für die Analyse nicht verlangt. Stattdessen wird das Proton über physikalische Erhaltungssätze aus den nachgewiesenen Teilchen ermittelt. Dadurch erhöht sich die Statistik signifikant. Für diese Arbeit wurden daher Ereignisse selektiert, die sechs oder sieben PEDs beinhalten. Bei 200.000 Ereignissen, das ist die übliche Ereignisanzahl in einer Datei, gibt es ca. 12.000 mit einer solchen Anzahl von Clustern. Die während der Strahlzeit genommene Datenmenge ist in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Ausgewertet werden in dieser Arbeit die im März und Mai 2003 genommenen Daten. Die Daten, die Ende 2003 mit polarisiertem Photonenstrahl genommen worden sind, sind nicht kalibriert worden und können nicht ausgewertet werden. Insgesamt wurde während dieser Zeit 400 Stunden gemessen. Das sind 3810 Dateien und etwa gemessene 762 Millionen Ereignisse.

6.4.1 Kombinatorik

Die sechs nachgewiesenen Photonen bei Ereignissen mit sechs Clustern, bzw. sechs Photonen und ein möglicher Proton-Kandidat bei sieben Clustern, ergeben eine große Zahl von möglichen Kombinationen. So können sechs Photonen auf 15 verschiedene Weisen zu drei neutralen Pionen kombiniert werden, wie sich über $N = \frac{n_\gamma!}{2^{n_\pi} n_\pi!}$ errechnen lässt. n_γ ist die Anzahl der Photonen und n_π die der Pionen. Bei sieben Cluster-Ereignissen können es sogar schon 105 verschiedene Möglichkeiten sein. Wenn das Proton nicht identifiziert wird, werden bei Ereignissen mit sieben Clustern sieben verschiedene Sechs-Teilchen-Ereignisse gebildet. Das heißt, ein Teilchen wird jeweils aussortiert. Dann wird über einen kinematischen Fit, der im Folgenden näher erläutert werden wird, entschieden, welche Sechserkombination am besten die Bedingungen erfüllt bzw. die besten π^0 -Kombinationen liefert. Da aber eine solch große Zahl an Möglichkeiten sowohl eine lange Rechenzeit als auch eine sehr große Rechenleistung benötigt, werden vor dem kinematischen Fit die Daten vorselektiert. Die Anzahl der verschiedenen Kombinationen wird zusätzlich durch die Zahl der möglichen Photonen aus der Photonenmarkierungsanlage vervielfacht. Ohne eine Vorselektion wird die Zahl der Kombinationsmöglichkeiten also riesig.

6.4.2 Vorselektion der Ereignisse

Selektion der Bremsstrahlungsphotonen

Zur Reduzierung von Ereignissen in der Photonenmarkierungsanlage wird zuerst auf die Energie der im Radiator produzierten Photonen geschnitten. Um die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ auslösen zu können, benötigt das Bremsstrahlungsphoton mindestens eine Energie von 1047 MeV. Dieser Schnitt auf die Energie reduziert die Anzahl der möglichen Bremsstrahlungsphotonen, die eine Reaktion im Target hervorgerufen haben, welches den Trigger auslöste. Sollte kein Photon den Schnitt überstehen, wird das ganze Ereignis verworfen.

Die Schnittgrenze lässt sich leicht bestimmen: Die dem System zur Verfügung stehende Energie \sqrt{s} muss mindestens so groß sein, wie die Summe der zu produzierenden Massen:

$$\sqrt{s} = \sum m = m_\Sigma + m_{K^0}, \quad (6.5)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p_\gamma + p_p)^2} = \sqrt{(E_\gamma + m_p)^2 - (E_\gamma + \vec{p}_p)^2}. \quad (6.6)$$

Die Masse des Σ^+ ist 1189,370 MeV und die des K_s^0 497,648 MeV. Das Proton soll in Ruhe sein und hat eine Masse von 938,272 MeV. Setzt man dies ein, ergibt sich:

$$m_\Sigma + m_{K^0} = \sqrt{E_\gamma^2 + 2E_\gamma m_p + m_p^2 - E_\gamma^2}, \quad (6.7)$$

$$1687,018 \text{ MeV} = \sqrt{1876,544 \text{ MeV} \cdot E_\gamma + 880354,346 \text{ MeV}^2}. \quad (6.8)$$

Damit ergibt sich für $E_\gamma = 1047,498 \text{ MeV}$.

Eine Untersuchung des Schnitts auf systematische Effekte ist unnötig, da der Schnitt physikalisch festgelegt ist.

Der Schnitt auf die Energie reduziert die Anzahl der Cluster in der Photonenmarkierungsanlage pro Ereignis, wie in Abbildung 6.6 zu sehen ist. Das Maximum liegt nun bei drei Clustern pro Ereignis anstatt den etwa fünf Clustern vor dem Schnitt (siehe Abbildung 6.1).

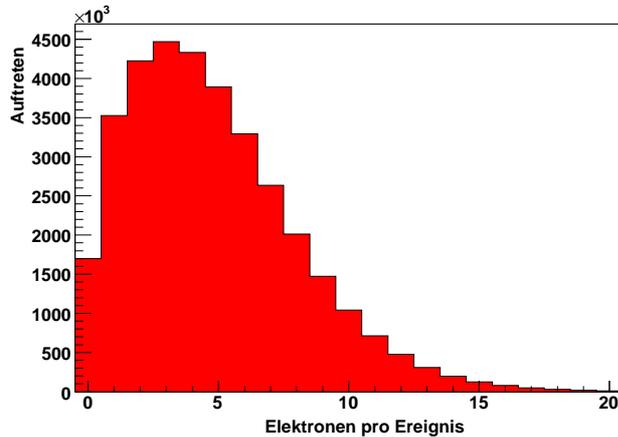


Abbildung 6.6: Clusteranzahl in der Photonenmarkierungsanlage nach Energieschnitt
Nach der Forderung, dass ein Elektron ein Photon mit mindestens einer Energie von 1047 MeV erzeugt haben muss, reduziert sich die Anzahl der Cluster in der Photonenmarkierungsanlage. Das Maximum liegt nun bei drei Clustern pro Ereignis.

Zur Reduzierung von Untergrundereignissen kann man die zeitliche Koinzidenz eines Treffers in den szintillierenden Fasern und den Szintillatoren der Photonenmarkierungsanlage fordern. Das Zeitspektrum in Abbildung 6.7 zeigt die Differenz zwischen der Zeitinformation der szintillierenden Faser und der Zeitinformation des Szintillators in Nanosekunden. Der scharfe Pik enthält die schnellsten Elektronen, die das koinzidente Signal ausgelöst haben. Der gleichverteilte Untergrund besteht aus Elektronen, die zu einem anderen Zeitpunkt die Fasern passierten. Die Senke, die bei einer positiven Zeitdifferenz auszumachen ist, kommt von der Doppelsignalaufösung der Multi-Hit-TDCs der szintillierenden Fasern.

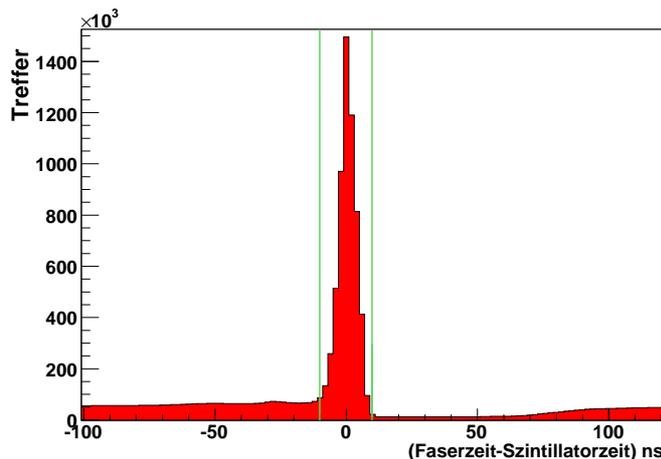


Abbildung 6.7: Koinzidenz zwischen Faser und Szintillator in der Photonenmarkierungsanlage
Neben den zufälligen Koinzidenzen, die einen gleichverteilten Untergrund bilden, zeigt sich ein schmaler Pik. Die Senke zwischen +10 ns und +90 ns rührt von der Doppelsignalaufösung der Multi-Hit-TDCs.

Ein Schnitt auf den Koinzidenzpik wird jedoch nicht benutzt, da nicht nur die Zahl der Untergrundereignisse reduziert wird, sondern auch die Zahl der Elektronen, die Photonen erzeugt haben. Dies liegt daran, dass die szintillierenden Fasern zwar über einen Multi-Hit-TDC ausgelesen werden, die Szintillatoren dahinter aber durch Single-Hit-TDCs. Das heißt, dass nur das erste Elektron des Elektronenpakets ein

koinzidentes Signal in den Fasern und Szintillatoren auslöst. Andere Elektronen, die Photonen erzeugt haben, sind zu dem Zeitsignal aus den Szintillatoren beliebig versetzt.

Dies senkt bei einem Schnitt auf den Koinzidenzpeak die Zahl der akzeptierten Ereignisse der hier zu untersuchenden Reaktion ab. Wie Abbildung 6.8 exemplarisch zeigt, reduziert sich die Anzahl der Kaonen signifikant.

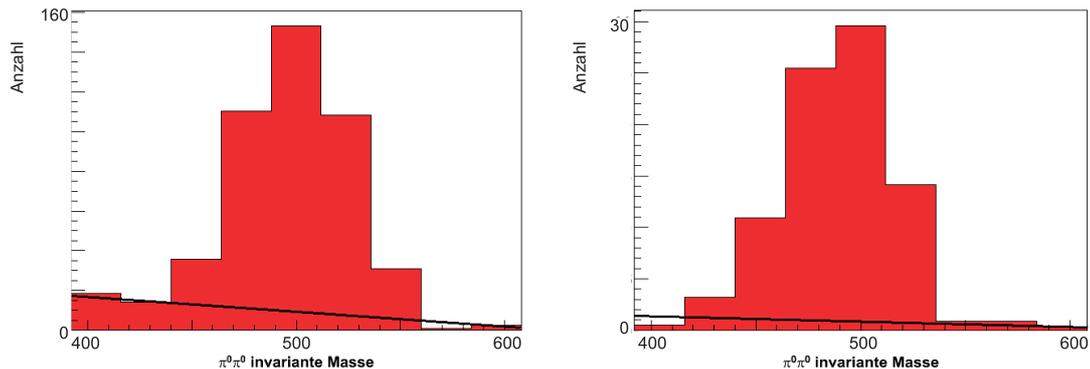


Abbildung 6.8: Kaonanzahl mit und ohne geforderte Zeitkoinzidenz in der Photonenmarkierungsanlage

Die Abbildung zeigt das $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum nach allen Analyseschritten für das Energieintervall 1050 MeV bis 1150 MeV und dem Winkelbereich $\cos\theta_{CMS}^K = -1$ bis $\cos\theta_{CMS}^K = -0,66$. Links ist der Kaonpeak ohne Schnitt auf den Koinzidenzzeitpunkt zwischen den szintillierenden Fasern und Szintillatorplatten der Photonenmarkierungsanlage zu sehen, rechts der Peak mit dem Schnitt. Die Anzahl der K_S^0 im Peak wird durch den Schnitt um etwa 70% reduziert.

Dadurch werden die extrahierten differentiellen und der ermittelte totale Wirkungsquerschnitt abgesenkt. Schneidet man auf den 10 ns breiten Koinzidenzpeak, senkt sich der extrahierte Wirkungsquerschnitt je nach Winkel bis zu etwa einem Faktor Zehn im Vergleich zu dem ohne Schnitt gemessenen Wirkungsquerschnitt ab. Dieser Effekt wird nicht durch eine Akzeptanzkorrektur behoben. In der Simulation ist die Photonenmarkierungsanlage nicht inkludiert, sondern die Bremsstrahlungsfotons werden direkt erzeugt. Damit ist der Einfluss dieser Detektorkomponente nicht bestimmbar.

Schnitt auf die Ladung der Teilchen

Um sowohl das Proton zu identifizieren als auch Ereignisse mit mehr als einem geladenen Teilchen zu eliminieren, werden die gemessenen Teilchen auf ihre Ladung bzw. ihre Ladungsqualität hin überprüft. Die Ladungsqualität ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen geladen bzw. ungeladen ist. Sie hängt von den Detektoren ab, die die Ladung gemessen haben. Die Szintillatorplättchen des TAPS-Detektors geben eine Ja-/Nein-Information. Entweder war das Teilchen geladen oder nicht. Daher erhalten diese entweder eine Ladungsqualität von 0 für keine

Ladung oder von 1 für eine gemessene Ladung. Wurde das Teilchen im Innendetektor und im Crystal Barrel-Kalorimeter registriert, setzt sich die Ladungsqualität aus mehreren Bedingungen zusammen. Zuerst hängt die Qualität von der Anzahl der Lagen im Innendetektor ab, die eine Ladung gesehen haben. Bei Signalen aus allen drei Lagen wird die Ladungsqualität auf 1 gesetzt, sprechen zwei Lagen an auf 0,66. Sieht höchstens eine Lage etwas, wird das Teilchen als ungeladen behandelt und die Ladungsqualität auf 0 gesetzt. Danach werden die Treffer im Innendetektor mit denen im Crystal Barrel verglichen. Findet sich zum Treffer im Innendetektor nur ein passender Treffer im Crystal Barrel, dann erhält dieses Teilchen, das beide Treffer verursacht hat, eine Ladungsqualität von 1. Finden sich jedoch mehrere passende Treffer im Crystal Barrel, kann also das Signal des Innendetektors nicht einem Teilchen eindeutig zugeordnet werden, dann wird die Ladungsqualität durch die Anzahl der möglichen Kandidaten im Crystal Barrel geteilt und für alle passenden Teilchen auf diesen Wert gesetzt. Dann besteht noch die Möglichkeit, dass mehrere Treffer des Innendetektors nur einen gemeinsamen passenden Treffer im Crystal Barrel haben können. Dann wird die Ladungsqualität auf 1 gesetzt. Die Verteilung der Ladungsqualität ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Die meisten Einträge gibt es bei einer Ladungsqualität von 0, dies sind zumeist Photonen, und bei 1, das sind eindeutig erkannte geladene Teilchen. Daneben existieren noch zahlreiche Einträge bei 0,66, also Teilchen, bei denen zwei Lagen des Innendetektors angesprochen haben, und bei 0,5. Bei diesen Ereignissen haben alle drei Lagen des Innendetektors angesprochen, aber die Rekonstruktion kann diese Ladungssignale nicht eindeutig einem Treffer im Crystal Barrel zuordnen. Es gibt zwei mögliche Kandidaten, daher wird die Ladungsqualität zwischen diesen beiden halbiert.

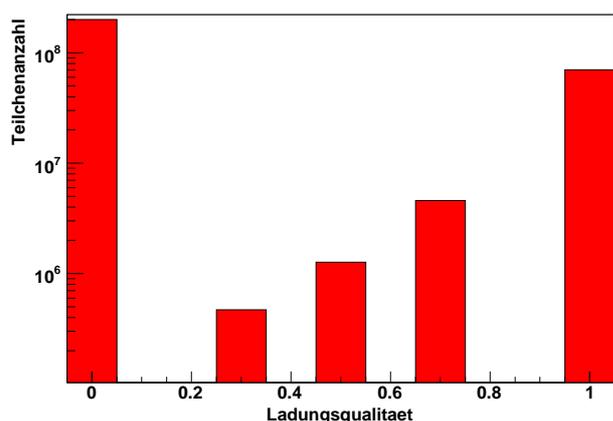


Abbildung 6.9: Verteilung der Ladungsqualität

In der Abbildung ist eine logarithmische Verteilung der Ladungsqualität dargestellt. Am häufigsten werden neutrale Teilchen und Teilchen mit einer Ladungsqualität von Eins nachgewiesen. Einträge bei 0,7, respektive 0,66, kommen von Teilchen, die in nur zwei Lagen des Innendetektors ein Signal ausgelöst haben. Bei 0,5 und 0,33 sind Teilchen registriert, bei denen die Ladungsqualität nicht eindeutig zugeordnet werden konnte.

Für die Analyse gilt ein geladenes Teilchen als identifiziert, wenn mindestens zwei der drei Lagen des Innendetektors angesprochen haben und eine eindeutige Zuordnung der Treffer im Innendetektor zu Treffern im Crystal Barrel möglich ist oder wenn der TAPS-Detektor eine Ladung registriert hat. Die Forderung nach ausschließlich Signalen aus drei Lagen hingegen reduziert die Anzahl der geladenen Teilchen um

11%. Dies ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Links ist die Teilchenzahl pro Ereignis vor dem Schnitt zu sehen. Da auf 6-PED- und 7-PED-Ereignisse vorselektiert worden ist, finden sich dort die meisten Einträge. Einträge bei anderen PED-Zahlen zeigen, dass die Filterung nicht optimal funktioniert hat. Im weiteren Verlauf der Analyse werden diese Ereignisse aber herausgefiltert werden. Nach dem Schnitt verschiebt sich der Pik zu fünf ungeladenen Teilchen pro Ereignis und wird breiter. Nach dem Standardschnitt reduziert sich die Zahl der zu untersuchenden Ereignisse um den Faktor 3,5.

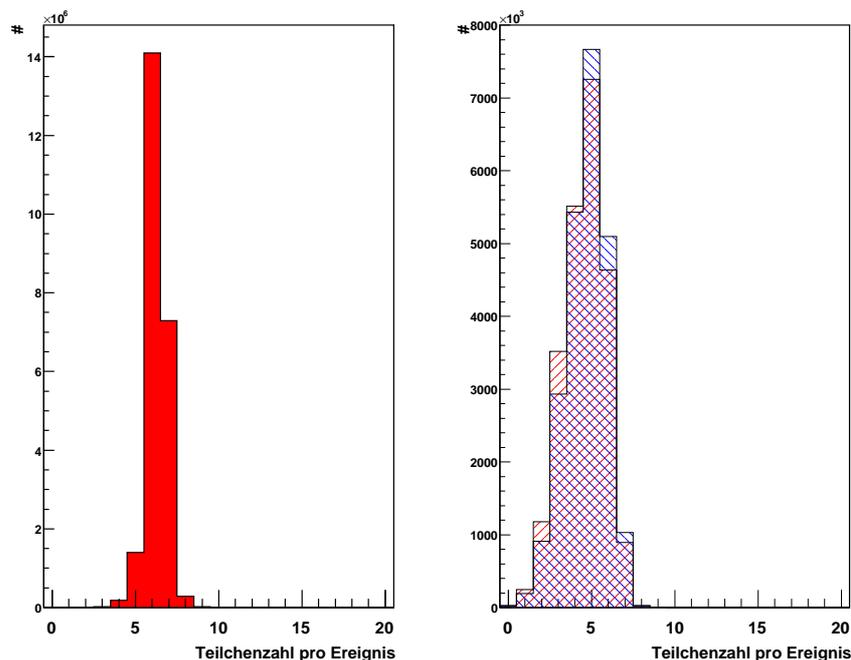


Abbildung 6.10: Teilchenanzahl vor und nach Schnitten auf die Ladung

Die linke Abbildung zeigt die Anzahl von Teilchen bevor ein Schnitt auf die Ladung gemacht worden ist. Da zuvor auf sechs oder sieben Teilchen pro Ereignis selektiert worden ist, zeigen sich an den Stellen die höchsten Zählraten. Dass sich auch Ereignisse bei anderen Teilchenzahlen finden, zeigt, dass manche Ereignisse mit anderer Teilchenanzahl die Vorselektion überstanden haben.

Im rechten Bild sind Teilchen pro Ereignis aufgetragen, die je nach Ladungsschnitt als ungeladen definiert worden sind. Die rot schraffierte Verteilung ergibt sich nach dem Standardschnitt dieser Analyse (zwei Lagen im Innendetektor oder ein Signal in den TAPS-Szintillatoren), die blau schraffierte Verteilung bei einer Forderung von Ansprechen in allen drei Lagen des Innendetektors oder einem in den TAPS-Szintillatoren.

Anhand der Ladungsqualität werden nun verschiedene Ereignisklassen gebildet: Enthält das zu untersuchende Ereignis sechs Teilchen, so wird es komplett verworfen, wenn zumindest ein geladenes gemessen wurde, da zur Rekonstruktion sechs Photonen benötigt werden. Bei einem Ereignis mit sieben Teilchen werden demnach alle

Ereignisse vollständig verworfen, bei denen mindestens zwei geladene Teilchen detektiert worden sind. Bei einem geladenen und sechs ungeladenen Teilchen, wird das geladene als Proton markiert und die sechs ungeladenen als Photonen. Das mögliche Proton wird dann in eine Liste geschrieben, um es nach dem kinematischen Fit mit dem berechneten Proton des Fits vergleichen zu können. Ist keines der sieben Teilchen geladen, so kann es sein, dass die Ladung nicht erkannt worden ist. Dann werden sieben verschiedene Kombinationen gebildet, wobei jeweils eines der Teilchen zum Proton deklariert wird und die anderen sechs zu Photonen. Jede Kombination wird dann analysiert. Das jeweils bestimmte Proton wird ebenfalls mit dem berechneten Proton des kinematischen Fits verglichen. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 6.11.

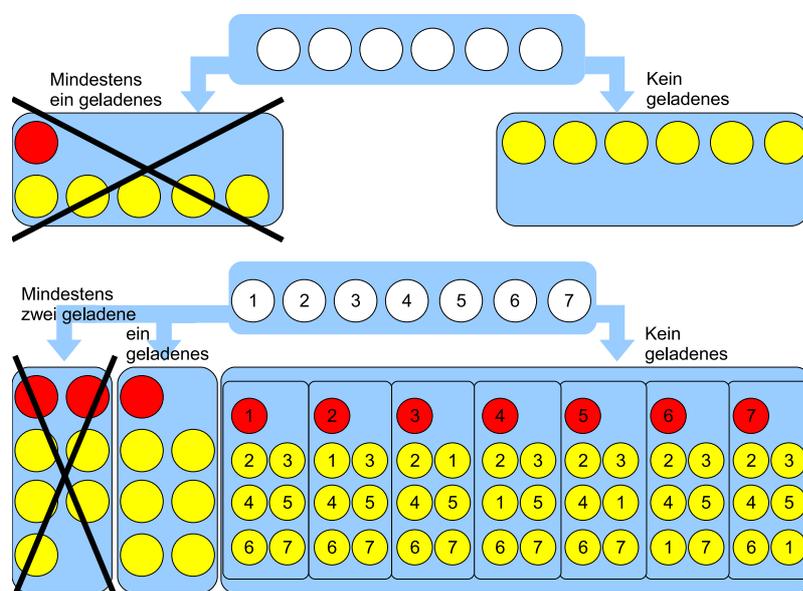


Abbildung 6.11: Ereignisklassen nach einem Schnitt auf die Ladung

Die Darstellung soll die unterschiedliche Einordnung eines Ereignisses nach einem Schnitt auf die Ladung verdeutlichen. Ein geladenes Teilchen wird durch die rote Farbe markiert, ein ungeladenes durch die gelbe Farbe.

Besteht das Ereignis aus sechs gemessenen Teilchen, wird es nur dann weiter behandelt, wenn keine Ladung gemessen worden ist. Dann wird angenommen, dass es sich um sechs detektierte Photonen in dem Ereignis handelt und das Proton nicht gemessen worden ist.

Bei einem Endzustand mit sieben Teilchen werden alle Ereignisse verworfen, in denen zwei geladene Teilchen gemessen worden sind. Wurde nur bei einem Teilchen eine Ladung nachgewiesen, wird dieses als Proton markiert und die übrigen sechs als Photonen. Wenn gar keine Ladung gemessen worden ist, werden alle möglichen Kombinationen gebildet und analysiert. Durch die folgenden Schnitte soll dann die richtige Kombination selektiert werden.

Der Schnitt auf die Ladungen der Teilchen reduziert sehr stark den kombinatorischen Untergrund. Wendet man diesen Schnitt nicht an, so wird jedes Ereignis mit sieben Teilchen so behandelt, als ob kein Teilchen eine Ladung zeigt.

Neben der damit wachsenden Analysezeit ist gerade im Vergleich zwischen gemessenen Protonen und vom kinematischen Fit berechneten Protonen der Vorteil des Schnittes auf die Ladung erkenntlich. In den Histogrammen der Abbildung 6.12 sind der azimutale und polare Differenzwinkel zwischen gemessenem und berechnetem Proton mit und ohne vorherige Ladungserkennung abgebildet. Mit einem Schnitt auf die Ladung zeigt sich ein scharfer Pik bei 0° . Ohne Ladungserkennung ist dieser um den Faktor vier bis fünf breiter. Der Schnitt auf die Ladung ermöglicht eine genauere Rekonstruktion des Protons und eine wesentliche Beschleunigung der Analyse. Verlangt man jedoch immer eine gemessene Ladung, verliert man einen Teil der Statistik aufgrund der nicht hundertprozentigen Effizienz des Innendetektors und der Veto-Plättchen des TAPS-Detektors.

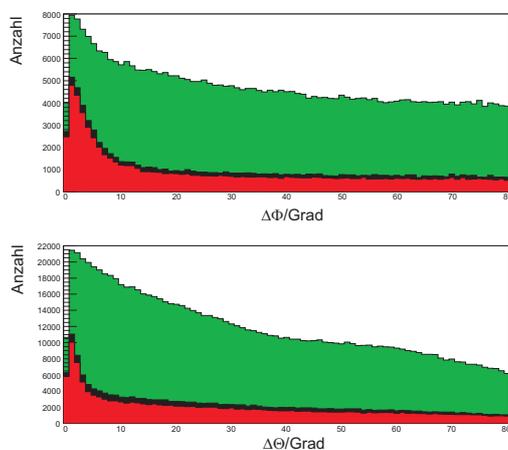


Abbildung 6.12: Rekonstruktion der Propagationsrichtung des Protons mit und ohne Ladungserkennung

Gezeigt ist die Verteilung der Differenzwinkel zwischen dem gemessenen und vom kinematischen Fit berechneten Proton mit und ohne vorherige Ladungserkennung. Ohne Ladungserkennung (grüne Fläche) zeigt sich ein sehr breiter Pik in beiden Winkelverteilungen. Bei vorher gemessener Ladung hingegen wird der Pik schmal. Dies gilt sowohl für den Schnitt auf zwei Lagenansprecher (rote Verteilung) im Innendetektor oder einem im TAPS-Detektor als auch für den Schnitt auf drei Ansprecher im Innendetektor bzw. einem im TAPS-Detektor (schwarze Verteilung).

Betrachtet man die extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Forderungen, z. B. wie viele Lagen des Innendetektors angesprochen haben bzw. ob überhaupt die Ladung gefordert ist, zeigt sich eine systematische Änderung der extrahierten Wirkungsquerschnitte innerhalb von maximal $\pm 8\%$ je nach Energie- und Winkelintervall (siehe Abbildung 6.13). Je nach Schnittgrenze wird die Untergrundverteilung sich ändern, aber die Anzahl der gesuchten Reaktionsteilchen nicht. Wird keine Ladungserkennung gefordert, werden alle Ereignisse untersucht. Dies führt zu einem Zuwachs des kombinatorischen Untergrunds. Die Variationen der extrahierten Wirkungsquerschnitte kommen zu Stande, da die Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund schwerer wird. Verlangt man eine Ladungsqualität von 1 für geladene Teilchen, gehen auch keine Ereignisse verloren. Die Zahl der erkannten geladenen Teilchen nimmt zwar ab, dies führt aber nur zu einer Umverteilung der Ereignisse in den Analyseklassen. Da es so mehr Ereignisse mit sieben ungeladenen Teilchen gibt, nimmt auch bei dieser Forderung hauptsächlich der kombinatorische Untergrund zu. Die Änderungen in den extrahierten Wirkungsquerschnitten hängen auch hier davon ab, wie gut sich Signal und Untergrund unterscheiden lassen. Dies gelingt besser als bei keinem Schnitt auf die Ladung, da die Zunahme des kombi-

natorischen Untergrunds deutlich geringer ist, als wenn man keinen Schnitt auf die Ladungsqualität macht.

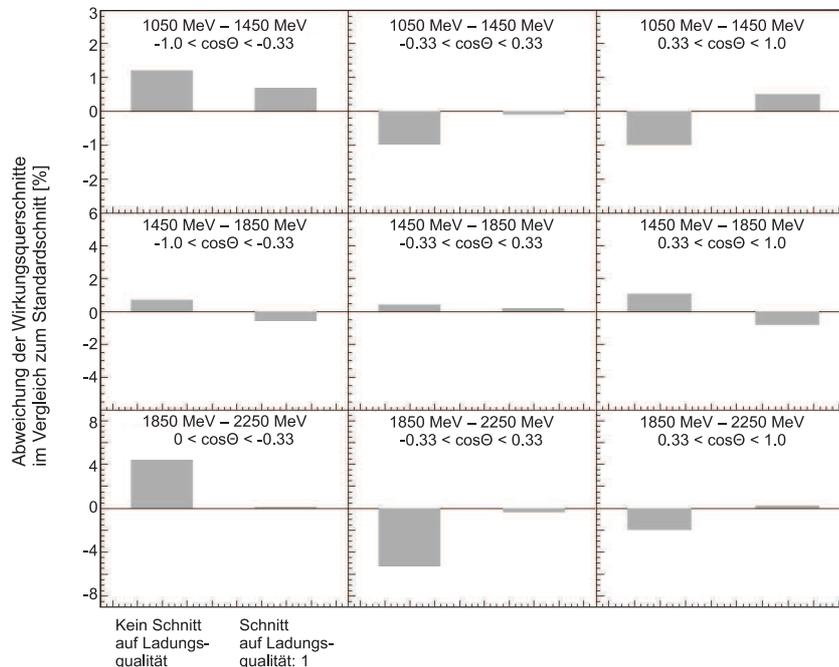


Abbildung 6.13: Änderung der extrahierten Wirkungsquerschnitte für verschiedene Ladungsschnitte

Für verschiedene Forderungen an die Ladungsqualität sind die prozentualen Abweichungen der extrahierten Wirkungsquerschnitte in den zwölf Histogramme dargestellt. Die Abweichungen nehmen mit wachsender Photonenergie zu, da die Zahl der rekonstruierten Kaonen kleiner wird und damit eine geringere Änderung in der Rate größere Verschiebungen im extrahierten Wirkungsquerschnitt hervorruft.

Pionrekonstruktion

Eine weitere Vorselektion besteht darin zu prüfen, ob es möglich ist, drei π^0 -Teilchen zu rekonstruieren. Dazu werden aus den Photonen eines Ereignisses alle möglichen Paare gebildet. Im Spektrum der invarianten Masse dieser Kombinationen aus zwei Photonen, das in Abbildung 6.14 dargestellt ist, wird dann auf den π^0 -Pik geschnitten, der bei einer Masse von 134,98 MeV liegt, wie man in Abbildung 6.15 erkennen kann.

Dabei werden die Schnittgrenzen mit 110 MeV und 160 MeV gewählt. Sollten weniger als drei Kombinationen den Schnitt überstehen, wird das Ereignis verworfen, da die hier untersuchte Reaktion drei neutrale Pionen verlangt.

Nach dem Schnitt auf die Pionmassen gibt es meistens nur noch drei von den 15 möglichen Kombinationen wie man in Abbildung 6.16 sieht.

In 16,82% der Fälle sind es weniger als drei Kombinationen. Wählt man die Schnitt-

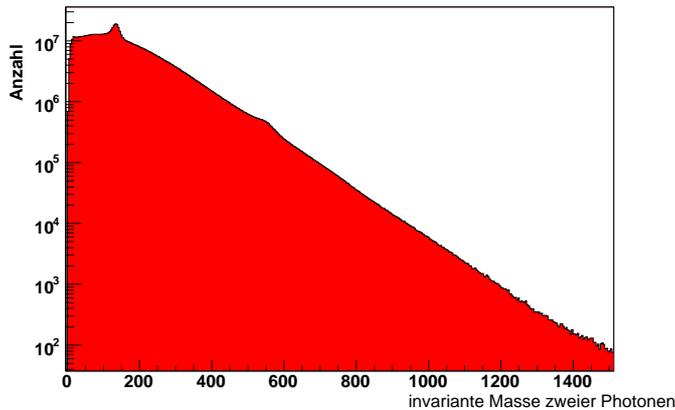


Abbildung 6.14: Spektrum der invarianten Masse $\gamma\gamma$
 In der Abbildung ist die Verteilung der invarianten Masse zweier Photonen logarithmisch aufgetragen. Man erkennt den π^0 -Pik bei 134,98 MeV und einen Pik bei 550 MeV, der von η -Teilchen herrührt, die in zwei Photonen zerfallen sind.

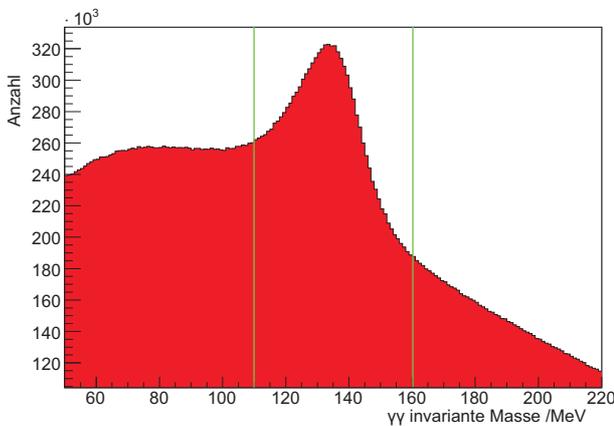


Abbildung 6.15: Pionpik im Spektrum der invarianten Masse $\gamma\gamma$
 In dieser Abbildung ist die invariante Masse zweier Photonen zwischen 50 MeV und 220 MeV dargestellt. Auf den deutlich sichtbaren π^0 -Pik wird geschnitten, wobei die untere Schnittgrenze bei 110 MeV liegt und die obere bei 160 MeV.

grenzen mit 100 MeV und 170 MeV weiter, so überstehen meistens vier Kombinationen den Schnitt und die Ereigniszahl wird insgesamt um 7,56% gesenkt. Die π^0 -Teilchen werden durch den ersten Schnitt besser selektiert, der Untergrund damit stark reduziert. Würde man die Schnittgrenzen noch enger setzen, schneidet man in den Pik hinein und verliert π^0 -Teilchen.

Der folgende kinematische Fit bestimmt die Pionen genauer und separiert sie vom Untergrund ab, so dass der Einfluss des Schnittes auf die π^0 -Masse auf den Wirkungsquerschnitt keine Auswirkung hat, solange nicht in den Pik hineingeschnitten wird und damit Ereignisse verloren gehen. Dieser Schnitt liefert damit auch keinen Beitrag zu dem systematischen Fehler. Der einzige Effekt ist die Reduzierung der Analysezeit.

Subtraktion des η -Untergrunds

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p3\pi^0 \rightarrow p6\gamma$ dominiert das $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum. Um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu verbessern und da diese Reaktion eine große Photonasymmetrie hat, ist es wichtig, die η -Teilchen herauszufiltern. Werden diese Teilchen nicht herausgeschnitten, erzeugen sie eine breite Verteilung im

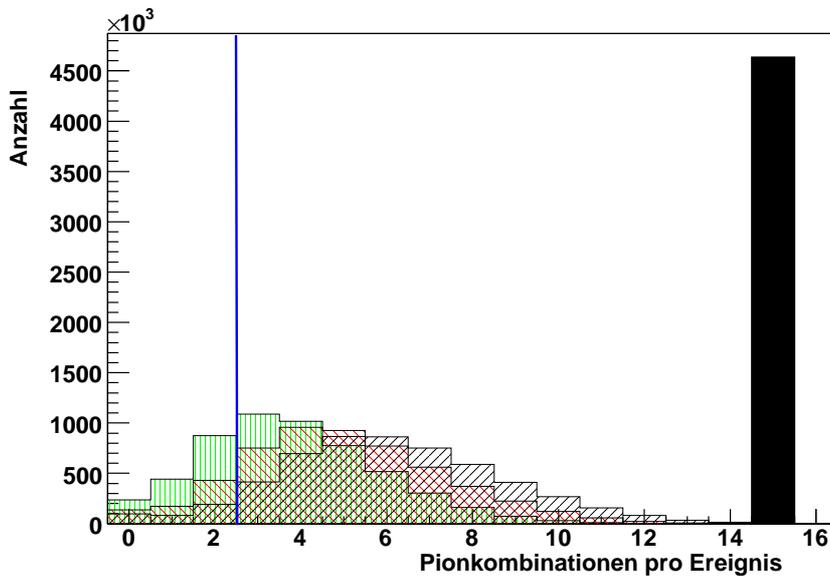


Abbildung 6.16: Kombinationen von 2γ pro Ereignis vor und nach Schnitt auf die π^0 -Masse

Die Anzahl aller möglichen Kombinationen von zwei Photonen ist in dem Graphen als schwarzer Balken dargestellt und beträgt 15 für sechs Photonen. Ein Schnitt auf die invarianten Massen mit den Grenzen [110;160] MeV führt zu der in grün schraffierten Verteilung, ein Schnitt mit den Grenzen [100;170] MeV zu der rot schraffierten und ein Schnitt auf [90;180] MeV zu der schwarz schraffierten. Der blaue Strich kennzeichnet den Schnitt auf die Anzahl von Kombinationen, die innerhalb der Schnittgrenzen liegen. Es müssen mindestens drei Kombinationen pro Ereignis innerhalb der Schnittgrenzen liegen, damit das Ereignis nicht verworfen wird.

$\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum und $p\pi^0$ invariante Massespektrum mit dem Maximum bei kleinen Massen. Im $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum liegt das Maximum bei 350 MeV und die Flanken laufen weit unter den K^0 -Pik, da bei gleicher Energieaufteilung jedes Photon des Endzustands der Reaktion ungefähr 91 MeV besitzt. Die Kombination von vier Photonen ergibt einen Pik bei der invarianten Masse von etwa 360 MeV. Da jedoch die Energieverteilung auf die Photonen in den meisten Fällen nicht so sein wird, verbreitert sich der Pik.

In Abbildung 6.17 ist das $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum zu sehen. Deutlich wird das Spektrum von dem η -Pik dominiert, dessen Mittelwert bei 544,6 MeV liegt und ein $\sigma = (36,82 \pm 0,06) \text{ MeV}$ hat. Alle Ereignisse, bei denen sich Kombinationen von $\pi^0\pi^0\pi^0$ innerhalb eines 4σ -breiten Fensters (von 470 MeV bis 620 MeV) finden lassen, werden verworfen.

Damit wird der η -Untergrund fast vollständig eliminiert. Von 8.400.000 simulierten Ereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0$ überleben 0,004%, das sind etwa 300 Teilchen. Diese verteilen sich noch über Energie- und Winkelintervalle, so dass eine Verfälschung der Messergebnisse im Vergleich zu allen anderen Fehlerquellen

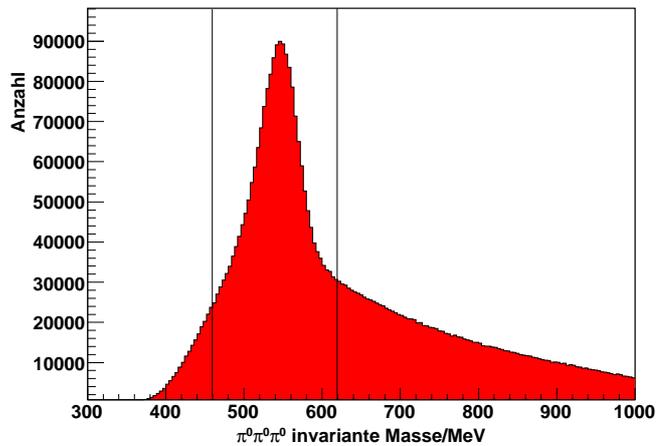


Abbildung 6.17: Spektrum der invarianten Masse von $3\pi^0$

Das invariante Massespektrum wird von einem breiten Pik bei der Masse 550 MeV dominiert, der Masse des η -Teilchens. Ereignisse im Bereich von 460 MeV bis 620 MeV werden von der Analyse ausgeschlossen.

praktisch Null ist.

Wählt man die Schnittgrenzen weiter, so ist der Verlust an $\Sigma^+ K_s^0$ -Ereignissen größer als die Reduzierung der wenigen verbliebenen η -Ereignisse. Bei einem Schnitt auf 5σ verringert sich der Wirkungsquerschnitt so um bis zu 4%.

Schnitt auf die Anzahl der lokalen Maxima innerhalb eines Clusters im Crystal Barrel

Bei der Rekonstruktion von Ereignissen im Crystal Barrel kann es vorkommen, dass mehrere Maxima aufgrund ihrer Nähe zueinander einem Cluster angerechnet werden. Abbildung 6.18 zeigt die Anzahl der lokalen Maxima in einem Cluster im Crystal Barrel-Kalorimeter für eine Photonenstrahlenergie von 1050 MeV bis 1150 MeV. Für andere Energieintervalle ist dies qualitativ gleich. In 75% der Fälle gibt es pro Cluster nur ein lokales Maximum, dann fällt die Verteilung stark ab.

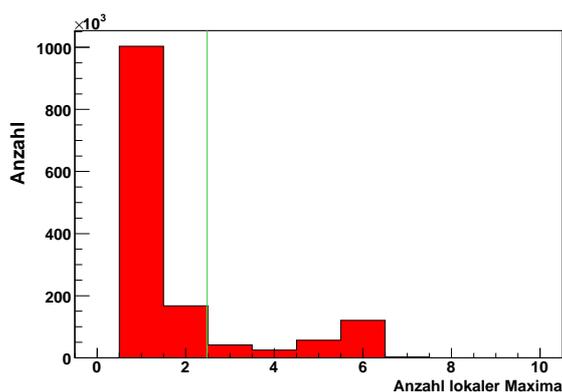


Abbildung 6.18: Anzahl der lokalen Maxima in einem Barrel-Cluster

Die Abbildung zeigt die Anzahl der lokalen Maxima in einem Cluster im Crystal Barrel für eine Photonenergie zwischen 1050 MeV und 1150 MeV. Die Verteilung ist für alle anderen Photonenergien qualitativ gleich. Meist findet sich in einem Cluster auch nur ein lokales Maximum, seltener zwei lokale Maxima.

