

Untersuchung des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Endzustandes bei der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge

BACHELORARBEIT

IM Studiengang "Bachelor of Arts" Im Fach Physik

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE DER RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM VON FANNY WISCHNEWSKI GEB. IN WOLGAST

BOCHUM, SOMMERSEMESTER 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	eitung	1				
	1.1	Elementarteilchen und fundamentale Wechselwirkungen	1				
	1.2	Hadronen	2				
	1.3	Quantenchromodynamik	3				
	1.4	Mesonenspektroskopie	3				
	1.5	PANDA-Experiment	4				
	1.6	Motivation	5				
2	Crys	stal Barrel-Experiment	6				
	2.1	Beschleunigeranlage	6				
	2.2	Detektor	7				
	2.3	Rekonstruktionssoftware	8				
3	Selektion der Daten						
	3.1	Vorstellung der Daten	9				
	3.2	Vorselektion	9				
	3.3	Kinematischer Fit	10				
	3.4	Resultate der Selektionen	13				
4	Erge	ebnisse	16				
	4.1	Resonanzstrukturen	18				
	4.2	Untersuchung des $\pi^+\pi^-$ -Teilchenpaares	18				
	4.3	Vergleich der unterschiedlichen Strahlimpulse	23				
	4.4	Untergrundbehandlung zur $\rho(770)^0$ -Isolation	26				
	4.5	Spindichtematrixelement ρ_{00}	28				
5	Zusa	ammenfassung	30				
Lit	teratı	ır	I				
Та	belle	nverzeichnis	П				
Ał	obildu	Ingsverzeichnis	Ш				

1 Einleitung

Schon seit Ende des 19. Jahrhunderts gilt das Atom nicht mehr als das kleinste unteilbare Teilchen. Spätestens seit der Entdeckung des Elektrons 1897 durch J. J. Thompson war man sich sicher, dass es aus noch kleineren Teilchen zusammengesetzt sein musste. Mit der Entdeckung des Protons 1919 durch Rutherford und des Neutrons 1932 durch Chadwick wurden zwei weitere Bausteine des Atoms bekannt. Pauli postulierte zudem 1930 das Neutrino, um die Erhaltungssätze des radioaktiven β -Zerfalls in Einklang zubringen.

Entgegen der Annahme, dass nun die Elementarteilchen, die jegliche Materie aufbauten, gefunden waren, zeigten erste Experimente an Teilchenbeschleunigern in den 1950er Jahren, dass Proton und Neutron einer viel größeren Teilchenfamilie angehören, den Hadronen. Da diese, wie auch Atome, nach ähnlichen Eigenschaften sortiert werden konnten, wurde schnell erkannt, dass auch Hadronen aus Teilchen aufgebaut sein mussten. Es folgte in den späten 1960er Jahren das Quark-Modell, das alle bislang bekannten Hadronen als Kombinationen aus zwei oder drei Quarks bzw. Antiquarks beschrieb. Als Grundlage des Verständnisses der modernen Teilchenphysik entwickelte sich daraus das Standardmodell, mit dem bis heute alle experimentellen Befunde verträglich sind.

1.1 Elementarteilchen und fundamentale Wechselwirkungen

Das Standardmodell der Teilchenphysik unterteilt die Elementarteilchen in drei verschiedene Klassen. Zur ersten Klasse gehören 12 Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin), unterteilt in sechs Quarks und sechs Leptonen, und die entsprechenden Antifermionen.

Die Quarks (q) treten in sechs verschiedenen sogenannten Flavours auf: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) und bottom (b), und werden in drei Generationen eingeteilt. Zu jeder dieser Generationen existiert eine Antigeneration mit den entsprechenden Antiquarks (\bar{q}) :

$$(u, d), (c, s), (t, b)$$
 bzw. $(\bar{u}, d), (\bar{c}, \bar{s}), (\bar{t}, b).$

Quarks besitzen eine elektrische Ladung Q, die kein ganzzahliges Vielfaches der Elementarladung e ist. Die u-, c- und t-Quarks haben eine Ladung von Q = 2/3 e und die d-, s- und b-Quarks von Q = -1/3 e.

Die Leptonen treten ebenso in drei Generationen und Antigenerationen auf. Das sind jeweils die Elektronen e^- , Myonen μ^- oder Tauonen τ^- mit den dazugehörigen ungeladenen Neutrinos ν_e , ν_{μ} und ν_{τ} bzw. die entsprechenden Antileptonen:

$$(e^{-}, \nu_{e}), (\mu^{-}, \nu_{\mu}), (\tau^{-}, \nu_{\tau})$$
 bzw. $(e^{+}, \bar{\nu}_{e}), (\mu^{+}, \bar{\nu}_{\mu}), (\tau^{+}, \bar{\nu}_{\tau})$

Quarks und Leptonen sind Spin-1/2-Teilchen. Jegliche stabile Materie ist aus Teilchen erster Generation aufgebaut, also ausschließlich aus u- und d-Quarks, Elektronen und den dazugehörigen Elektron-Neutrinos sowie aus den entsprechenden Antiteilchen.

Die zweite Klasse der Elementarteilchen beinhaltet die Austauschbosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) der vier fundamentalen Arten von Wechselwirkungen. Dazu gehören die Gluonen (g), die die starke Wechselwirkung zwischen Quarks vermitteln, die Photonen (γ) , die für die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen verantwortlich sind, und die schweren Bosonen W^{\pm} und Z^0 , die die schwache Wechselwirkung übermitteln. Diese drei Austauschbosonen sind Spin-1-Teilchen. Allein das Graviton, das hypothetische Austauschteilchen der Gravitation, besitzt einen Spin von 2.

Eine eigene Klasse bildet das Spin-0-Higgsboson, welches die Massen aller Elementarteilchen bedingt.

1.2 Hadronen

Hadronen sind Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind und der starken Wechselwirkung unterliegen. Bezüglich ihres Spins werden sie in zwei Klassen, in Baryonen und Mesonen, unterteilt.

Baryonen sind Fermionen und besitzen demnach einen halbzahligen Spin. Sie sind aus drei Quarks oder Antiquarks aufgebaut. Die Baryonenzahl ist eine Erhaltungsgröße und ist 1 für (qqq) und -1 für $(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$. Folglich wird den Quarks eine Baryonenzahl von +1/3 und den Antiquarks von -1/3 zugeordnet. Proton p und Neutron n sind bekannte Vertreter der Baryonen. Mesonen sind hingegen Bosonen mit ganzzahligem Spin. Sie bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar $(q\bar{q})$ und ihre Baryonenzahl ist somit 0. Die Gruppe der Pionen (π) sind wichtige Vertreter der Mesonen.

Aufgrund der elektrischen Ladungen der Quarks ergeben sich für die Baryonen und Mesonen nur ganzzahlige Vielfache der Elementarladung (s. Tab. 1).

Hadron	Quarks	Ladungen der Quarks	Gesamtladung
р	u, u, d	+2/3, +2/3, -1/3	+1
n	u, d, d	+2/3, -1/3, -1/3	0
π^{-}	$d,ar{u}$	-1/3, -2/3	-1

Tab. 1: Zusammensetzung und Ladung von Hadronen (Auswahl)

1.3 Quantenchromodynamik

Die Theorie der starken Wechselwirkung durch Austausch von Gluonen wird in der Quantenchromodynamik (kurz QCD) beschrieben. Demzufolge tragen Quarks eine Ladung, die Farbladung genannt wird, mit der sie untereinander koppeln können. Es existieren drei verschiedene Farben: rot, grün und blau, die sich zusammen zu weiß (auch als *farbneutral* bezeichnet) aufaddieren. Entsprechend existieren für die Antiquarks auch die Farbladungen antirot, antigrün und antiblau. Die Kombination einer Farbe mit ihrer Antifarbe ist farbneutral.

Die Gluonen tragen ebenso Farbladungen, jeweils eine Farbe und eine Antifarbe zugleich und können so auch untereinander koppeln. Bei zu großem Abstand (ab $\simeq 1$ fm) farbgeladener Teilchen untereinander ist die starke Wechselwirkung so groß, dass sie zur Erzeugung eines reellen Quark-Antiquark-Paares ausreicht. Aufgrund dieser Tatsache können nur farbneutrale Teilchen frei existieren, was als *confinement* bezeichnet wird.