Mehrere lokale Maxima pro Cluster können durch zwei Teilchen entstehen, die auf dicht beieinander liegende Kristalle treffen, oder auch durch Teilchen aus Untergrundereignissen, deren Bahn durch mehrere Kristalle führt. Diese Ereignisse stammen zum Beispiel aus Rückstreuungsprozessen aus dem Strahlvernichter. Diese verur-

sachen eine Anhäufung von rekonstruierten Pionen zwischen $\phi=220^\circ$ und $\phi=320^\circ$ in der Verteilung des azimuten Winkels ϕ gegen den polaren Winkel θ wie in Abbildung 6.19 gezeigt. Da diese künstliche Asymmetrie vom kinematischen Fit nicht vollständig herausgefiltert werden kann, ist es nötig, sie durch eine weitere Vorselektion zu minimieren.

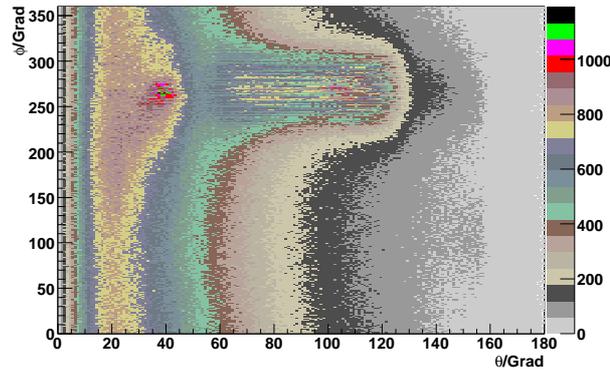


Abbildung 6.19: Verteilung des ϕ -Winkels gegen den Winkel θ

Die Winkelverteilung zeigt zum einen, dass die meisten Zerfallsprodukte aufgrund des Lorentzboosts unter kleinen θ -Winkeln detektiert werden und zum anderen ein Band zwischen $\phi=220^\circ$ und $\phi=320^\circ$. Diese Untergründereignisse rühren von Rückstreuereignissen aus dem Strahlvernichter her.

Da diese Teilchen in einem solchen Winkel auf den Crystal Barrel treffen, dass sie eine Spur durch die Kristalle ziehen, welche von der Barrel-Rekonstruktion zu einem großen Cluster mit mehreren Maxima geformt wird, kann man sie durch einen Schnitt auf die Anzahl der lokalen Maxima pro Cluster beseitigen. In Studien mit Monte Carlo-Simulationen hat sich gezeigt, dass sich jene Ereignisse mit der Forderung aussortieren lassen, dass maximal zwei lokale Maxima pro Cluster auftreten dürfen. Dies ist in Abbildung 6.20 zu sehen. Das breite Band, das von den Rückstreuereignissen herrührte, ist nicht mehr zu erkennen. Dieser Untergrund wird durch den Schnitt herausgefiltert.

Lässt man drei Maxima als obere Grenze zu, erhält man noch keine untergrundbefreite Winkelverteilung, wie Abbildung 6.21 verdeutlicht. Um eine Photonasymmetrie zu bestimmen, ist somit ein Schnitt mit der Forderung nach maximal zwei lokalen Maxima pro Cluster nötig.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und der Rückstoßpolarisation wird dieser Schnitt jedoch nicht verwendet. Dieser Untergrund wird durch die Untergrundsubtraktion am Ende der Analyse entfernt, da die ϕ -Asymmetrie des Untergrunds keine Auswirkung auf diese beiden Observablen hat. Der Verlust an K_s^0 -Zählrate hingegen ist für große Photonenergien sehr hoch durch diesen Schnitt und er führt zu einer Photonenergieabhängigkeit der Akzeptanz, da die Anzahl der PEDs pro Cluster sich mit zunehmender Photonenergie für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ erhöht. Dies wird im Kapitel zur Akzeptanzbestimmung beschrieben. Damit liefert dieser

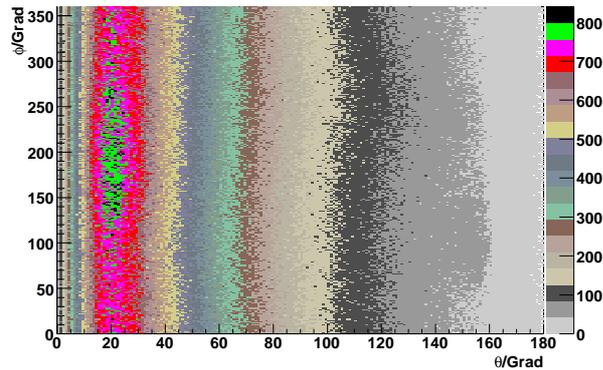


Abbildung 6.20: Verteilung des ϕ -Winkels gegen den Winkel θ nach Vor-selektion

Nach einem Schnitt auf höchstens zwei Maxima pro Cluster ist im Gegensatz zu Abbildung 6.19 in der Winkelverteilung keine Band aus Untergrundereignissen mehr zu erkennen.

Schnitt auch keinen Beitrag zum systematischen Fehler bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts.

6.4.3 Kinematischer Fit

Um die Auflösung der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse zu erhöhen und damit das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, wird in der Analyse ein kinematischer Fit verwendet. Der kinematische Fit ist eine Anpassung der Messgrößen mittels der Methode der kleinsten Quadrate. Die Werte n , mit denen der Fit arbeitet, sind die Energien und Winkel der Trajektorien der detektierten Teilchen. Sie werden als ein n -dimensionaler Vektor $\vec{\eta}_0$ aufgefasst, dessen Einträge die gemessenen Größen sind. Zusätzlich kann es sein, dass die Größen r nicht gemessen wurden. Diese werden dann aus den gemessenen Größen über physikalische Erhaltungssätze errechnet werden können. Sie bilden die Einträge des r -dimensionalen Vektors \vec{x}_0 . Wurde beispielsweise das Proton nicht detektiert, kann es aus Energie- und Impulserhaltung, die zusammen mit den Massen der Teilchen den Fit beschränken, rekonstruiert werden, wenn die anderen Beteiligten bekannt sind.

Aus der Messung fließen folgende Größen in den kinematischen Fit ein:

1. Die Energie des Bremsstrahlungsphotons wird von der Photonenmarkierungsanlage ermittelt. Es wird angenommen, dass das Photon sich entlang der Strahlachse bewegt und die polaren Winkel θ und ϕ damit den Wert 0 haben.
2. Vom Proton im Target wird angenommen, dass es sich in Ruhe befindet. Da-

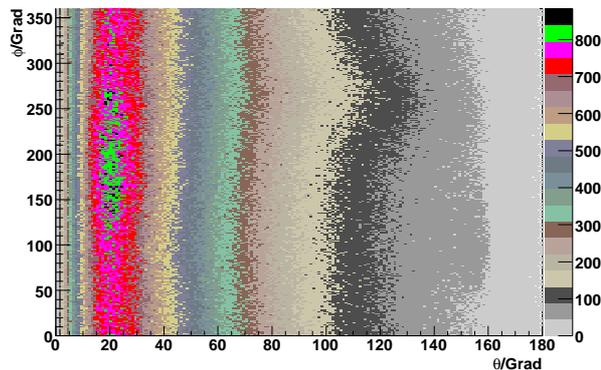


Abbildung 6.21: Verteilung des ϕ -Winkels gegen den Winkel θ bei höchstens drei Maxima pro Cluster

Bei einem Schnitt, bei dem bis zu drei Maxima pro Cluster erlaubt sind, zeigt sich das Band zwischen $\phi=220^\circ$ und $\phi=320^\circ$ immer noch deutlich. Daher ist der Schnitt in der Auswertung restriktiver gesetzt worden.

mit ist sein Impuls 0 und seine Energie ist gleich der Masse des Protons.

3. Von den Photonen des Endzustandes werden die gemessenen Energien und polaren Winkel θ und ϕ ihrer Trajektorien als Parameter für den kinematischen Fit verwendet.
4. Das auslaufende Proton hingegen wird nicht verlangt, sondern über die Beschränkungen berechnet. Einerseits liegt das an der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen, andererseits daran, dass ein Proton mit einer kinetischen Energie über 450 MeV nicht in den Kalorimetern gestoppt wird und so nicht seine gesamte Energie in den Kristallen deponiert. Damit ist die gemessene Energie kleiner als die tatsächliche Energie des Protons und die kinematischen Größen des Protons können nicht vollständig bestimmt werden.
5. Mit sieben Beschränkungen und vier freien Parametern, dem gesamten Viererimpuls des Protons, sind die Ergebnisse des kinematischen Fits dreifach überbestimmt. Noch einmal explizit hervorgehoben soll der Fakt sein, dass die invarianten Massen des Σ^+ und des K_s^0 keine Beschränkungen des kinematischen Fits sind.

Die gemessenen Größen sind alle fehlerbehaftet aufgrund der Auflösungen der Detektorkomponenten, so dass die Beschränkungen nicht zur Gänze erfüllt sind. Der kinematische Fit variiert nun die gemessenen Größen innerhalb der Grenzen, die

durch die Größen der Messfehler festgelegt sind und bestimmt so neue Vektoren $\vec{\eta}$ und \vec{x} , welche die Beschränkungen erfüllen. Die Differenzen $\vec{\delta}$ und $\vec{\xi}$ zwischen den ursprünglichen Vektoren und denen, die der kinematische Fit ermittelt hat, können als

$$\vec{\delta} = \vec{\eta}_0 - \vec{\eta} \quad (6.9)$$

$$\vec{\xi} = \vec{x}_0 - \vec{x} \quad (6.10)$$

geschrieben werden.

Die Messgrößen sind über m Funktionen, den Beschränkungen, miteinander verknüpft, die in ihrer Gesamtheit als Hypothese des Fits bezeichnet werden:

$$f_{1\dots m}(\vec{x}, \vec{\eta}) = 0. \quad (6.11)$$

Die einzelnen Beschränkungen werden durch lineare Approximationen angenähert. Dazu werden diese Funktionen um die Anfangsvektoren herum entwickelt:

$$\begin{aligned} f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) &= f_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_1} \right)_{x_0, \eta_0} (x_1 - x_{0,1}) + \dots + \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_n} \right)_{x_0, \eta_0} (x_n - x_{0,n}) \\ &\quad + \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_1} \right)_{x_0, \eta_0} (\eta_1 - \eta_{0,1}) + \dots + \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_r} \right)_{x_0, \eta_0} (\eta_r - \eta_{0,r}) \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) &= f_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) - \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_1} \right)_{x_0, \eta_0} \xi_1 - \dots - \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_n} \right)_{x_0, \eta_0} \xi_n - \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_1} \right)_{x_0, \eta_0} \delta_1 \\ &\quad - \dots - \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_r} \right)_{x_0, \eta_0} \delta_r. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Das lässt sich in Matrix-Schreibweise ausdrücken:

$$A \vec{\xi} + B \vec{\delta} + \vec{c} = 0, \quad (6.14)$$

wobei die jeweiligen Matrixelemente wie folgt aussehen:

$$A_{kj} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_j} \right)_{x_0, \eta_0}, \quad (6.15)$$

$$B_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_l} \right)_{x_0, \eta_0}, \quad (6.16)$$

$$C_k = f_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0). \quad (6.17)$$

Der Index k läuft von 1 bis m , der Index j von 1 bis r und der Index l von 1 bis n . Für die Differenzmatrizen wird eine Minimierung nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate durchgeführt, z. B.:

$$\vec{\delta}^T G_y \vec{\delta} = \delta_1 G_{y,11} \delta_1 + \delta_2 G_{y,22} \delta_2 + \dots \quad (6.18)$$

Die Einträge der Gewichtungsmatrix G_y werden durch die Auflösung der Detektor-komponenten festgelegt. Auf der Diagonalen sind die Inversen der einzelnen Auflösungen eingetragen. Die anderen Einträge sind alle 0, da angenommen wird, dass die einzelnen Auflösungen nur die dazugehörige gemessene Größe beeinflussen und die Größen unabhängig voneinander sind. Das ist nicht für alle Größen zutreffend, so ist für den TAPS-Detektor die Auflösung des Winkels ϕ abhängig von θ

$$\delta\phi = \frac{2}{R \cdot \tan\theta} \text{rad}. \quad (6.19)$$

R ist der Abstand zwischen dem Target und TAPS entlang der Strahlachse. Die θ -Abhängigkeit rührt daher, dass TAPS ein flacher Detektor ist und daher die Teilchen aus dem Target kommend nicht senkrecht auf die Kristalle treffen.

Eine weitere Annahme ist, dass die Fehler gaußverteilt sind. Dies trifft zumindest näherungsweise auf alle Fehler zu.

Die Auflösungen wurden von früheren Analysen entnommen (siehe [CAS06]).

Aus dieser Funktion und der Matrixgleichung 6.14 wird eine Lagrangefunktion erzeugt, die minimal werden soll:

$$L = \vec{\delta}^T G_y \vec{\delta} + 2\vec{\mu}^T \left(A \vec{\xi} + B \vec{\delta} + \vec{c} \right). \quad (6.20)$$

Der Vektor $\vec{\mu}$ enthält die Lagrangemultiplikatoren, die für die Minimierung der Matrixgleichung sorgen. Die Funktion L ist minimal, wenn sie verschwindet. Dazu müssen die folgenden drei Gleichungen erfüllt sein:

$$G_y \vec{\delta} + B^T \vec{\mu} = 0, \quad (6.21)$$

$$2\vec{\mu}^T A = 0, \quad (6.22)$$

$$A \vec{\xi} + B \vec{\delta} + \vec{c} = 0. \quad (6.23)$$

Die Lösungen des Gleichungssystems lauten:

$$\vec{\xi} = - (A^T G_B A)^{-1} A^T G_B \vec{c}, \quad (6.24)$$

$$\vec{\delta} = -G_y^{-1} B^T G_B \left(\vec{c} - A (A^T G_B A)^{-1} A^T G_B \vec{c} \right) \quad (6.25)$$

mit

$$GB = (B G_y^{-1} B^T)^{-1}. \quad (6.26)$$

Die Vektoren $\vec{\eta}$ und \vec{x} erhält man einfach aus den oben angeführten Differenzgleichungen.

Da die Beschränkungen approximiert wurden, sind die Lösungen Näherungen. Um möglichst genaue Ergebnisse zu bekommen, werden vier bis acht Iterationen durchgeführt. Die erhaltenen Werte werden jeweils die Startwerte für die nächste Iteration. Ebenso wird die Kovarianzmatrix neu bestimmt, so dass für die nächste Iteration nur neue Parameter verwendet werden.

Die Hypothese

Die Hypothese enthält die Beschränkungen, die im kinematischen Fit verwendet werden sollen. In dieser Arbeit wurden sieben Beschränkungen verwendet. Sie ergeben sich aus der Annahme, dass der Endzustand aus einem Proton und drei Pionen besteht.

Zum einen sind dies die drei Formeln, die sich aufgrund der invarianten Masse des neutralen Pions ergeben:

$$E_{\gamma_1}^2 - p_{x,\gamma_1}^2 - p_{y,\gamma_1}^2 - p_{z,\gamma_1}^2 + E_{\gamma_2}^2 - p_{x,\gamma_2}^2 - p_{y,\gamma_2}^2 - p_{z,\gamma_2}^2 = M_{\pi^0}^2, \quad (6.27)$$

$$E_{\gamma_3}^2 - p_{x,\gamma_3}^2 - p_{y,\gamma_3}^2 - p_{z,\gamma_3}^2 + E_{\gamma_4}^2 - p_{x,\gamma_4}^2 - p_{y,\gamma_4}^2 - p_{z,\gamma_4}^2 = M_{\pi^0}^2, \quad (6.28)$$

$$E_{\gamma_5}^2 - p_{x,\gamma_5}^2 - p_{y,\gamma_5}^2 - p_{z,\gamma_5}^2 + E_{\gamma_6}^2 - p_{x,\gamma_6}^2 - p_{y,\gamma_6}^2 - p_{z,\gamma_6}^2 = M_{\pi^0}^2. \quad (6.29)$$

$E_{\gamma_i}, \vec{p}_{\gamma_i}$ beschreiben die Photonen im Endzustand der Reaktion. Sie müssen alle aus dem hadronischen Zerfall neutraler Pionen kommen, wenn sie der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion entstammen.

Zum anderen sind dies die vier Formeln, die sich aus Energie- und Impulserhaltung ergeben

$$E_{Photon} + E_{Proton,i} - E_{Proton,f} - \sum_{i=0}^6 E_{\gamma_i} = 0, \quad (6.30)$$

$$p_{Photon,x} + p_{Proton,i,x} - p_{Proton,f,x} - \sum_{i=0}^6 p_{\gamma_i,x} = 0, \quad (6.31)$$

$$p_{Photon,y} + p_{Proton,i,y} - p_{Proton,f,y} - \sum_{i=0}^6 p_{\gamma_i,y} = 0, \quad (6.32)$$

$$p_{Photon,z} + p_{Proton,i,z} - p_{Proton,f,z} - \sum_{i=0}^6 p_{\gamma_i,z} = 0. \quad (6.33)$$

In den Formeln beschreibt der erste Term das einlaufende Photon und der zweite das Proton im Target vor der Reaktion. Da das Targetproton als ruhend angenommen wird, ist dessen Impuls Null und die Terme verschwinden aus den drei unteren Formeln. In der Energieformel bleibt der Term natürlich bestehen aufgrund der Masse des Protons. Der dritte Term beschreibt das Proton nach der Reaktion und der letzte Term die sechs Photonen aus der Reaktion.

Die Einträge der A -Matrix werden aus diesen sieben Gleichungen analytisch bestimmt. An einem Beispiel sei das dargestellt. Die Formel, welche die Beschränkung für die x -Komponente des Impulses angibt, wird in Abhängigkeit der gemessenen Werte ($E_{\gamma_1}, \theta_{\gamma_1}, \phi_{\gamma_1}$) eines Photons dargestellt:

$$\frac{\partial p_x(E_{\gamma_1}, \theta_{\gamma_1}, \phi_{\gamma_1})}{\partial E_{\gamma_1}} = \cos\theta_{\gamma_1} \sin\phi_{\gamma_1}, \quad (6.34)$$

$$\frac{\partial p_x(E_{\gamma_1}, \theta_{\gamma_1}, \phi_{\gamma_1})}{\partial \theta_{\gamma_1}} = E_{\gamma_1} \sin\theta_{\gamma_1} \sin\phi_{\gamma_1} \quad (6.35)$$

Tabelle 6.2: σ -Breiten und Mittelpunkte der Pullverteilungen
In der Tabelle sind die Werte für die Mittelpunkte μ und σ -Breiten der einzelnen Pullverteilungen aufgelistet. Das Proton wird von dem kinematischen Fit berechnet und daher gibt es keine Pullverteilungen für das Nukleon. Die Abbildungen 6.22 zeigen die Pullverteilungen.

		Photon	Bremsstrahlungsphoton
Θ	σ	0,985	0,985
	$\Delta\sigma$	0,006	0,006
	μ	-0,056	-0,056
	$\Delta\mu$	0,009	0,009
	\sqrt{E}		
\sqrt{E}	σ	1,004	0,953
	$\Delta\sigma$	0,002	0,005
	μ	0,064	0,056
	$\Delta\mu$	0,004	0,009
	Φ	σ	0,985
$\Delta\sigma$		0,006	0,006
μ		-0,056	-0,056
$\Delta\mu$		0,009	0,009

und

$$\frac{\partial p_x(E_{\gamma_1}, \theta_{\gamma_1}, \phi_{\gamma_1})}{\partial \phi_{\gamma_1}} = E_{\gamma_1} \cos \theta_{\gamma_1} \cos \phi_{\gamma_1}. \quad (6.36)$$

Die Pullverteilung

Die Differenzen zwischen gemessenen und vom kinematischen Fit bestimmten Werten sollen Verteilungen um den Wert Null herum bilden, denn der kinematische Fit sollte im Mittel genauso oft spezifische Werte erhöhen wie senken, um die Hypothese zu erfüllen. Sollte der Wert von Null verschieden sein, weist das auf systematische Fehler in den gemessenen Werten hin. Wenn die Messfehler richtig eingeschätzt wurden, ergibt sich eine Gaußverteilung mit einem σ -Breite von Eins. Eine breitere Verteilung würde bedeuten, dass die Fehler zu groß eingeschätzt worden sind, eine schmalere hingegen, dass die Fehler zu klein angenommen worden sind. Sollte die Verteilung nicht gaußförmig sein, sind die Messfehler nicht gaußverteilt und der kinematische Fit ist nicht anwendbar. Unter der Annahme, dass auch die vom kinematischen Fit bestimmten Werte noch einen, wenn auch kleinen, Fehler beinhalten, kann man eine so genannte Pullverteilung angeben:

$$P_i = \frac{\eta_i - \eta_f}{\sqrt{\sigma_{n_i}^2 - \sigma_{n_f}^2}}. \quad (6.37)$$

η_i sind die Elemente der gemessenen Vektoren und η_f die Elemente der vom kinematischen Fit ermittelten Vektoren. σ_{n_i} und σ_{n_f} sind die dazugehörigen Fehler. In der Tabelle 6.2 sind die Werte für die Pullverteilungen aufgelistet und in der Abbildung 6.22 dargestellt. Sie erfüllen die vorher genannten Bedingungen und somit zeigt sich, dass die Fehler gut eingeschätzt worden sind.

Konfidenzlevel

Nach dem kinematischen Fit erfüllen die bestimmten Werte alle Beschränkungen. Daher ist es nicht möglich, nach dem Fit z. B. über die Energieerhaltung Ereignis-

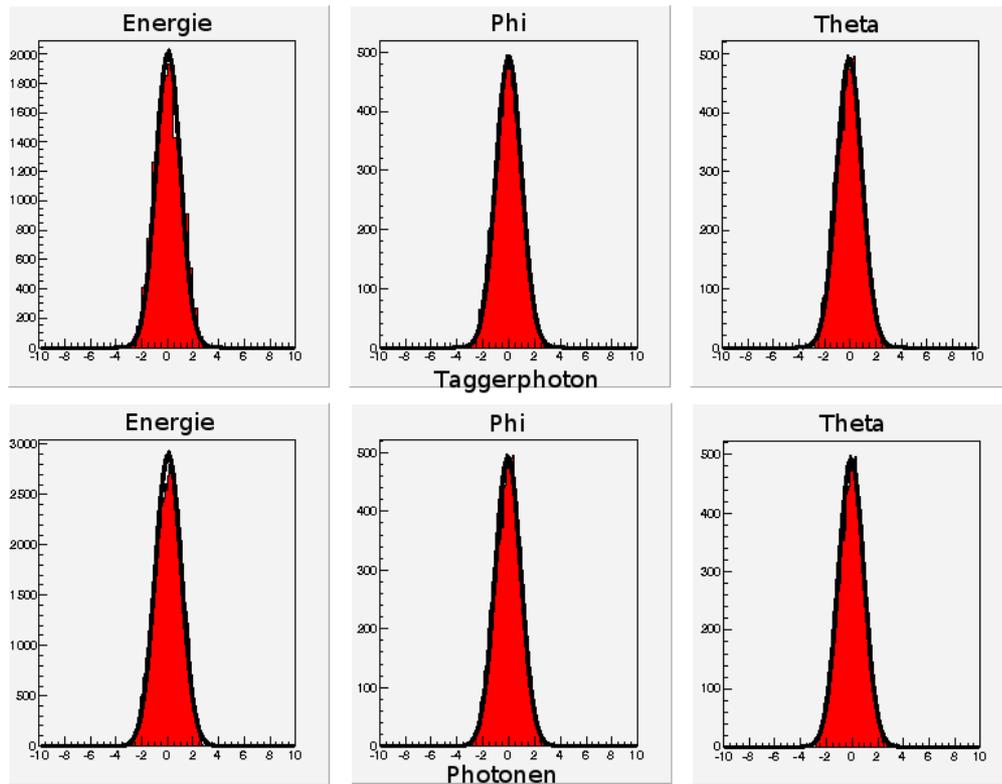


Abbildung 6.22: Pullverteilungen

Die Abbildungen zeigen die Pullverteilungen. In der oberen Zeile sind die Verteilungen für das Photon, welches das Ereignis auslöst. In der unteren Zeile werden die Verteilungen für die Photonen des Endzustands gezeigt.

nisse zu selektieren. Dagegen ist es möglich, Ereignisse über den χ^2 -Wert des Fits auszuwählen. Der Wert ist gegeben durch

$$\chi^2 = (\eta_0 - \eta_f)^T G_y (\eta_0 - \eta_f). \quad (6.38)$$

Die Verteilung der χ^2 -Werte aller ermittelten Ereignisse ist gegeben durch

$$f(\chi^2) = \frac{\left(\frac{u}{2}\right)^{n/2-1} e^{-u/2}}{2\Gamma(n/2)}. \quad (6.39)$$

Dabei ist $x = \sum_{i=1}^n x_i^2$ die Summe der Quadrate der n unabhängigen Zufallsvariablen. Wenn die Pullverteilungen den Erwartungen genau entsprechen, sollte die Funktion dem χ^2 entsprechen, das man erhält, wenn man quadratisch so viele Gaußverteilungen addiert mit $\mu = 0$ und $\sigma = 0$, wie es in dem Problem an Freiheitsgraden gibt. Solch eine Standard- χ^2 -Verteilung wird im Folgenden mit $f_{St}(\chi^2)$ bezeichnet. Sollten Ereignisse die Vorgaben der Beschränkungen nicht erfüllen, ändert sich für diese die Verteilung und wird bei entweder höheren oder niedrigeren χ^2 -Werten als

dem χ^2 -Wert der Standardverteilung ihr Maximum haben. Zu Kontrollzwecken betrachtet man nicht den χ^2 -Wert, sondern der Konfidenzlevel, der wie folgt mit dem χ^2 -Wert verknüpft ist:

$$KL = 1 - \int_{x_1}^{x_2} f_{St}(\chi^2) d\chi^2. \quad (6.40)$$

Der Konfidenzlevel kann Werte von 0 bis 1 annehmen. Hohe χ^2 -Werte produzieren Werte nahe 0, niedrige hingegen Werte in der Nähe von 1. Da

$$\frac{d\chi^2}{dKL} = \frac{1}{f_{St}(\chi^2)} \quad (6.41)$$

ist, kann die Konfidenzlevel-Verteilung der ermittelten Werte $f(KL)$ wie folgt geschrieben werden

$$f(KL) dKL = f(\chi^2) d\chi^2 \quad (6.42)$$

$$\Leftrightarrow f(KL) = f(\chi^2) \frac{d\chi^2}{dKL} \quad (6.43)$$

$$\Rightarrow f(KL) = \frac{f(\chi^2)}{f_{St}(\chi^2)}. \quad (6.44)$$

Wenn wie oben schon erwähnt die Pullverteilungen exakt eingestellt waren, entspricht $f(\chi^2)$ wie diskutiert $f_{St}(\chi^2)$. Damit wird die Konfidenzlevel-Verteilung flach. So lassen sich gewünschte Ereignisse, die der Hypothese entsprechen, von Untergrundereignissen trennen. Gewünschte Ereignisse bilden eine gleichmäßige Verteilung über alle Konfidenzlevel, während Untergrundereignisse einen niedrigen Konfidenzlevel besitzen. Dazu müssen die Messfehler richtig bestimmt worden sein, da sonst $f(\chi^2)$ ungleich $f_{St}(\chi^2)$ wird und damit die Konfidenzlevel-Verteilung nicht mehr die flache Form annimmt. Wenn die Fehler als zu groß angenommen wurden, wird die Verteilung zu höheren Konfidenzleveln verschoben, bei zu kleinen Fehlern vice versa. In Abbildung 6.23 ist die Konfidenzlevel-Verteilung der Analyse für gemessene (rot schraffiert) und simulierte (grün schraffiert) Daten zu sehen. Die Verteilungen stimmen über einen weiten Bereich gut miteinander überein. Beide sind über einen großen Bereich flach, aber zu kleinen Konfidenzleveln steigen sie unterschiedlich schnell an. Die Konfidenzlevel-Verteilung der gemessenen Daten steigt schneller als die der simulierten Daten. Dies führt zu einem systematischen Fehler, was im Folgenden noch diskutiert wird. Durch einen Schnitt auf ein Konfidenzlevel von 0 bis 0,1 wird dieser Bereich in der Analyse verworfen.

Die Anzahl der möglichen Ergebnisse nach der kinematischen Anpassung ist in Abbildung 6.24 gezeigt. Bei 19,64% der Ereignisse bleibt nach dem Fit und dem Schnitt auf das Konfidenzlevel nur ein Ergebnis übrig, das dann weiter analysiert wird. Dass es mehr als nur ein gültiges Ergebnis gibt, kommt daher, dass entweder Photonen unterschiedlicher Pionen sich so kombinieren lassen, dass die Hypothese erfüllt ist, oder dadurch, dass es mehr als nur ein mögliches Bremsstrahlungsphoton gibt, das die Reaktion ausgelöst haben könnte. Da es wünschenswert wäre, dass pro Ereignis auch nur ein gültiges Ergebnis der kinematischen Anpassung übrig bleibt, kann man versuchen, dies durch eine andere Wahl der Schnittgrenze für den Konfidenzlevel zu

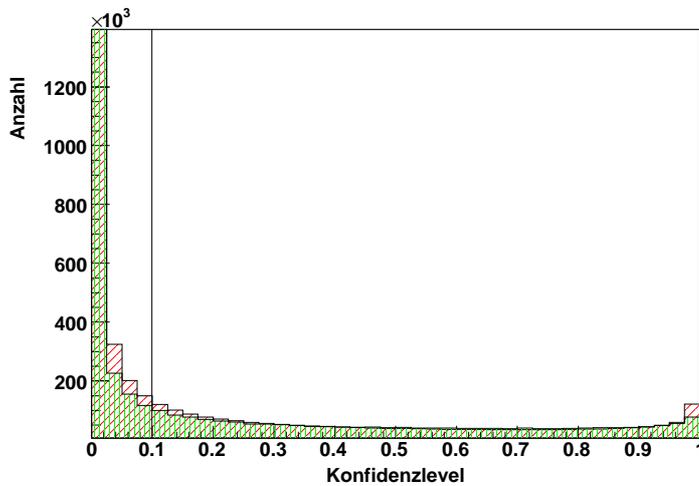


Abbildung 6.23: Konfidenzlevel

In der Abbildung ist die Konfidenzlevel-Verteilung der Analyse für die rot schraffierten gemessenen und grün schraffierten simulierten Daten zu sehen. Beide Verteilungen gleichen sich weitestgehend. Sie sind über einen großen Bereich flach, steigen aber für kleine Konfidenzlevel unterschiedlich rasch an. Durch einen Schnitt auf das Konfidenzlevel werden Ereignisse mit einem Wert von weniger als 0,1 verworfen.

erreichen. Wählt man als Schnittgrenze einen kleineren Wert, z. B. 0,05, erwartet man, dass das Verhältnis von einem gültigen Ergebnis zu mehreren gültigen abnimmt, da prinzipiell das Fenster für erlaubte Ergebnisse zunimmt. Ein Schnitt auf 0,05 zeigt, dass zwar die Anzahl der gültigen Ergebnisse deutlich zunimmt, aber sich das Verhältnis nicht gravierend ändert. Dies liegt bei 18,55%. Wie erwartet, wird das Verhältnis also schlechter, aber nur gering. Setzt man die Schnittgrenze auf 0,15, wird man also restriktiver, so sinkt erwartungsgemäß die Zahl der Ergebnisse, aber das Verhältnis liegt bei 19,7%, bleibt also prinzipiell gleich. Das heißt, durch einen Schnitt auf den Konfidenzlevel lässt sich die Zahl der Ergebnisse nach der kinematischen Anpassung ändern, aber nur geringfügig die Zahl der Ergebnisse pro Ereignis. Durch weitere Schnitte muss also die Ergebniszahl pro Ereignis gesenkt werden, um die richtige Kombination zu finden.

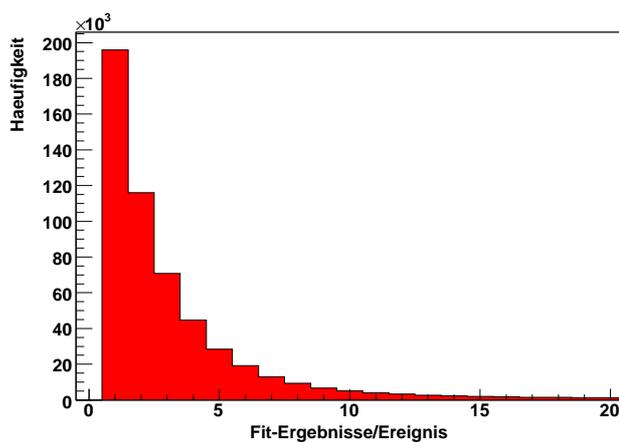


Abbildung 6.24: Gültige Ergebnisse des kinematischen Fits pro Ereignis

Gezeigt ist die Multiplizität der Ergebnisse des kinematischen Fits nach dem Schnitt auf ein Konfidenzlevel von 0,1. In 55,8% der Fälle gibt es nur ein gültiges Ergebnis. Einträge bei hohen Werten kommen daher, dass mehrere Kombinationen von Photonen zu Pionen möglich sind und es mehrere mögliche Bremsstrahlungsphotonen gibt, die das Ereignis ausgelöst haben können.

Variiert man den Schnitt auf den Konfidenzlevel, so stellt sich heraus, dass ein Schnitt auf ein höheres Konfidenzlevel die extrahierten Wirkungsquerschnitte nicht ändert. Die K_s^0 -Zählrate sinkt zwar, da mehr Ereignisse verworfen werden, dies wird

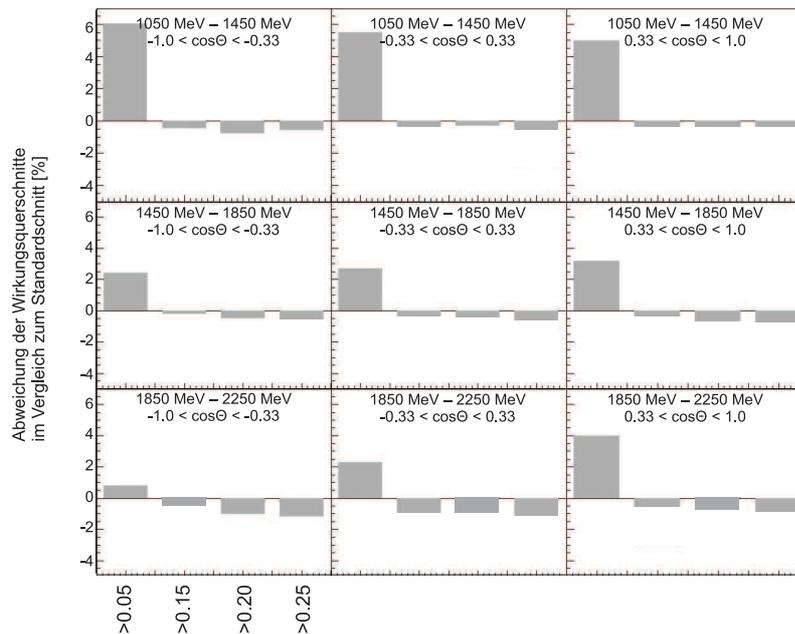


Abbildung 6.25: Änderung der extrahierten Wirkungsquerschnitte je nach Schnitt auf den Konfidenzlevel

Die Abbildung zeigt die prozentuale Änderung des extrahierten Wirkungsquerschnitts bei einer Variation des Schnitts auf den Konfidenzlevel. Schneidet man auf höhere Konfidenzlevel als 0,1, so nimmt der extrahierte Wirkungsquerschnitt meist nur gering ab. Die Abnahme kommt durch den Verlust von gesuchten Ereignissen durch den restriktiveren Schnitt, der aber meist durch die Akzeptanz korrigiert werden kann. Mindert man die Grenze auf einen Konfidenzlevel von 0,05 hingegen ab, so erhöht sich die Ereigniszahl. Da in diesem Bereich die Simulation von den gemessenen Daten divergiert, wird dieser Effekt nicht korrigiert und der extrahierte Wirkungsquerschnitt nimmt deutlich zu.

jedoch durch die Simulation richtig korrigiert. Schneidet man auf kleinere Konfidenzlevel erhält man jedoch höhere extrahierte Wirkungsquerschnitte. Da mehr Ereignisse den Schnitt passieren, wächst die Kaonrate und auch die Akzeptanz nimmt zu. Da die Übereinstimmung zwischen den Konfidenzlevel-Verteilungen der gemessenen und simulierten Daten bei kleinen Konfidenzleveln divergiert, nehmen die rekonstruierten Kaonraten unterschiedlich zu. Die Anzahl der K_s^0 , die aus den gemessenen Daten bestimmt werden, wächst schneller an, wie man schon anhand der Konfidenzlevel-Verteilungen erkennen kann. Dies führt zu höheren extrahierten Wirkungsquerschnitten. Bei einem Schnitt auf ein Konfidenzlevel von 0,05 ergeben sich Unterschiede von maximal 6%. In Abbildung 6.25 sind die Abweichungen für verschiedene Energie- und Winkelintervalle gezeigt, bzw. der prozentuale Beitrag zum systematischen Fehler.

Vergleich des berechneten Protons mit dem gemessenen Kandidaten für das Proton

Um die Zahl der verschiedenen Ergebnisse der kinematischen Anpassung zu reduzieren bzw. Untergrundreaktionen weiter zu reduzieren, werden die vom kinematischen Fit berechneten Protonen mit den gemessenen möglichen Protonkandidaten verglichen. Dieser Schnitt wird auf Ereignisse angewandt, bei denen sieben Teilchen gemessen worden sind, da bei Ereignissen mit sechs nachgewiesenen Teilchen verlangt worden ist, dass es sich bei diesen ausschließlich um Photonen handelt. Bei sieben Teilchen hingegen gibt es zwei Möglichkeiten. Wenn ein geladenes Teilchen gemessen worden ist, dann wird die Flugrichtung dieses mit dem des berechneten Protons verglichen. Ist bei sieben Teilchen keine Ladung gemessen worden, so wird jedes Teilchen mit dem berechneten verglichen, um so das Proton zu identifizieren. In den Abbildungen 6.26 und 6.27 sind exemplarisch die Verteilungen der Differenzwinkel zwischen berechnetem Proton und gemessenem Kandidaten im polaren Winkel θ und im azimuthalen Winkel ϕ gezeigt für das Photonenergiebin 1050 MeV bis 1150 MeV. Qualitativ unterscheiden sich die anderen Photonenergiebins nicht. Deutlich ist ein starker Anstieg beider Verteilungen zu kleinen Winkeln zu erkennen. Die Schnittgrenzen werden so gewählt, dass die Differenz im polaren Winkel θ maximal 8° betragen darf und im azimuthalen Winkel ϕ maximal 15° .

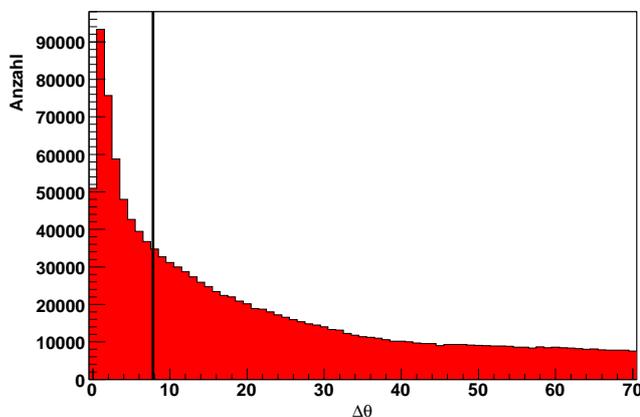


Abbildung 6.26: Verteilung der Differenzwinkel in θ zwischen berechnetem und gemessenem Proton

Die Abbildung stellt die Verteilung der Differenzwinkel in θ zwischen berechnetem und gemessenem Proton da. Zu kleinen Differenzwinkeln steigt diese rapide an, zu großen Differenzwinkeln sinkt sie langsam gegen Null. Der rapide Anstieg beginnt bei 6° . Geschnitten wird auf 8° , durch die schwarze Linie indiziert.

Wählt man Schnittgrenzen, die bis zu 10° weiter sind, ändert dies die extrahierten Wirkungsquerschnitte nicht. Das Signal ist vom Untergrund so gut unterscheidbar, dass die Ergebnisse für die Observable stabil sind. Ohne die Schnitte wächst der Untergrund jedoch so weit an, dass eine Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund so weit erschwert wird, dass eine Separation misslingt. Dies führt zu einem Anstieg der extrahierten Wirkungsquerschnitte. Die Durchführung der Schnitte ist demnach sinnvoll und im untersuchten Variationsbereich so stabil, dass kein Beitrag zum systematischen Fehler ersichtlich ist.

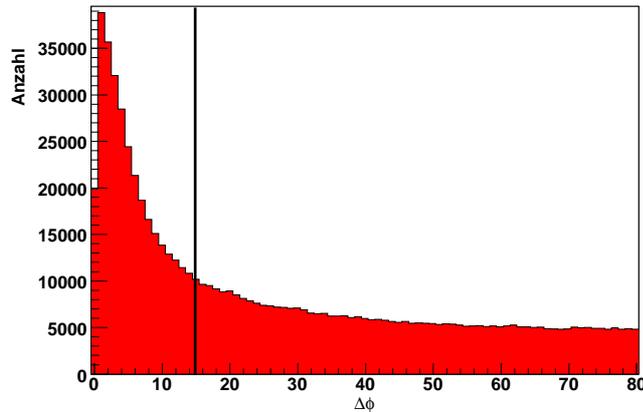


Abbildung 6.27: Verteilung der Differenzwinkel in ϕ zwischen berechneten und gemessenen Proton

Die Verteilung der Differenzwinkel in ϕ zwischen berechnetem und gemessenem Proton ähnelt der in Abbildung 6.26. Jedoch sinkt sie zu großen Differenzwinkeln langsamer ab und der rapide Anstieg beginnt bei 12° . Das Schnittlimit ist auf 15° (schwarze Linie) gesetzt.

6.5 Rekonstruktion und Selektion des Hyperons und Kaons

Nachdem der kinematische Fit aus den Daten drei neutrale Pionen und ein Proton rekonstruieren konnte, gilt es nun, die Signale für die zwei Teilchen K_s^0 und Σ^+ zu finden. Dazu wird jeweils eins der Pionen mit dem Proton kombiniert und die zwei anderen Pionen untereinander. Damit erhält man für jedes Ereignis drei mögliche Kombinationen.