Die QCD sagt neben den Hadronen weitere farbneutrale Teilchenkombinationen (zusammengefasst als Exoten) voraus. Einerseits gibt es die exotischen Hadronen, die grundsätzlich dem Aufbau von Baryonen oder Mesonen entsprechen, jedoch ein zusätzliches Quark-Antiquark-Paar besitzen. Exotische Hadronen wären zum Beispiel sogenannte Tetraquarks $(qq\bar{q}\bar{q}\bar{q})$ oder Pentaquarks $(qqqq\bar{q})$. Andererseits werden von der QCD Glueballs, Teilchen, die ausschließlich aus Gluonen bestehen wie (ggg), und Hybride aus Quarks und Gluonen wie $(q\bar{q}g)$ postuliert. Bis jetzt wurde jedoch kein exotisches Teilchen eindeutig bestätigt.

1.4 Mesonenspektroskopie

Die Mesonenspektroskopie befasst sich vorwiegend mit der experimentellen Suche nach Mesonen und deren Charakterisierung. Theoretisch sind 36 verschiedene Quark-Antiquark-Kombinationen denkbar. Es ergibt sich jedoch eine viel größere Zahl an unterschiedlichen Mesonen aufgrund von möglichen Mischzuständen und Spinkopplungen etc., von denen bisher noch nicht jedes nachgewiesen wurde. Bei der Mesonenspektroskopie steht wie bei jeglicher Hadronenspektroskopie zudem die gleichzeitige Suche nach Exoten im Fokus.

Eine wichtige Kenngröße in der Mesonenspektroskopie ist der Gesamtspin J eines Teilchens, der sich aus dem Spin S und dem Drehimpuls L des Teilchens ergibt:

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}.\tag{1}$$

Ferner beschreibt die Helizität h die Projektion des Spins eines Teilchen auf seine Flugbahn. Weiterhin sind die Parität P, die die Symmetrieeigenschaft bezüglich einer räumlichen Spiegelung beschreibt, und die C-Parität C, auch Ladungskonjugation, von großem Interesse. Für ein Meson resultiert aus den Eigenparitäten des Quarks P(q) = 1 und des Antiquarks $P(\bar{q}) = -1$ eine Parität von

$$P(q\bar{q}) = P(q) \cdot P(\bar{q}) \cdot (-1)^{L} = (-1)^{L+1}.$$
(2)

Gesamtspin, Parität und C-Parität werden bevorzugt in der Form J^{PC} angegeben. Lediglich abhängig von Gesamtspin und Parität werden die Mesonen klassifiziert, wovon eine Auswahl in Tab. 2 ersichtlich ist. Für diese Arbeit sind die pseudoskaleren Mesonen, zu denen die Pionen gehören, und die Vektormesonen von besonderem Interesse.

J^P	Klasse
0^{+}	Skalarmesonen
0^{-}	pseudoskalare Mesonen
1^{-}	Vektormesonen
1^{+}	pseudovektor-Mesonen

Tab. 2: Auswahl der Mesonenklassen

1.5 PANDA-Experiment

Das $\bar{P}ANDA$ -Experiment¹ ist ein sich derzeit im Aufbau befindliches Fixed-Target-Experiment zugehörig zum FAIR² Beschleuniger-Zentrum am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. Antiprotonenstrahlen werden im HESR³ auf Strahlimpulse zwischen 1,5 GeV/c und 15 GeV/c be- bzw. entschleunigt und kollidieren mit verschiedenen Targets im $\bar{P}ANDA$ -Detektor. Dabei wird mittels Elektronenkühlung und stochastischer Kühlung eine bislang unerreichte Strahlqualität bezüglich der Impulsauflösung bei gleichzeitig hoher Luminosität erlangt.

Ziel des Experimentes ist das Studium fundamentaler Fragen der Hadronen- und Kernphysik bei der Wechselwirkung von Antiprotonen mit Nukleonen und Kernen [4]. Dabei liegt der Fokus auf der Hadronenspektroskopie insbesondere von c-Quarks beinhaltenden Teilchen und auf der Suche nach exotischen Hadronen. Weiterhin sind Studien zu Hadronen in nuklearer Materie, zu Hyperkernen (Kerne, die Hyperonen, Baryonen mit mindestens einem Quark aus der zweiten oder dritten Generation, enthalten) und zu elektromagnetischen Prozessen Ziele des zukünftigen $\bar{P}ANDA$ -Experimentes.