Nach dem kinematischen Fit und der Selektion durch den Schnitt auf den Konfidenzlevel werden nur noch Daten weiter untersucht, bei denen drei neutrale Pionen rekonstruiert werden konnten. Dadurch konnte der Untergrund zwar schon stark reduziert werden, um jedoch zwei deutlich korrelierte Signale für K_s^0 und Σ^+ zu erhalten, müssen weitere Untergrundreaktionen eliminiert werden.

6.5.1 Schnitt auf die Σ^+ -Masse

Ein weiterer Schritt zur Reduzierung des Untergrunds ist ein Schnitt auf die Masse des Σ^+ . Dazu wird zuerst im invariante Massespektrum der $p\pi^0$ -Kombinationen das Σ^+ identifiziert und dann ein Schnitt auf die Masse gemacht. In Abbildung 6.28 ist das Spektrum der invarianten Masse für $p\pi^0$ aufgetragen gegen die $\pi^0\pi^0$ invariante Masse gezeigt. Der Σ^+ -Signal liegt bei etwa 1197,64 MeV.

Die untere Schnittgrenze liegt bei 1170 MeV, die obere bei 1210 MeV. Eine Erweiterung des selektierten Bereichs führt dazu, dass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis schlechter wird. Ab den Grenzen 1110 MeV und 1270 MeV ist dies so schlecht, dass keine sinnvolle Unterscheidung mehr gemacht werden kann. Dies ist in Abbildung 6.29 veranschaulicht.

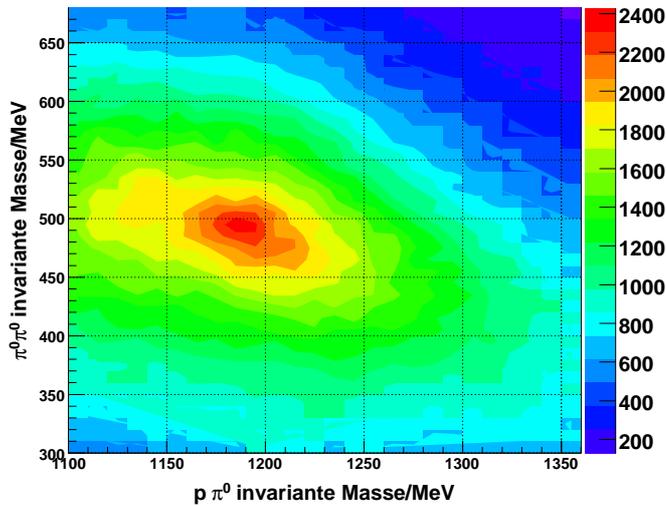


Abbildung 6.28: Invariante Masse $\pi^0\pi^0$ vs. invariante Masse $p\pi^0$

Die Abbildung zeigt die $\pi^0\pi^0$ invariante Masse aufgetragen gegen die $p\pi^0$ invariante Masse nach dem Abzug des η -Untergrunds. Eine deutliche Anhäufung der Ereignisse ist bei dem Schnittpunkt von 1200 MeV und 500 MeV zu erkennen, also bei den Massen des Σ^+ und K_s^0 .

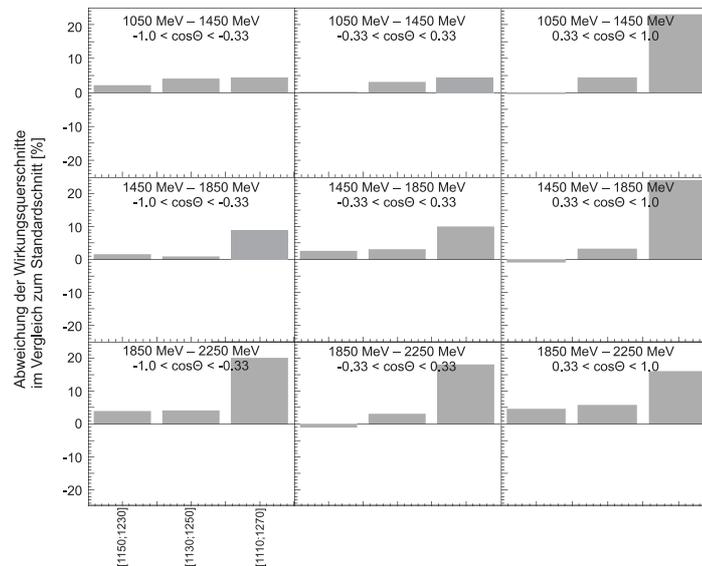


Abbildung 6.29: Extrahierte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für verschiedene Schnitte auf die Σ^+ -Masse

Gezeigt ist die prozentuale Änderung des extrahierten Wirkungsquerschnitts bei einer Variation des Schnitts auf die Σ^+ -Masse. Je größer das Schnittfenster wird, je größer wird der Wirkungsquerschnitt, da weniger Ereignisse verworfen werden. Bei den ersten beiden Variationen ist diese Änderung klein, bei der weitesten wächst der Wirkungsquerschnitt stark an, da die Unterscheidung zwischen Untergrund und Signal zu schlecht wird.

6.5.2 K^0 - und Σ^+ -Lebensdauern

Da beide Teilchen aufgrund ihrer Seltsamkeit nur schwach zerfallen können, haben sie beide relativ lange Lebenszeiten. Dadurch können sie einen nicht zu vernachlässigenden Weg zurücklegen, bevor sie zerfallen. Da das Rekonstruktionsprogramm aber annimmt, dass alle Teilchen im Zentrum des Crystal Barrel entstehen, werden die Winkel der Teilchen und damit ihre Impulse falsch rekonstruiert. Das führt zu einer Massenverschiebung der Teilchen abhängig von der kinetischen Energie des Kaons bzw. der des Hyperons und dessen Lebensdauer bzw. der dadurch resultierenden Distanz zwischen Produktionsvertex und Zerfallsvertex. Die mittlere Distanz, die ein Teilchen propagieren kann, ist gegeben durch

$$x = \gamma\beta c\tau. \quad (6.45)$$

Die mittlere Lebensdauer² τ für das K_s^0 beträgt $8,985 \cdot 10^{-9}s$ und für das Σ^+ $8,018 \cdot 10^{-9}s$. Hiermit ist $c\tau = 2,6842$ cm für das K_s^0 bzw. $2,404$ cm für das Σ^+ .

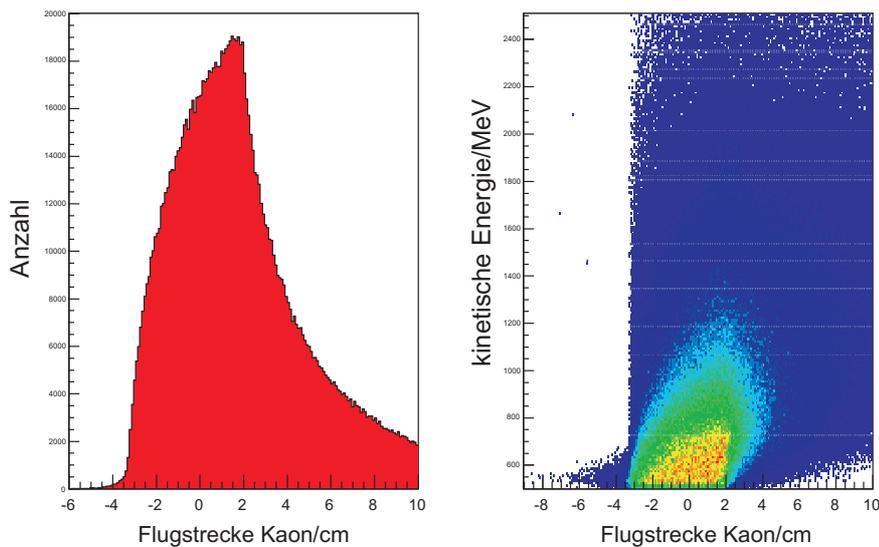


Abbildung 6.30: Simulierte Distanz zwischen Produktions- und Zerfallsvertex des K_s^0

Die linke Abbildung zeigt die Entfernung, welche die K_s^0 in Strahlrichtung propagieren, bevor sie zerfallen. Der Nullpunkt ist in die Mitte des Crystal Barrel-Kalorimeters gelegt. Aufgrund des Lorentzboosts ist die Verteilung in Vorwärtsrichtung verschoben. In der rechten Darstellung sind die kinetischen Energien der Kaonen gegen die Distanz aufgetragen. Zu höheren Energien hin nimmt auch die Verschiebung zu größeren Distanzen in Strahlrichtung zu. Nur bei minimaler kinetischer Energie hingegen propagieren die Kaonen entgegen der Strahlrichtung weiter als zwei Zentimeter.

Aus Monte Carlo-Studien ergibt sich, dass die Kaonen aufgrund des Lorentzboosts zum größten Anteil zwei Zentimeter in Photonenstrahlrichtung propagieren, bevor

²Die Werte stammen aus [PDG00].

sie zerfallen, wie in Abbildung 6.30 erkenntlich ist. Abbildung 6.31 zeigt, wie die rekonstruierte Masse bei zunehmender Distanz aufgrund des Rekonstruktionsfehlers abnimmt. Die Massendifferenz beträgt etwa 15 MeV zwischen Zerfall in der Crystal Barrel-Mitte und sechs Zentimeter Abweichung davon.

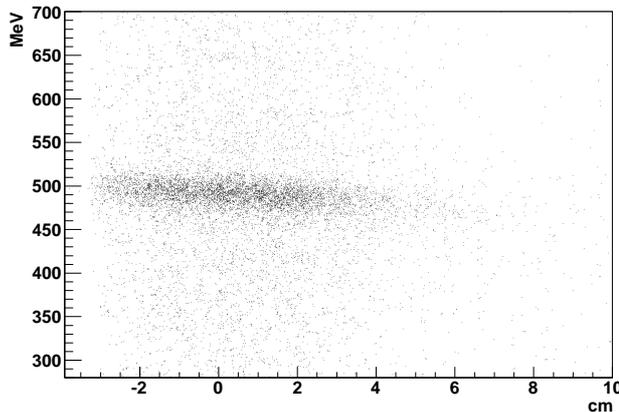


Abbildung 6.31: Simulierte Massenverschiebung des K_s^0 aufgrund dessen Propagation. Da in der Analyse der Zerfallsvertex des K_s^0 in den Targetmittelpunkt gelegt wird, kommt es zu einer fehlerhaften Rekonstruktion der Kaonmasse. Mit zunehmender Distanz zwischen Zerfallsvertex und der Mitte des Targets nimmt die rekonstruierte Masse des K_s^0 ab.

Diese Massenänderungen durch die falschen Positionen des Zerfallsvertex müssen in der Analyse berücksichtigt werden, indem man die Schnittgrenzen bei dem Schnitt auf die K_s^0 -Masse bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Polarisationsobservablen weit wählt.

Auch die Σ^+ -Teilchen propagieren zu einem großen Teil wegen der Lorentzboosts in Strahlrichtung. Jedoch ist in der Simulation diesmal keine merkliche Massenverschiebung zu beobachten, wie man in Abbildung 6.32 erkennen kann. Daher muss für das Σ^+ dieser Effekt bei der Wahl der Schnittgrenzen nicht berücksichtigt werden.

6.5.3 Weitere Untergrundprozesse

Trotz aller vorhergehender Schnitte sind die Signale für Σ^+ und K_s^0 deutlich untergrundbehaftet. Das Verhältnis ist in etwa 1:2 unter dem K^0 -Pik. Dieser Untergrund, der sich nicht weiter reduzieren lässt, setzt sich zusammen aus direkter $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Photoproduktion und Kaskadenzerfällen verschiedener Anregungszustände des Nukleons. So kann ein Anregungszustand in die Roperresonanz ($p(1440)$) zerfallen, die dann unter Aussendung eines π^0 in den Grundzustand übergeht. Beim Schnitt auf die Σ^+ -Masse können solche Ereignisse, die in der linken Flanke der Roperresonanz liegen, diesen Schnitt überstehen. Dies gilt noch viel stärker für die Deltaresonanz ($\Delta(1232)$), deren Masse sich nur unwesentlich von der des Σ^+ unterscheidet. Der Λ -Grundzustand liegt zwar ebenfalls in der gleichen Region, liefert aber keinen Beitrag zum Untergrund. Das wird deutlich, wenn man sich die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+$ betrachtet. Aufgrund der Ladungserhaltung muss ein geladenes Kaon produziert werden. Dieses zerfällt zu etwa 20% in ein π^+ und ein π^0 , alle anderen signifikanten Zerfallskanäle sind leptonisch. Das Λ zerfällt entweder in ein Proton und ein π^- oder in ein Neutron und ein π^0 , so dass am Ende der Zerfallskette entweder $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \rightarrow p\pi^-\pi^+\gamma\gamma$ oder $\gamma p \rightarrow \Lambda^0 K^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+\gamma\gamma$ steht. Im ersten Fall hat

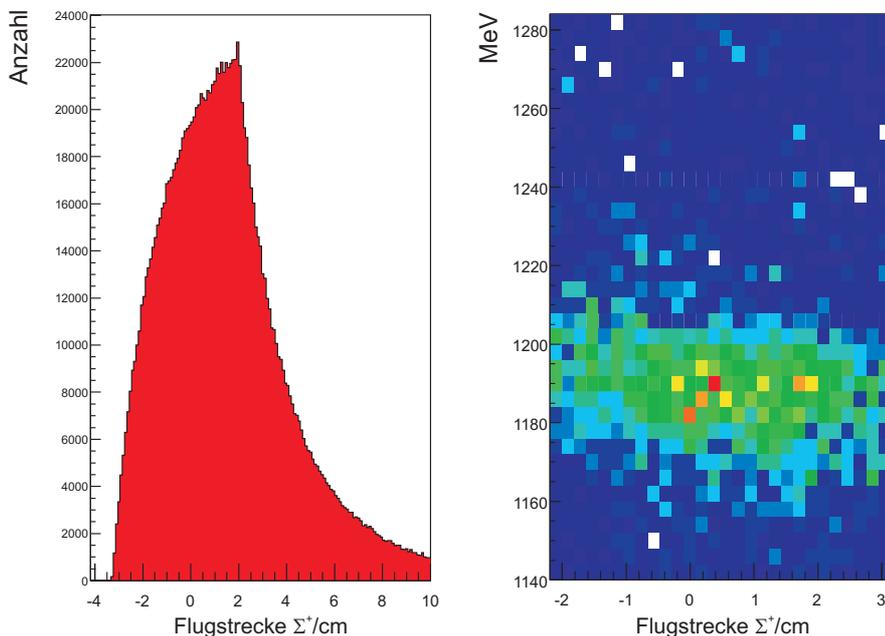


Abbildung 6.32: Simulierte Distanz zwischen Produktions- und Zerfallsvertex des Σ^+

In der linken Abbildung ist die Entfernung, welche die Σ^+ -Teilchen propagieren, bevor sie zerfallen, gezeigt. Wie auch bei den neutralen Kaonen zeigt sich eine Verschiebung der Verteilung in Strahlrichtung. Im rechten Bild ist gezeigt, dass diese Verschiebung und die falsche Position der Zerfallsvertices keine Änderung der Masse bewirken.

man ein 5-PED-Ereignis, das durch die Selektion auf 6 oder 7 PEDs eliminiert wird. Im zweiten Fall handelt es sich um ein 6-PED-Ereignis mit einem geladenen Teilchen. Sollte dies ein Ladungssignal im Innendetektor oder im TAPS auslösen, wird das Ereignis durch die Forderung nach sechs ungeladenen Teilchen entfernt. Löst das π^+ kein Ladungssignal aus, dann wird es durch den kinematischen Fit verworfen, da dieser das Neutron und das π^+ zu einem π^0 kombinieren müsste, was nicht gelingen wird. Gleiche Überlegungen führen dazu, dass auch ein Σ^0 und ein Σ^- keinen Beitrag zum Untergrund liefern.

Um den Untergrund der drei unkorreliert erzeugten π^0 zu subtrahieren, wird dieser simuliert, an den Untergrund des gemessenen $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum skaliert und abgezogen wie in Abbildung 6.33 exemplarisch veranschaulicht wird. Das obere Histogramm zeigt das $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum vor dem Untergrundabzug für eine Photonenstrahlenergie von 1350 MeV bis 1450 MeV in dem Winkelintervall $0 < \cos(\theta_K^{CMS}) < 0,33$. Der K^0 -Pik sitzt auf einer breiten Verteilung, die bei etwa 280 MeV beginnt - der kleinstmöglichen Massenkombination zweier π^0 . Der simulierte Untergrund ist in grün schraffiert eingezeichnet. Die Daten werden durch den simulierten Wert kanalweise geteilt und der Skalierungsfaktor durch einen Fit

über das Massespektrum bestimmt, wobei der Bereich des K^0 -Piks ignoriert wird. Der Faktor beträgt 1,06. Der Abzug der skalierten simulierten Verteilung führt zu einem untergrundbefreiten K^0 -Signal.

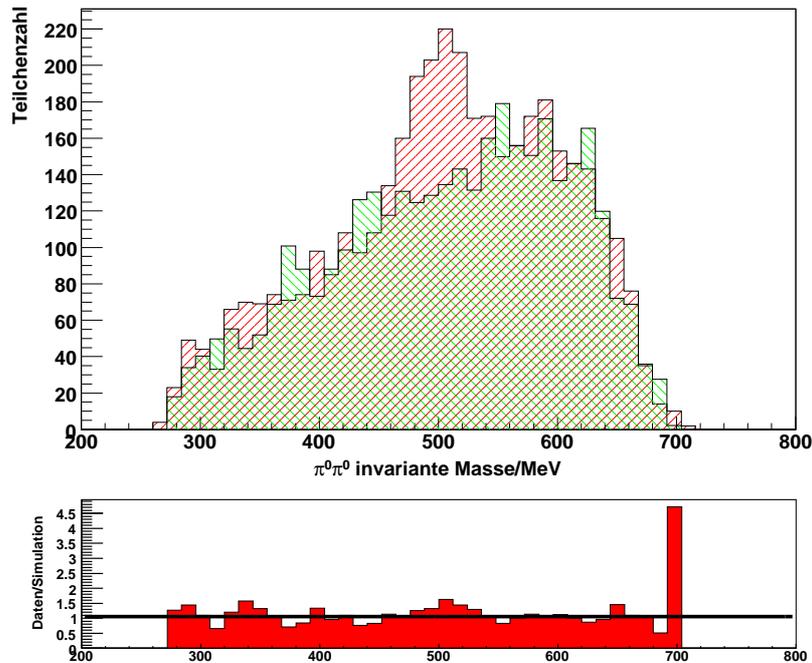


Abbildung 6.33: Untergrundabzug im $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum

Das nach den Analyseschritten aus den Daten (rot schraffiert) gewonnene $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum im oberen Histogramm zeigt einen K^0 -Pik, der auf einer breiten Verteilung sitzt für eine Photonstrahlenergie von 1350 MeV bis 1450 MeV in dem Winkelintervall $0 < \cos(\theta_K^{CMS}) < 0,33$. Diese breite Verteilung ist simuliert worden (grün schraffiert). Der Skalierungsfaktor zwischen gemessenen und simulierten Daten ist im unteren Histogramm zu sehen.

Um den Beitrag dieser Methode zum systematischen Fehler zu bestimmen, wird der Skalierungsfaktor um den Fehler des Fits erhöht bzw. verkleinert und die so skalierte Verteilung von den gemessenen Werten abgezogen. Die Änderung der Zählrate gibt direkt die Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Diese Abweichung ist in Abbildung 6.34 für alle $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren dargestellt.

Die Histogrammnummern stimmen mit denen in Tabelle 6.3 überein, in denen die Abweichungen noch einmal aufgelistet sind. Im Durchschnitt liegen die Abweichungen bei 3,63%. Mit zunehmender Histogrammnummer werden sie aber größer. Dies liegt an der geringeren Ereigniszahl. Jedes zusätzliche Ereignis, das durch die Untergrundsubtraktion verloren geht, hat mehr Gewicht als bei kleinen Histogrammnummern. Der Beitrag zum systematischen Fehler ist die jeweilige Abweichung.

Photonenergie	1050 MeV - 1150 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	1	2	3	4	5	6
Abweichung [%]	4,54	1,31	4,53	5,97	5,62	2,71
Photonenergie	1150 MeV - 1250 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	7	8	9	10	11	12
Abweichung [%]	6,95	4,83	4,27	3,34	3,53	2,77
Photonenergie	1250 MeV - 1350 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	13	14	15	16	17	18
Abweichung [%]	3,01	5,75	5,06	4,72	4,66	4,49
Photonenergie	1350 MeV - 1450 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	19	20	21	22	23	24
Abweichung [%]	2,56	5,49	4,38	1,74	1,58	3,32
Photonenergie	1450 MeV - 1550 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	25	26	27	28	29	30
Abweichung [%]	7,20	3,61	5,88	3,29	4,62	2,88
Photonenergie	1550 MeV - 1650 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	31	32	33	34	35	36
Abweichung [%]	1,76	7,80	5,61	2,89	4,54	2,44
Photonenergie	1650 MeV - 1750 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	37	38	39	40	41	42
Abweichung [%]	7,17	6,64	4,76	2,60	1,66	4,38
Photonenergie	1750 MeV - 1850 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	43	44	45	46	47	48
Abweichung [%]	7,06	3,61	4,02	4,29	3,20	5,20
Photonenergie	1850 MeV - 1950 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	49	50	51	52	53	54
Abweichung [%]	9,62	5,19	5,52	5,56	1,81	7,31
Photonenergie	1950 MeV - 2050 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	55	56	57	58	59	60
Abweichung [%]	6,02	7,76	3,58	3,68	3,51	7,02
Photonenergie	2050 MeV - 2150 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	61	62	63	64	65	66
Abweichung [%]	9,50	12,05	4,41	1,34	1,99	3,76
Photonenergie	2150 MeV - 2250 MeV					
Winkelbereich [cos Θ]	[-1;-0,66]	[-0,66;-0,33]	[-0,33;0]	[0;0,33]	[0,33;0,66]	[0,66;1]
Histogrammnummer	67	68	69	70	71	72
Abweichung [%]	9,82	2,87	3,74	1,58	10,94	3,61

Tabelle 6.3: Beiträge zum systematischen Fehler durch den Untergrundabzug

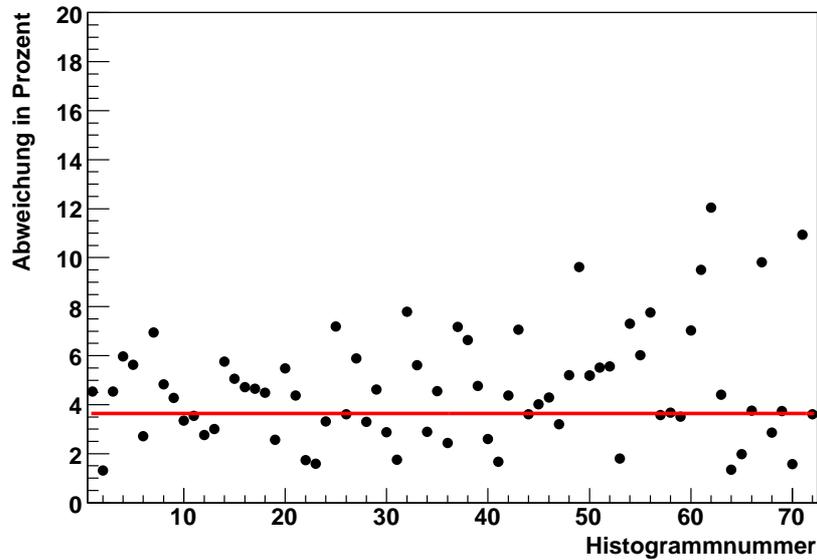


Abbildung 6.34: Beiträge zum systematischen Fehler durch den Untergrundabzug

Die Abbildung zeigt die Abweichung der Wirkungsquerschnitte durch Variation des simulierten Untergrunds. Die Histogrammnummern bezeichnen die $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für die Energie- und Winkelbins wie in Tabelle 6.3 angegeben. Die mittlere Abweichung beträgt 3,63%.

Ereignisse aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^*(892)$

In den $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren ab einer Photonenstrahlenergie von 1850 MeV zeigt sich neben den K^0 -Pik ein weiterer Pik zwischen 600 MeV und 700 MeV. Bei einer Photonenstrahlenergie von 1950 MeV ist dieser ausgeprägt, zu höheren Energien nimmt die Zählrate in dem Signal wieder ab. Für drei Winkel- und Energieintervalle ist dies in Abbildung 6.35 dargestellt. Im Energiebin von 1950 MeV bis 2050 MeV ist der Pik sehr prominent, im niedrigeren wie auch im höheren Energiebin hingegen sehr schwach ausgeprägt.

Selektiert man die Ereignisse in diesem Bereich der invarianten Masse, zeigt sich im $\pi^0\pi^0\pi^0$ invarianten Massenspektrum ein Signal. Dieses liegt bei einer Masse von $(896,517 \pm 3,845)$ MeV mit einem σ von $(89,454 \pm 6,854)$ MeV wie in Abbildung 6.36 zu sehen ist. Das deutet auf ein $K^*(892)$ hin.

Dies wird durch eine Monte Carlo-Simulation bestätigt. Analysiert man die simulierten Daten der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^*(892) \rightarrow (p\pi^0)(\pi^0\pi^0\pi^0)$, so findet sich im $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum im Bereich um 650 MeV ebenfalls ein Pik. Dies ist in Abbildung 6.37 gezeigt.

Das Signal als auch dessen Verhalten erklärt sich daraus, dass nahe der Schwelle der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^*(892) \rightarrow (p\pi^0)(\pi^0\pi^0\pi^0)$ von 1840 MeV zwei der drei π^0 des $K^*(892)$ so zerfallen, dass jeweils ein Photon der Photonenpaare sehr wenig Energie

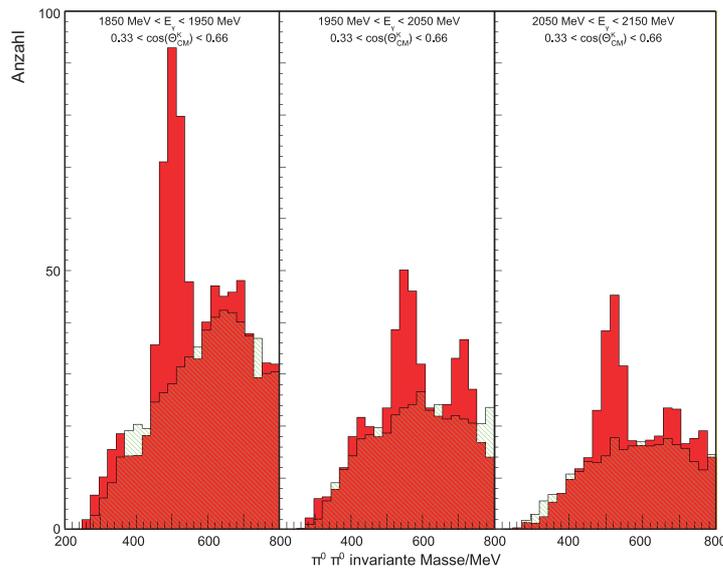


Abbildung 6.35: $K^*(892)$ -Signal in $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren

In der Abbildung sind drei Histogramme für unterschiedliche Energiebins, aber für dieselben Winkelbins gezeigt. Bei 500 MeV ist der K^0 -Pik zu sehen. Zwischen 600 MeV und 700 MeV zeigt sich ein weiteres Signal, das vom neutralen Zerfall des $K^*(892)$ herrührt.

besitzt, während das andere beinahe die gesamte Energie und kinematische Information trägt. Die Energien der zwei niederenergetischen Photonen liegen unterhalb der Diskriminatorschwelle der Kalorimeter. Damit werden diese Photonen nicht erkannt. Der Informationsgehalt der anderen Photonen ist hinreichend, um das $K^*(892)$ zu rekonstruieren.

Bei Photonenstrahlenergien, die sehr viel höher als die Reaktionsschwelle sind, nimmt die Wahrscheinlichkeit ab, dass zwei Photonen nicht registriert werden. Daher verschwindet das Signal für hohe Photonenstrahlenergien.

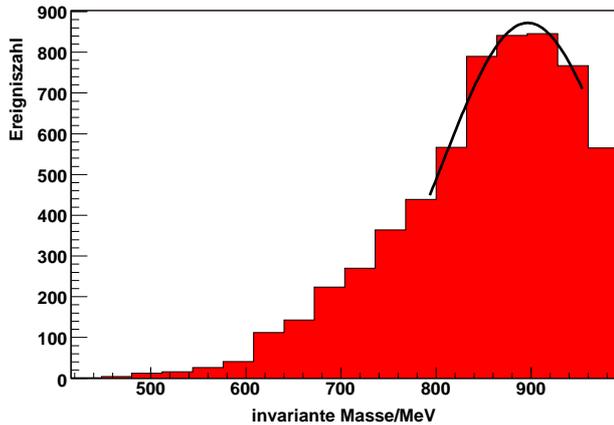


Abbildung 6.36:
 $K^*(892)$ -Signal im $\pi^0\pi^0\pi^0$
 invariante Massespektrum

Im $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum findet sich ein Signal mit einer Masse von $(896,517 \pm 3,845)$ MeV und einem σ von $(89,454 \pm 6,854)$ MeV.

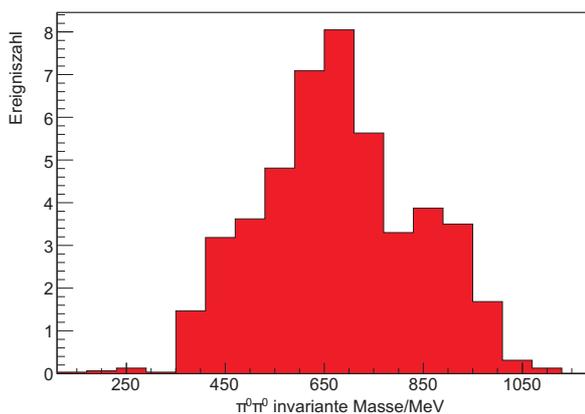


Abbildung 6.37: $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum simulierter $K^*(892)$

Die Abbildung zeigt das $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum nach der Analyse simulierter $\Sigma^+K^*(892)$ -Daten.

Kapitel 7

Extraktion der Observablen

Nachdem die K_s^0 - und Σ^+ -Ereignisse rekonstruiert worden sind, sollen Rückstoßpolarisation, Photonasymmetrie und absolut normierte differentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Hierfür ist es notwendig, zunächst den Photonenfluss, die Targetfächendichte und die Akzeptanz der Analyse zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und den Polarisationsgrad zur Bestimmung der Photonasymmetrie zu ermitteln.

7.1 Wirkungsquerschnitte

7.1.1 Photonenfluss

Der Photonenfluss bezeichnet die Anzahl der Bremsstrahlungsphotonen pro Zeit, die im Target eine Reaktion auslösen können. Im Idealfall würde das bedeuten, dass jedes von der Photonenmarkierungsanlage detektierte Elektron einem auf das Target treffenden Photon entsprechen würde. Da aber die Detektoren keine 100%-ige Effizienz besitzen und auch nicht jedes Photon geometrisch in das Target gelangt, ist die Ermittlung des Photonenflusses komplizierter.

Die Formel zur Bestimmung des Photonenflusses ist ([CBT05]):

$$N_\gamma = N_{Scaler}^{fiber} \alpha P_\gamma = N_{Scaler}^{fiber} \frac{N_{TDC}^{rekon}}{N_{TDC_{All}}^{fiber}} \frac{N_{TDC_{OK}}^{fiber} \wedge N_{\gamma-Veto}}{N_{TDC_{OK}}^{fiber}}. \quad (7.1)$$

N_{Scaler}^{fiber} ist die Anzahl der Ereignisse, die von Zählern der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage registriert worden ist. Wenn jedes in den szintillierenden Fasern registrierte Elektron ein Photon erzeugt hat, welches das Target erreicht, ist dies der Photonenfluss. Doch die Ereignisse müssen noch auf echte Zählereinträge normiert werden, um Untergrundereignisse zu unterdrücken, und mit der Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ korrigiert werden. Die Photondefinitionswahrscheinlichkeit gibt an, wie viele der erzeugten Photonen ein Ereignis im Produktionstarget auslösen können. Im Idealfall sind dies alle, jedoch können z. B. Kollimatoren die Photonenzahl reduzieren. Die Photondefinitionswahrscheinlichkeit wird aus *tagger Or*-Daten gewonnen und ergibt sich aus den koinzidenten Ereignissen in den Fasern der Photonenmarkierungsanlage $N_{TDC_{OK}}^{fiber}$ und denen im Photonenflussdetektor,

$N_{\gamma-Veto}$, normiert auf die Ereignisse im zeitlichen Promptpik der Photonenmarkierungsanlage, N_{TDCOK}^{fiber} . Der analyseabhängige Korrekturfaktor α ist das Verhältnis zwischen den aus den Daten der Photonenmarkierungsanlage rekonstruierten Photonen N_{TDC}^{rekon} und allen Ereignissen N_{TDCAll}^{fiber} , welche die TDCs der Fasern registriert haben. Er beschreibt, wie viele der registrierten Elektronen Photonen erzeugt haben, die durch die Analyse rekonstruiert worden sind. Dies kann je nach Analyse anders sein, abhängig von den Forderungen und Schnitten, die gewählt worden sind.

Die Methode wird im Detail bei [CBT05] beschrieben bis auf die Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ . In [CBT05] ist der Untergrund nicht richtig berücksichtigt worden, daher wird eine Methode verwendet, wie sie bei [SUE08] und [FOR09] beschrieben wird.

Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ

Um P_γ zu ermitteln, benötigt man die Anzahl der Photonen am Produktionstarget, normiert auf die Anzahl der Treffer in der Photonenmarkierungsanlage. Im Prinzip sollte P_γ Eins sein, da aber geometrische Begrenzungen, wie z. B. Kollimatoren, und Untergrundereignisse wie Møllerstreuung einwirken, wird P_γ kleiner als Eins sein.

Der Wert für das $N_{TDCOK}^{fiber} \wedge N_{\gamma-Veto}$ wird aus den TDC-Spektren der Photonenmarkierungsanlage mit dem *tagger Or*-Trigger gewonnen, da so gut wie alle Photonen am Produktionstarget nun im Photonenflussdetektor nachgewiesen werden können. Dazu wird das TDC-Spektrum des Faserdetektors gegen das des Photonenflussdetektors aufgetragen, wie es in Abbildung 7.1 zu sehen ist. Das senkrecht verlaufende Band A in der oberen Abbildung rührt von koinzidenten Ereignissen im Faserdetektor und den Szintillatorlatten der Photonenmarkierungsanlage her, die für den Trigger verantwortlich sind. Das waagerechte Band B stammt von koinzidenten Treffern in den Multi-Hit-TDCs des Photonenflussdetektors und in den Szintillatorlatten der Photonenmarkierungsanlage. Zusätzlich erkennt man ein diagonal verlaufendes Band C, welches von koinzidenten Treffern im Photonenflussdetektor und im Faserdetektor kommt. In der Schnittfläche der drei Bänder finden sich die Treffer (Kasten 1), die sowohl im Faserdetektor als auch in den Szintillatorlatten und dem Photonenflussdetektor registriert worden sind. Die restliche Trefferverteilung stammt von Zufallskoinzidenzen.

Die Treffer in der Schnittfläche sind untergrundbehaftet. Um diesen abzuziehen, werden gleichgroße Flächen auf den jeweiligen Seitenbändern aber abseits des Koinzidenzpiks selektiert und von den Einträgen der Koinzidenzpikfläche abgezogen (Kasten 2 und 3). Da aber so der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen einmal zuviel abgezogen wird, wird abseits der Seitenbänder eine weitere Fläche ausgewählt (Kasten 4) und deren Einträge zu denen der Koinzidenzpikfläche hinzuaddiert. Der Anteil der Untergründe unter dem Koinzidenzpik wird über Simulationen bestimmt. Es zeigt sich, dass diese zum einen ratenabhängig und zum anderen abhängig vom P_γ selbst sind wie bei [FOR09] beschrieben. (siehe Abbildung 7.2).

Aus Datenruns mit niedriger Rate im März, die nicht untergrundbehaftet sind, ist das $P_\gamma = 0,659 \pm 0,017$. Mit diesem P_γ -Wert kann man den Untergrundanteil für Runs mit hoher Rate (10 MHz) bestimmen. Der Faktor ist 0,42. Zudem wird der

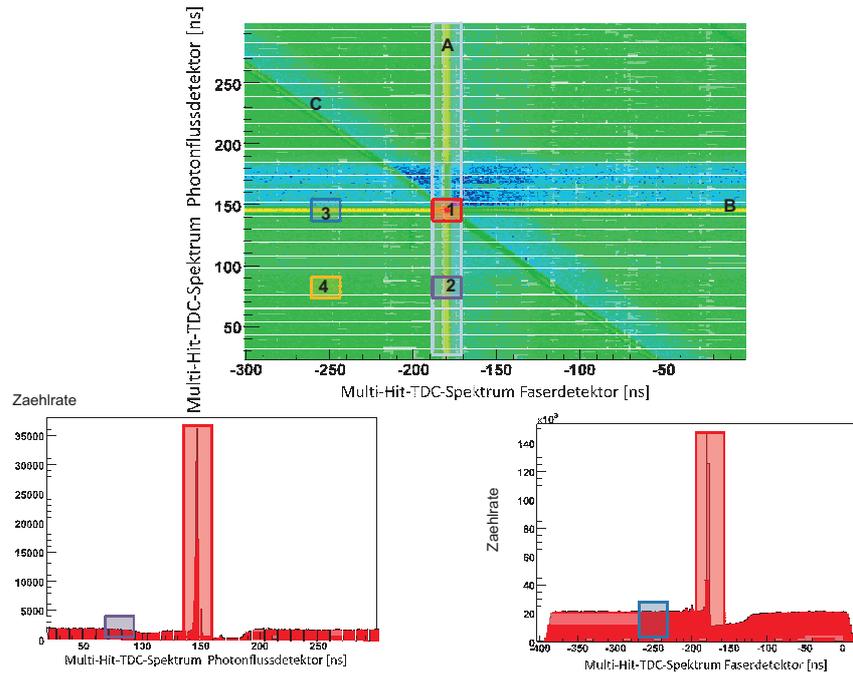


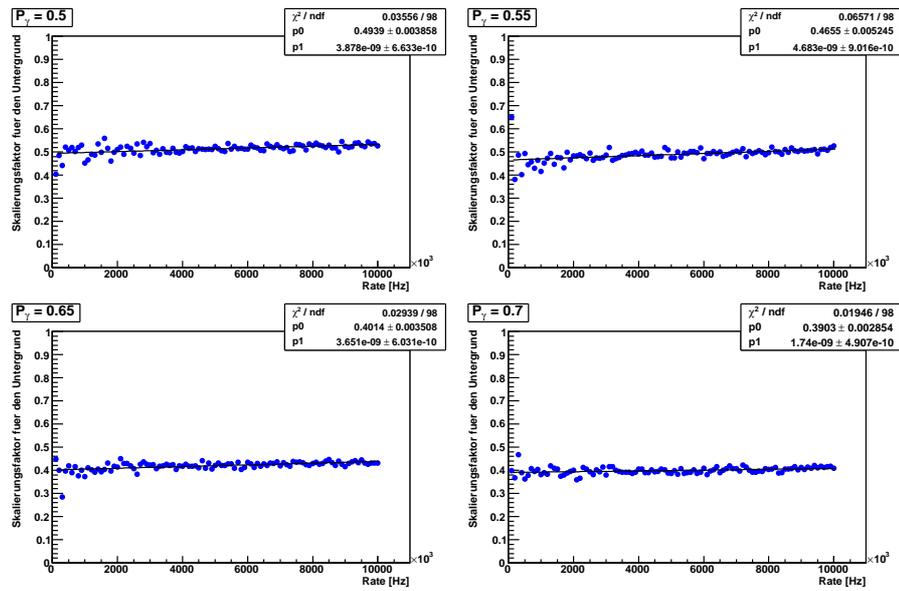
Abbildung 7.1: TDC-Spektren der Photonenmarkierungsanlage und des Photonenflussdetektors

In der unteren Reihe sind das TDC-Spektrum des Faserdetektors und das Multi-Hit-TDC-Spektrum des Photonflussdetektors dargestellt. In der oberen Abbildung sind beide gegeneinander aufgetragen. Band A stammt von koinzidenten Treffern im Faserdetektor und den triggerauslösenden Szintillatorlatten der Photonenmarkierungsanlage. Band B kommt von koinzidenten Treffern im Photonflussdetektor und in den Szintillatorlatten. Band C beinhaltet koinzidente Treffer im Faserdetektor und Photonflussdetektor, aber nicht in den Szintillatorlatten. Die rote Fläche 1 beinhaltet die Koinzidenttreffer in allen drei Detektoren, die blaue (2), lilafarbene (3) und orangefarbene (4) Fläche die Untergrundklassen. Das hellblaue (5) enthält die Treffer im Promptpik im TDC-Spektrum des Faserdetektors.

Photonenflussdetektor bei zunehmender Rate ineffizienter. Bei 10 MHz Rate beträgt seine Nachweiseffizienz 85% (siehe Abbildung 7.3). Um diesen Faktor muss das P_γ auch korrigiert werden. Die endgültige Formel zur Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit lautet dann:

$$P_\gamma = \frac{\epsilon(N_{KP} - b(N_{UP} + N_{UT} - N_{UZ}))}{N_e}, \quad (7.2)$$

mit ϵ als Effizienzkorrektur des Photonflussdetektors, der Photonenzahl N_{KP} , den Beiträgen N_{UP} (koinzidente Treffer im Photonflussdetektor und Szintillatoren, aber zufällig in den Fasern), N_{UT} (koinzidente Treffer in Fasern und Szintillatoren, aber zufällig im Spektrum des Photonflussdetektors) und N_{UZ} (völlig zufällige Treffer) und der Anzahl aller Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage N_e , die ein koinzidentes Signal in den Szintillatoren und Fasern ausgelöst haben.

Abbildung 7.2: Untergrundanteil bei der P_γ -Bestimmung [FOR08]

Der so erhaltene Wert für $N_{TDC_{OK}}^{fiber} \wedge N_{\gamma-Veto}$ wird auf die Ereignisse im Prompt-pik des TDC-Spektrums der Fasern normiert (In Abbildung 7.1 ist dies der Kasten 5.) und so die Photondefinitionswahrscheinlichkeit P_γ bestimmt. Der Verlauf des P_γ über die szintillierenden Fasern, und damit dessen Energieabhängigkeit, ist exemplarisch für 200.000 Ereignisse in Abbildung 7.4 ebenso dargestellt wie der Verlauf des P_γ über die Strahlzeit im März und Mai 2003.

Aus den Daten wurde

$$P_\gamma = 0,645 \pm 0,003 \quad (7.3)$$

bestimmt. Die Methode und Simulation wird genau beschrieben bei [FOR09].

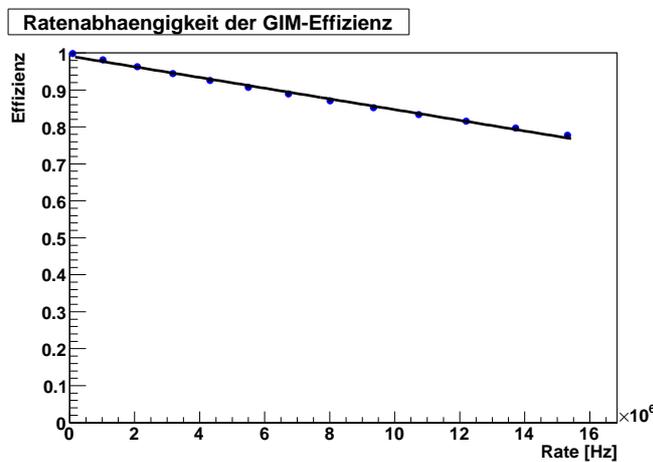
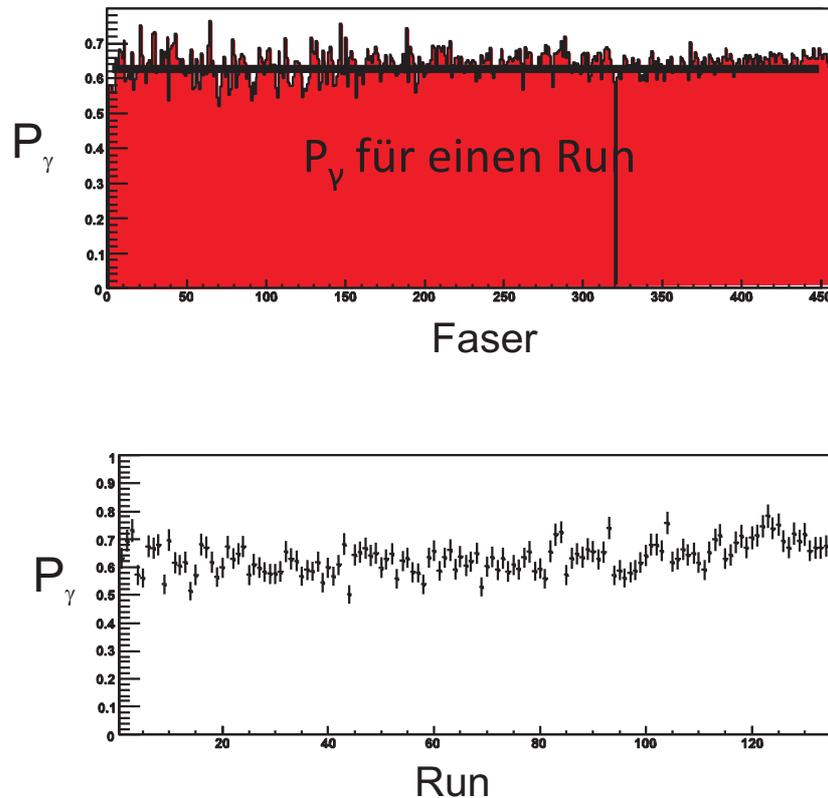


Abbildung 7.3: Effizienz des Photonflussdetektors [FOR08]

Abbildung 7.4: Bestimmung des P_γ

In der oberen Abbildung ist exemplarisch das P_γ für jede Faser für einen Datenrun (etwa 200.000 Ereignisse) dargestellt. Über einen linearen Fit wird dann der durchschnittliche Wert bestimmt. Die Methodik dahinter wird in Abbildung 7.1 näher erläutert bzw. dem dazugehörigen Text. Rechts unten sind die P_γ -Werte für alle *tagger Or*-Runs mit Kupferradiator aufgetragen. Ein linearer Fit an diese Werte bestimmt dann den durchschnittlichen P_γ -Wert für die Strahlzeiten.

Bestimmung des Verhältnisses $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDCAll}^{fiber}}$

Um das Verhältnis $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDCAll}^{fiber}}$ zu bestimmen, wird das Zählerspektrum der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage durch das Spektrum der Multi-Hit-TDCs der szintillierenden Fasern geteilt. Da die Spektren in Kanälen und nicht Energien vorliegen, werden die Energien der Intervalle für die nachher z. B. Wirkungsquerschnitte bestimmt werden, in Kanäle umgerechnet. Für jeden Kanalbereich wird dann das mittlere Verhältnis ermittelt.

Die Abbildung 7.5 zeigt das Verhältnis über alle Kanäle. Dies nimmt mit steigender Kanalnummer zu und für die Kanäle 0 bis 50 liegt der Wert deutlich tiefer als für das restliche Spektrum. Das Spektrum wird in 14 Bereiche unterteilt. Zwei davon werden für die Auswertung nicht verwendet, da entweder der Energiebereich unter-

halb der Reaktionsschwelle liegt (Kanalnummer 422 und größer) oder die Statistik zu klein ist, um diese Energien auswerten zu können. Der restliche Bereich wird in 12 Teile separiert, die den Energiebins in der Auswertung entsprechen, und für jeden wird das mittlere Verhältnis über einen linearen Fit ermittelt. Der maximale relative statistische Fehler liegt bei 0,41%.

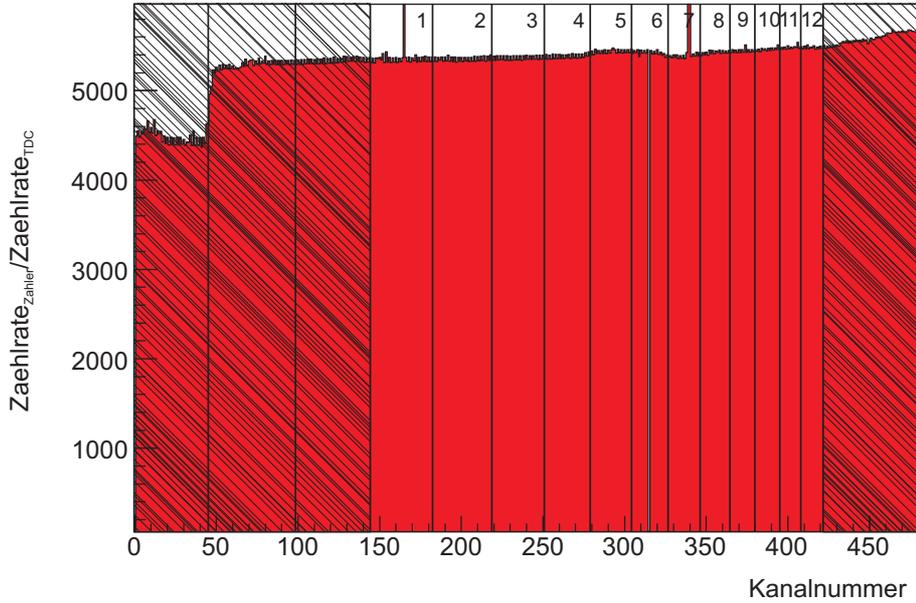


Abbildung 7.5: Quotient der Faserspektren

Die Abbildung zeigt das Verhältnis des Zälerspektrums zum Spektrum der Multi-Hit-TDCs der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage. Die schraffierten Flächen kennzeichnen die Kanäle, die nicht ausgewertet wurden. Die Linien zeigen die Grenzen der einzelnen nummerierten Bereiche, für die jeweils das mittlere Verhältnis bestimmt wird.

Die Ergebnisse der einzelnen Anpassungen sind in der Tabelle 7.1 aufgeführt. Die Nummerierung passt zu der in Abbildung 7.5. Es zeigt sich, dass das Verhältnis um etwa 2,5% zunimmt, jedoch innerhalb eines Fitbereichs um maximal 0,41% variiert.

Anzahl der rekonstruierten Photonen N_{TDC}^{rekon} je Energieintervall

Das Energiespektrum der rekonstruierten Photonen für den Energiebereich 1 GeV bis 2,4 GeV ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Der inkohärente Anteil wird durch das Polynom

$$N_{\gamma} = \frac{A}{x} \left(1 + B \left(1 - \frac{1}{3176,1} \right)^2 - \frac{2C(3176,1-x)}{9428,3} \cdot \log \left(\frac{(3176,1-x) \cdot 6352,2}{x} - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (7.4)$$

wiedergegeben, das in der Software der Photonenmarkierungsanlage benutzt wird.

Für die Fitparameter werden die Werte $A = (7,10955 \pm 0,00036) \cdot 10^9$, $B = -0,535709 \pm 0,000159$

Energiebin	Energiebereich/MeV	Fitergebnis	Fehler	Fehler [%]
1	1050 - 1150	5350	16	0,299
2	1150 - 1250	5355	11	0,205
3	1250 - 1350	5368	13	0,242
4	1350 - 1450	5387	13	0,241
5	1450 - 1550	5438	14	0,257
6	1550 - 1650	5420	15	0,277
7	1650 - 1750	5383	22	0,409
8	1750 - 1850	5426	16	0,295
9	1850 - 1950	5445	18	0,331
10	1950 - 2050	5460	18	0,330
11	2050 - 2150	5482	19	0,347
12	2150 - 2250	5483	20	0,365

Tabelle 7.1: $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDC_{Au}}^{fiber}}$ je nach Energiebin

und $C = 0 \pm 92, 6148$ verwendet und x steht für E_γ . Das Polynom mit diesen Fitparametern ergibt die in der Abbildung gezeigte Kurve, die den inkohärenten Anteil des Bremsstrahlungsspektrums beschreibt. Desweiteren kann man zwei kohärente Piks erkennen. Der Pik bei 1300 MeV kommt von der Einstellung der kohärenten Kante auf 1350 MeV. Der Pik bei 1600 MeV besteht eigentlich aus zwei Piks, nämlich für die Einstellungen der kohärenten Kanten auf 1520 MeV und 1600 MeV und der Pik für die Einstellung der kohärenten Kante auf 1850 MeV lässt sich nur erahnen, da sowohl die Statistik als auch die Intensität für diese Einstellung gering ist.

Das Spektrum wird in 100 MeV große Energieintervalle unterteilt, beginnend mit der Energieschwelle für die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion. Die Anzahl der Photonen in jedem dieser Bereiche gibt dann den Wert für N_{TDC}^{rekon} für dieses Intervall. Der maximale relative statistische Fehler ist kleiner als 0,02% und damit im Vergleich zu dem Fehler des Verhältnisses $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDC_{Au}}^{fiber}}$ um eine Größenordnung kleiner. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Bestimmung des Photonенflusses N_γ

Nachdem man die einzelnen Faktoren bestimmt hat, kann man über die Formel 7.1 den Photonенfluss

$$N_\gamma = N_{Scaler}^{fiber} \frac{N_{TDC}^{rekon}}{N_{TDC_{Au}}^{fiber}} P_\gamma = N_{TDC}^{rekon} \frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDC_{Au}}^{fiber}} P_\gamma \quad (7.5)$$

bestimmen. Das $P_\gamma = 0,645 \pm 0,003$ gilt über den gesamten Energiebereich, $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDC_{Au}}^{fiber}}$ und N_{TDC}^{rekon} ändern sich je nach Energieintervall und sind in den Tabellen 7.1 und

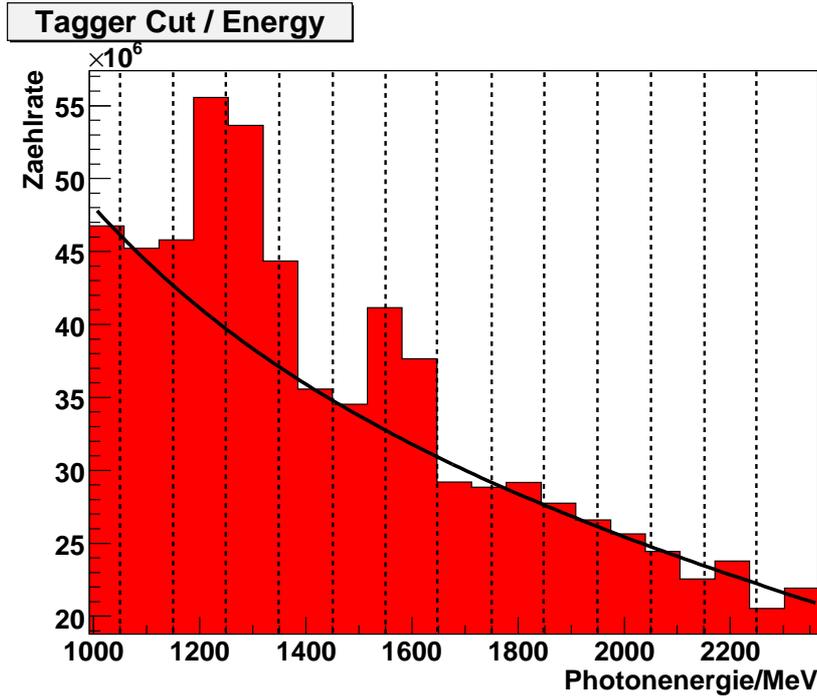


Abbildung 7.6: Rekonstruiertes Photonenergiespektrum

Das Histogramm zeigt das rekonstruierte Photonenergiespektrum zwischen 1 GeV und 2,35 GeV. Auf dem inkohärenten Anteil, beschrieben durch die schwarze Kurve, kann man zwei kohärente Peks erkennen, wobei der zweite Piek eine Überlagerung zweier einzelner kohärenter Peks ist. Näheres hierzu findet sich im Text.

7.2 aufgelistet. Für jeden einzelnen Photonenergiebereich wird dann die Anzahl der Photonen N_γ integral über die gesamte ausgewertete Strahlzeit berechnet. Dies ist in Abbildung 7.7 dargestellt.

Der Fehler ergibt sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Mit $A = N_{TDC}^{rekon}$, $B = \frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDC_{All}}^{fiber}}$ und $C = P_\gamma$ berechnet sich der Fehler wie folgt:

$$\Delta N_\gamma = \sqrt{(BC \cdot \Delta A)^2 + (AC \cdot \Delta B)^2 + (AB \cdot \Delta C)^2} = N_\gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2}. \quad (7.6)$$

Da $\Delta A = \sqrt{A}$ ist und $\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 = 2,16 \cdot 10^{-5}$, vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\Delta N_\gamma = N_\gamma \cdot \sqrt{\frac{1}{A} + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + 2,16 \cdot 10^{-5}}. \quad (7.7)$$

Der Beitrag $\frac{1}{A}$ ist praktisch vernachlässigbar, da er um drei Größenordnungen kleiner ist als die anderen Beiträge, die etwa in der selben Größenordnung liegen. Die Werte für N_γ und ΔN_γ sind in der Tabelle 7.3 für die verschiedenen Energiebins aufgeführt.

Energiebin	Energiebereich/MeV	Anzahl N_{TDC}^{rekon}	Fehler [%]
1	1050 - 1150	$7,19166 \cdot 10^7$	0,012
2	1150 - 1250	$8,55600 \cdot 10^7$	0,011
3	1250 - 1350	$7,92543 \cdot 10^7$	0,011
4	1350 - 1450	$6,17565 \cdot 10^7$	0,013
5	1450 - 1550	$5,99214 \cdot 10^7$	0,013
6	1550 - 1650	$6,17793 \cdot 10^7$	0,013
7	1650 - 1750	$4,80608 \cdot 10^7$	0,014
8	1750 - 1850	$4,48043 \cdot 10^7$	0,015
9	1850 - 1950	$4,31346 \cdot 10^7$	0,015
10	1950 - 2050	$4,18227 \cdot 10^7$	0,015
11	2050 - 2150	$3,81088 \cdot 10^7$	0,016
12	2150 - 2250	$3,58011 \cdot 10^7$	0,017

Tabelle 7.2: $\frac{N_{Scaler}^{fiber}}{N_{TDCAll}^{fiber}}$ je nach Energiebin

Energiebin	Energiebereich/MeV	N_γ	ΔN_γ	Fehler [%]
1	1050 - 1150	$2,482 \cdot 10^{11}$	$1,373 \cdot 10^9$	0,553
2	1150 - 1250	$2,955 \cdot 10^{11}$	$1,501 \cdot 10^9$	0,508
3	1250 - 1350	$2,744 \cdot 10^{11}$	$1,436 \cdot 10^9$	0,523
4	1350 - 1450	$2,145 \cdot 10^{11}$	$1,123 \cdot 10^9$	0,524
5	1450 - 1550	$2,102 \cdot 10^{11}$	$1,116 \cdot 10^9$	0,531
6	1550 - 1650	$2,160 \cdot 10^{11}$	$1,167 \cdot 10^9$	0,540
7	1650 - 1750	$1,669 \cdot 10^{11}$	$1,019 \cdot 10^9$	0,611
8	1750 - 1850	$1,568 \cdot 10^{11}$	$0,849 \cdot 10^9$	0,541
9	1850 - 1950	$1,515 \cdot 10^{11}$	$0,865 \cdot 10^9$	0,571
10	1950 - 2050	$1,473 \cdot 10^{11}$	$0,840 \cdot 10^9$	0,570
11	2050 - 2150	$1,334 \cdot 10^{11}$	$0,773 \cdot 10^9$	0,580
12	2150 - 2250	$1,266 \cdot 10^{11}$	$0,748 \cdot 10^9$	0,591

Tabelle 7.3: Photonenzahl N_γ je nach Energieintervall

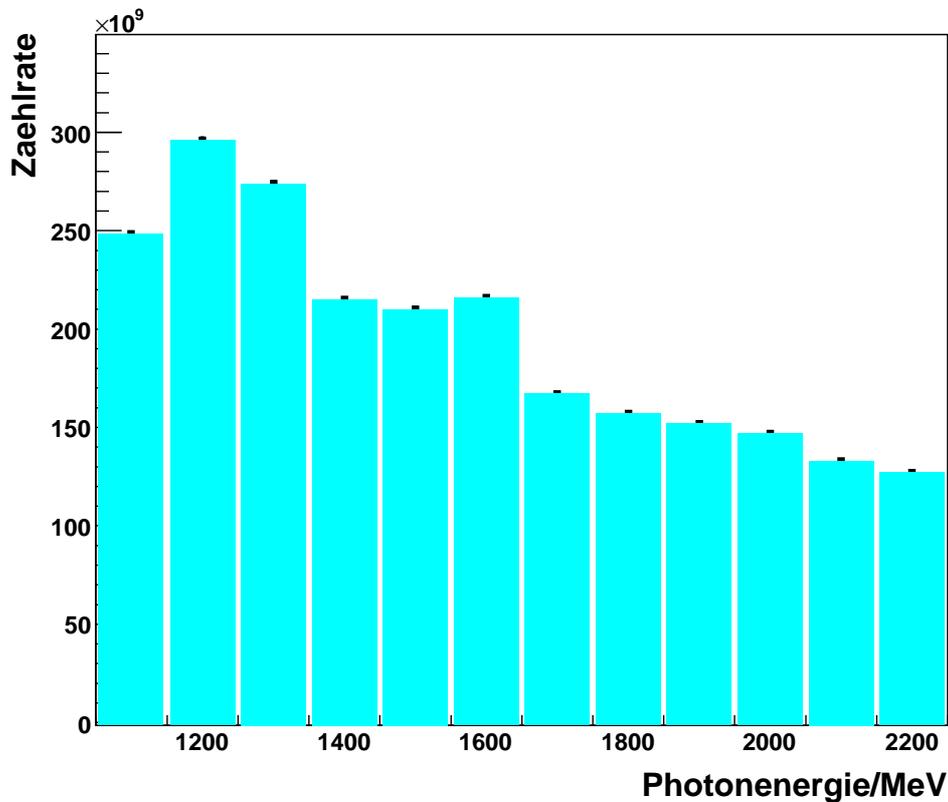


Abbildung 7.7: Photonenfluss

Die Abbildung zeigt den ermittelten Photonenfluss integral über die gesamte ausgewertete Strahlzeit.

7.1.2 Targetflächendichte

Der Photonenfluss bestimmt zusammen mit der Flächendichte des Targets, mit welcher Wahrscheinlichkeit Reaktionen in der Targetzelle stattfinden. Je größer die Targetflächendichte ist, umso wahrscheinlicher ist es, dass die Protonen von Photonen getroffen werden.

Die Targetflächendichte berechnet sich über die Funktion

$$\rho_t = 2 \frac{\rho(H_2) \cdot N_A \cdot L}{M_{mol}(H_2)}. \quad (7.8)$$

Dabei beträgt die Dichte für das Wasserstofftarget $\rho(H_2) = 0,0708 \frac{g}{cm^3}$ und die molare Masse $M_{mol} = 2,01588 \frac{g}{mol}$. Die Avogadro-Konstante ist $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ und die Länge des Targets $L = 5,275$ cm. Damit ergibt sich für ρ_t ein Wert von

$$\rho_t = 2,231370313 \cdot 10^{23} \frac{1}{cm^2} = 2,231370313 \cdot 10^{-7} \mu b^{-1}. \quad (7.9)$$

7.1.3 Akzeptanz

Um die Akzeptanz des Detektoraufbaus und der in der Analyse verwendeten Schritte zu bestimmen und Untergrundereignisse zu identifizieren, werden Daten mittels einer Monte Carlo-Simulation erzeugt und analysiert.

Zerfallswahrscheinlichkeit

Da Σ^+ und K^0 nicht nur in einen spezifischen Kanal zerfallen können, wird die Anzahl der rekonstruierbaren Ereignisse schon dadurch gesenkt.

So zerfällt das K^0 zu 50% in langlebige K_L^0 und zu 50% in kurzlebige K_S^0 . Die K_S^0 wiederum zerfallen nur zu 31,05% in zwei neutrale Pionen. Diese zerfallen zu 98,798% jeweils in zwei Photonen. Das heißt, dass nur 15,154% der K^0 auf diesen nachgewiesenen Kanal entfallen.

Das Σ^+ hingegen zerfällt zu 51,57% in ein Proton und ein π^0 , und dieses wiederum zu 98,798% in zwei Photonen. Damit zerfallen 50,338 % der Σ^+ auf solche Weise.

Für die gesamte Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_S^0 \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ bedeutet dies, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit bei 7,628 % liegt. Dies wird von der Simulation zur Akzeptanzbestimmung berücksichtigt. Die möglichen Zerfallskanäle sind mit den Wahrscheinlichkeiten ihres Auftretens implementiert. Das Programm wählt dann für jedes generierte Ereignis unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeiten den Zerfallskanal zufällig aus.

Simulation

Das Programm CBGEANT 1.08/01 ([CRE01]) wurde zur Simulation verschiedenster Reaktionen verwendet, das auf dem Simulationspaket des Crystal Barrel-Detektors am CERN basiert. Es simuliert ein Ereignis, beschreibt die Geometrie und die Energiedeposition in den Detektoren und deren Ansprechen. Die Ausbreitung der Teilchen, ihr Energieverlust, Streuungen und verschiedene elektromagnetische und hadronische Prozesse, die sie durchlaufen können, werden vom Programm CBGEANT 3.21/07 berechnet.

Die Simulation beinhaltet den kompletten experimentellen Aufbau. Alle Detektoren, der Crystal Barrel, TAPS, LUZY, sind ebenso implementiert wie Haltestrukturen, Targetmaterial und Strahlrohre. Jedoch wird die Photonenmarkierungsanlage nicht simuliert. Da das Simulationsprogramm mit einem Ereignis im Target beginnt, wird die Produktion des Bremsstrahlungsphotons im Radiator nicht simuliert.

Akzeptanzbestimmung

Die Winkelverteilung der Akzeptanz ist in Abbildung 7.8 für die drei verschiedenen Ereignisklassen und ohne Zerfallswahrscheinlichkeit aufgeschlüsselt. Dazu wurden 700.000 Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_S^0 \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ analysiert. Die Ereignisse werden in das gleiche Datenformat wie echte Daten geschrieben, so dass sie unproblematisch durch die gleiche Analyse geschickt werden können. Der einzige

Unterschied liegt in der Behandlung der Bremsstrahlungsphotonen. Da die Photonmarkierungsanlage nicht in die Simulation eingebaut ist, werden die simulierten Photonen nicht aus Detektordaten rekonstruiert, sondern direkt eingelesen. Ansonsten werden die gleichen Kalibrationsalgorithmen und Analyseschritte benutzt wie für gemessene Daten. Um dieselben Triggerbedingungen zu haben wie die, die für eine Datenselektion bei der Datennahme verantwortlich sind, wird mit einer Triggersimulation für die gleichen Rahmenbedingungen gesorgt. Damit entspricht die Akzeptanz der Zahl der rekonstruierten Teilchen normiert auf die der generierten Teilchen. Die rote Fläche zeigt die Verteilung für sechs ungeladene und ein geladenes Teilchen. Die grüne Fläche zeigt die Verteilung für nur sechs ungeladene und die blaue die für sieben ungeladene Teilchen. Alle drei Verteilungen sind über die verschiedenen Winkelbereiche flach und damit auch deren Summe, die durch die graue Fläche symbolisiert wird.

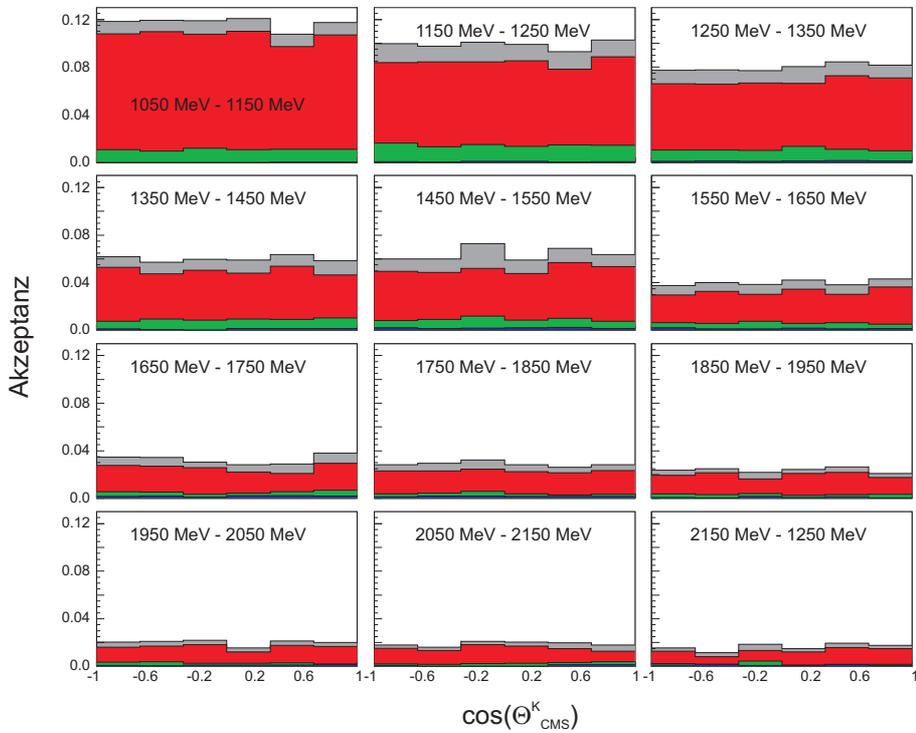


Abbildung 7.8: Akzeptanzen der verschiedenen Ereignisklassen

Für zwölf Energieintervalle sind die Akzeptanzen der verschiedenen Ereignisklassen dargestellt. In Rot ist die Akzeptanz für sechs ungeladene und ein geladenes Teilchen dargestellt, in Grün die Akzeptanz für nur sechs ungeladene Teilchen und in Blau die für sieben ungeladene Teilchen. Die graue Fläche gibt die Gesamtakzeptanz wieder. In dieser Abbildung ist die Zerfallswahrscheinlichkeit nicht berücksichtigt.

Zusätzlich zeigt sich eine Energieabhängigkeit. Für niedrige Photonenergien ist die Akzeptanz deutlich höher als für hohe Photonenergien. Das Zustandekommen dieses Verhaltens wird im Folgenden untersucht werden. Dazu wurden 700.000 Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0 \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ analysiert, d. h. auch hierbei wurde die

Zerfallswahrscheinlichkeit nicht berücksichtigt.

Die Energieabhängigkeit stammt hauptsächlich vom Schnitt auf die Anzahl der PEDs pro Cluster im Crystal Barrel. Simulierte $\Sigma^+ K_s^0$ -Ereignisse zeigen ein Anstieg bei der Zahl von PEDs pro Cluster mit ansteigender Photonenergie. Dies ist in Abbildung 7.9 gezeigt. Abbildung 7.10 zeigt die Akzeptanz ohne den Schnitt auf die

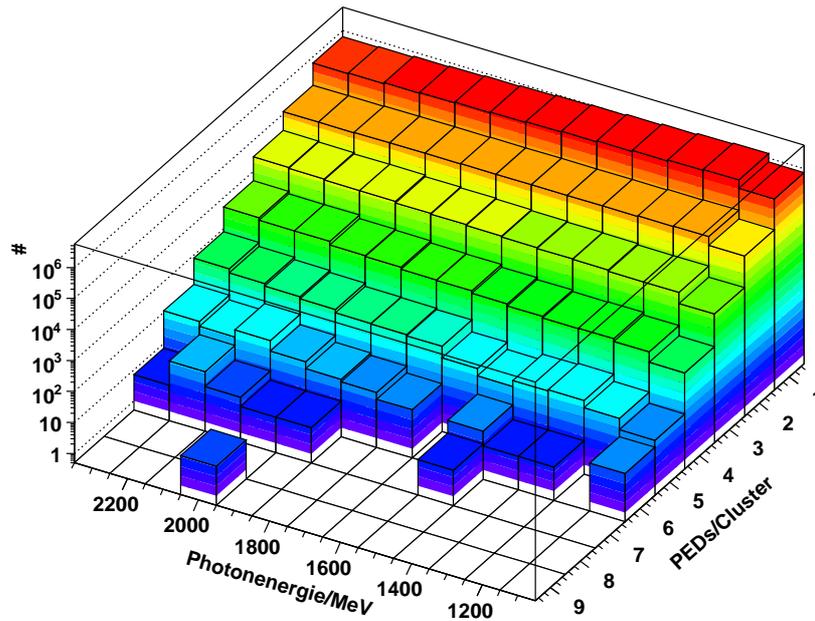


Abbildung 7.9: Anzahl der PEDs pro Cluster bei verschiedenen Photonenergien

Mit steigender Photonenergie nimmt auch die Anzahl der PEDs pro Cluster zu.

Anzahl der PEDs pro Cluster. Die Akzeptanz ist flach innerhalb eines Energiebins und auch die Abhängigkeit von der Photonenergie ist stark reduziert.

Um die Energieabhängigkeit zu minimieren und die Statistik zu erhöhen, wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und der Rückstoßpolarisation auf den Schnitt auf die Anzahl der PEDs pro Cluster verzichtet. Für die Photonasymmetrie geht dies nicht, da der asymmetrische Untergrund, der durch Rückstreuereignisse aus dem Strahlvernichter erzeugt wird, die Winkelverteilung der Ereignisse beeinflusst. Dies ist in Kapitel 6.4.2 näher erläutert.

Zur Bestimmung der Gesamtakzeptanz wurden fünf Million Ereignisse der Reaktion



simuliert. Der Zerfallskanal des Σ^+ und K_s^0 ist nicht festgelegt, so dass die Zerfallswahrscheinlichkeit bei der Akzeptanzbestimmung mit berücksichtigt wird. Dies

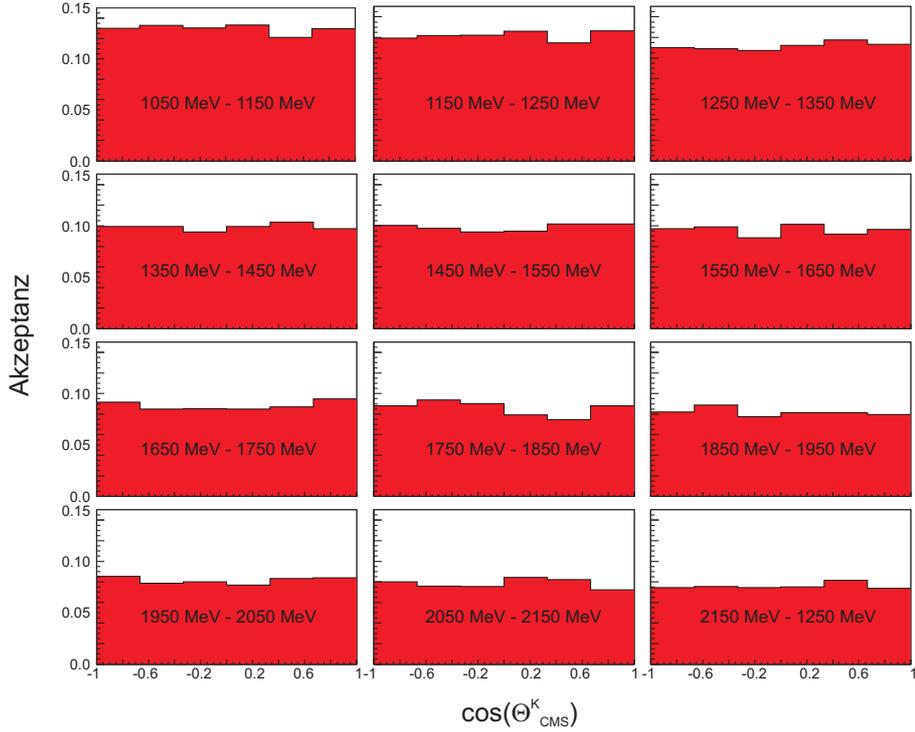


Abbildung 7.10: Akzeptanz ohne Schnitt auf die Anzahl der PEDs/Cluster

Für zwölf Energieintervalle ist die Akzeptanz gegen den $\cos\Theta_K$ -Winkel im Schwerpunktssystem für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0 \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ aufgetragen, wobei kein Schnitt auf die Anzahl der PEDs pro Cluster im Crystal Barrel gemacht ist. Desweiteren ist zu bemerken, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit nicht berücksichtigt wurde.

ist in Abbildung 7.11 dargestellt. Für sechs unterschiedliche Θ -Winkel im Schwerpunktssystem ist die Akzeptanz gegen die Energie des Bremsstrahlungsphotons aufgetragen. Die Akzeptanz ist in jedem Energiebin flach und damit näherungsweise winkelunabhängig. Sie beträgt ungefähr 2 % für niedrige Photonenergien. Dies lässt sich größtenteils durch die Zerfallswahrscheinlichkeit, die 7,628 % beträgt, und der Einzelnachweiswahrscheinlichkeit der Photonen in den Detektoren erklären. Diese ist etwa 85 % ist. Damit liegt die Wahrscheinlichkeit, dass die Detektoren alle sieben Teilchen nachweisen, bei näherungsweise 32 %. Das ergibt ungefähr 2,4 %.

7.1.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Aus der Akzeptanz, dem bestimmten Photonfluss, der Targetflächendichte und den Zählraten kann der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, der sich wie folgt ergibt:

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{N_{K_i}}{A_i \cdot N_\gamma \cdot N_{TFD} \cdot \delta\Omega}. \quad (7.11)$$

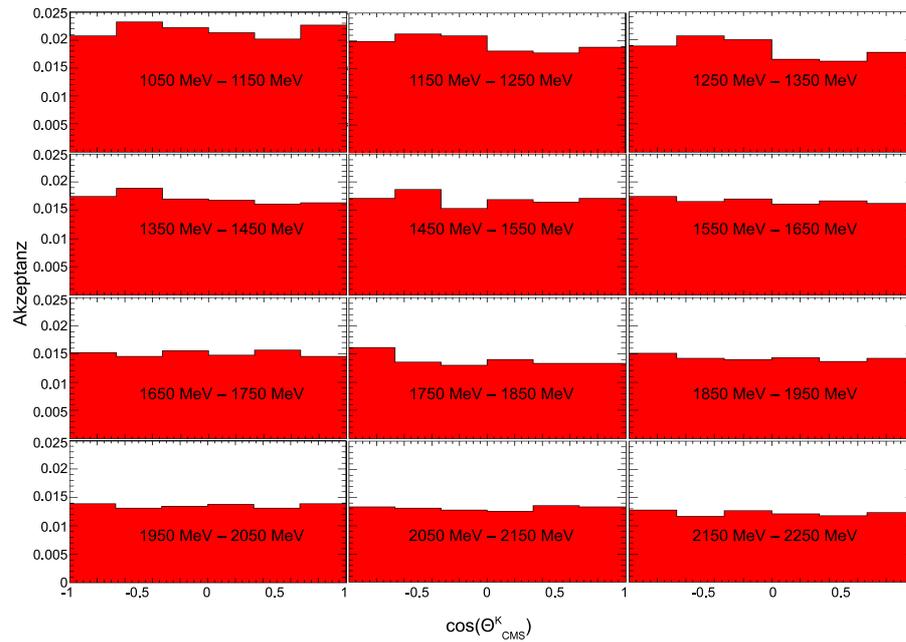


Abbildung 7.11: Akzeptanz

Für zwölf Energieintervalle ist die Akzeptanz gegen den $\cos\Theta_K$ -Winkel im Schwerpunktsystem aufgetragen. Die Akzeptanz ist in jedem Intervall flach, wird aber zu höheren Photonenergien hin kleiner.

Hierbei sind N_{K_i} die Zählraten des Signals für die verschiedenen Energie- und Winkelbins, A die verschiedenen Akzeptanzen, N_γ der Photonenfluss in den jeweiligen Energiebins und N_{TFD} die Targetflächendichte. $\delta\Omega$ beschreibt die Winkelbinbreite. Die Zählrate N_{K_i} setzt sich aus dem Gesamtsignal S verringert um den Untergrund B zusammen:

$$N_{K_i} = S - B. \quad (7.12)$$

Statistischer Fehler

Da die einzelnen Faktoren unabhängig voneinander sind, ergibt sich der relative statistische Fehler über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung durch

$$\frac{\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S^2 + \Delta B^2}{N_K^2}\right) + \left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2}, \quad (7.13)$$

wobei ΔS der statistische Fehler des gesamten Signals und ΔB der statistische Fehler des Untergrunds ist.

E [MeV]	Winkelbereich [$\cos\Theta$]	Q [%]	η [%]	KL [%]	Σ [%]	Ak [%]
1050 - 1450	(-1) - (-0,33)	1,40	0,05	6,00	5,00	5,60
	(-0,33) - (0,33)	1,00	0,05	5,00	5,00	5,60
	(0,33) - (1)	1,00	0,21	5,00	5,00	5,60
1450 - 1850	(-1) - (-0,33)	1,00	0,05	2,50	5,00	5,60
	(-0,33) - (0,33)	1,00	0,14	2,50	5,00	5,60
	(0,33) - (1)	1,00	0,40	3,00	5,00	5,60
1850 - 2250	(-1) - (-0,33)	4,50	4,20	1,00	5,00	5,60
	(-0,33) - (0,33)	5,30	1,00	2,00	5,00	5,60
	(0,33) - (1)	2,00	1,00	4,00	5,00	5,60

Tabelle 7.4: Beiträge zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts

Die Abkürzung E steht für die Energie des Photonstrahls, Q für den Schnitt auf die Ladung, η für den Schnitt auf die η -Masse, KL für den Schnitt auf den Konfidenzlevel, Σ für den Schnitt auf die Σ -Masse und Ak für die Unsicherheit in der Akzeptanz.

Systematischer Fehler

Der systematische Fehler setzt sich aus den Beiträgen der verschiedenen Analyseschritte, der Unsicherheit der Simulation und der Genauigkeit des bestimmten Photonenflusses zusammen. In der Tabelle 7.4 sind bis auf die Beiträge des Photonenflusses und des Untergrundabzugs die einzelnen Anteile zusammengefasst. Die Abkürzung Q steht für den Ladungsschnitt, KL für den Konfidenzlevel und Ak für die Akzeptanz. Nähere Erläuterungen finden sich in den verschiedenen Unterkapiteln. Den Anteil des Photonenflusses und des Untergrundabzugs finden sich in den Tabellen 6.3 und 7.3.

Ergebnisse

In Abbildung 7.12 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für zwölf Energiebins für die einzelnen Analysen der 6 und 7 PED-Ereignisse dargestellt, deren Ergebnisse miteinander übereinstimmen, und der fehlergewichtete Mittelwert aus diesen. Die schwarzen Quadrate zeigen die Mittelwerte der Analysen, die roten Dreiecke die Werte für sechs PEDs und die grünen Dreiecke die Wirkungsquerschnitte der Analyse von sieben PEDs. Der Fehlerbalken spiegelt nur den statistischen Fehler wieder. Die systematischen Fehler des Mittelwerts sind als graue Balken eingezeichnet.