¹Anti \mathbf{P} roton \mathbf{An} nihilation at $\mathbf{D}\mathbf{a}$ rmstadt

 $^{^2\}mathbf{F}\text{acility}$ for $\mathbf{A}\text{ntiproton}$ and $\mathbf{I}\text{on}\ \mathbf{R}\text{esearch}$

 $^{^{3}\}mathbf{H}\mathrm{igh}$ Energy Storage Ring

1.6 Motivation

In dieser Arbeit werden Mitte der 1990er Jahre vom Crystal Barrel-Experiment am CERN⁴ aufgezeichnete Daten untersucht. Das Primärziel des Experimentes war das Studium des Antiproton-Proton-Annihilationsprozesses, der auch Gegenstand des $\bar{P}ANDA$ -Experimentes sein wird.

Die Untersuchung der Reaktion

$$\bar{p}p \to \pi^+\pi^-\pi^0$$

für zwei verschiedene Strahlimpulse verspricht somit wichtige Erkenntnisse auch für weiterführende Studien an zukünftigen Experimenten.

Das Ziel dieser Arbeit liegt vorerst darin, Zwischenresonanzen des Kanals zu identifizieren und abhängig vom Produktionswinkel von verschiedenen Teilchenpaaren des Endzustandes zu untersuchen. Weiterführend wird dann die Resonanz des $\rho(770)^0$ -Vektormesons isoliert und über die Betrachtung des Zerfallswinkels das Spin-Dichtematrixelement ρ_{00} bestimmt, um Informationen über den Produktionsprozess dieses Vektormesons zu erhalten. All diese Erkenntnisse tragen zu einem besseren Verständnis des Antiproton-Proton-Annihilationsprozesses bei.

 $^{^4\}mathbf{C}$ onseil Européen pour la Recherche Nucléaire

2 Crystal Barrel-Experiment

Das Crystal Barrel-Experiment (kurz CB) wurde in den Jahren 1989 bis 1996 am CERN betrieben. Seine hauptsächlichen Ziele bestanden im Studium des Antiproton-Proton-Annihilationsprozesses, in der leichten Mesonenspektroskopie und in der Suche nach exotischen Hadronen.

Im Folgenden soll der Aufbau des Experimentes einschließlich der Beschleunigeranlage kurz beschrieben werden.



Abb. 1: Grundriss des CERN in den 1990er Jahren

2.1 Beschleunigeranlage

Ein Übersichtsplan der Beschleunigeranlage des CERN in den 1990er Jahren ist in Abb. 1 zu sehen. Mithilfe des Linearbeschleunigers LINAC⁵, dem Proton Synchroton Booster (PSB) und dem Proton Synchroton (PS) wurden zunächst Protonen beschleunigt und auf einen Impuls von $p_p = 26 \text{ GeV/c}$ gebracht. Dieser Protonenstrahl erzeugte anschließend durch Kollision mit einem Wolframtarget gemäß der Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \bar{p} + p$ Antiprotonen, die aufgrund ihrer gegensätzlich Ladungen von den Protonen getrennt werden konnten. Im Antiproton-Akkumulator (AA) wurden die Antiprotonen circa einen Tag gespeichert, um Verunreinigungen durch kurzlebige Mesonen vorzubeugen. Der Proton Synchroton bremste danach den Antiprotonenstrahl auf einen Strahlimpuls von $p_p = 600 \text{ GeV/c}$ ab und leitete

 $^{{}^{5}}$ Linear Accelerator

ihn in den LEAR⁶, wo durch Elektronenkühlung und stochastische Kühlung eine Impulsunschärfe von bis zu $\Delta p_{\rm p}/p_{\rm p} = 5 \cdot 10^{-4}$ eingestellt werden konnte. Nach Abbremsung bzw. Beschleunigung auf den gewünschten Impuls zwischen 60 MeV/c und 1,95 GeV/c wurde der Antiprotonenstrahl nun mit Raten bis zu $3 \cdot 10^5 \,\bar{\rm p}/{\rm s}$ zum Crystal Barrel-Experiment geleitet.