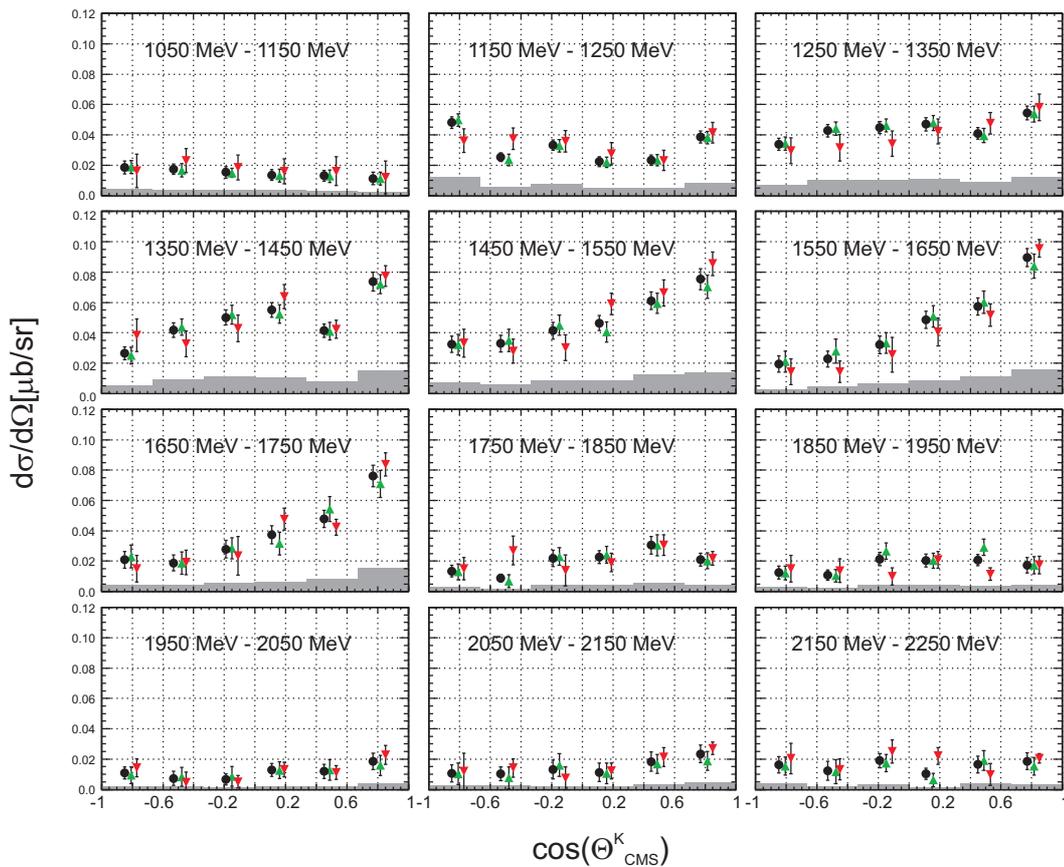


Abbildung 7.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte der zwei Ereignisklassen

Für zwölf Energieintervalle sind differentielle Wirkungsquerschnitte für die Analyse von 6 PEDs (rote Dreiecke) und 7 PEDs (grüne Dreiecke) dargestellt. Die schwarzen Kreise stehen für den fehlergewichteten Mittelwert der beiden Einzelergebnisse. Die grauen Balken geben den systematischen Fehler der Gesamtergebnisse an.

7.1.5 Totaler Wirkungsquerschnitt

Da der Detektoraufbau eine Messung über beinahe den gesamten Raumwinkel erlaubt und die Akzeptanz über den gesamten Bereich gleich ist, kann der totale Wirkungsquerschnitt direkt aus den Daten bestimmt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.13 zu sehen. Der totale Wirkungsquerschnitt ist gegen die Schwerpunktsenergie W aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt bis 1,9 GeV ansteigt und dann wieder abnimmt. Zwischen 2 GeV und 2,05 GeV fällt er dann um etwa den Faktor 2 ab. Dies ist auch in Abbildung 7.12 zu sehen. Im Energiebin $1650 \text{ MeV} < E_{\gamma}^{\text{lab}} < 1750 \text{ MeV}$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung noch sehr groß, im nächsten Energiebin dagegen liegt er in Vorwärtsrichtung um einen Faktor 4 tiefer.

Nach dem raschen Abfall ist der totale Wirkungsquerschnitt für den vermessenen Bereich ungefähr konstant bei $0,2 \mu\text{b}$.

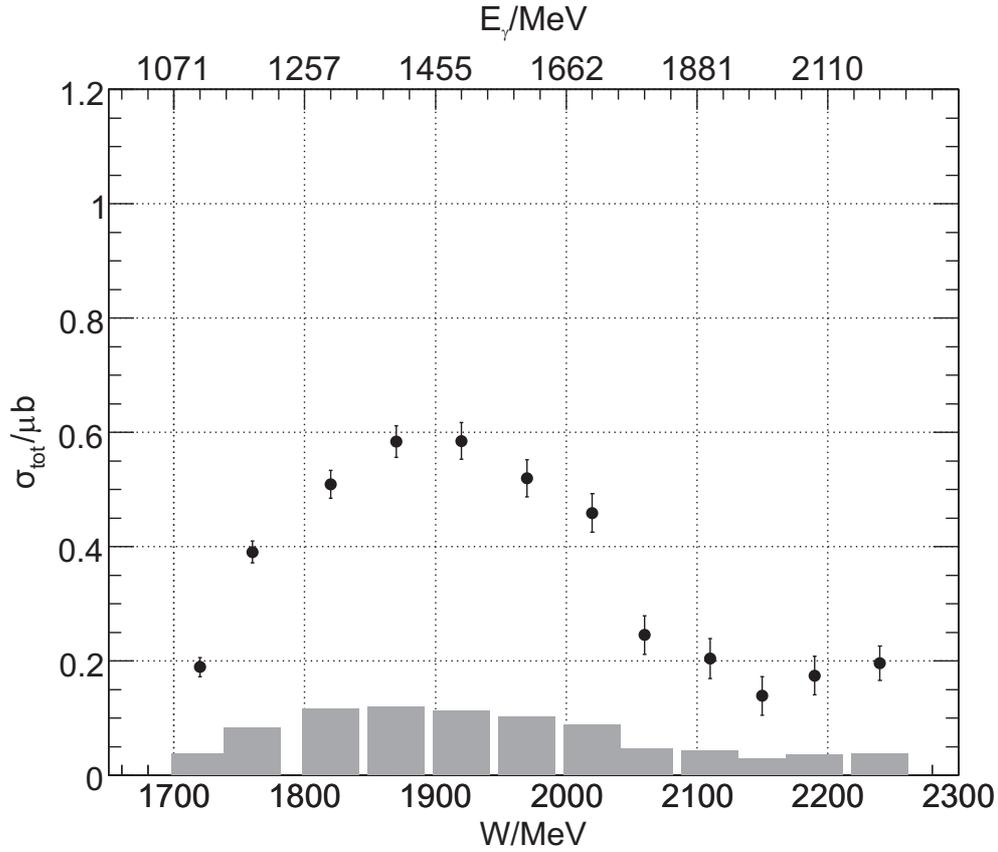


Abbildung 7.13: Der totale Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$

Der totale Wirkungsquerschnitt ist gegen die Schwerpunktsenergie W aufgetragen. Der eingezeichnete Fehler ist der statistische Fehler, die grauen Balken geben den systematischen Fehler der Messung an.

7.2 Σ^+ -Rückstoßpolarisation

Die Polarisation des Σ^+ führt zu einem asymmetrischen Zerfall in ein Proton und ein neutrales Pion, dessen Winkelverteilung beschrieben wird durch

$$W(\theta_p) = \frac{1}{2} (1 + \alpha P \cos(\theta_p)), \quad (7.14)$$

wobei α der Zerfallsparameter des Σ^+ ist. Für den Zerfall $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ ist der Parameter mit $\alpha = -0,980 \pm 0,016$ angegeben ([PDG00]). θ_p ist der Winkel zwischen der Trajektorie des Protons und der Normalen, die senkrecht auf der Reaktionsebene steht. Nach Integration über den Winkel und wegen der Tatsache, dass der Photonenfluss und die Akzeptanz für Winkel oberhalb und unterhalb der Reaktionsebene gleich sind und sich damit aus dem Term kürzen lassen, wird die Polarisation berechnet über:

$$P = \frac{2 N_{oben} - N_{unten}}{\alpha N_{oben} + N_{unten}}. \quad (7.15)$$

So lässt sich aus den Zählraten die Rückstoßpolarisation gewinnen. Ausführlicher wird die Rückstoßpolarisation im Kapitel 3.1 über Polarisationsobservablen beschrieben.

Um die einzelnen Zählraten zu bestimmen, wird zuerst der Winkel zwischen der Trajektorie des rekonstruierten Protons und der Flächennormalen der Reaktionsebene bestimmt, die durch das Bremsstrahlungsphoton und das Meson aufgespannt wird. Liegt der Winkel zwischen 0° und 90° wird das Ereignis als oberhalb der Reaktionsebene liegend markiert, bei einem Winkel zwischen 90° und 180° als unterhalb der Reaktionsebene liegend. Für beide Gruppen werden jeweils die Spektren der invarianten Masse für die Kombination $\pi^0\pi^0$ für sechs verschiedene Polarwinkel im Schwerpunktsystem gebildet und der Kaonenpik identifiziert. Auf diesen wird geschnitten und der Untergrund abgezogen. Die Anzahlen der Ereignisse in den verschiedenen Piks liefern die verschiedenen Zählraten zur Berechnung der Rückstoßpolarisation.

Statistischer und systematischer Fehler

Der statistische Fehler bestimmt sich gemäß Gaußscher Fehlerfortpflanzung über:

$$\Delta P_H = \frac{4}{\alpha (N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{unterhalb}})^2} \sqrt{N_{\text{unterhalb}}^2 N_{\text{oberhalb}} + N_{\text{oberhalb}}^2 N_{\text{unterhalb}}}. \quad (7.16)$$

Da die Rückstoßpolarisation sich aus dem Verhältnis von Zählraten ergibt, kürzen sich die meisten systematischen Fehler weg, da sie gleichsam auf die Zählraten einwirken und sich so aufheben. Für die einzelnen Zählraten kann der Untergrundabzug jedoch durchaus unterschiedlich gut gelingen, so dass ein Fehler hierfür berücksichtigt wird.

Ergebnisse

Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.14 zu sehen. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Schwankungen an. Die systematischen Fehler sind als graue Balken eingezeichnet.

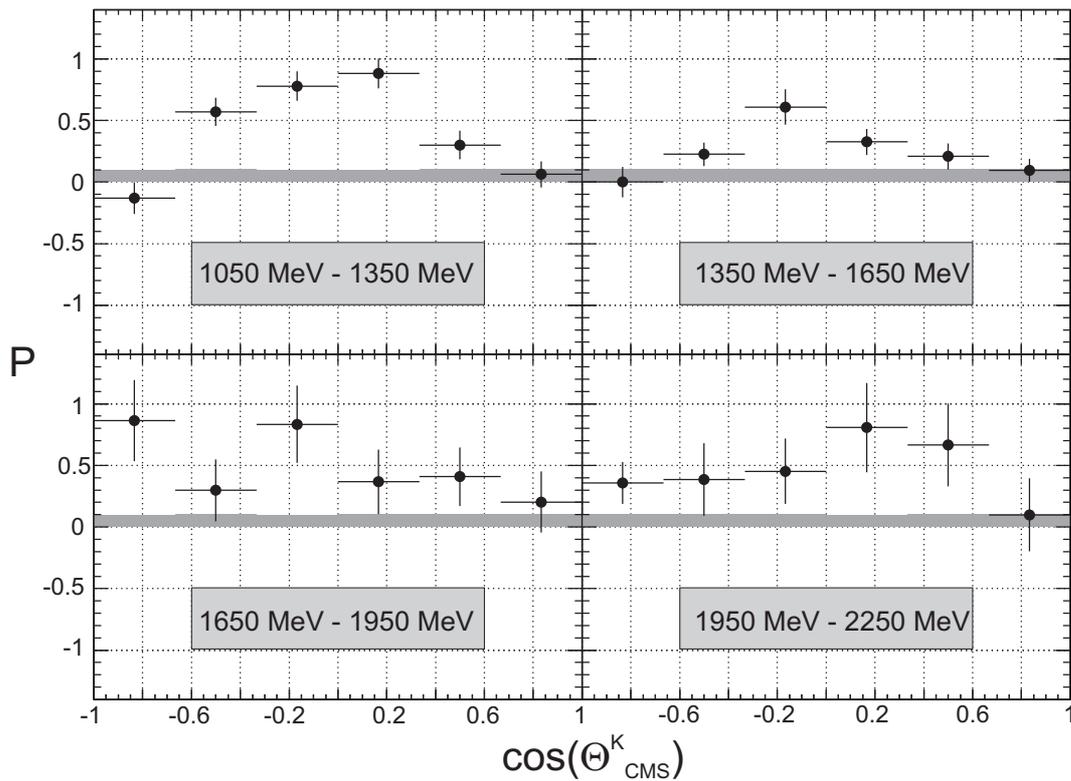


Abbildung 7.14: Rückstoßpolarisation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$

Für vier Energieintervalle ist die Rückstoßpolarisation dargestellt. Der Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der graue Balken den systematischen Fehler.

7.3 Photonasymmetrie

7.3.1 Bestimmung des Polarisationsgrades des Photonenstrahls

Die kohärente Überhöhung im Energiespektrum der Photonen wird über ein relatives Intensitätsspektrum bestimmt. Dazu wird das Bremsstrahlungsspektrum des Diamantradiators durch das eines amorphen Radiators geteilt. Da das Spektrum des Diamantradiators sowohl einen kohärenten als auch einen inkohärenten Anteil hat, der des amorphen Radiators aber nur durch inkohärente Prozesse zustande kommt, bleibt nach der Division nur der kohärente Anteil im Spektrum prominent, aus dem der photonenergieabhängige Polarisationsgrad bestimmt werden kann.

Einwirkung verschiedener Effekte

Es gibt verschiedene Effekte, welche die Genauigkeit der Bestimmung des Polarisationsgrades beeinträchtigen. So ist die Form des kohärenten Spektrums von der Orientierung des Kristalls relativ zur Strahlachse abhängig. Diese Abweichung der Impulsrichtung von der Strahlachse kommt aus einer endlichen Divergenz des Elek-

tronenstrahls und der Vielfachstreuung der Elektronen im Diamanten, bevor sie ein Photon via Bremsstrahlung produzieren. Dies führt zu einer Verbreiterung der ansonsten scharfen Kante.

Ein weiterer Effekt ist, dass zum Intensitätsspektrum nicht nur ein einziger sondern mehrere Gittervektoren beitragen. So liegt z. B. unter dem Intensitätsbeitrag des gewählten Gittervektors bei der Photonenergie 1350 MeV auch der Beitrag des nächsthöheren Gittervektors bei der Photonenergie 1900 MeV.

Aus den genannten Gründen ist es nicht möglich, aus einer Messung direkt den Polarisationsgrad zu bestimmen. Es existieren aber Softwareprogramme, welche die einzelnen Anteile der Bremsstrahlungsintensitäten und den Polarisationsgrad ermitteln können. Verwendet wird eine Software, die auf dem Programm *ANB*¹ beruht, das an der Universität Tübingen entwickelt worden ist ([NAT02], [NAT98], [NAT03]). Näheres dazu findet sich bei [ELS06].

Methoden

Die Energiespektren zur Bestimmung des Polarisationsgrades werden mit der *tagger OR*-Bedingung aufgenommen, da Triggerbedingungen für hadronische Ereignisse z. B. durch Reaktionsschwellen Strukturen in den Spektren erzeugen können, welche die Extraktion des Polarisationsgrades im besten Falle nur erschweren. Das Normierungsspektrum wird mit einem Kupferradiator mit 50 μm Dicke aufgenommen, der so in etwa der Dicke des Kristallradiators in Strahlungslängen entspricht.

Verwendet wird die TDC-Trefferverteilung der Photonenmarkierungsanlage zur Ermittlung des Polarisationsgrades, da bei dieser sichergestellt ist, dass zeitkorreliert ein Elektron und ein Photon auftreten. Die Zähler-Spektren der szintillierenden Fasern der Photonenmarkierungsanlage hingegen sind mit deutlich mehr Untergrund behaftet, der vor allem im niederenergetischen Bereich auftritt und die Form und relative Höhe des kohärenten Peks stark beeinflusst. Damit ein Elektron als erkannt gilt und somit einen TDC-Eintrag erzeugt, muss sowohl zumindest eine szintillierende Faser als auch ein geometrisch dahinterliegender Szintillator gleichzeitig angesprochen haben. Das Photon muss zeitkorreliert im Photonenflussdetektor nachgewiesen werden.

Für die endgültige Analyse werden dann alle Spektren mit gleicher Kristalleinstellung aufsummiert, durch das Spektrum des Kupferradiators geteilt und mit den Ergebnissen der Rechnung der ANB-Software verglichen. Dies ist in Abbildung 7.15 für die vier verschiedenen Kristalleinstellungen zu sehen. Die roten Kurven zeigen die Ergebnisse der ANB-Simulation für die einzelnen Kristallpositionen und beschreiben die gemessenen Intensitätsspektren.

Die Polarisationsgrade für die verschiedenen Kristalleinstellungen in Abhängigkeit von der Photonenergie sind in Abbildung 7.16 zu sehen. Die Verläufe der Kurven sind prinzipiell gleich, jedoch nimmt für kohärente Peks bei höheren Photonenergien der maximale Polarisationsgrad ab. Man kann zudem deutlich neben den Hauptpeks Nebenpeks erkennen, die von nächsthöheren angeregten Gittervektoren stammen.

¹ANalytical Bremstrahlung calculation

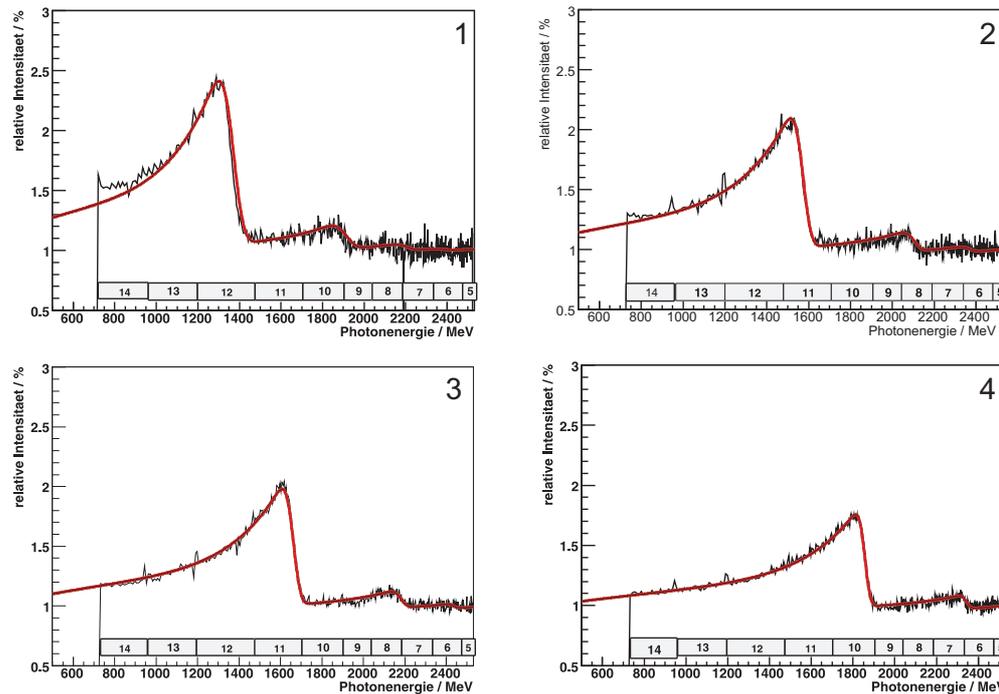


Abbildung 7.15: ANB-Simulationen im Vergleich zu gemessenen Intensitätsspektren

In den Abbildungen sind ANB-Simulationen (rote Kurven) für die verschiedenen Kristalleinstellungen im Vergleich zu den gemessenen Intensitätsspektren gezeigt. In Bild 1 ist der Kristall so justiert, dass die Kante des kohärenten Piks bei 1305 MeV liegt, in Bild 2 ist der Kristall so orientiert, dass die Kante bei 1515 MeV ist. Die Kante ist bei 1610 MeV in Bild 3 und bei 1814 MeV in Bild 4. (Quelle: [ELS09])

Experimentelle Fehler

Für die drei unterschiedlichen Kristalleinstellungen mit dem jeweiligen kohärenten Pik bei 1305 MeV, 1515 MeV und 1610 MeV liegen die dazu gehörigen Gesamtfehler jeweils innerhalb von 5%. Für die Einstellung mit 1814 MeV hingegen kommt es zu systematischen Abweichungen von bis zu 10% und die Statistik ist auch geringer als bei den anderen. Die systematische Abweichung rührt wahrscheinlich von Rückstreureignissen aus dem Strahlvernichter her.

Zur Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge wird sowohl die Zeitbedingung für die Clusterrekonstruktion als auch für das gemeinsame Zeitintervall für die Szintillatoren und die szintillierenden Fasern variiert. Dies führt zu einer maximalen Abweichung von 5% der Daten von der Rechnung.

Auswirkungen durch die Schwankungen, die aus der Lage des Elektronenstrahls resultieren, werden durch die Summation über die tageweise aufgenommenen Spektren für sowohl Kristall- als auch Kupferradiator über die gesamte Messzeit mit einer Polarisierungseinstellung automatisch berücksichtigt.

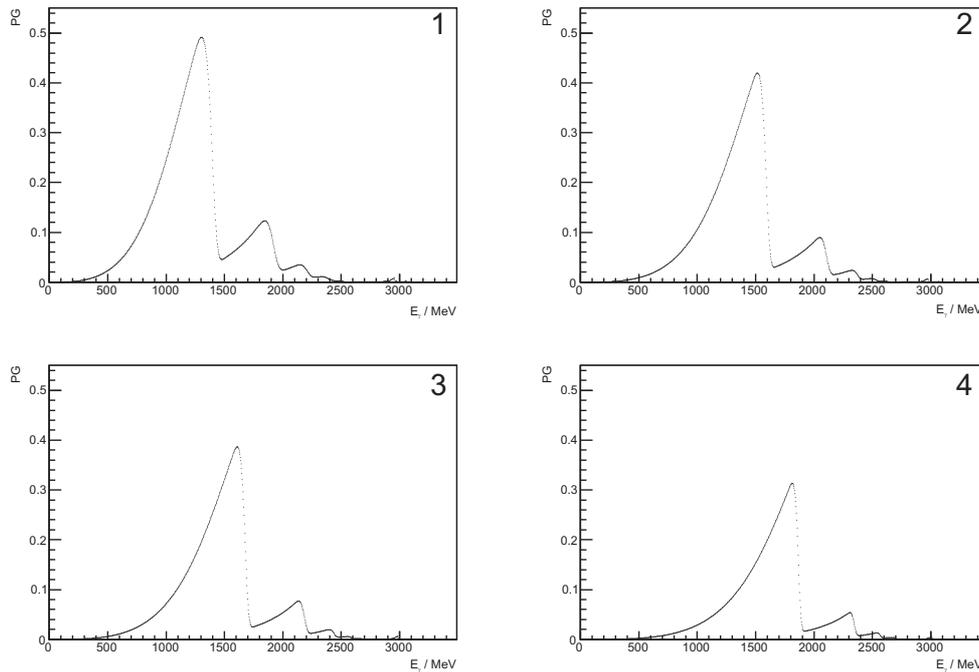


Abbildung 7.16: ANB-Simulationen der kohärenten Energiespektren

In den Abbildungen sind ANB-Simulationen für die verschiedenen Kristalleinstellungen gezeigt. Der Polarisationsgrad des Strahls ist gegen die Photonenergie aufgetragen. In Bild 1 ist der Kristall so justiert, dass die Kante des kohärenten Piks bei 1305 MeV liegt, in Bild 2 ist der Kristall so orientiert, dass die Kante bei 1515 MeV ist. Die Kante ist bei 1610 MeV in Bild 3 und bei 1814 MeV in Bild 4. Je höher der Energiewert ist, bei dem die Kante des kohärenten Piks liegt, umso kleiner wird der Polarisationsgrad.

Fehler des Polarisationsgrades

Der Gesamtfehler für den Polarisationsgrad wird abgeschätzt über die maximale Abweichung zwischen experimentellen und berechneten Intensitätsverteilungen. Die verschiedenen Werte für den Polarisationsgrad sind mit den Fehlern in der Tabelle 7.5 aufgeführt.

Die unterschiedlichen Polarisationsgrade für verschiedene Einstellungen des Diamanten und Energien des Bremsstrahlungsphotons sind in Tabelle 7.6 angegeben.

7.3.2 Photonasymmetrie

Der differentielle Wirkungsquerschnitt lässt sich unter Berücksichtigung des Beitrags der Photonasymmetrie Σ ausdrücken als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 - P\Sigma \cos(2\phi)). \quad (7.17)$$

Position des Maximums [MeV]	1305 (1350)	1515 (1520)	1610 (1600)	1814 (1850)
max. Polarisationsgrad (PG)	0,49	0,42	0,39	0,31
max. absolute Abweichung	0,02	0,02	0,02	0,02

Tabelle 7.5: Polarisationsgrad

Die erste Zahl der Position des Maximums gibt den Wert an, bei dem das Maximum liegt. Der Wert in der Klammer ist die Bezeichnung für die Einstellung, wie sie verwendet wird.

	Position des Maximums			
Photonenergien [MeV]	1350 MeV	1560 MeV	1600 MeV	1850 MeV
1050 - 1250	0,38	0,18	0,12	0,05
1250 - 1450	0,45	0,31	0,22	0,10
1450 - 1650	0,06	0,39	0,36	0,18
1650 - 1850	0,01	0,04	0,03	0,28

Tabelle 7.6: Mittlere Polarisationsgrade für unterschiedliche Diamantorientierungen und Bremsstrahlungsphotonenergien

Da für die Messungen ein Detektoraufbau konzipiert worden ist, der eine ϕ -symmetrische Messung erlaubt, kann über die Modulation der Ereignisverteilung über den Azimutwinkel ϕ mit der Funktion

$$f(\phi) = A + B\cos(2\phi) = A\left(1 + \frac{B}{A}\cos(2\phi)\right) \quad (7.18)$$

die Photonasymmetrie aus den experimentellen Daten extrahiert werden. Der Quotient der Fitparameter $\frac{B}{A}$ ist gleich dem Produkt $P\Sigma$. Durch Division durch P lässt sich dann Σ bestimmen.

Bestimmung der Photonasymmetrie Σ

Zur Extraktion der Photonasymmetrie werden nur Energieintervalle berücksichtigt, bei denen der Polarisationsgrad des Photonenstrahls über 0,15 liegt.

Die Photonasymmetrie Σ wird über die Passform der Funktion 7.18 an die ϕ -Verteilung der Ereignisse bestimmt. Daher ist es wichtig, dass alle Effekte, die zu einer Veränderung dieser Verteilung führen, erkannt und behoben werden können. Sonst kann es zu einer künstlich erzeugten Asymmetrie im ϕ -Winkel kommen, die eine korrekte Bestimmung unmöglich macht. Daher werden zuerst die verschiedenen Fehlerbeiträge vorgestellt. Da sind zum einen Untergrundreaktionen und deren

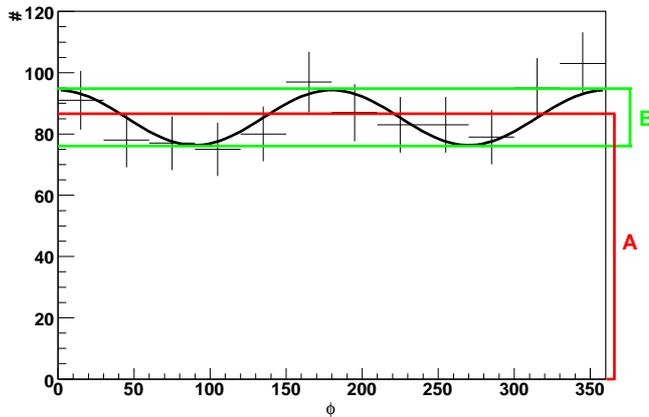


Abbildung 7.17: Exemplarische Darstellung von A und B für eine ϕ -Verteilung. Exemplarisch sind A und B für eine ϕ -Verteilung dargestellt. B gibt die doppelte Maximalamplitude der $\cos(2\phi)$ -Funktion an und A den Wert, um den die Funktion schwingt.

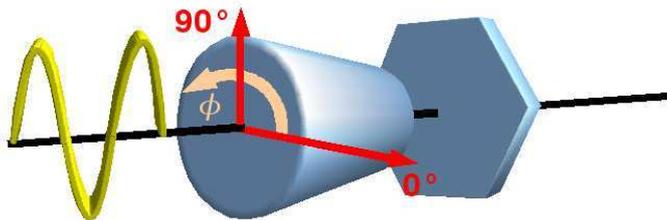


Abbildung 7.18: Definition des ϕ -Winkels im Laborsystem

Der Photonenstrahl ist senkrecht zum Boden polarisiert. Parallel zum Boden ist die Strahlaufweitung zu groß, als dass ein gut polarisierter Strahl möglich wäre. Der ϕ -Winkel ist wie aus dem Bild ersichtlich definiert.

Einfluss auf die Winkelverteilung. Dann gibt es künstliche Asymmetrien durch Fehler bzw. Ineffizienzen von verschiedenen Detektorkomponenten, die es zu korrigieren gilt. Und schließlich werden die Auswirkungen der Schnitte der Analyse und vor allem des kinematischen Fits auf die Winkelverteilung untersucht. Für alle diese Effekte muss ein systematischer Fehler abgeschätzt werden.

Einfluss der Untergrundreaktionen

Um eine ϕ -Abhängigkeit des Untergrunds zu untersuchen, wird auf den Bereich im Spektrum der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse, der ober- bzw. unterhalb der Kaonmasse liegt, geschnitten und auf eine Winkelmodulation hin untersucht. Da der η -Untergrund zuvor schon zur Gänze eliminiert worden ist, ist der Untergrund von Kaskadenzerfällen verschiedener Resonanzen und direkter $3\pi^0$ -Photoproduktion dominiert. Es zeigt sich, dass für den Untergrund keine $\cos(2\phi)$ -Winkelmodulation vorliegt. Die Σ -Werte sind alle innerhalb des statistischen Fehlers mit Null verträglich wie in den Abbildungen 7.19 und 7.20 zu sehen ist.

Der systematische Fehler wird so bestimmt, dass jeweils die Winkelintervalle $[0^\circ;180^\circ]$ und $[180^\circ;360^\circ]$ in der ϕ -Verteilung einzeln durch eine $\cos(2\phi)$ -Funktion moduliert werden. Im Prinzip sollten beide Funktionen die gleichen Werte für A und B liefern und damit das gleiche Σ . Die Differenz zwischen den beiden ermittelten Σ -Werten ergibt den systematischen Fehler. Ein großer systematischer Fehler bedeutet also, dass durch die beiden $\cos(2\phi)$ -Funktionen sehr unterschiedliche Σ -Werte bestimmt

worden sind, also kein wirklicher $\cos(2\phi)$ -Verlauf über das gesamte ϕ -Spektrum gegeben ist.

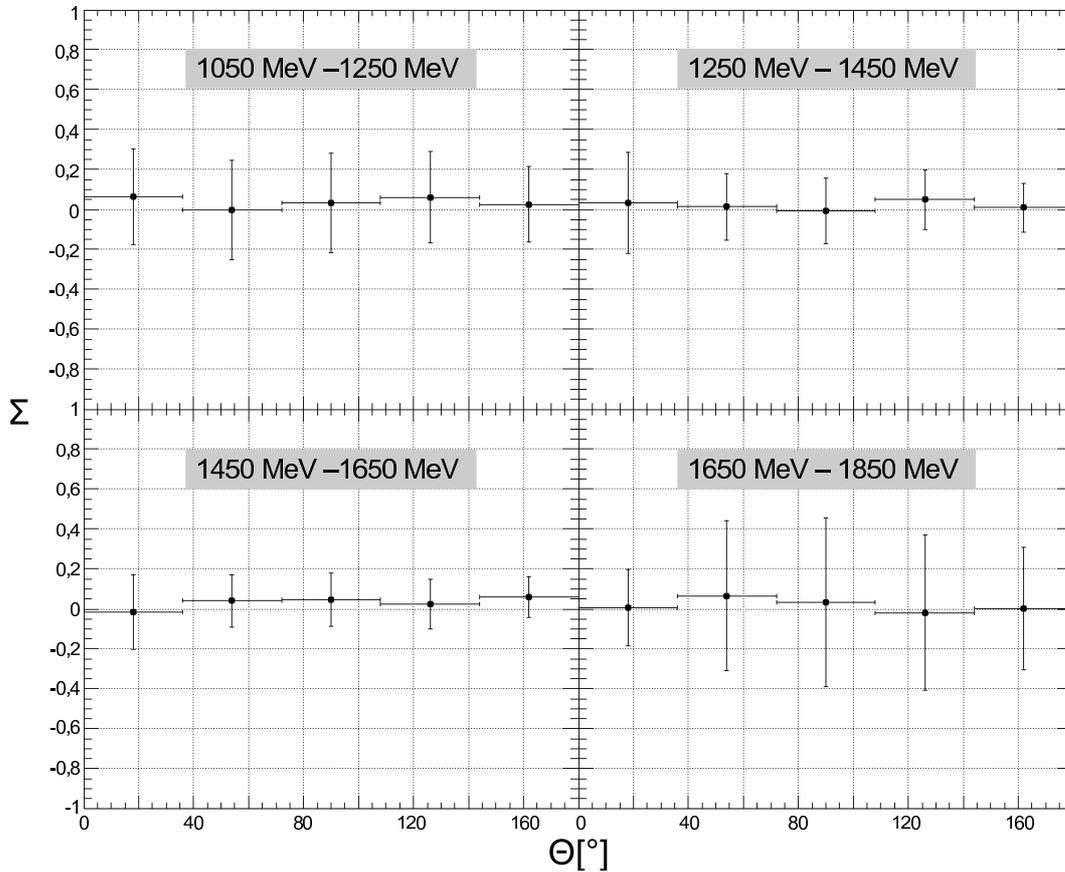


Abbildung 7.19: Σ des Untergrunds für $\pi^0\pi^0$ invariante Massen unterhalb von 430 MeV

Oben links ist die Photonasymmetrie Σ für Photonenergien zwischen 1050 MeV und 1250 MeV, oben rechts für 1250 MeV bis 1450 MeV, unten links für 1450 MeV bis 1650 MeV und unten rechts für 1650 MeV bis 1850 MeV für den azimutalen Winkel θ im Laborsystem dargestellt. Die Σ -Werte sind innerhalb der Fehler mit Null verträglich.

Daher kann angenommen werden, dass die Untergrundereignisse über den gesamten Winkelbereich gleichverteilt sind. Dennoch wirkt sich der Untergrund auf die Photonasymmetrie aus. Da die Höhe des Untergrunds unter dem Signal Einfluss auf den Fitparameter A hat, nicht jedoch auf die Amplitude der Modulation B , wird der Quotient ohne Abzug des Untergrunds geringer, da der Nenner sich aus der Summe der Untergrundereignisse und der Reaktionsereignisse zusammensetzt. Daher muss der Untergrund vor der Anpassung der Funktion an die Winkelverteilung abgezogen werden. Zur Veranschaulichung ist dies exemplarisch für das Photonenergiebin [1050;1250] MeV in Abbildung 7.21 gezeigt.

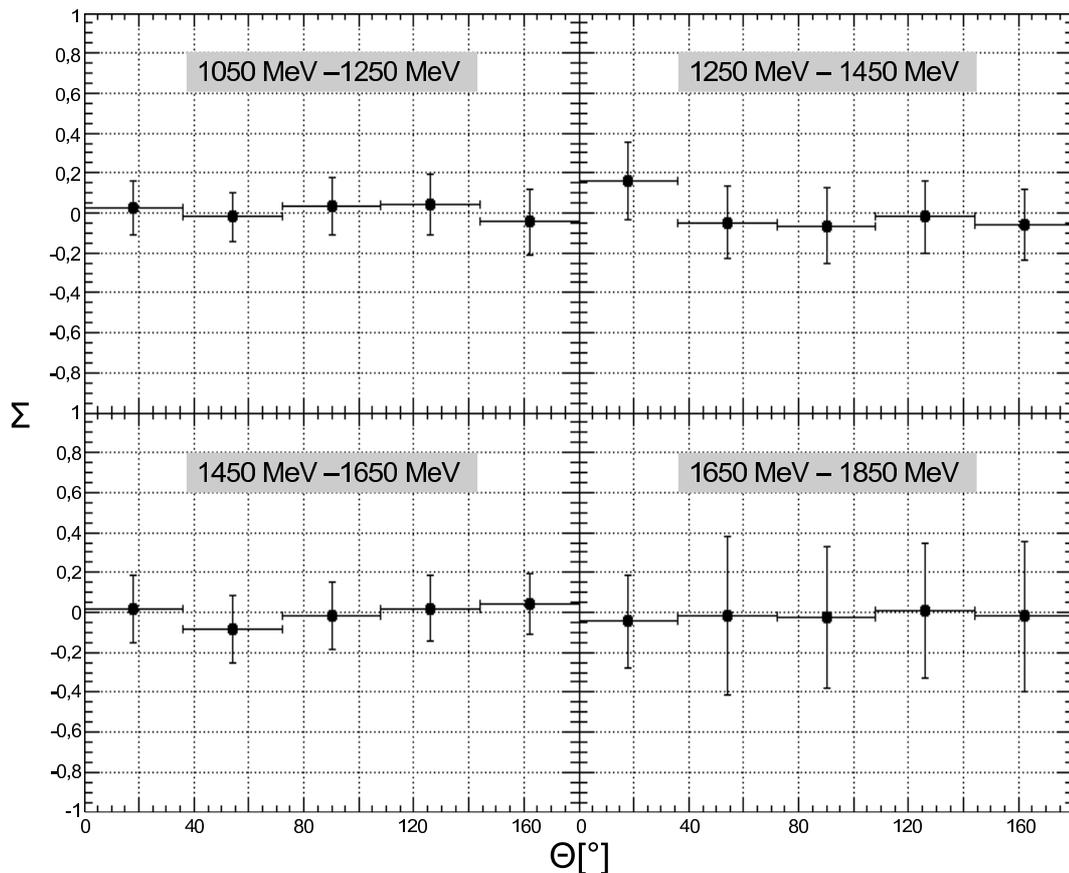


Abbildung 7.20: Σ des Untergrunds für $\pi^0\pi^0$ invariante Massen über 570 MeV

Oben links ist die Photonasymmetrie Σ für Photonenergien zwischen 1050 MeV und 1250 MeV, oben rechts für 1250 MeV bis 1450 MeV, unten links für 1450 MeV bis 1650 MeV und unten rechts für 1650 MeV bis 1850 MeV für den azimutalen Winkel θ im Laborsystem dargestellt. Die Σ -Werte sind innerhalb der Fehler mit Null verträglich.

Künstliche Winkelasymmetrien

Ineffizienzen der Detektoren, hervorgerufen durch Defekte, uneinheitliche Trigger-schwellen oder schlechte Kalibrierung, haben einen signifikanten Einfluss auf die Winkelverteilungen und somit direkt auf die Photonasymmetrie.

Eine falsche Verkabelung führt zum Beispiel dazu, dass die Cluster, an denen die falsch verkabelten Module beteiligt sind, eine falsche Gesamtenergie und damit auch eine falsche Impulsinformation liefern. Nicht nur, dass Analysebedingungen wie Energie- und Impulserhaltung dadurch nicht erfüllt werden, auch eine exakte Positionsbestimmung des elektromagnetischen Schauers in den Modulen ist damit nicht möglich. Die Größe des Effekts ist abhängig von der Photonmultiplizität. Je mehr Photonen im Endzustand vorliegen, umso kleiner wird der Effekt. Um dieser künstlichen Winkelasymmetrie entgegenzuwirken, müssen die Daten auf diese De-

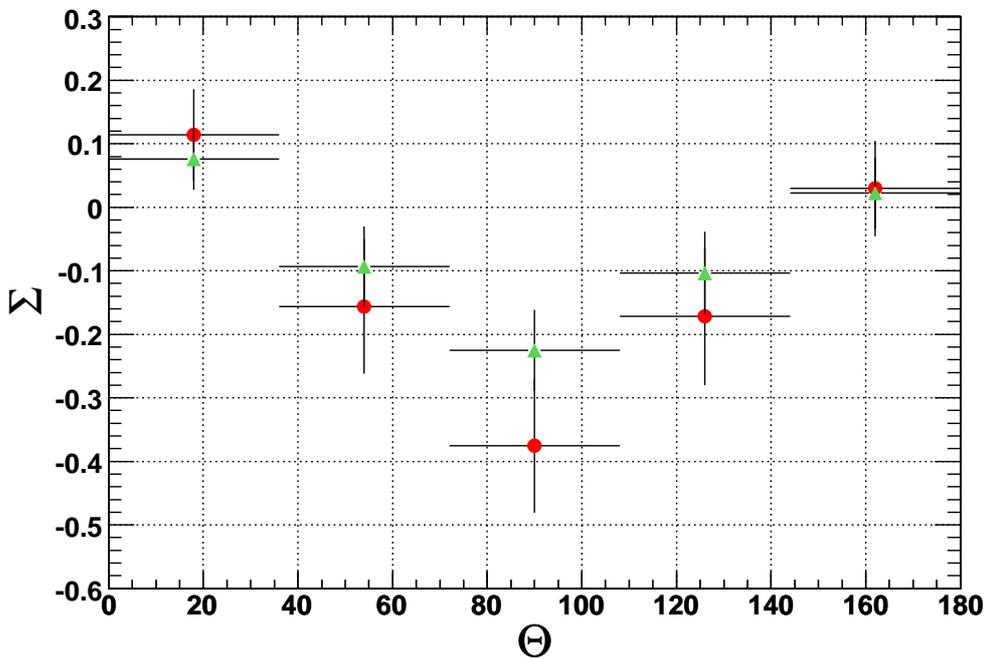


Abbildung 7.21: Σ vor und nach Untergrundabzug

Gezeigt ist die Photonasymmetrie Σ vor (grüne Dreiecke) und nach Untergrundabzug (rote Kreise) für Photonenergien von 1050 MeV bis 1250 MeV. Erwartungsgemäß wächst der Absolutwert an, da durch den Untergrundabzug A geringer wird.

fekte hin untersucht und die Fehler behoben werden, was im Falle einer falschen Verkabelung möglich ist, indem man in der Analyse den Kanälen im nachhinein die richtige Nummer zuweist oder den Datensatz verwirft, wenn der Fehler nicht behoben werden kann.

Falsch kalibrierte Module führen ebenfalls zu einer falschen Rekonstruktion der Teilchen. Bei einer falschen Zeitkalibration kann das Modul nicht dem Cluster zugeordnet werden, wodurch der Gesamtenergie des Clusters die in dem Modul deponierte Energie fehlt. Bei einer falschen Energiekalibration ist der Anteil des Moduls an der Gesamtenergie des Clusters falsch. In beiden Fällen weist der Cluster also eine falsche Energieinformation auf. Zur Behebung dieses Fehlers ist eine Neukalibrierung der Daten durch mehrere Mitglieder der Kollaboration durchgeführt worden.

Der TAPS-Detektor weist unterschiedliche Triggerschwellen auf, die nicht ϕ -symmetrisch sind. Dadurch kann eine künstliche Asymmetrie herbeigeführt werden, da einige Bereiche auf Ereignisse ansprechen, die in einem anderen Sektor nicht beachtet worden wären. Um dieses Problem zu beheben, werden in der Analyse gleiche Triggerschwellen für alle Module gesetzt. Dazu wird in jedem Ring des TAPS die höchste zu findende Triggerschwelle auf alle Module in diesem Ring angewandt.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Winkelasymmetrien findet sich bei [ELS06].