2.2 Detektor

⁶Low Energie Antiproton Ring

Der Crystal Barrel-Detektor ist in Abb. 2 dargestellt. Er deckte 95% des gesamten Raumwinkels ab und war aus mehreren Modulen aufgebaut. Im Zentrum des Detektors befand sich das Target, das entweder aus flüssigem Wasserstoff oder Deuterium bestand. Nach dem letzten technischen Stand des Experimentaufbaus wurde es von einem Silizium-Vertex-Detektor umgeben. Dieser bestand aus 15 Siliziumdioxid-Platten, die zylindrisch, fächerförmig um die Strahlachse angeordnet waren. Der Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugte in den Platten ein elektrisches Signal, das sehr schnell an die Elektronik weitergegeben wurde und die Aufgabe des Vertex-Detektors als Trigger bestimmte. Aufgrund seiner hohen Ortsauflösung in der r- ϕ -Ebene konnte er zudem den Annihilationspunkt (auch Vertex) genau bestimmen.





(1) Eisenjoch, (2) Magnetspule, (3) Kristallkalorimeter, (4) Jet-Driftkammer,

(5) Silizium-Vertexdetektor, (6) Target und (7) Eisenjoch mit Lichtpulser

Außen um den Silizium-Vertex-Detektor befand sich eine Jet-Driftkammer (kurz JDC⁷), die zum Nachweis der geladenen Teilchen im Magnetfeld, das von Magnetspulen erzeugt wurde, diente. Die Kammer war in mehrere Sektoren unterteilt, die mit einem Gasgemisch aus Kohlendioxid und Isobutan gefüllt waren. Passierende geladene Teilchen ionisierten das Gas, woraufhin die freien Elektronen im in den Sektoren bestehenden elektrischen Feld in Richtung von eingebauten Signaldrähten drifteten. Auf dem Weg lösten sie weitere Ionisationen aus und das so vom eintreffenden Elektronenschauer an den Signaldrähten erzeugte elektrische Signal wurde vom Detektor ausgelesen.

Zur Detektion von Photonen war die JDC von einem fassförmigen Kristallkalorimeter umgeben, das für den Namen des Crystal Barrel-Experimentes (engl. für *Kristallfass*) verantwortlich ist. Das Kalorimeter bestand aus mit Thallium dotierten Cäsiumjodid-Kristallen, in denen durchquerende Photonen Szintillationslicht erzeugten. Am äußersten Ende der Kristalle befanden sich Photodioden, die dieses Licht in elektrische Signale umwandelten und so Photonen mit Energien bis zu 2 GeV detektieren konnten.

2.3 Rekonstruktionssoftware

Um aus den verschiedenen Signalen im Detektor Teilchenspuren zu berechnen, wurde Rekonstruktionssoftware benötigt. Für die Nachbildung geladener Teilchenbahnen wurden so die Signale benachbarter Drähte in der JDC verglichen und auf ihren Ursprung zurückgeführt. Aus zusammengehörigen Signalen wurde anschließend die Teilchenspur helixförmig angepasst und aus der resultierenden Krümmung der Teilchenimpuls berechnet. Außerdem ließ sich durch Berechnung des spezifischen Energieverlustes dE/dx die Art des Teilchens identifizieren.

 $^{^7{\}rm Jet}$ Drift Chamber

3 Selektion der Daten

3.1 Vorstellung der Daten

In dieser Arbeit wird die Reaktion

 $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

untersucht. Das neutrale Pion zerfällt dabei gemäß $\pi^0 \to \gamma \gamma$ fast ausschließlich in zwei Photonen (98,8230 ± 0,034%) und wird aufgrund seiner kurzen mittleren Lebensdauer von $(8,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-17}$ s nur durch diese nachgewiesen [2].

Für die Analyse der Reaktion werden Rohdaten untersucht, die bei Strahlimpulsen von $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV/c}$ und $p_{\bar{p}} = 1940 \text{ MeV/c}$ aufgenommen worden sind. Die 1940 MeV/c - Daten stammen dabei aus der Strahlzeit September/Oktober 1995 und die des 900 MeV/c - Strahlimpulses von September 1996. Für die entsprechenden Strahlimpulse werden zudem Monte-Carlo-Ereignisse (MC) generiert und simuliert, um Rekonstruktionseffizienzen zu ermitteln und der Akzeptanz des Detektors Rechnung tragen zu können.