Einwirkungen der Analyseschnitte auf die Winkelasymmetrie

Zur Untersuchung der möglichen Auswirkungen des kinematischen Fits auf eine ϕ -Winkelasymmetrie wird als Testreaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ untersucht. Für diese Reaktion liegen zum Vergleich Ergebnisse von [ELS06] für die Photonasymmetrie vor, die ohne kinematischen Fit erzielt worden sind. Ein Vergleich zwischen diesen Ergebnissen und den Ergebnissen nach dem kinematischen Fit gibt Aufschluss auf einen möglichen systematischen Fehler durch den kinematischen Fit. Da das η -Teilchen in drei neutrale Pionen zerfallen kann², muss die Analyse kaum verändert werden. Der η -Pik wird nicht durch einen Schnitt eliminiert, sondern durch die gleichen Schnittgrenzen für die weitere Analyse selektiert. Desweiteren wird nicht auf die Schwelle für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ geschnitten.

Die Analyse zeigt im Vergleich zu den Daten von [ELS06] (blaue Dreiecke) und [KOU02] (rote Dreiecke) keine signifikanten Abweichungen wie Abbildung 7.22 zeigt. Alle Werte stimmen innerhalb des statistischen Fehlers überein. Somit ist durch den kinematischen Fit mit keiner Einwirkung auf die Photonasymmetrie zu rechnen.

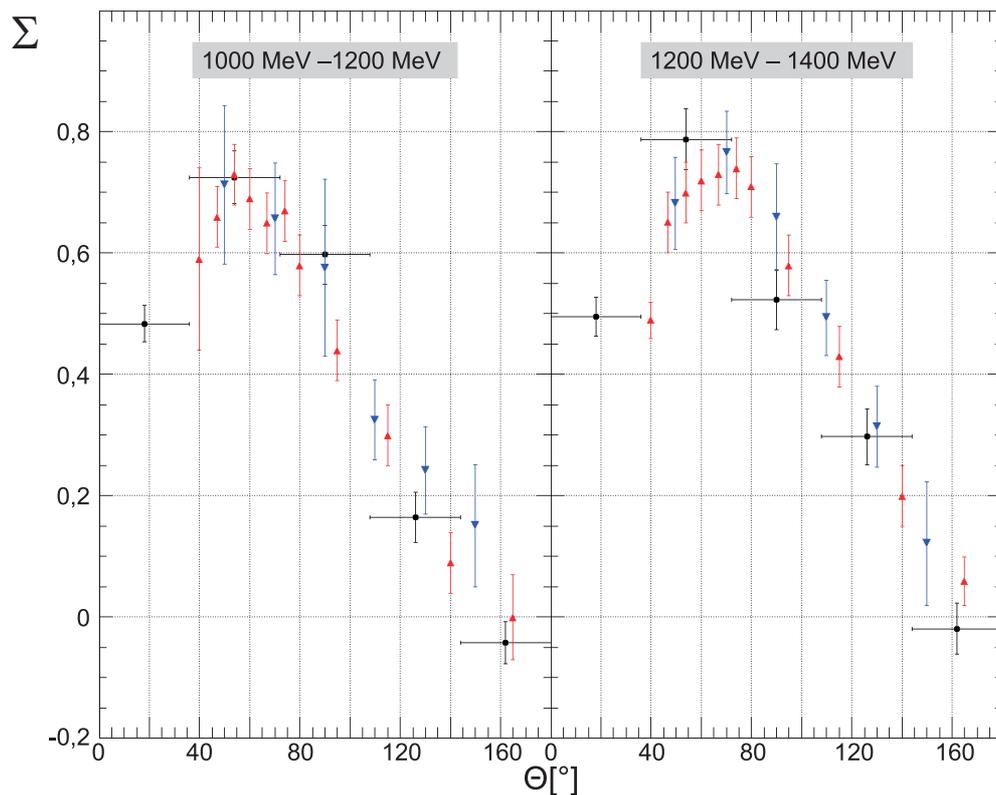


Abbildung 7.22: η -Photonasymmetrie

Für zwei Energieintervalle sind die Ergebnisse für die Photonasymmetrie $\gamma p \rightarrow p\eta$ von CLAS (blaue Dreiecke), CBELSA/TAPS (rote Dreiecke) und die Ergebnisse dieser Analyse (schwarze Kreise) dargestellt. Innerhalb des statistischen Fehlers stimmen die Ergebnisse überein.

²Dies geschieht zu etwa 32,51%.

Ergebnisse

Die extrahierten Ergebnisse für die Photonasymmetrie der Reaktion sind in Abbildung 7.23 für drei verschiedene Photonenergiebins und in Abbildung 7.24 für fünf verschiedene Winkelbins dargestellt. Dabei ergeben sich die Fehlerbalken aus der Unsicherheit der Anpassung an die jeweiligen ϕ -Verteilungen. Der systematische Fehler in 7.23, der sich aus einer unterschiedlichen Anpassung für die Bereiche $\phi < 180^\circ$ und $\phi > 180^\circ$ ergibt, ist als grauer Balken in den Histogrammen verzeichnet.

Im Energiebin von 1050 MeV bis 1250 MeV findet sich eine große negative Photonasymmetrie. Zwischen 1250 MeV und 1450 MeV schwankt diese um die Null und zwischen 1450 MeV und 1650 MeV wird Σ wieder groß und positiv.

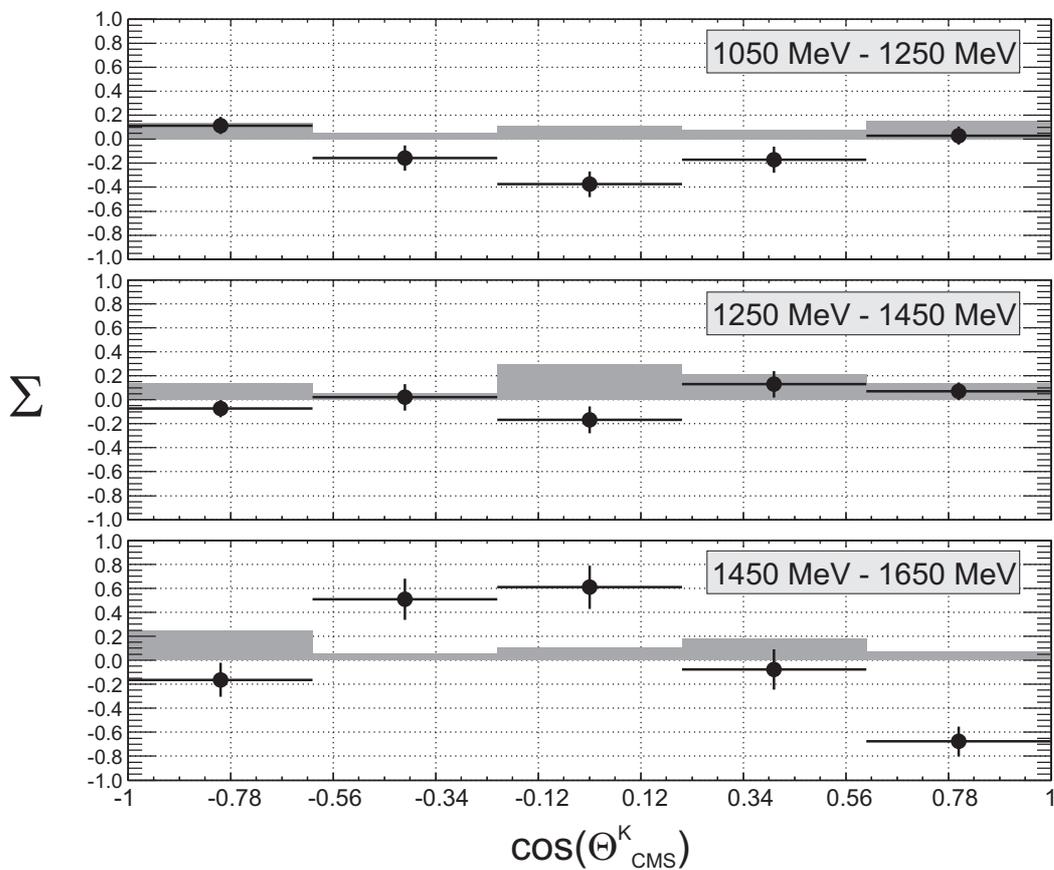


Abbildung 7.23: $\Sigma^+ K_s^0$ -Photonasymmetrie für verschiedene Energiebins

Für vier Photonenergiebins sind die Ergebnisse für die Photonasymmetrie $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ dargestellt. Die Energiebins sind in den grauen Kästen in MeV angegeben. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die grauen Balken dem systematischen für die jeweiligen Θ -Winkel.

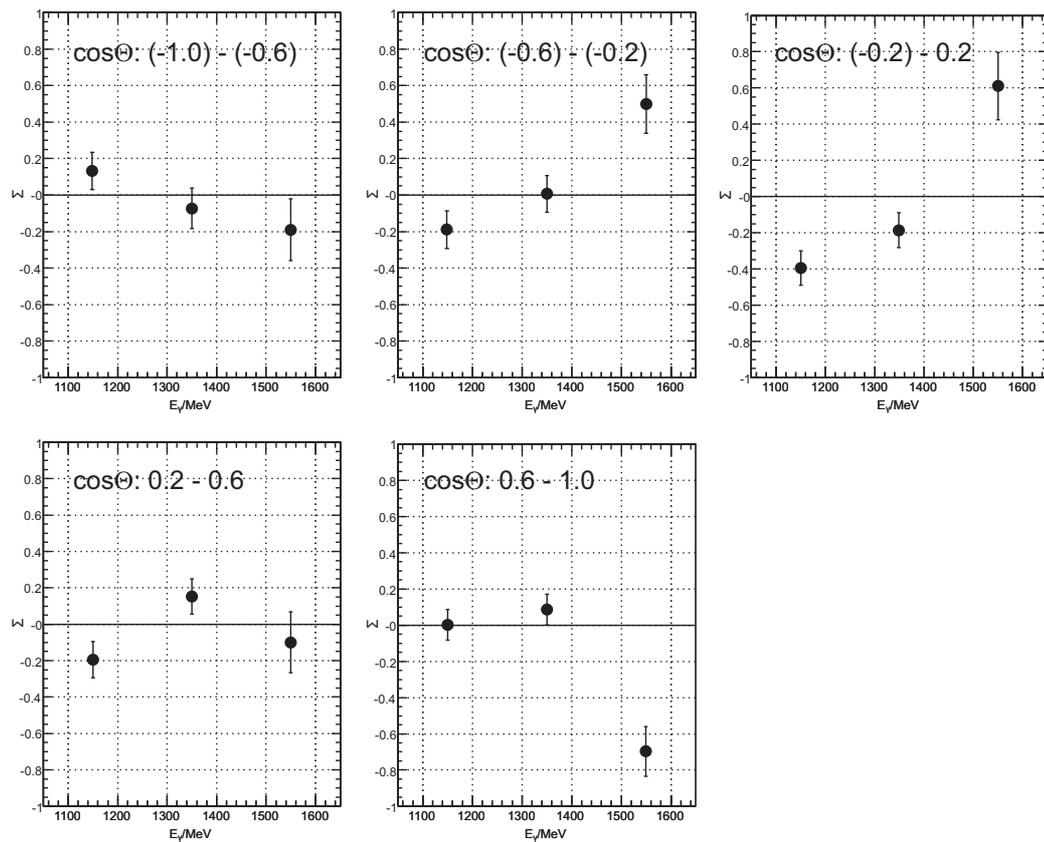


Abbildung 7.24: $\Sigma^+ K_s^0$ -Photonasymmetrie für verschiedene Winkelbins

Für fünf Winkelbins ist die extrahierte Photonasymmetrie $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ gezeigt. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler.

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse meiner Analyse mit vorhandenen Daten anderer Analysen verglichen.

8.1 Vergleich mit anderen Analysen

Daten aus anderen Analysen sind für den Reaktionskanal $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ von der CLAS-, der SAPHIR- und der CBELSA/TAPS-Kollaboration vorhanden. Bei CLAS wurde nicht der neutrale Zerfallskanal untersucht, sondern die hadronischen Zerfälle $\Sigma^+ K_s^0 \rightarrow (n\pi^+) (\pi^- \pi^+)$ und $\Sigma^+ K_s^0 \rightarrow (p\pi^0) (\pi^- \pi^+)$.

Auch die Daten von SAPHIR stammen von Zerfallskanälen mit geladenen Teilchen im Endzustand. Die Wirkungsquerschnitte sind absolut normiert. Die Rückstoßpolarisation wurde für die Energieintervalle 1050 MeV bis 1550 MeV und 1550 MeV bis 2650 MeV bestimmt.

Eine Analyse von älteren CBELSA/TAPS-Daten beschäftigt sich mit dem neutralen Zerfallskanal $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0 \rightarrow (p\pi^0)(\pi^0\pi^0) \rightarrow p6\gamma$. Da diese Messung aber mit unpolarisiertem Photonenstrahl durchgeführt wurde, konnte in dieser Analyse die Photonasymmetrie nicht bestimmt werden. Der Wirkungsquerschnitt ist relativ über die η -Photoproduktion normiert worden.

8.1.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Vergleicht man die Ergebnisse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte miteinander, so ähneln sich die Verläufe (siehe Abbildung 8.1 und 8.2). Zu beachten ist hierbei, dass für CLAS-Daten andere Energieintervalle gewählt worden sind als für die anderen Analysen. Für einen Vergleich mit diesen Daten musste die hier vorgestellte Analyse diesem Binning angepasst werden. Jedoch geht der analysierte Photonenergiebereich bis 2250 MeV, wodurch im letzten Energieintervall die statistischen Fehler sehr stark anwachsen.

Insgesamt ist ein signifikanter Unterschied zwischen den Analysen geladener Zerfallskanäle und neutraler nicht auszumachen. Auch ein Unterschied zwischen absolut oder relativ normierten Wirkungsquerschnitten ist nicht erkennbar. Innerhalb der

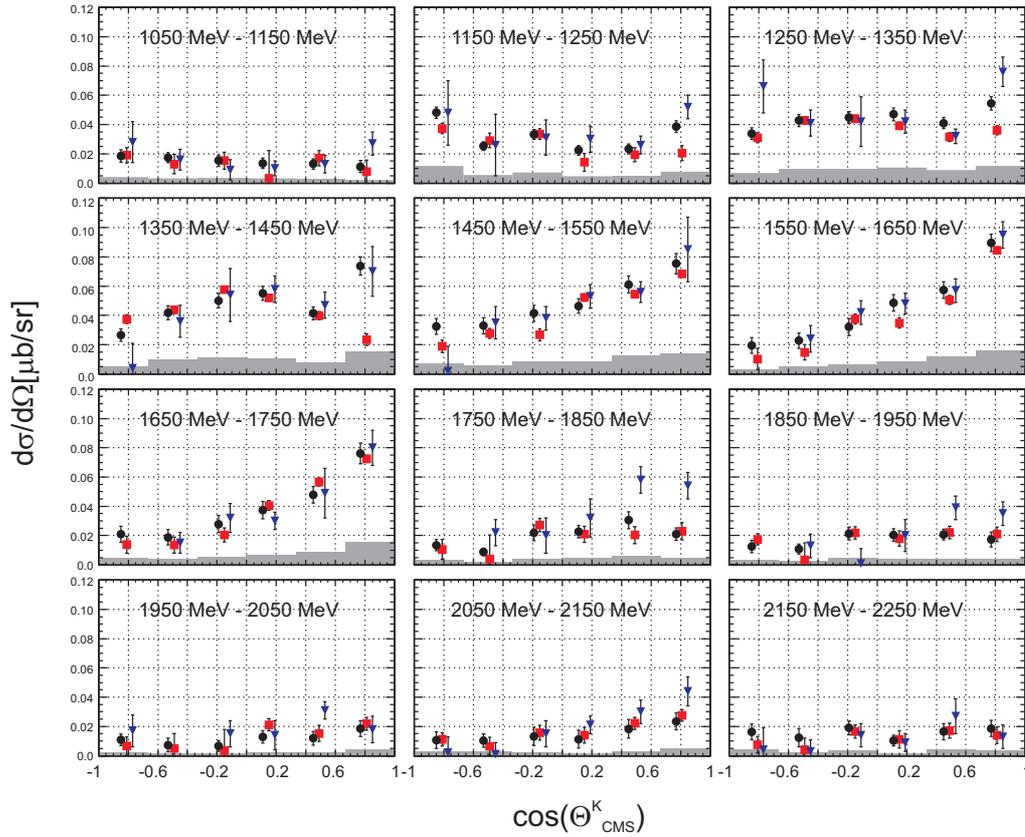


Abbildung 8.1: Vergleich: $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ mit SAPHIR und CBELSA/TAPS

Für zwölf Energieintervalle sind differentielle Wirkungsquerschnitte verschiedener Daten und Analysen dargestellt. Die blauen Dreiecke symbolisieren die Ergebnisse von SAPHIR, die roten Vierecke jene der älteren CBELSA/TAPS-Analyse mit unpolarisiertem Photonenstrahl und die schwarzen Punkte sind die Ergebnisse der hier vorgestellten Analyse.

statistischen Fehler stimmen sie zumeist überein. In den unteren Energieintervallen sind die Verteilungen der Wirkungsquerschnitte über den polaren Winkel flach, bei mittleren Photonenergien steigt der Wirkungsquerschnitt für kleine θ -Winkel stark an. Bei hohen Photonenergien wird die Verteilung wieder flach und der Wirkungsquerschnitt sehr klein. Unterschiede zwischen den verschiedenen Analysen zeigen sich bei sehr kleinen Winkeln oder bei $\theta = 180^\circ$. Die SAPHIR-Wirkungsquerschnitte liegen bei kleinen Winkeln meist höher. Die älteren CBELSA/TAPS-Ergebnisse hingegen neigen bei kleinen Photonenergien eher dazu bei $\theta \rightarrow 0$ klein zu werden. Die in dieser Arbeit extrahierten Wirkungsquerschnitte können keine der beiden Analysen eindeutig unterstützen, neigen aber eher dazu, bei kleinen Winkeln anzuwachsen, sich also eher wie die absolut normierten SAPHIR-Daten zu verhalten.

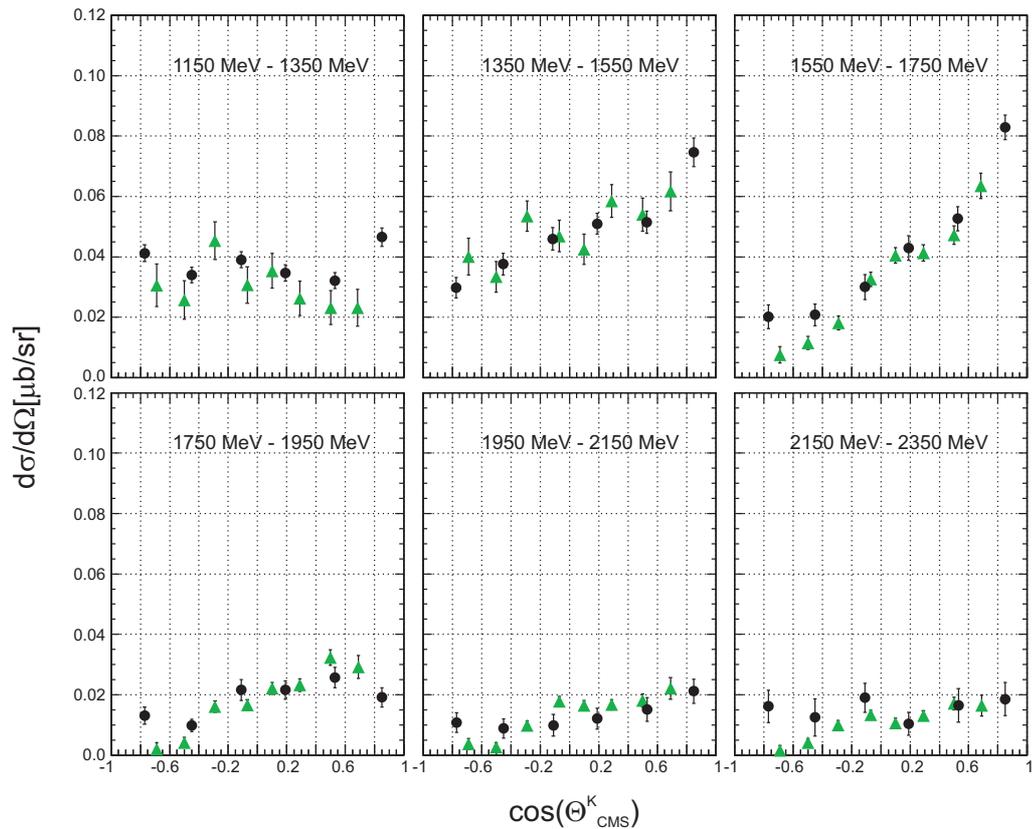


Abbildung 8.2: Vergleich der extrahierten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ mit CLAS mit angepasstem Binning

Für sechs Energieintervalle werden hier die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Analyse von CLAS (grüne Dreiecke) und der hier vorgestellten Analyse (schwarze Punkte) miteinander verglichen.

8.1.2 Totale Wirkungsquerschnitt

Die Ergebnisse von ABBHHM¹, SAPHIR, CLAS, CBELSA/TAPS mit unpolarisiertem Photonenstrahl und die Ergebnisse der Analyse dieser Arbeit sind in Abbildung 8.3 dargestellt. Abgesehen von den Ergebnissen der ABBHHM-Kollaboration, deren Messung große Fehler hat, sind die anderen Ergebnisse von der Form sich alle sehr ähnlich. Jedoch weisen die CLAS-Ergebnisse (grüne Dreiecke) nicht den abrupten Abfall bei etwa 2,05 GeV auf, den man in dem CBELSA/TAPS-Wirkungsquerschnitt sowohl bei unpolarisiertem (rote Quadrate) als auch bei polarisiertem (schwarze Punkte) Photonenstrahl und bei dem SAPHIR-Ergebnis (blaue Dreiecke) vorfindet. Die Höhe der Wirkungsquerschnitte unterscheidet sich jedoch für alle vier Messungen. Die SAPHIR-Werte liegen am höchsten, die CLAS-Werte am niedrigsten und die CBELSA/TAPS-Werte zwischen den beiden, wobei die Ergebnisse mit polarisiertem Photonenstrahl etwas höher liegen als die mit unpolarisiertem Photonenstrahl.

¹Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München

Eine mögliche Erklärung für die tiefliegenden CLAS-Ergebnisse könnte sein, dass der experimentelle Aufbau keine Akzeptanz in Vorwärts- und Rückwärtswinkel besitzt. Der Verlauf musste für diese Bereiche extrapoliert werden. Da jedoch der differentielle Wirkungsquerschnitt für K_s^0 bei sehr kleinen Winkeln sehr groß wird, kann die Extrapolation dort leicht zu niedrige Werte erwarten. Dies führt dann zu einem abgesenkten totalen Wirkungsquerschnitt. Die Ergebnisse dieser Arbeit liegen tendentiell etwas höher als die älteren CBELSA/TAPS-Werte, die mit unpolarisiertem Photonenstrahl und relativ normiert aufgenommen wurden, stimmen aber im statistischen Fehler miteinander überein.

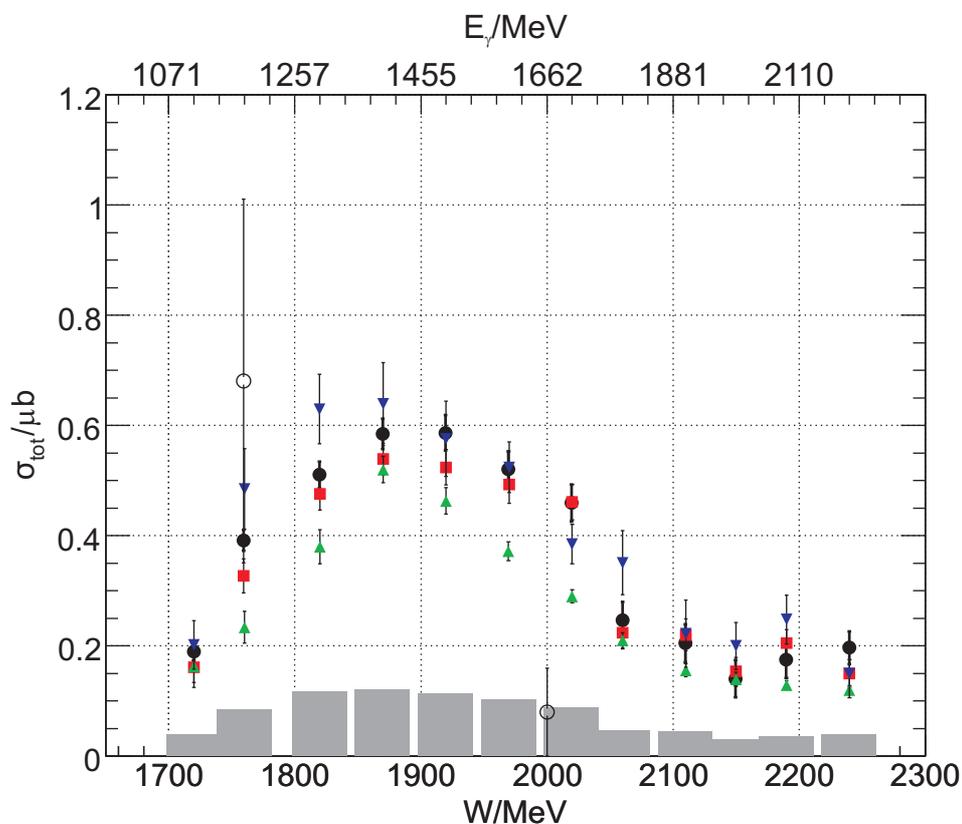


Abbildung 8.3: Vergleich: σ_{tot} der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ mit anderen Analysen

Dargestellt sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$, wie sie von CLAS (grüne Dreiecke), SAPHIR (blaue Dreiecke), CBELSA/TAPS mit unpolarisiertem Photonenstrahl (rote Vierecke) und der hier vorstellten Analyse (schwarze Punkte) extrahiert worden sind. Die grauen Balken geben den systematischen Fehler, jeweils über das gesamte Intervall summiert, wieder.

8.1.3 Rückstoßpolarisation

Es liegen Ergebnisse für die Rückstoßpolarisation von SAPHIR ([LAW05]) und von CBELSA/TAPS mit unpolarisiertem Photonenstrahl ([CAS08]) vor.

Die älteren CBELSA/TAPS-Werte von Castelijns, gekennzeichnet durch die roten Dreiecke, stimmen mit den in dieser Arbeit extrahierten Werten, repräsentiert durch schwarze Kreise, innerhalb des Fehlers sehr gut überein, wie in Abbildung 8.4 zu sehen ist. Eine signifikante Abweichung ist nicht zu erkennen. Auffallend jedoch ist das unterschiedliche Verhalten der statistischen Fehler der beiden Analysen in den ersten beiden Photonenergiebins. So werden die statistischen Fehler der älteren CBELSA/TAPS-Analyse sehr viel kleiner, während die Fehler der neueren Analyse nur minimal abnehmen. Dann nehmen sie wie auch bei Castelijns sprunghaft zu und werden im letzten Bin nochmal etwas größer. Dieses Verhalten ist zum einen durch den Photonenfluss und zum anderen durch den Verlauf des Wirkungsquerschnitts zu erklären.

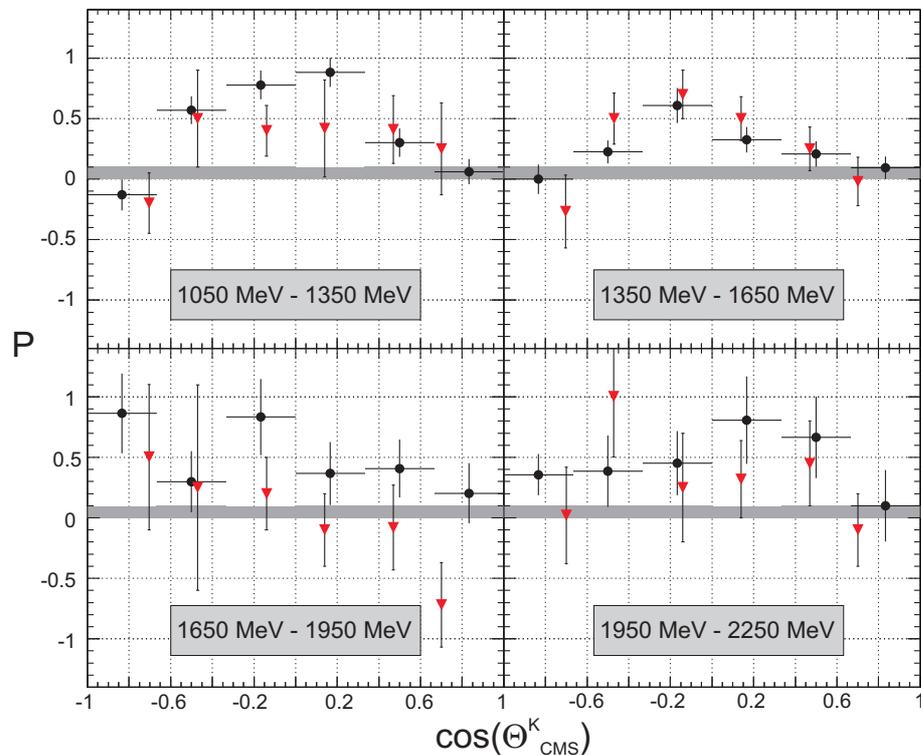


Abbildung 8.4: Vergleich der Σ^+ -Rückstoßpolarisation von CBELSA/TAPS-Daten mit polarisiertem Photonenstrahl und unpolarisiertem Photonenstrahl

Die Σ^+ -Rückstoßpolarisation dieser Arbeit (schwarze Kreise) ist verglichen mit den Ergebnissen von CBELSA/TAPS mit unpolarisiertem Photonenstrahl von Ralph Castelijns (rote Dreiecke).

Der Wirkungsquerschnitt wächst erst an und fällt dann sehr schnell wieder ab, wie es

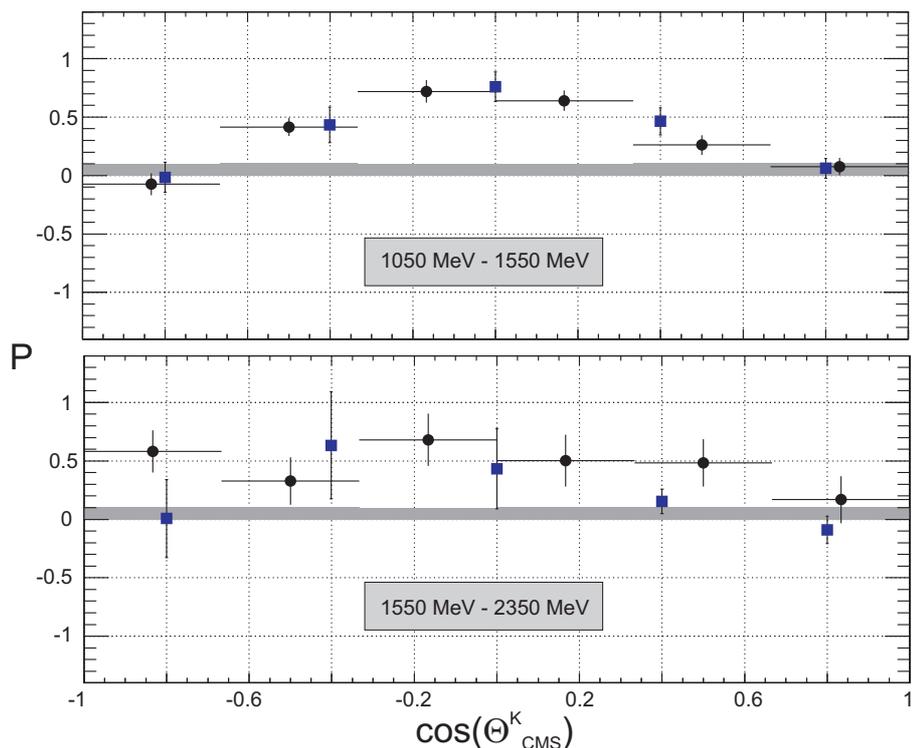


Abbildung 8.5: Vergleich der Σ^+ -Rückstoßpolarisation von SAPHIR und CBELSA/TAPS mit polarisiertem Photonenstrahl

Die Σ^+ -Rückstoßpolarisation dieser Arbeit (schwarze Kreise) und die von SAPHIR (blaue Quadrate) sind in dieser Abbildung miteinander verglichen.

in Abbildung 8.3 zu sehen ist. Bei einem über alle Photonenergien gleich bleibenden Photonenfluss würde das bedeuten, dass der statistische Fehler erst kleiner wird, dann durch den schnellen Abfall des Wirkungsquerschnittes sprunghaft zunimmt und danach leicht größer wird. Bei einem konstanten Wirkungsquerschnitt hingegen, nimmt der Fehler mit zunehmender Photonenergie zu, da der Photonenfluss kleiner wird. Zudem werden durch die kohärenten Anteile des Bremsstrahlungsspektrums bestimmte Photonenergieintervalle mit Photonen angereichert. Dieser Anteil fehlt beim unpolarisierten Photonenstrahl der älteren Daten. Im ersten Photonenergiebin ist nun der Photonenfluss groß und der Wirkungsquerschnitt klein, im zweiten Photonenergiebin ist der Photonenfluss kleiner, aber der Wirkungsquerschnitt größer geworden. Beide Effekte halten sich bei den neueren Daten aufgrund der kohärenten Anreicherung in etwa die Waage, während bei den älteren Daten die Zunahme des Wirkungsquerschnitts den statistischen Fehler deutlich verkleinert. Im dritten Photonenergiebin wird der Wirkungsquerschnitt sehr klein und auch der Photonenfluss nimmt ab, so dass die Fehler groß werden. Im vierten Photonenergiebin nimmt der Photonenfluss weiterhin ab, der Wirkungsquerschnitt ändert sich kaum. Die Fehler nehmen zu. Der Hauptunterschied in den ersten beiden Photonenergiebins zwischen den älteren und den neueren Daten macht daher der unterschiedliche Photonenfluss

aus, der sich daraus ergibt, dass in den älteren Messungen ein unpolarisierter Photonenstrahl verwendet wurde, während in den neuen Messungen ein polarisierter Photonenstrahl benutzt wurde, der neben dem inkohärenten Anteil kohärente Piks hat, die bestimmte Photonenergien mit Photonen anreichern.

Der Vergleich mit den SAPHIR-Werten zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung in beiden Energiebins. Jedoch konnte eine bessere Winkelauflösung erreicht werden als bei SAPHIR. Abbildung 8.5 zeigt beide Datensätze im Vergleich. Die SAPHIR-Werte sind durch blaue Quadrate symbolisiert, die schwarzen Kreise zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit an.

8.2 Vergleich mit der Theorie

Die Ergebnisse der Analyse werden in diesem Kapitel mit den Vorhersagen zweier Unitärer Isobaren Modelle und einer Partialwellenanalyse verglichen. Dabei handelt es sich um MAID², SAID³ und das Gent-Modell. Die Observablen, welche in die SAID-Rechnungen eingehen, werden in [MAR99], [MAR00], [ADE85] und [BAK75] vorgestellt. Für die MAID-Rechnungen sind die Standardeinstellungen auf der Internetseite ([MAID] und [LEE01]) verwendet worden. Das Gent-Modell stammt von der Gent-Gruppe ([JAN02]), die verschiedene Möglichkeiten zur Behandlung des nicht-resonanten Untergrunds untersucht. Der vorhergesagte Einfluss dieser Born-Terme übersteigt den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt um einen Faktor Drei bis Vier. Um diesen Einfluss zu reduzieren, verfolgt die Gent-Gruppe drei Ansätze. In Variante A wird die Abschnittsmasse Λ in der Dipolform des hadronischen Formfaktors klein gewählt, da dies die Born-Terme unterdrückt. Jedoch muss Λ dabei in der Größenordnung der Kaonmasse sein, was für eine effektive Feldtheorie ungewöhnlich niedrig wäre. In Variante B werden Hyperonresonanzen als Austauscheteilchen im u -Kanal implementiert. Diese interferieren destruktiv mit dem Untergrund. Dies führt zu einer Unterdrückung der Born-Terme. Bei Variante C werden die Kopplungskonstanten zu freien Parametern. Werden diese klein, so reduziert sich auch die Stärke der Born-Terme. Der resonante Anteil des Wirkungsquerschnitts wird beschrieben durch die Resonanzen $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $S_{31}(1900)$ und $P_{31}(1910)$.

8.2.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt werden in Abbildung 8.6 mit MAID- und der SAID-Vorhersagen verglichen. Die rote Kurve zeigt hierbei die MAID-Rechnung und die grüne gestrichelte die SAID-Rechnung. Die beiden Modelle stimmen miteinander überein, beschreiben die Daten aber nur ansatzweise. Zwar wird in weiten Winkelbereichen von der Tendenz her der Verlauf der gemessenen Wirkungsquerschnitte richtig wiedergegeben, aber meist ein höherer Wirkungsquerschnitt erwartet. Im Bereich sehr großer polarer K_s^0 -Winkel stimmen die Erwartungen beider Modelle weder mit der Tendenz noch mit der Höhe überein. SAID als

²Mainzer Unitäre Isobaren Modell

³Das Center for Nuclear Studies-Modell

auch MAID erwarten einen starken Anstieg zu sehr hohen Werten, wenn das Kaon unter einem Θ -Winkel von 180° emittiert wird, jedoch zeigen die gemessenen Werte einen Abfall der Wirkungsquerschnitte.

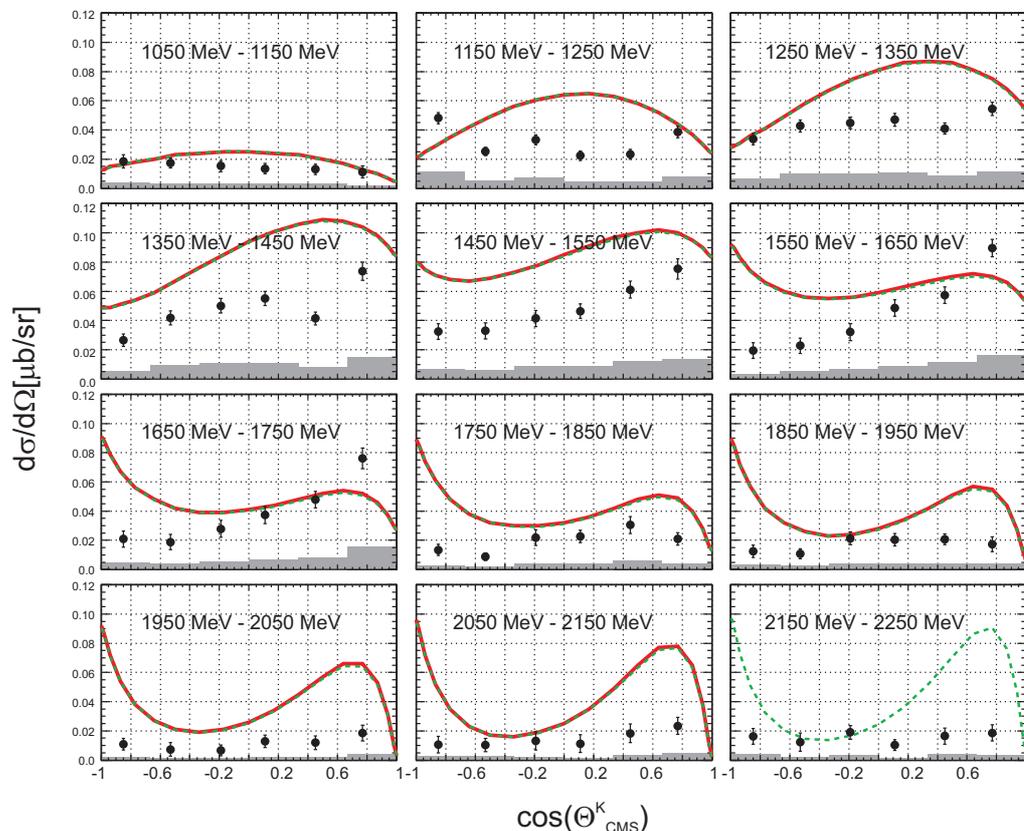


Abbildung 8.6: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ mit SAID und MAID

Für zwölf Energieintervalle sind differentielle Wirkungsquerschnitte verschiedener Daten und Analysen dargestellt. Die grünen gestrichelten Kurven symbolisieren die SAID-Rechnungen, die roten die von MAID. Die schwarzen Punkte sind die Ergebnisse der hier vorgestellten Analyse und die grauen Balken der systematische Fehler der experimentellen Werte.

8.2.2 Totale Wirkungsquerschnitt

Wie man Abbildung 8.7 direkt entnehmen kann, stimmen die theoretischen Vorhersagen mit den gemessenen Werten nicht überein. Zwar ist die Form, die SAID (blaue Kurve) und MAID (rote Kurve) vorhersagen ähnlich, jedoch erwarten beide Modelle einen viel größeren Wirkungsquerschnitt. Die Vorhersagen der drei Varianten des Gent-Modells gelten nur für kleine Schwerpunktsenergien, daher ist ungewiss, ob sie ebenfalls einen ähnlichen Verlauf vorhersagen, jedoch erwarten alle drei Varianten einen rascheren Anstieg zu sehr viel größeren Wirkungsquerschnitten.

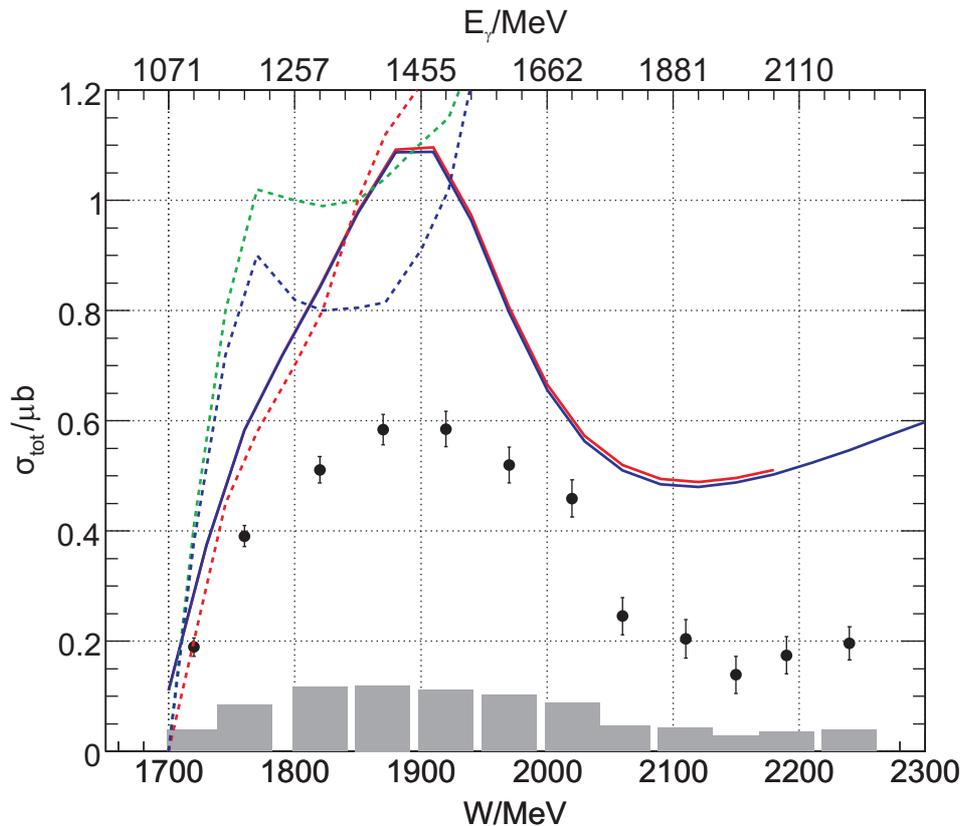


Abbildung 8.7: Vergleich: σ_{tot} mit SAID, MAID und den Gent-Modellen
 Dargestellt ist der totale Wirkungsquerschnitt verglichen mit den Vorhersagen von Kaon-MAID (rote Kurve), SAID (blaue Kurve) und den Varianten A (grün gestichelte Linie), B (rot gestichelte Linie) und C (blau gestichelte Linie) des Gent-Modells. Die grauen Balken geben den systematischen Fehler der Analyse dieser Arbeit wieder.

8.2.3 Rückstoßpolarisation

Die Ergebnisse der Rückstoßpolarisation werden mit MAID- und SAID-Rechnungen verglichen. Beide Modelle stimmen miteinander bis auf wenige Θ -Winkelbereiche überein. Vergleicht man diese mit den gemessenen Werten, so zeigt sich, dass sowohl SAID als auch MAID drei Energiebins im wesentlichen gut beschreiben. Die verschiedenen Energiebins und theoretischen Kurven sind in Abbildung 8.8 dargestellt. Die schwarzen Kreise geben die gemessenen Werte wieder, die roten Kurven entsprechen den MAID-Vorhersagen und die blauen Kurven denen von SAID. Im Photonenergiebin 1350 MeV bis 1650 MeV wird der Bereich bei kleinen Winkeln schlecht wiedergegeben, aber sonst sind sowohl Verlauf als auch Amplituden der Modelle und der extrahierten Werte im Rahmen der Fehler gleich. Die Rückstoßpolarisation im Photonenergiebin 1050 MeV bis 1350 MeV hingegen unterscheidet sich von den Vorhersagen der Modelle. Verlauf, Amplitude und Vorzeichen der Polarisationsobservable widersprechen den gemessenen Werten. Gerade bei diesem Energiebin

stimmen die verschiedenen Analysen von SAPHIR, den älteren CBELSA/TAPS-Daten und den neueren CBELSA/TAPS-Daten sehr gut überein, so dass hier die Aussagen der Modelle verbessert werden können.

Eine Entscheidung zwischen den beiden Modellen kann aufgrund der großen Fehler der extrahierten Werte und den sehr ähnlichen Verläufen der theoretischen Kurven nicht gemacht werden. Um solch eine Aussage treffen zu können, müßte der Winkelbereich um $\Theta_K = 0^\circ$ mit hoher Statistik vermessen werden. Die Statistik in dieser Arbeit reicht dafür nicht aus.

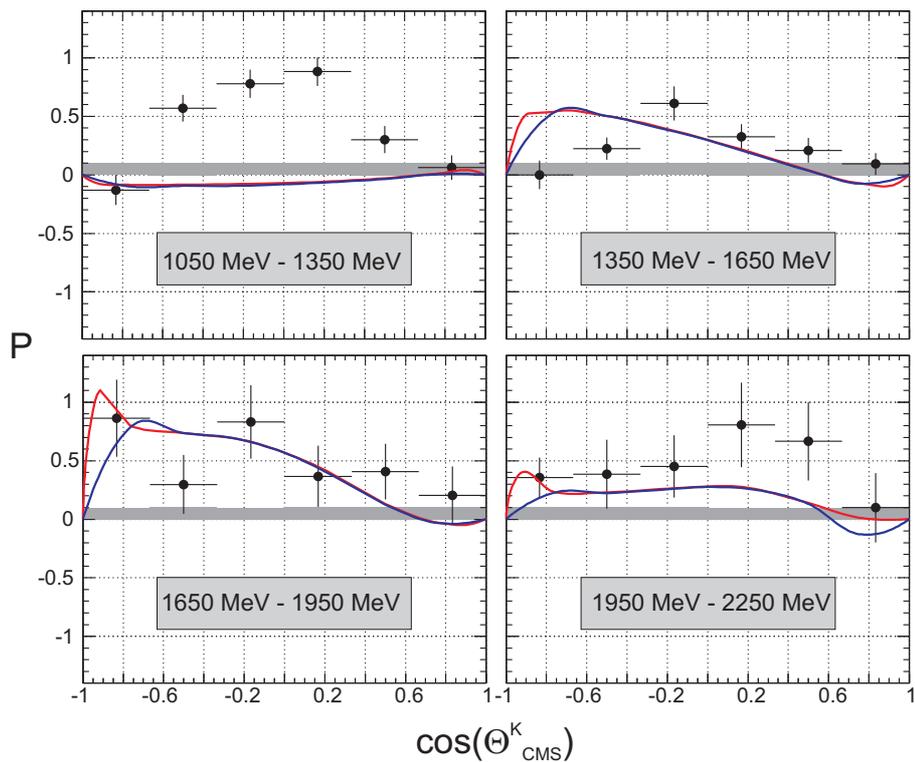


Abbildung 8.8: Vergleich der Σ^+ -Rückstoßpolarisation mit SAID und MAID

Die Σ^+ -Rückstoßpolarisation dieser Arbeit (schwarze Kreise) ist verglichen mit Vorhersagen von MAID (rote Kurve) und SAID (blaue Kurve).

Vorhersagen für die verschiedenen Varianten des Gent-Modells gibt es für das Photonenergiebin 1050 MeV bis 1550 MeV. Die Kurven sind im Vergleich zu den gemessenen Werten in Abbildung 8.9 zu sehen. Die grüne Kurve repräsentiert Variante A, die rote Variante B und die blaue Variante C. Auch hier beschreiben die theoretischen Rechnungen die gemessene Rückstoßpolarisation nicht. Zudem erwartet Variante B eine negative Rückstoßpolarisation über einen großen Winkelbereich, was im Gegensatz zu den Daten steht.

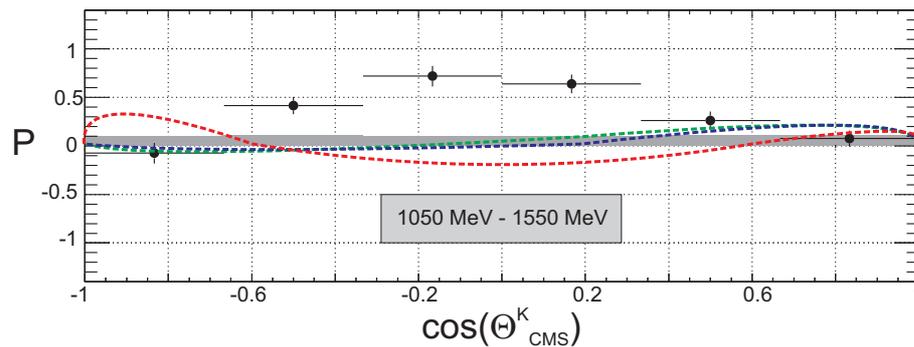


Abbildung 8.9: Vergleich der Σ^+ -Rückstoßpolarisation mit dem Gent-Modell

Die Σ^+ -Rückstoßpolarisation dieser Arbeit (schwarze Kreise) ist verglichen mit Vorhersagen der Gent-Gruppe. Die grüne Kurve gibt Variante A wieder, die rote Kurve Variante B und die blaue Kurve Variante C.

8.2.4 Photonasyymetrie

Die gemessenen Werte für die Photonasyymetrie und die Vorhersagen von SAID, MAID und denen des Gent-Modells sind in Abbildung 8.10 zu sehen. Die blauen Kurven stellen die MAID-Berechnungen dar, die roten Kurven die von SAID. Die gestrichelten Kurven repräsentieren die drei verschiedene Varianten des Gent-Modells. Variante A wird durch die grünen Kurven veranschaulicht, Variante B durch die roten Kurven und Variante C durch die blauen.

Die Vorhersagen für MAID und SAID sind bis auf das vierte Energiebin nahezu identisch und beschreiben die gemessenen Werte im Rahmen der Fehler. Vergleicht man die Vorhersagen der drei verschiedenen Varianten aus Gent mit den Daten, so zeigt sich, dass Variante B diese am schlechtesten beschreibt. Diese Variante erwartet erst eine positive Photonasyymetrie, die dann sehr stark negativ wird und im dritten Energiebin einen Nulldurchgang besitzt. Die gemessenen Werte zeigen den von Variante B vorhergesagten Verlauf jedoch nicht. Die Varianten A und C sagen im zweiten und dritten Energiebin einen sehr ähnlichen Verlauf voraus und stimmen mit den gemessenen Werten im Rahmen der Fehler überein. Die Photonasyymetrie im ersten Energiebin wird von beiden Varianten jedoch nur unzureichend beschrieben. Im Gegensatz zu Variante A erwartet Variante C eine negative Polarisation, womit dieses Modell die gemessene Photonasyymetrie am besten vorhersagt. Variante C beschreibt daher die gemessenen Daten von den drei Varianten am besten. Nichtsdestotrotz ist eine Nachbesserung von Seiten der Theorie und des Experiments, vor allem bei der Statistik, nötig.

8.2.5 Zusammenfassung

Die Unitären Isobaren Modelle MAID und SAID beschreiben das Verhalten der Polarisationsobservablen sehr gut, jedoch bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten

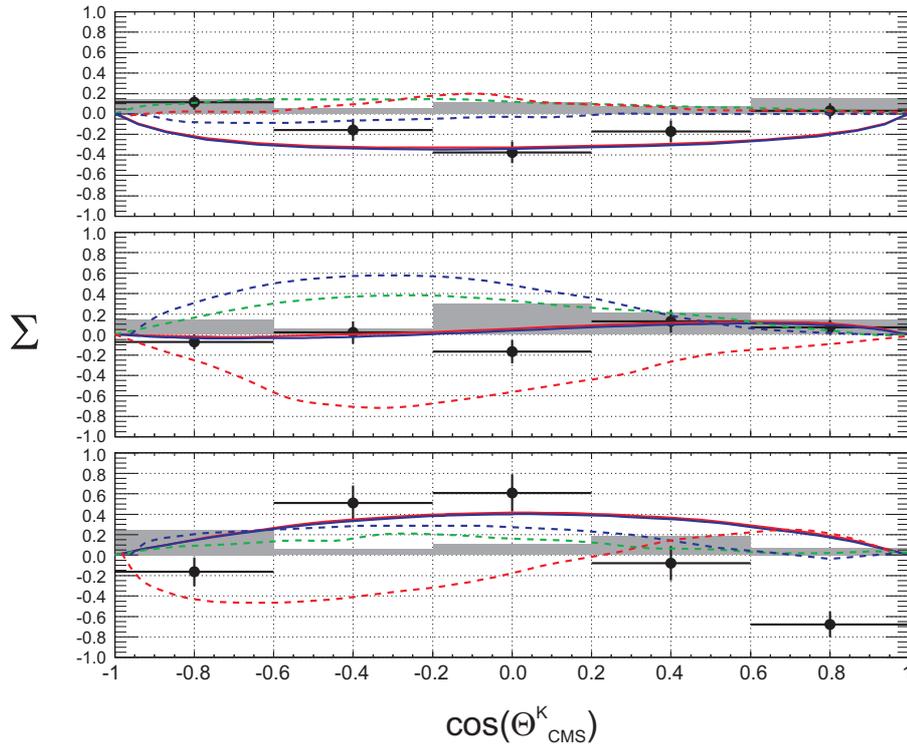


Abbildung 8.10: Vergleich der Photonasyymetrie mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen

Die Photonasyymetrie Σ ist verglichen mit den Vorhersagen von MAID (rote durchgezogenen Linien), SAID (blaue durchgezogenen Linien) und den Varianten A (grüne gestrichelte Linien), B (rote gestrichelte Linien) und C (blaue gestrichelte Linien) des Gent-Modells.

gibt es große Diskrepanzen, vor allem für $\cos(\Theta_{CMS}^K) \rightarrow -1$. Das führt zu der Vermutung, dass auf einen Teil der Reaktionen, die zum Endzustand $\Sigma^+ K_s^0$ führen, nur der Wirkungsquerschnitt sensitiv ist. Dieser Anteil könnten die Born-Terme sein, deren Beschreibung der Gent-Gruppe zu Folge, noch unzureichend ist.

Insgesamt zeigt sich, dass es den theoretischen Modellen nicht gelingt, in allen Observablen Übereinstimmung mit ihren Annahmen zu erzielen. Das legt zum einen nahe, dass die Mechanismen der assoziierten Strangeness Photoproduktion noch nicht verstanden sind, und zeigt zum anderen, wie wichtig es ist, Polarisationsobservablen zu messen, um den Informationsgehalt zu steigern, an denen die theoretischen Modelle ihre Vorhersagen festmachen können.

8.2.6 Mögliche Interpretation der gemessenen Observablen

Im totalen Wirkungsquerschnitt (Abbildung 8.3) zeigt sich bei einer Photonenergie von 1800 MeV ein Einbruch bei den SAPHIR-Daten, den älteren CBELSA/TAPS-Daten und den Daten der hier vorgestellten Analyse. Diese rasche Abnahme zeigt

sich auch im differentiellen Wirkungsquerschnitt (Abbildung 8.1). Ab dem Photonenergiebin 1750 MeV bis 1850 MeV wird der differentielle Wirkungsquerschnitt bei kleinen Winkeln um einen Faktor Vier kleiner. Dies legt die Vermutung nahe, dass sich bei den in der Reaktion involvierten t-Kanal-Prozessen etwas ändert. Diese Art von Prozessen ist in Abbildung 8.11 dargestellt. Ein hochenergetischen Photon er-

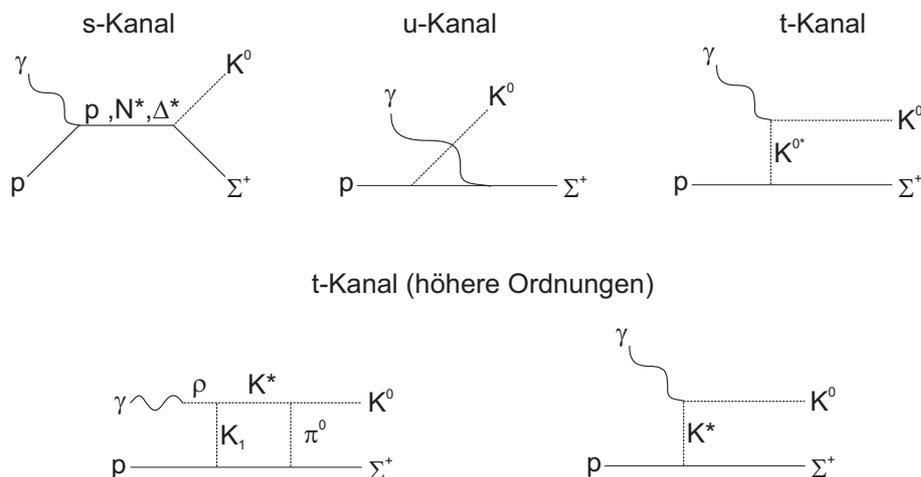


Abbildung 8.11: Beispiele für s-,t- und u-Kanal-Prozesse

In der Abbildung sind Beispiele für s-, t- und u-Kanal-Prozesse gezeigt.

zeugt mit dem Nukleon ein Vektormeson, welches wegen des Impulsübertrages in Photonrichtung gestreut wird. Ist die Energie im System unterhalb der Produktionsschwelle des Vektormesons, zerfällt es am Ende in ein K^0 , das den Verbund mit dem Hyperon verlässt. Da das K^0 den Großteil des Impulses bekommt, wird auch dieses in Photonrichtung gestreut, was zu einem Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei kleinen Winkeln sorgt. Ein Anstieg zu großen Winkeln hin würde hingegen auf große Beiträge aus u-Kanal-Prozessen hindeuten. Nach der Energie-Zeit-Unschärferelation ist es möglich, dass ein K^0 zuerst emittiert wird und danach erst das Photon auf das Hyperon trifft. Das Hyperon wird dabei in Richtung des Photons geschoben und aufgrund der Impulserhaltung bewegt sich das Kaon daher entgegengesetzt zur Photonrichtung. Dies ist ebenfalls in Abbildung 8.11 gezeigt. Diese Art von Prozessen scheinen aber nur eine kleine Rolle zu spielen, da der differentielle Wirkungsquerschnitt bei großen Winkeln sehr klein ist. Dies steht im Gegensatz zu MAID und SAID (siehe Abbildung 8.6), die große Beiträge dieser Art von Prozessen erwarten.

Die Stufe im totalen bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitt kann so erklärt werden, dass unterhalb von einer Photonenergie von 1800 MeV der Prozess

$$\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^*(892) \rightarrow \Sigma^+ K^0 \pi^0, \quad (8.1)$$

bzw.

$$\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_1(1270) \rightarrow \Sigma^+ K^*(892) \pi^0 \rightarrow \Sigma^+ K^0 \pi^0 \pi^0, \quad (8.2)$$

eine wichtige Rolle spielt, wobei die Pionen von dem Nukleon bzw. dem Hyperon reabsorbiert werden. 1800 MeV ist die Produktionsschwelle für die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^*(892). \quad (8.3)$$

Ab dieser Photonenergie kann das $K^*(892)$ als freies Teilchen produziert werden. Daher spielt es ab dieser Photonenergie keine Rolle mehr für die $\Sigma^+ K^0$ Photoproduktion und der Beitrag dieses Prozesses wird verschwindend gering. Das führt zu den Annahmen:

1. Die Beiträge der u-Kanal-Prozesse wird in den Modellen überschätzt. Daher werden die Parameter für die Born-Terme auf der MAID-Seite⁴ auf 0,7 gesetzt.
2. Ab einer Photonenergie von 1800 MeV spielt der K^* -Prozess keine Rolle mehr. Darum wird ab dieser Photonenergie der Prozess ausgeschaltet.
3. Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu beschreiben, mussten die Werte G_1 und G_3 für die Resonanz $S_{31}(1900)$ auf 0,3 gesetzt werden. Ansonsten bleibt die Beschreibung durch das MAID-Modell für den totalen Wirkungsquerschnitt bei 1455 MeV zu groß.

Testet man diese Annahmen mit MAID, ergibt sich die Beschreibung der Daten, die in den Abbildungen 8.12 und 8.13 zu sehen ist.

Betrachtet man die Photonasymmetrie Σ , so ist diese an der Schwelle der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K^0$ negativ, wie man es auch von der Pion-Photoproduktion her kennt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass zur Erzeugung des spinlosen K^0 an der Schwelle ein E1-Photon an das Nukleon koppelt. Wird hingegen z. B. die $\Delta(1232)$ -Resonanz erzeugt, so wird die Photonasymmetrie positiv, da der Spin eines Quarks durch ein M1-Photon umgekehrt wird. Dieser Spinflip führt dazu, dass aus der in Kapitel 3.2 beschriebenen $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit eine $(-\cos(2\phi))$ -Abhängigkeit wird, bzw. sich das Vorzeichen der Photonasymmetrie von Negativ zu Positiv ändert. Dass die Photonasymmetrie der Reaktion mit zunehmender Photonenergie positiv wird, könnte also ein Hinweis darauf sein, dass eher Δ -Resonanzen am Reaktionsablauf beteiligt sind. Allerdings treten neben den s-Kanal-Prozessen auch t-Kanal-Prozesse auf, welche das Vorzeichen der Photonasymmetrie mitbestimmen. Hierbei legt die natürliche bzw. unnatürliche Parität des Austauschteilchens das Vorzeichen der Photonasymmetrie fest. So kann ein t-Kanal-Prozess für die negative Photonasymmetrie in Vorwärtsrichtung (siehe Abbildung 8.10) bei einer Photonenergie von 1450 MeV bis 1650 MeV verantwortlich sein. Denn wie man schon beim differentiellen Wirkungsquerschnitt gesehen hat, ist der Einfluss dieser Prozesse bei kleinen Winkeln sehr groß:

Damit die Parität bei dem Austausch eines Vektormesons $K_1(1270)$ bestehen bleibt, muss ein E1-Photon an dieses koppeln, während für den Austausch eines $K^*(892)$

⁴<http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID/kaon/kaonmaid.html>

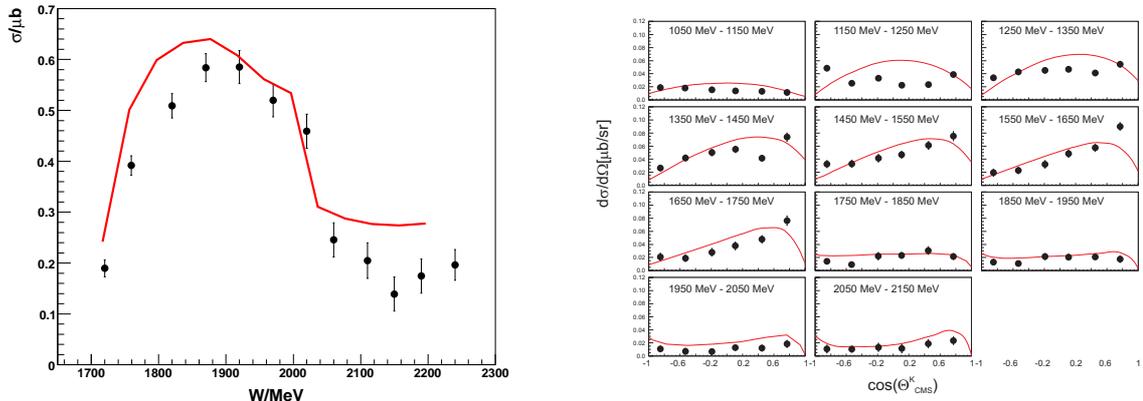


Abbildung 8.12: Beschreibung der Wirkungsquerschnitte mit angepasstem MAID

Die linke Abbildung zeigt, wie der totale Wirkungsquerschnitt von MAID mit dem geänderten Datensatz beschrieben wird. Sowohl die maximale Amplitude als auch die Stufe bei einer Schwerpunktsenergie von 2 GeV wird damit beschrieben. Die rechte Abbildung zeigt die Auswirkungen des Datensatzes auf die MAID-Vorhersage im differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die gemessenen Werte werden vor allem für mittlere und hohe Photonenergien gut beschrieben.

ein M1-Photon ankoppeln muss. Das M1-Photon führt dazu, dass aus der Kosinus-Abhängigkeit der Photonasymmetrie eine $(-cos(2\phi))$ -Abhängigkeit wird bzw. sich das Vorzeichen der Photonasymmetrie von Negativ zu Positiv ändert, das E1-Photon hingegen erhält die Kosinus-Abhängigkeit. D. h., die groß negative Photonasymmetrie kommt von dem t-Kanal-Prozess, bei dem ein $K_1(1270)$ ausgetauscht wird, während ab $\theta = 90^\circ$ s-Kanal- und u-Kanal-Prozesse dominieren.

Die Rückstoßpolarisation ist in den ersten drei Photonenergiebins (siehe Abbildung 8.8) für kleine Winkel klein, während im vierten Photonenergiebin die Polarisation dort zunimmt. Auch dies lässt sich durch die t-Kanal-Prozesse erklären, da durch sie keine Rückstoßpolarisation senkrecht zur Reaktionsebene erzeugt wird. Im ersten Photonenergiebin sind die t-Kanal-Prozesse nur im Intervall $cos(\Theta_{CMS}^K) = [0, 6; 1]$ dominierend und damit wird die Rückstoßpolarisation nur dort von diesen Prozessen unterdrückt. Auch bei dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ist in diesem Photonenergiebereich ein Anstieg erst ab $cos(\Theta_{CMS}^K) = 0,6$ zu sehen. Im zweiten Photonenergiebin der Rückstoßpolarisation sind die t-Kanal-Prozesse dominierend und damit die Polarisation stark unterdrückt. Innerhalb des dritten Photonenergiebin wird der Beitrag des $K^*(892)$ -Prozesses Null. Die Unterdrückung ist nicht mehr so ausgeprägt. Im vierten Photonenergiebin ist der Anteil des $K^*(892)$ -Prozesses Null und es zeigt sich sofort eine große positive Polarisation. Bei dieser Deutung ist jedoch zu beachten, dass die Rückstoßpolarisation für $cos\theta \rightarrow \pm 1$ in der Photoproduktion unterdrückt ist, da die zugehörigen Strukturfunktionen eine $sin\theta$ -Abhängigkeit haben (s. [KNO95]).

Diese Interpretation würde bedeuten, dass über einen großen Photonenergiebereich

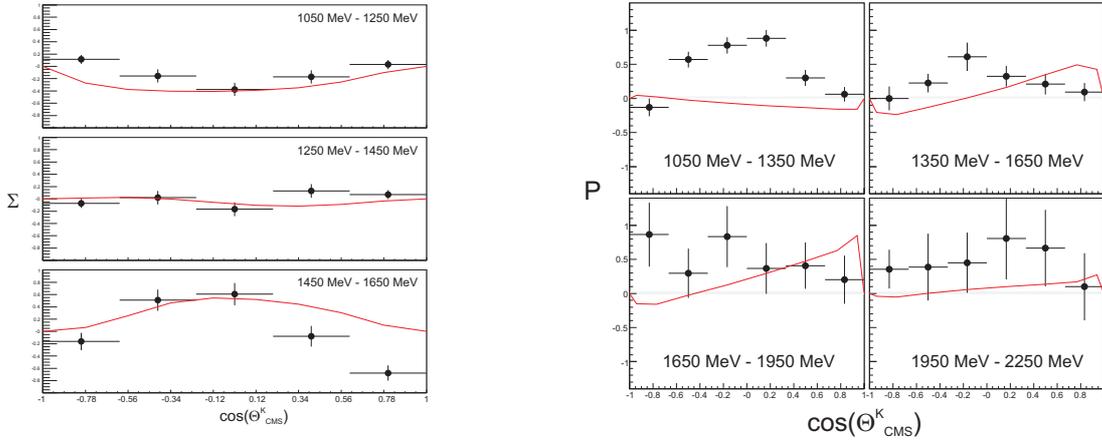


Abbildung 8.13: Beschreibung der Polarisationsobservablen mit angepasstem MAID

Die Abbildungen zeigen, wie die Polarisationsobservablen Σ (linke Abbildung) und P (rechte Abbildung) von den neu gewählten Parametern beschrieben werden. Die Photonenasymmetrie wird recht gut dadurch beschrieben, nur im dritten Photonenergiebin wird die negative Polarisationsasymmetrie nicht wiedergegeben. Die Beschreibung der Rückstoßpolarisation hingegen gelingt kaum.

die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$ von t-Kanal-Prozessen dominiert ist. Die Suche nach fehlenden Resonanzen ist somit erschwert. Um diese zu finden muss man im Prinzip in einem Winkelbereich ab $\theta = 90^\circ$ suchen, da dort der Einfluss der t-Kanal-Prozesse klein wird.

8.2.7 Polarisationsobservablen

Polarisationsobservablen sind nicht unabhängig voneinander, wie in verschiedenen Arbeiten gezeigt worden ist (z. B. [ART07]), sondern über Ungleichungen und Identitäten miteinander verknüpft. Diese Abhängigkeiten ermöglichen eine Konsistenzprüfung der Messergebnisse. So gilt

$$|A^N \mp P^Y| \leq 1 \mp \Sigma^\gamma, \quad (8.4)$$

$$(P^Y \mp \Sigma^\gamma)^2 \leq (1 \pm A^N)^2. \quad (8.5)$$

P^Y symbolisiert die Rückstoßpolarisation und Σ^γ die Photonenasymmetrie. Da die Targetpolarisation A^N in der hier vorgestellten Analyse 0 ist, vereinfachen sich die Gleichungen zu:

$$|P^Y| \leq 1 \mp \Sigma^\gamma, \quad (8.6)$$

$$(P^Y \mp \Sigma^\gamma)^2 \leq 1. \quad (8.7)$$

Die Ergebnisse dieser Analyse sind in der Abbildung 8.14 dargestellt. Die obere Zeile zeigt die Ergebnisse für die Ungleichung 8.6, die untere für die Ungleichung 8.7.

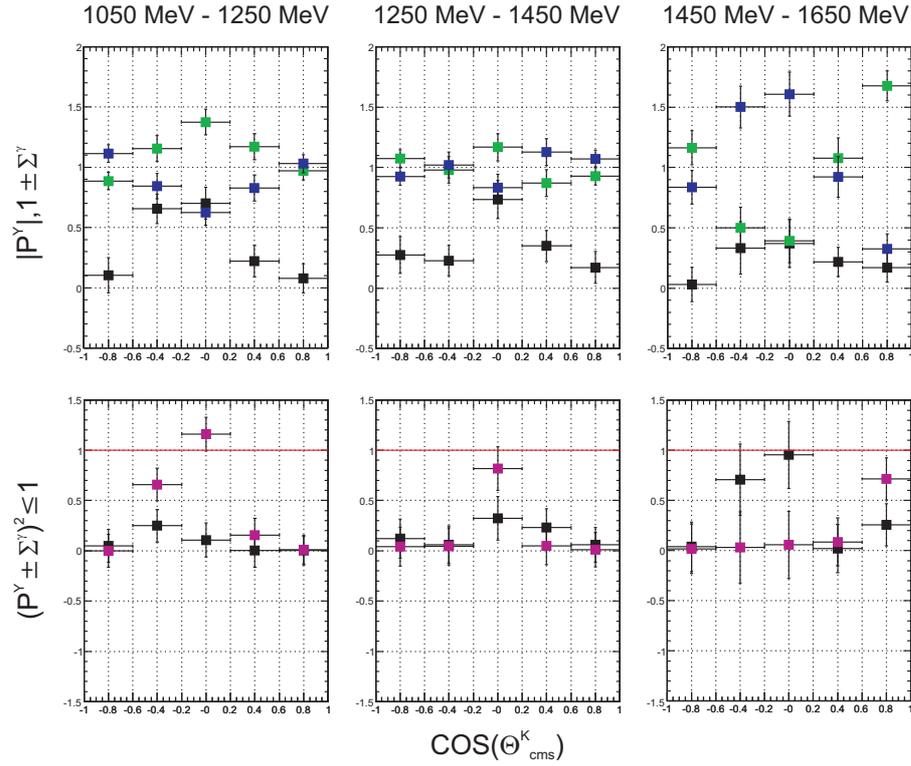


Abbildung 8.14: Beziehung zwischen Polarisationsobservablen

Die Abbildungen zeigen die Ergebnisse für die Ungleichungen 8.6 und 8.7. Die schwarzen Quadrate geben die Werte der Σ^+ -Rückstoßpolarisation an, die grünen Quadrate die Ergebnisse für $1 - \Sigma$ und die blauen Quadrate für $1 + \Sigma$. In der unteren Reihe repräsentieren die schwarzen Quadrate $(P^Y + \Sigma^Y)^2$ und die roten Quadrate $(P^Y - \Sigma^Y)^2$.

Hierbei zeigen die schwarzen Quadrate die Werte für die Σ^+ -Rückstoßpolarisation an, die roten Dreiecke für $1 - \Sigma$ und die blauen Dreiecke für $1 + \Sigma$. Die schwarzen Kreuze repräsentieren $(P^Y + \Sigma^Y)^2$ und die blauen Kreise $(P^Y - \Sigma^Y)^2$. Die linke Spalte zeigt die Ergebnisse für eine Photonenergie von 1050 MeV bis 1250 MeV, die mittlere für 1250 MeV bis 1450 MeV und die rechte für 1450 MeV bis 1650 MeV. Sowohl für kleine bzw. große Winkel, wo die Polarisationen klein sind, als auch um 90° , wo beide Polarisationen ihre Maxima haben, stimmen die Ergebnisse mit den Konsistenzregeln innerhalb der Fehler überein.

Zudem erscheint es so, als ob für einen Streuwinkel von 90° des Kaons im Schwerpunktsystems ($\cos(\Theta_{CMS}^K) = 0$) die Gleichung 8.7 $(P^Y \mp \Sigma^Y)^2 = 1$ im vermessenen Photonenergiebereich erfüllt ist. Ein ähnliches Ergebnis wurde mit CLAS am Jefferson Lab für die Doppelpolarisationsobservablen C_x und C_z ([BAK75]) gemessen: Der Polarisationstransfer von einem zirkular polarisierten Photonenstrahl auf ein Λ -Hyperon ist über einen weiten kinematischen Bereich beinahe $+1$. Und für die Ungleichung

$$R^2 = P^2 + C_x^2 + C_z^2 \leq 1 \quad (8.8)$$

mit P für die Rückstoßpolarisation, fand sich experimentell:

$$\bar{R}_\Lambda = 1.01 \pm 0.01. \quad (8.9)$$

Für das bei CLAS untersuchte Σ^0 -Hyperon ist um $\cos(\Theta_{CMS}^K) = 0$ R ebenfalls Eins. Für größere bzw. kleinere $\cos(\Theta_{CMS}^K)$ -Werte wird R kleiner als Eins ([SCH06]).

Kapitel 9

Zusammenfassung und Endergebnis

9.1 Zusammenfassung

9.1.1 Das Experiment

Ein Elektronenstrahl mit einer wohldefinierten Energie von 3,2 GeV produziert an einem Diamantkristall linear polarisierte Bremsstrahlungsphotonen. Die Energie der entstandenen Photonen wird über Messung der Impulse der Elektronen bestimmt. Die energiemarkierten Photonen lösen in einem Flüssigwasserstoff-Target Reaktionen aus. Ein Prozess hierbei ist die Photoproduktion des Zustands $\Sigma^+ K_s^0$, der in ein Proton und sechs Photonen zerfällt. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt und Polarisationsobservablen zu messen, ist ein Detektor mit hoher Akzeptanz und Auflösung nötig, der einen großen Raumwinkel abdeckt. Das Crystal Barrel-Kalorimeter zusammen mit dem TAPS-Kalorimeter erfüllt die geforderten Bedingungen: Etwa 95% des gesamten Raumwinkels werden mit etwa 1800 Detektoren mit hoher Sensitivität auf Photonen überdeckt.

9.1.2 Rekonstruktion

Um die Reaktion zu rekonstruieren, werden zuerst drei unterschiedliche Rekonstruktionsklassen gebildet. Sind sechs ungeladene Teilchen gemessen worden, werden diese als Photonen markiert (Klasse I: sechs Photonen, kein Proton). Ist zusätzlich ein geladenes Teilchen registriert worden, wird jenes als Proton gekennzeichnet (Klasse II: sechs Photonen, ein Proton). Sind sieben ungeladene Teilchen detektiert worden, werden alle möglichen Kombinationen getestet, bei denen jeweils eines der Teilchen als Proton deklariert wird (Klasse III: sieben ungeladene Teilchen).

Danach wird überprüft, ob es überhaupt möglich ist, aus den sechs Photonen drei π^0 -Teilchen zu rekonstruieren.

Der Hauptuntergrund aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p3\pi^0$ wird mit einem Schnitt auf die η -Masse im Spektrum der invarianten Masse der kombinierten sechs Photonen

reduziert.

Um den asymmetrisch ϕ -verteilten Untergrund zu eliminieren, werden Ereignisse verworfen, bei denen mehr als zwei lokale Maxima pro Cluster im Crystal Barrel-Kalorimeter auftauchen. Dieser Untergrund stammt von Rückstreueereignissen aus dem Strahlvernichter.

Um die Auflösung und das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erhöhen, wird eine kinematische Anpassung mit der Hypothese $\gamma p \rightarrow p3\pi^0$ durchgeführt. Ein gemessenes Proton wird bei der Anpassung nicht berücksichtigt. Das Proton wird über Energie- und Impulserhaltung berechnet. Um zu entscheiden, ob ein Ergebnis gültig ist, muss das Konfidenzlevel größer als 0,1 sein.

Das berechnete Proton wird danach mit dem gemessenen Proton verglichen, falls dies möglich ist (bei Klasse II und III, bei Klasse I entfällt dieser Schritt). Stimmen die beiden Trajektorien überein, wird das Ereignis weiter untersucht.

Mit einem Schnitt um die Σ^+ -Masse wird der Untergrund weiter reduziert und danach in den $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für verschiedene Winkel und Energien der K_s^0 -Pik identifiziert.

Das Signal sitzt auf einer breiten Untergrundverteilung. Diese stammt von unkorrelierter $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Produktion. Dieser Untergrund wurde simuliert und flächennormiert. Damit konnte der Untergrund abgezogen werden. Die erhaltenen Zählraten werden integriert, um den Inhalt des K_s^0 -Pik zu ermitteln.

9.1.3 Normierung

Um die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^+ K_s^0$ zu bestimmen, wird der Photonfluss aus den Daten der Photonenmarkierungsanlage und des Photonflussdetektors bestimmt. Dazu werden die Einträge in den Zählern der Photonenmarkierungsanlage mit dem energieabhängigen Korrekturfaktor α und der Photonendefinitions-wahrscheinlichkeit P_γ korrigiert. Das P_γ konnte auf $(0,645 \pm 0,003)$ bestimmt werden. Dies wird in Kapitel 7.1 ausführlich diskutiert. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind so absolut normiert und unabhängig von anderen gemessenen Reaktionskanälen bestimmt worden.

9.1.4 Akzeptanz

Die Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+ \rightarrow 3\pi^0 p \rightarrow 6\gamma p$ wurde mittels einer Monte Carlo-Phasenraum-Simulation bestimmt. Für alle Photonenergien ist die Akzeptanz über den gesamten Winkelbereich gleichverteilt. Jedoch sinkt die Akzeptanz mit zunehmender Photonenergie von 12% auf 8% ab.

Der Grund für die winkelunabhängige Akzeptanzverteilung ist der Zerfall des produzierten Hyperons und Kaons. Auch wenn beide Teilchen in Richtung von Akzeptanzlöchern emittiert worden sind, so ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass deren Zerfallsprodukte unter Winkeln emittiert werden, die zu einem Nachweis in den Detektoren führen. Desweiteren ist die Analyse so konzipiert, dass das Proton nicht nachgewiesen werden muss. Wegen dessen großer Masse ist für dieses Teilchen die Wahrscheinlichkeit hoch, dass es unter sehr kleinem Winkel emittiert wird und daher

am ehesten ein Akzeptanzloch trifft.

9.1.5 Polarisation des Photonstrahls

Die Position der kohärenten Kante im Intensitätsspektrum des Photonenstrahls ist über die Einstellung des Diamantkristalls festgelegt. Es sind vier Strahlzeiten mit unterschiedlicher Position gewählt worden, um über einen großen Energiebereich messen zu können. Die Polarisation ist durch die Messung des Intensitätsspektrums mit einem Diamantradiator normiert auf das inkohärente Bremsstrahlspektrum eines Kupferradiators bestimmt worden. Das so bereinigte Spektrum wird mit einer Simulation der Software ANB verglichen und der Polarisationsgrad je nach Photonenergie bestimmt.

9.1.6 Ergebnisse

Der Vergleich mit den anderen Messungen von SAPHIR, CLAS und unpolarisierten CBELSA/TAPS-Daten bestätigt deren Ergebnisse. Für Energiebins nahe der Schwelle zeigt sich ein Anstieg der differentiellen Wirkungsquerschnitte im Gegensatz zu den unpolarisierten CBELSA/TAPS-Daten, aber in guter Übereinstimmung mit den CLAS- und SAPHIR-Daten. Bei höheren Photonenergien sind alle Messungen in guter Übereinstimmung.

Die gemessenen Rückstoßpolarisationen von SAPHIR und CBELSA/TAPS stimmen innerhalb der Fehler gut miteinander überein. Für eine Photonenergie nahe der Schwelle sind die Ergebnisse gleich, bei höheren Photonenergien ist die Statistik gering, so dass die Fehler sehr groß sind.

Die Photonasymmetrie ist zum ersten Mal vermessen worden. Daher gibt es keine Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Messungen. Mit wachsender Photonenergie bewegt sich die Photonasymmetrie rasch von einer großen negativen Polarisation unter 90° im Schwerpunktssystem zu einer großen positiven Polarisation, wobei der Nulldurchgang zwischen einer Photonenergie von 1250 MeV und 1450 MeV liegt.

9.2 Endergebnis

- Der CBELSA/TAPS-Aufbau erlaubt das Vermessen des differentiellen Wirkungsquerschnitts, des totalen Wirkungsquerschnitts und der Polarisationsobservablen über den gesamte Winkelbereich mit einer winkelunabhängigen Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$.
- Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ wurden absolut normierte differentielle Wirkungsquerschnitte und der absolut normierte totale Wirkungsquerschnitt bestimmt. Für das rückgestreute Hyperon wurde die Rückstoßpolarisation in Abhängigkeit von der eingestrahlten Photonenergie und dem Streuwinkel ermittelt. Die Photonasymmetrie der Reaktion ist für vier Energieintervalle bestimmt worden. Die Werte finden sich in Anhang A.

- Die Ergebnisse für die Photonasymmetrie der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ sind mit vorhergehenden Analysen vergleichbar und untermauern die erzielten Ergebnisse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$, da die Analyseschritte beinahe identisch sind. Unterschiede ergeben sich dadurch, dass die Produktionsschwellen für die Reaktionen unterschiedlich sind und dass je nach Analyse die η -Teilchen über einen Schnitt selektiert oder verworfen worden sind.
- Der statistische Fehler der gemessenen Werte ist vergleichbar mit anderen Analysen, wie denen von CLAS, SAPHIR und CBTAPS. Ebenso stimmen die differentiellen Wirkungsquerschnitte, der totale Wirkungsquerschnitt und die Rückstoßpolarisation mit ihnen im Großen und Ganzen überein. Unterschiede zwischen den unpolarisierten CBTAPS-Resultaten und den hier präsentierten wurden untersucht und diskutiert. Die Photonasymmetrie ist für diese Reaktion zum ersten Mal bestimmt worden. Sie stimmt mit theoretischen Vorhersagen sowohl in der Tendenz als auch in der Höhe weitgehend überein.
- Der Vergleich der Ergebnisse mit Partialwellenanalysen MAID und SAID ergibt, dass die theoretischen Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte bisher unzureichend ist. Die Divergenz zeigt sich im differentiellen Wirkungsquerschnitt besonders für die K_s^0 , die in Rückwärtsrichtung emittiert werden. Die Beschreibung der gemessenen Polarisationsobservablen gelingt innerhalb der großen statistischen Fehler hingegen gut.
- Der Vergleich der extrahierten Werte für die Polarisationsobservablen mit den Vorhersagen der Gent-Partialwellenanalyse zeigt ebenfalls eine Diskrepanz zwischen theoretischem Modell und experimentellen Daten. Daher ist eine Unterscheidung zwischen den drei vorgestellten Modellen schwer, jedoch gibt es eine leichte Tendenz für Modell C, da dieses das Vorzeichen der Photonasymmetrie am besten vorhersagt.
- Dem Test der Polarisationsobservablen über physikalische Abhängigkeiten halten diese Stand, was das Vertrauen in die Messwerte steigert. Zudem zeigt sich, dass die Summe der Rückstoßpolarisation und Photonasymmetrie unter $\Theta^K = 90^\circ$ Eins ist. Das Hyperon erscheint unter diesem Winkel also vollständig polarisiert.

Literaturverzeichnis

- [ADE85] Adelseck, Bennhold und Wright, *Kaon photoproduction operator for use in nuclear physics*, Phys. Rev. C32, 1681, 1985
- [ART07] Artru, Xavier, Richard, Jean-Marc und Soffer, Jacques, *Positivity Constraints on Spin Observables in Exclusive Pseudoscalar Meson Photoproduction*, arXiv:nucl-th/0606050v2, 2007
- [BAK75] Baker, Donnachie and Storrow, *Complete experiments in pseudoscalar photoproduction*, Nucl. Phys. B95, 347, 1975
- [BIJ97] Bijker, R. et al, *Strong decays of nonstrange q^3 baryons*, Phys. Rev. D55, 2862, 1997
- [BAK75] Bradfort, R. et al, *First Measurement of Beam-Recoil Observables C_x and C_z in Hyperon Photoproduction.*, arXiv:nucl-ex/0611034v1, 2006
- [CAP00] Capstick, S. und W. Roberts, *Quark models of baryon masses and decays*, Prog. Part. Nucl. Phys., 45:S241-S331, 2000
- [CAP98] Capstick, S. und W. Roberts, *Strange decays of nonstrange baryons*, Phys. Rev. D58, 074011, 1998
- [CAS06] Castelijns, Ralph J. J., *Photoproduction of strange mesons and hyperons in the proton*, Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 2006
- [CAS08] Castelijns, Ralph J. J. et al, *Nucleon resonance decay by the $K^0\Sigma^+$ channel*, Eur. Phys. J. A35, 39, 2008
- [CHI97] Chiang, W.-T. und Tabakin, F., *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*, Phys. Rev. C55, 4, 1997
- [CRE01] Crede, Volker, *CBGEANT 1.08/01*, CB-ELSA/TAPS Note Nr.2, 2001
- [ELS06] Elsner, Daniel, *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Dissertation, Universität Bonn, 2006
- [ELS09] Elsner, Daniel, persönliche Korrespondenz, 2009

- [ELE06] Elsner, Daniel et al, *Measurement of the LT-asymmetry in π electroproduction at the energy of the $\Delta(1232)$ -resonance*, Eur. Phys. J. A27, 91, 2006
- [CBT05] Elsner, Daniel, Süle, Andre und Fornet-Ponse, Kathrin, *Bestimmung des Photonflusses*, CB-ELSA/TAPS Note Nr.3, 2005
- [FOR09] Fornet-Ponse, Kathrin, *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, 2009
- [FOR08] Fornet-Ponse, Kathrin, persönliche Korrespondenz, Universität Bonn, 2009
- [GLA04] Glander, Karl-Heinz et al, *Measurement of $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ and $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ at photon energies up to 2.6 GeV*, Eur. Phys. J. A19, 251, 2004
- [GLO96] Glozman, L.Y. und Riska, D.O., *The spectrum of the nucleons and the strange hyperons and chiral dynamics*, Phys. Rep. 268, 263, 1996
- [GOE99] Goers, Stefan et al, *Measurement of $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ at photon energies up to 1.55 GeV*, Phys. Lett B464, 331, 1999
- [HEI01] Heinsius, F.H., *Structure Functions and the Spin of the Nucleon: From HERMES to COMPASS*, arXiv:hep-ex/0106021v1, 2001
- [HOE06] Höffgen, Stefan, *Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Omegamesonen am Proton*, Dissertation, Universität Bonn, 2006
- [HUS88] Husmann, D. und Schwille, W.J., *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys.Bl. 44, 1988
- [ISG77] Isgur, N. und Karl, G., *Hyperfine interactions in negative parity baryons*, Phys.Lett. B72, 109, 1977
- [JAN02] Janssen, S., Ryckebusch, J., Debruyne, D. und Van Cauteren, T., *Σ photoproduction in the resonance region*, Phys. Rev. C66, 035202, 2002
- [VER08] Kleber, Vera, persönliche Korrespondenz, 2008
- [KLE03] Klempt, Eberhard, *Glueballs, Hybrids; Pentaquarks: Introduction to Hadron Spectroscopy and Review of Selected Topics*, 18th Annual Hampton University Graduate Studies, Jefferson Lab, Newport News, Virginia, 2003
- [KNO95] Knöchlein, G., Drechsel, D. und Tiator, L., *Photo- and Electroproduction of Eta Mesons*, Z. Phys. A352, 327, 1995
- [KON01] Konrad, Michael, *Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2001
- [KOU02] Kouznetsov, V. et al., *Meson photoproduction at GRAAL*, Pi N Newsletter 16, 2002

- [LAW05] Lawall, Ralph et al, *Measurement of the reaction $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ at photon energies up to 2.6 GeV*, Eur. Phys. J. A24, 275, 2005
- [LEE01] Lee, F. X., Mart, T., Bennhold, C., Haberzettl, H., und Wright, L. E., *Quasifree Kaon Photoproduction on Nuclei*, Nucl. Phys. A695, 237, 2001
- [LÖR01] Löring, Ulrich, *A Covariant Quark Model of Baryons with Instanton-induced forces*, Dissertation, Universität Bonn, 2001
- [MAR99] Mart, T. und Bennhold, C., *Evidence for a missing nucleon resonance in kaon photoproduction*, Phys. Rev. C61, 012201, 1999
- [MAR00] Mart, T., *Role of $P_{13}(1720)$ in $K\Sigma$ photoproduction*, Phys. Rev. C62, 038201, 2000
- [MCN04] McNabb, J.W.C. et al, *Hyperon Photoproduction in the Nucleon Resonance Region*, Phys. Rev. C69, 042201, 2004
- [MAID] MAID, <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/>, Stand: 29.03.2007
- [NAT02] Natter, F.A., *Study of Reaction Mechanisms and Short Range Correlations in Two Nucleon Emission off ^4He Using Polarized Photons*, Dissertation, Universität Tübingen, 2002
- [NAT03] Natter, F.A. et al, *Monte Carlo Simulation and Analytic Calculation of Coherent Bremsstrahlung and its Polarisation*, Nucl. Instrum. Methods B211, 465, 2003
- [NAT98] Natter, F.A., *Analytic Treatment of Coherent Bremsstrahlung*, interner technischer Bericht, Universität Tübingen, 2002
- [OET07] Oettel, M. et al., *Octet and Decuplet Baryons in a Covariant and Confining Diquark-Quark Model*, Phys. Rev. C58, 2459, 1998
- [PDG00] Particle Data Group, D. E. Groom et al., Eur. Phys. Jour. 15 (2000) 1
- [PRO06] Procureur, S. et al, *New Measurement of $\frac{\Delta G}{G}$ at COMPASS*, arXiv:hep-ex/0605043, 2006
- [NIK08] Nikonov, V.A., Anisovich, A.V., Klempt, E., Sarantsev, A.V., Thoma, U., *Further evidence for $N(1900)P_{13}$ from photoproduction of hyperons*, Phys. Lett. B662, 245251, 2008
- [RAM07] Ramseger, Alexander, *Inbetriebnahme des Flugzeitspektrometers am Crystal Barrel Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2007
- [SAR05] Santopinto, E. et al, *Interacting quark-diquark model of baryons*, Phys. Rev. C72, 022201, 2005
- [SAR05] Sarantsev, A.V. et al, *Decays of Baryon Resonances into ΛK^+ , $\Sigma^0 K^+$ and $\Sigma^+ K^0$* , EPJ, 2005

- [SCM09] Schmieden, H., *Photoproduction of ω -Mesons at ELSA and the Role of Azimuthal Asymmetries*, NSTAR09 Proceedings-Beitrag, 2009
- [SCH06] Schumacher, R., *Polarisation of Hyperons in Elementary Photoproduction*, arXiv:nucl-ex/0611035v2, 2006
- [SUE08] Suele, Andre, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, 2008
- [SUF05] Suft, G. et al, *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*, Nucl. Instrum. Methods A 538 S416-S424, 2005
- [SUM03] Sumihama, M. et al, *K^+ photoproduction at SPring-8/LEPS*, Nucl. Phys. A 721, 693, 2003

Anhang A: Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Tabellen enthalten die differentiellen Wirkungsquerschnitte und deren statistische Fehler für die Analyse von sechs PEDs ($\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$, $\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$), für sieben PEDs ($\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$, $\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$) und für die gemeinsame Analyse von sechs und sieben PEDs ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$). Dann folgen die einzelnen Beiträge der Schnitte zum gesamten systematischen Fehler (Δ_{sys}^{total}). Dies sind im Einzelnen der Fehler in der Akzeptanz ΔAk , der Fehler bei der Flussbestimmung ΔN_γ , der Fehler des Schnittes auf die Ladung ΔQ , der Fehler des Schnittes auf die η -Masse $\Delta\eta$, der Fehler des Schnittes auf das Konfidenzlevel ΔKL , der Fehler des Schnittes auf die Σ^+ -Masse und der Fehler des Untergrundabzugs.

Photonenergie: 1050 MeV - 1150 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0188	0,0052	0,0162	0,0111	0,0185	0,0045	0,0010	0,0001	0,0003	9,3e-06	0,0011	0,0009	0,0008	0,0043
-0,5	0,0166	0,0043	0,0362	0,0079	0,0175	0,0034	0,0010	9,6e-05	0,0002	8,7e-06	0,0010	0,0009	0,0002	0,0035
-0,17	0,0149	0,0044	0,0296	0,0086	0,0154	0,0038	0,0009	8,5e-05	0,0002	7,7e-06	0,0008	0,0008	0,0007	0,0033
0,17	0,0132	0,0042	0,0385	0,0107	0,0136	0,0035	0,0008	7,5e-05	0,0001	6,8e-06	0,0007	0,0007	0,0008	0,0031
0,5	0,0127	0,0040	0,0333	0,0092	0,0130	0,0037	0,0007	7,2e-05	0,0001	2,7e-05	0,0007	0,0007	0,0007	0,0030
0,83	0,0112	0,0042	0,0145	0,0085	0,0113	0,0040	0,0006	6,2e-05	0,0001	2,4e-05	0,0006	0,0006	0,0003	0,0023
Photonenergie: 1150 MeV - 1250 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0498	0,0041	0,0230	0,0080	0,0482	0,0038	0,0027	0,0002	0,0007	2,4e-05	0,0029	0,0024	0,0033	0,0123
-0,5	0,0235	0,0038	0,0374	0,0070	0,0253	0,0029	0,0014	0,0001	0,0004	1,3e-05	0,0015	0,0013	0,0012	0,0059
-0,17	0,0329	0,0040	0,0315	0,0087	0,0333	0,0034	0,0019	0,0002	0,0003	1,7e-05	0,0017	0,0017	0,0014	0,0071
0,17	0,0218	0,0034	0,0328	0,0086	0,0224	0,0032	0,0013	0,0001	0,0002	1,1e-05	0,0011	0,0011	0,0007	0,0046
0,5	0,0233	0,0036	0,0280	0,0080	0,0233	0,0034	0,0013	0,0001	0,0002	4,9e-05	0,0012	0,0012	0,0008	0,0049
0,83	0,0382	0,0040	0,0143	0,0071	0,0387	0,0039	0,0022	0,0002	0,0004	8,1e-05	0,0019	0,0019	0,0011	0,0078
Photonenergie: 1250 MeV - 1350 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0343	0,0044	0,0186	0,0083	0,0338	0,0039	0,0019	0,0002	0,0005	1,7e-05	0,0020	0,0017	0,0010	0,0073
-0,5	0,0441	0,0043	0,0358	0,0071	0,0427	0,0041	0,0024	0,0002	0,0006	2,1e-05	0,0026	0,0021	0,0025	0,0104
-0,17	0,0462	0,0042	0,0342	0,0084	0,0448	0,0039	0,0025	0,0002	0,0004	2,2e-05	0,0022	0,0022	0,0023	0,0010
0,17	0,0478	0,0048	0,0429	0,0087	0,0470	0,0043	0,0026	0,0002	0,0005	2,4e-05	0,0023	0,0023	0,0022	0,0103
0,5	0,0396	0,0046	0,0301	0,0085	0,0410	0,0038	0,0023	0,0002	0,0004	8,6e-05	0,0021	0,0021	0,0019	0,0090
0,83	0,0538	0,0052	0,0256	0,0113	0,0545	0,0044	0,0031	0,0003	0,0005	0,0001	0,0027	0,0027	0,0024	0,0119
Photonenergie: 1350 MeV - 1450 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0250	0,0055	0,0160	0,0082	0,0266	0,0042	0,0015	0,0001	0,0004	1,3e-05	0,0016	0,0013	0,0007	0,0056
-0,5	0,0437	0,0054	0,0275	0,0074	0,0419	0,0048	0,0023	0,0002	0,0006	2,1e-05	0,0025	0,0021	0,0023	0,0101
-0,17	0,0520	0,0063	0,0424	0,0081	0,0501	0,0050	0,0028	0,0003	0,0005	2,5e-05	0,0025	0,0025	0,0022	0,0108
0,17	0,0523	0,0061	0,0639	0,0079	0,0550	0,0048	0,0031	0,0003	0,0006	2,75e-05	0,0028	0,0023	0,0010	0,0104
0,5	0,0410	0,0058	0,0591	0,0070	0,0414	0,0043	0,0023	0,0002	0,0004	8,7e-05	0,0021	0,0021	0,0007	0,0078
0,83	0,0721	0,0062	0,0406	0,0091	0,0737	0,0063	0,0041	0,0004	0,0007	0,0002	0,0037	0,0037	0,0024	0,0152

Photonenergie: 1450 MeV - 1550 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0323	0,0068	0,0161	0,0095	0,0325	0,0054	0,0018	0,0002	0,0003	1,6e-05	0,0008	0,0016	0,0023	0,0071
-0,5	0,0351	0,0073	0,0231	0,0066	0,0329	0,0056	0,0018	0,0002	0,0003	1,6e-05	0,0008	0,0016	0,0012	0,0060
-0,17	0,0451	0,0067	0,0476	0,0070	0,0414	0,0056	0,0023	0,0002	0,0004	0,0006	0,0010	0,0021	0,0024	0,0091
0,17	0,0407	0,0066	0,0423	0,0059	0,0465	0,0050	0,0026	0,0002	0,0005	0,0007	0,0012	0,0023	0,0015	0,0090
0,5	0,0595	0,0067	0,0663	0,0085	0,0611	0,0058	0,0034	0,0003	0,0006	0,0024	0,0018	0,0031	0,0028	0,0145
0,83	0,0704	0,0076	0,0517	0,0073	0,0754	0,0070	0,0042	0,0004	0,0008	0,0030	0,0023	0,0038	0,0022	0,0166
Photonenergie: 1550 MeV - 1650 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0211	0,0069	0,0120	0,0107	0,0195	0,0053	0,0011	0,0001	0,0002	9,7e-06	0,0005	0,0010	0,0003	0,0032
-0,5	0,0280	0,0079	0,0415	0,0068	0,0227	0,0051	0,0013	0,0001	0,0002	1,1e-05	0,0006	0,0011	0,0018	0,0051
-0,17	0,0334	0,0068	0,0582	0,0088	0,0321	0,0057	0,0018	0,0002	0,0003	0,0004	0,0008	0,0016	0,0018	0,0070
0,17	0,0509	0,0070	0,0775	0,0068	0,0485	0,0056	0,0027	0,0003	0,0005	0,0007	0,0012	0,0025	0,0014	0,0092
0,5	0,0602	0,0073	0,0856	0,0078	0,0573	0,0056	0,0032	0,0003	0,0006	0,0023	0,0017	0,0029	0,0026	0,0136
0,83	0,0839	0,0079	0,0956	0,0058	0,0896	0,0059	0,0050	0,0004	0,0009	0,0036	0,0027	0,0045	0,0022	0,0193
Photonenergie: 1650 MeV - 1750 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0231	0,0076	0,0362	0,0079	0,0209	0,0056	0,0012	0,0001	0,0002	1,0e-05	0,0005	0,0010	0,0015	0,0046
-0,5	0,0187	0,0074	0,0296	0,0086	0,0188	0,0052	0,0011	0,0001	0,0002	9,4e-06	0,0005	0,0009	0,0013	0,0040
-0,17	0,0285	0,0068	0,0385	0,0107	0,0279	0,0058	0,0016	0,0002	0,0003	0,0004	0,0007	0,0014	0,0013	0,0058
0,17	0,0317	0,0075	0,0333	0,0092	0,0373	0,0059	0,0021	0,0002	0,0004	0,0005	0,0009	0,0019	0,0010	0,0070
0,5	0,0544	0,0082	0,0145	0,0085	0,0478	0,0056	0,0027	0,0003	0,0005	0,0019	0,0014	0,0024	0,0008	0,0010
0,83	0,0710	0,0089	0,0151	0,0088	0,0763	0,0071	0,0043	0,0005	0,0008	0,0031	0,0023	0,0038	0,0033	0,0180
Photonenergie: 1750 MeV - 1850 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0131	0,0053	0,0374	0,0070	0,0135	0,0038	0,0008	7,3e-05	0,0001	6,7e-06	0,0003	0,0007	0,0010	0,0029
-0,5	0,0069	0,0044	0,0315	0,0087	0,0089	0,0025	0,0005	4,8e-05	8,9e-05	4,4e-06	0,0002	0,0004	0,0003	0,0016
-0,17	0,0231	0,0057	0,0328	0,0086	0,0218	0,0054	0,0012	0,0001	0,0002	0,0003	0,0005	0,0011	0,0009	0,0044
0,17	0,0242	0,0055	0,0280	0,0080	0,0227	0,0044	0,0013	0,0001	0,0002	0,0003	0,0006	0,0011	0,0010	0,0046
0,5	0,0305	0,0069	0,0143	0,0071	0,0305	0,0058	0,0017	0,0002	0,0003	0,0012	0,0009	0,0015	0,0010	0,0068
0,83	0,0202	0,0053	0,0192	0,0080	0,0209	0,0042	0,0012	0,0001	0,0002	0,0008	0,0006	0,0010	0,0011	0,0051

Photonenergie: 1850 MeV - 1950 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0122	0,0045	0,0358	0,0071	0,0125	0,0042	0,0007	7,1e-05	0,0006	0,0005	0,0001	0,0006	0,0012	0,0038
-0,5	0,0105	0,0041	0,0342	0,0084	0,0108	0,0033	0,0006	6,2e-05	0,0005	0,0005	0,0001	0,0005	0,0006	0,0028
-0,17	0,0267	0,0054	0,0429	0,0087	0,0213	0,0044	0,0012	0,0001	0,0011	0,0002	0,0004	0,0011	0,0012	0,0053
0,17	0,0204	0,0050	0,0301	0,0085	0,0205	0,0042	0,0011	0,0001	0,0011	0,0002	0,0004	0,0010	0,0011	0,0051
0,5	0,0292	0,0054	0,0256	0,0113	0,0208	0,0037	0,0012	0,0001	0,0004	0,0002	0,0008	0,0010	0,0004	0,0042
0,83	0,0173	0,0056	0,0236	0,0127	0,0173	0,0050	0,0010	9,9e-05	0,0003	0,0002	0,0007	0,0009	0,0013	0,0044
Photonenergie: 1950 MeV - 2050 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0094	0,0056	0,0275	0,0074	0,0109	0,0040	0,0006	6,2e-05	0,0005	0,0005	0,0001	0,0005	0,0007	0,0029
-0,5	0,0084	0,0063	0,0424	0,0081	0,0073	0,0047	0,0004	4,1e-05	0,0003	0,0003	7,3e-05	0,0004	0,0006	0,0021
-0,17	0,0087	0,0065	0,0639	0,0079	0,0067	0,0038	0,0004	3,8e-05	0,0004	6,7e-05	0,0001	0,0003	0,0002	0,0015
0,17	0,0127	0,0056	0,0591	0,0070	0,0129	0,0042	0,0007	7,3e-05	0,0007	0,0001	0,0003	0,0006	0,0005	0,0030
0,5	0,0128	0,0067	0,0406	0,0091	0,0120	0,0046	0,0007	6,8e-05	0,0002	0,0001	0,0005	0,0006	0,0004	0,0026
0,83	0,0159	0,0068	0,0477	0,0072	0,0185	0,0055	0,0010	0,0001	0,0004	0,0002	0,0007	0,0009	0,0013	0,0047
Photonenergie: 2050 MeV - 2150 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0104	0,0071	0,0231	0,0066	0,0106	0,0058	0,0006	6,2e-05	0,0005	0,0004	0,0001	0,0005	0,0010	0,0032
-0,5	0,0077	0,0071	0,0476	0,0070	0,0104	0,0046	0,0006	6,0e-05	0,0005	0,0004	0,0001	0,0005	0,0013	0,0034
-0,17	0,0160	0,0075	0,0423	0,0059	0,0131	0,0062	0,0007	7,6e-05	0,0007	0,0001	0,0003	0,0007	0,0006	0,0031
0,17	0,0106	0,0068	0,0663	0,0085	0,0113	0,0060	0,0006	6,6e-05	0,0006	0,0001	0,0002	0,0006	0,0002	0,0024
0,5	0,0168	0,0061	0,0517	0,0073	0,0183	0,0063	0,0010	0,0001	0,0004	0,0002	0,0007	0,0009	0,0004	0,0037
0,83	0,0188	0,0063	0,0424	0,0053	0,0234	0,0058	0,0013	0,0001	0,0005	0,0002	0,0009	0,0012	0,0009	0,0051
Photonenergie: 2150 MeV - 2250 MeV														
$\cos(\theta)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(6)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(6)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(7)}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s^{(7)}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega})_s$	ΔAk	ΔN_γ	ΔQ	$\Delta\eta$	ΔKL	$\Delta\Sigma^+$	ΔBA	Δ_{sys}^{total}
-0,83	0,0154	0,0058	0,0415	0,0068	0,0162	0,0053	0,0009	9,6e-05	0,0007	0,0007	0,0002	0,0008	0,0016	0,0050
-0,5	0,0117	0,0079	0,0582	0,0088	0,0123	0,0062	0,0007	7,3e-05	0,0006	0,0005	0,0001	0,0006	0,0004	0,0029
-0,17	0,0174	0,0056	0,0775	0,0068	0,0190	0,0048	0,0011	0,0001	0,0010	0,0002	0,0004	0,0009	0,0007	0,0044
0,17	0,0063	0,0044	0,0856	0,0078	0,0103	0,0038	0,0006	6,1e-05	0,0005	0,0001	0,0002	0,0005	0,0002	0,0022
0,5	0,0191	0,0064	0,0956	0,0058	0,0165	0,0055	0,0009	9,7e-05	0,0003	0,0002	0,0007	0,0008	0,0018	0,0048
0,83	0,0154	0,0058	0,0839	0,0077	0,0186	0,0055	0,0010	0,0001	0,0004	0,0002	0,0007	0,0009	0,0007	0,0040

Anhang B: Rückstoßpolarisation

Photonenergie: 1050 MeV - 1350 MeV				
$\cos(\theta)$	P	stat. Fehler	syst. Fehler	Gesamtfehler
-0,83	-0,1302	0,12869	0,0997743	0,228464
-0,5	0,570382	0,114611	0,102308	0,216919
-0,17	0,778456	0,119284	0,0985747	0,217859
0,17	0,882478	0,121402	0,0959566	0,217358
0,5	0,301196	0,116598	0,104122	0,22072
0,83	0,0622126	0,10486	0,102831	0,20769

Photonenergie: 1350 MeV - 1650 MeV				
$\cos(\theta)$	P	stat. Fehler	syst. Fehler	Gesamtfehler
-0,83	0	0,121738	0,102041	0,223779
-0,5	0,225327	0,094996	0,10401	0,199006
-0,17	0,60953	0,145375	0,10176	0,247135
0,17	0,326174	0,106374	0,104098	0,210472
0,5	0,208845	0,105533	0,103949	0,209482
0,83	0,09333	0,093652	0,103155	0,196807

Photonenergie: 1650 MeV - 1950 MeV				
$\cos(\theta)$	P	stat. Fehler	syst. Fehler	Gesamtfehler
-0,83	0,863904	0,329391	0,096461	0,425852
-0,5	0,297405	0,252457	0,104123	0,356580
-0,17	0,833233	0,313604	0,097258	0,410862
0,17	0,3663	0,261505	0,103998	0,365503
0,5	0,408163	0,238121	0,103812	0,341933
0,83	0,203114	0,247505	0,103925	0,351430

Photonenergie: 1950 MeV - 2250 MeV				
$\cos(\theta)$	P	stat. Fehler	syst. Fehler	Gesamtfehler
-0,83	0,356648	0,170407	0,104029	0,274436
-0,5	0,38506	0,294424	0,103925	0,398349
-0,17	0,451508	0,265384	0,103532	0,368916
0,17	0,806834	0,361601	0,097910	0,459410
0,5	0,665951	0,33628	0,100844	0,437126
0,83	0,0990688	0,265823	0,103210	0,399033

Anhang C: Photonasymmetrie

Photonenergie: 1050 MeV - 1250 MeV						
$\cos\theta$	Σ	stat. Fehler	Σ (0°-180°)	Σ (180°-360°)	syst. Fehler (Fit)	syst. Fehler (PolGrad)
-0,8	0,114	0,072	0,243	-0,016	0,0129	0,0002
-0,4	-0,156	0,106	-0,172	-0,135	0,0214	0,0002
0,0	-0,375	0,106	-0,459	-0,278	0,0980	0,0002
0,4	-0,172	0,108	-0,228	-0,114	0,0577	0,0002
0,8	0,030	0,075	-0,109	0,172	0,1420	0,0002
Photonenergie: 1250 MeV - 1450 MeV						
$\cos\theta$	Σ	stat. Fehler	Σ (0°-180°)	Σ (180°-360°)	syst. Fehler (Fit)	syst. Fehler (PolGrad)
-0,8	-0,074	0,073	0,052	-0,205	0,1306	0,0002
-0,4	0,020	0,109	-0,003	0,045	0,0249	0,0002
0,0	-0,168	0,113	0,113	-0,462	0,2938	0,0002
0,4	0,129	0,111	0,333	-0,069	0,2041	0,0002
0,8	0,071	0,074	0,201	-0,057	0,1301	0,0002
Photonenergie: 1450 MeV - 1650 MeV						
$\cos\theta$	Σ	stat. Fehler	Σ (0°-180°)	Σ (180°-360°)	syst. Fehler (Fit)	syst. Fehler (PolGrad)
-0,8	-0,164	0,141	-0,388	0,078	0,2414	0,0002
-0,4	0,509	0,172	0,518	0,485	0,0238	0,0002
0,0	0,608	0,182	0,653	0,514	0,0934	0,0002
0,4	-0,078	0,168	-0,098	0,233	0,1754	0,0002
0,8	-0,676	0,124	-0,627	-0,725	0,0490	0,0002

Anhang D

.1 Untergrundsimulation: differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Histogramme zeigen die $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für verschiedene Winkel- und Energiebins. Die erste Reihe zeigt die Massespektren für eine Photonenergie von 1050 MeV bis 1150 MeV, die zweite Reihe für eine Photonenergie von 1150 MeV bis 1250 MeV usw. Das Photonenergiebin der letzten Reihe geht von 2150 MeV bis 2250 MeV. Die erste Spalte zeigt den Winkelbereich $-1 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < -0,66$, die zweite $-0,66 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < -0,33$, die dritte $-0,33 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 0$, die vierte $0 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 0,33$, die fünfte $0,33 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 0,66$ und die sechste $0,66 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 1$. Die rote Verteilung zeigt das aus den gemessenen Daten erhaltene $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektrum, während die grün schraffierte Verteilung das simulierte invariante Massespektrum zweier unkorrelierter π^0 s zeigt.

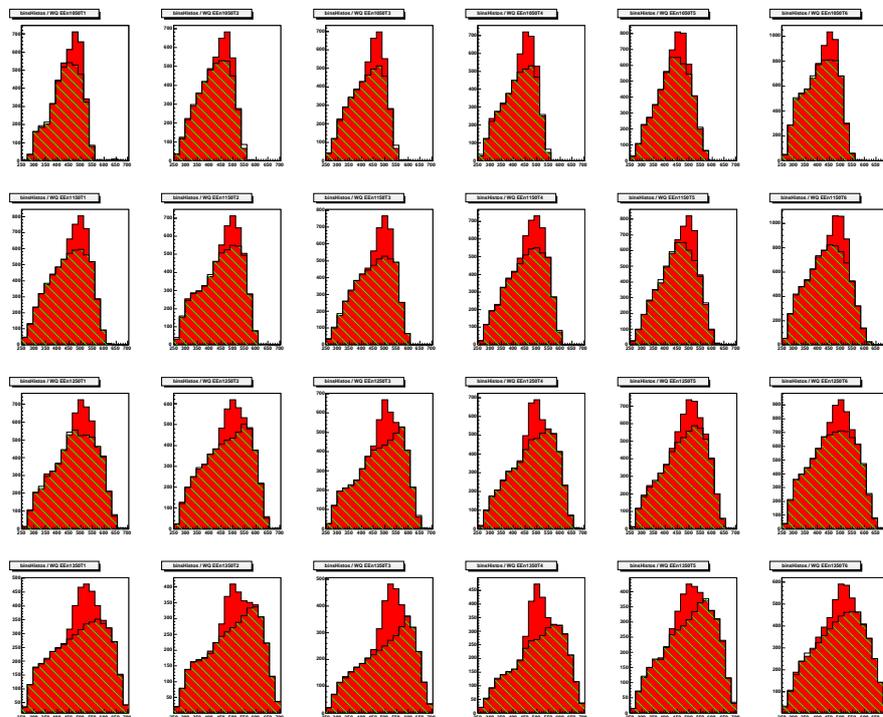


Abbildung 1: $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 1450 MeV

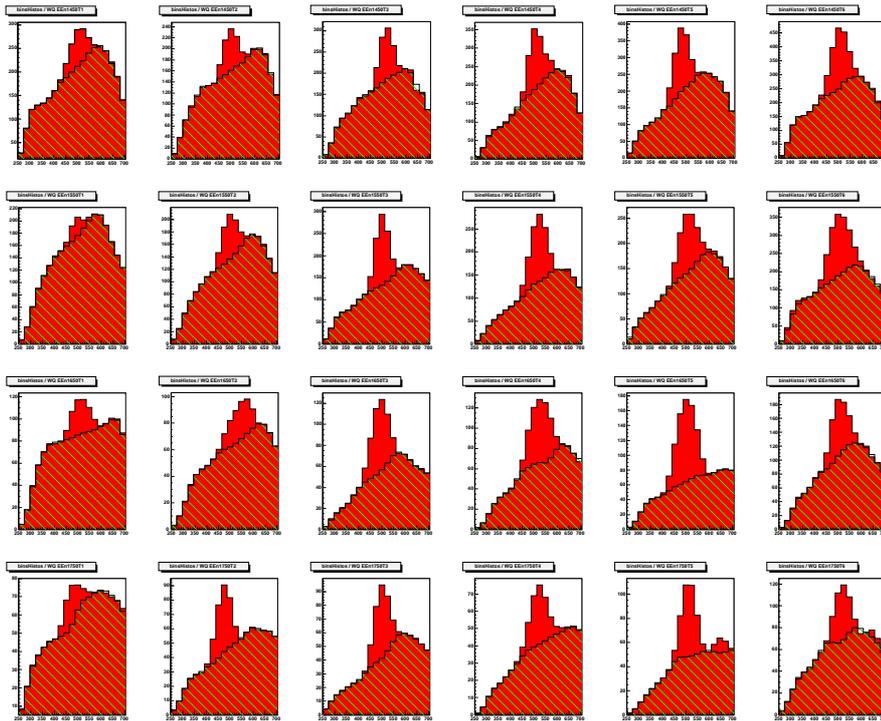


Abbildung 2: $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 1850 MeV

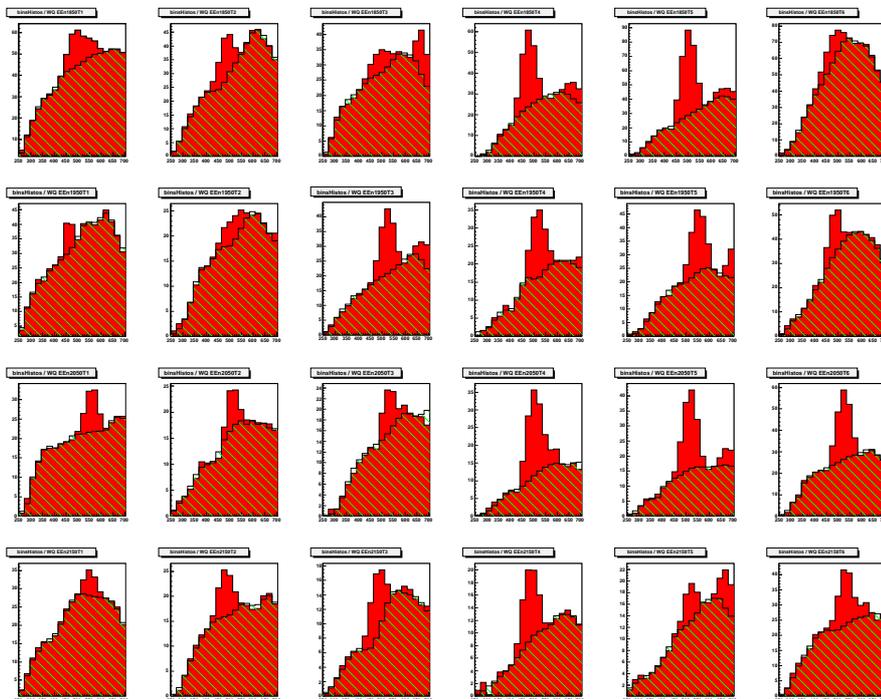


Abbildung 3: $\pi^0\pi^0$ invariante Massespektren für Photonenergien bis 2250 MeV

.2 Φ -Verteilungen

Die Histogramme zeigen die unterschiedlichen ϕ -Verteilungen zur Bestimmung der Photonasymmetrie Σ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$. Die oberste Zeile zeigt die ϕ -Verteilungen für das Photonenergiebin 1050 MeV bis 1250 MeV, die zweite Zeile jene für 1250 MeV bis 1450 MeV und die unterste Zeile zeigt die ϕ -Verteilungen für 1450 MeV bis 1650 MeV. Bei den Spalten steht die erste für einen Winkelbereich von $-1 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < -0,6$, die nächste gilt für $-0,6 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < -0,2$, die dritte für $-0,2 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 0,2$, die vierte für $0,2 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 0,6$ und die letzte schließlich für $0,6 < \cos(\Theta_{CMS}^K) < 1$. Die schwarze Kurve zeigt die Anpassung an den gesamten ϕ -Winkelbereich, während die rote und grüne Kurve die jeweiligen Anpassungen an $0^\circ < \phi < 180^\circ$ bzw. $180^\circ < \phi < 360^\circ$ repräsentieren.

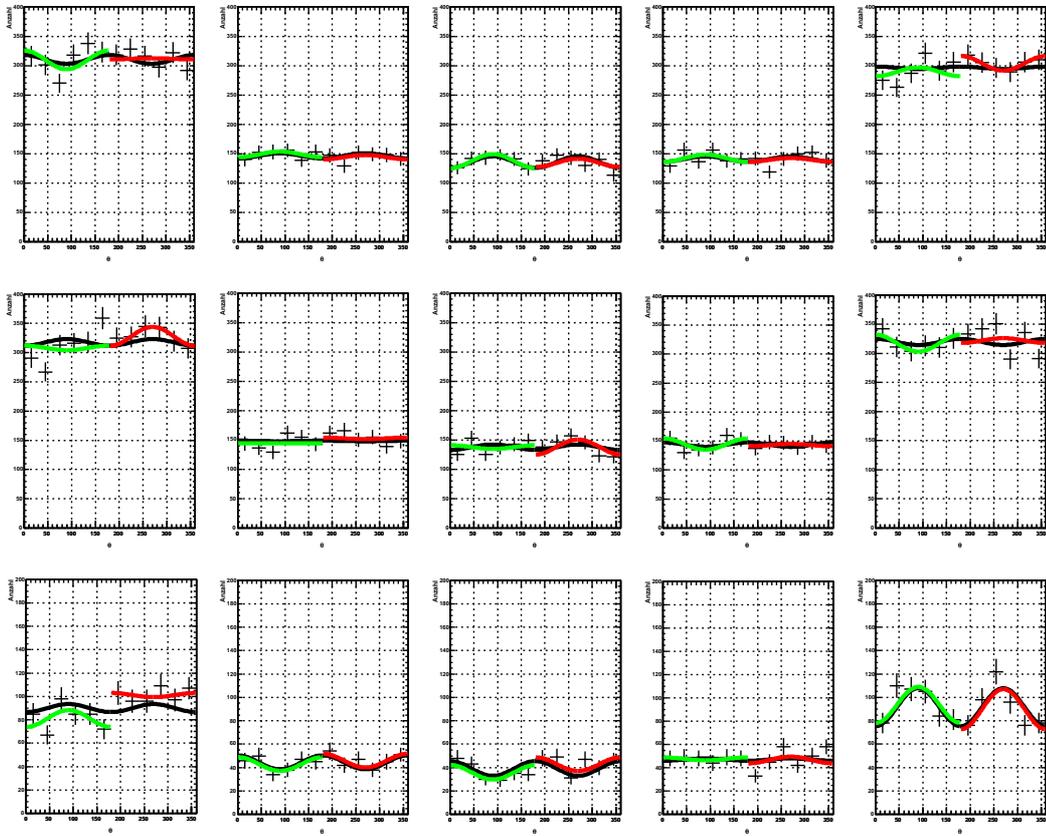


Abbildung 4: ϕ -Verteilungen für $\gamma p \rightarrow \Sigma^+ K_s^0$

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hartmut Schmieden für die Übernahme der Betreuung meiner Dissertation und für die interessante Aufgabenstellung, die mir nach meiner vorhergehenden Arbeit neue Erfahrungen und Einblicke gewährte. Ich danke ihm für die vielfältige Unterstützung durch seine Diskussionsbereitschaft, Anregungen, kritische Betrachtungsweise und, soweit notwendig, Diplomatie.

Für die Übernahme des Zweitgutachtens bin ich Herrn Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann dankbar. Mit ihm konnte ich auch über Themen fern des physikalischen Fachbereichs jederzeit diskutieren.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe bin ich in erster Linie für das stetig überaus angenehme Arbeitsklima dankbar. All die Jahre waren sie mir eine ständige Stütze, oft mit ihrem Rat, manchmal einfach durch ein aufbauendes Wort und hin und wieder durch ihr Dasein. Allen voran möchte ich Frau Dr. Vera Kleber danken, die sich stets um mich bemühte. Frau Dr. Tina Bantes möchte ich dafür danken, dass sie mir eine Hilfe bei Fragen aller Art sowohl während als auch nach der Arbeit war. Herrn Dr. Jürgen Hannappel lernte ich schätzen für seinen riesigen Erfahrungsschatz, aus dem ich schöpfen durfte, und Herrn Dr. Daniel Elsner wegen seiner manchmal etwas anderen Sichtweise. Besonders danken möchte ich auch noch Frau Dipl.-Phys. Susanne Kammer, die in der Zeit von einer Kollegin zu einer Freundin geworden ist, mit der die Kommunikation auch ohne ein gesprochenes Wort gelang.

Den Kolleginnen und Kollegen der CBELSA-TAPS-Kollaboration möchte ich für die nette Atmosphäre danken, in der das Arbeiten auch nach vielen Jahren noch Spaß machte. Hier möchte ich besonders Frau Dipl.-Phys. Annika Thiel, Herrn Dr. Christian Funke und Herrn Dipl.-Phys. Eric Gutz danken. Der einmal wöchentlich stattfindende Diskussionskreis war für den Fortlauf meiner Arbeit sehr förderlich und gab mir ständig neue Anregungen.

Ein sehr herzlicher Dank gilt meinen Eltern, die mir meine Ausbildung ermöglichten und den Glauben an mich nie verloren haben. Ich danke meinen Geschwistern, dass sie immer für mich da sind. Und meiner Freundin danke ich, dass sie in der Zeit, seit der wir zusammen sind, ein ständiger Quell meiner Motivation und Inspiration ist.

Zum Schluss möchte ich noch allen meinen Freunden danken, die mich die ganze Zeit über begleitet haben und mich stets unterstützten. Der Korbballmannschaft der Universität Bonn wünsche ich auch in Zukunft viel Erfolg und Spaß am Spiel.