3.2 Vorselektion

In der Vorselektion werden auf die Rohdaten mehrere Schnitte angewandt, um Ereignisse auszusortieren, die offensichtlich dem Untergrund und somit nicht dem zu analysierenden Reaktionskanal angehören. Folgende Anforderungen an den Endzustand (EZ) bedingen die ersten Schnitte der Vorselektion:

- Genau zwei geladene Teilchen
- Je ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen
- Genau zwei Photonen
- Erhaltung des Gesamtimpulses ($\Delta p = |p_{\text{ges}} p_{\bar{p}}| < 500 \text{ MeV/c}$)

Zwei weitere Schnitte kommen aufgrund der Mindestanforderungen zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen in der JDC und der Forderung, dass diese Spuren aus einem gemeinsamen Ursprung stammen, zustande:

- Mindestens 6 Spurpunkte der geladenen Teilchen
- Z-Vertex innerhalb ± 8 cm [6]

Eine Mindestanzahl von Spurpunkten der geladenen Teilchen wird deshalb gefordert, da die Ortsinformationen der in der JDC detektierten Signale zu einer helixförmigen Bahn zusammengefasst werden. Erst ab jeweils sechs Signalen pro Teilchenspur liefert dies eindeutige Ergebnisse. Weiterhin wird der Z-Vertex abgefragt, um sicher zu stellen, dass die selektierten Ereignisse auf das Target als Annihilationsort zurückzuführen sind. Solche, deren Ursprung sich außerhalb des Targets befände, werden aussortiert.

Die Anwendung aller beschriebenen Schnitte verringert die Zahl der Ereignisse im Datensatz schon um mehr als eine Größenordnung (Statistik s. Tab. 5 in Abschnitt 3.4) und vermindert dabei den Untergrund deutlich (s. Abb. 5). Insbesondere für den nun folgenden rechenintensiven kinematischen Fit bedeutet dies eine erhebliche Verkürzung des Zeitaufwandes.

3.3 Kinematischer Fit

Der kinematische Fit (engl. für Anpassung) variiert die Messgrößen der einzelnen Teilchen unter Berücksichtigung ihrer Fehlergrenzen, sodass Randbedingungen erfüllt werden. Es werden hierbei der Polarwinkel θ und der Azimutwinkel φ des Auftreffortes der Photonen, die Quadratwurzel der Photonenenergie \sqrt{E} sowie die drei Parameter Ψ_0 , α und tan λ der geladenen Pionen betrachtet, die aus der Rekonstruktion geladener Teilchen mit der JDC herrühren. Dabei ist α die Krümmung der helixförmig angepassten Spur des geladenen Teilchens, Ψ_0 der Winkel zwischen x-Achse und der Tangente an die r- ϕ -Projektion der Helix im ersten Spurpunkt und λ der Neigungswinkel der Helix [3]. Alle Messgrößen weisen in guter Näherung normalverteilte Fehler auf.

Randbedingungen

Die Randbedingungen ergeben sich aus geforderter Energie- und Impulserhaltung sowie aus der Forderung nach bestimmten Zerfallsbäumen, den sogenannten Hypothesen. Die in dieser Arbeit für den kinematischen Fit gesetzten Hypothesen sind in Tab. 3 aufgeführt.

Nr.	Hypothese		
1	$\bar{\rm p}{\rm p} o \pi^+\pi^-\gamma\gamma$		
2	$\bar{\rm p}{\rm p} \to \pi^+\pi^-\pi^0$	mit	$\pi^0 \to \gamma\gamma$

Tab. 3: Verwendete Hypothesen für den kinematischen Fit

Beide Hypothesen verlangen Energieerhaltung der Reaktion sowie Impulserhaltung in allen drei Raumrichtungen. Zusätzlich fordert die zweite Hypothese die Randbedingung einer invarianten Masse der beiden Photonen, die gerade der Ruhemasse des π^0 entspricht:

$$m_{\pi^0}^2 = (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2 \tag{3}$$

Es ergeben sich demnach insgesamt fünf Randbedingungen für den kinematischen Fit. Erfüllen die Ereignisse auch nach dem Fit nicht eine bestimmte Anpassungsgüte für jede Randbedingung, so werden sie dem Untergrund zugeschrieben und verworfen.

Fehler der Messgrößen

Die absoluten Messfehler der kinematischen Größen sind vorab nur näherungsweise bekannt. Zur genauen Einstellung werden Skalierungsfaktoren vorgegeben, deren Qualität anhand der resultierenden Pullverteilungen der einzelnen Parameter abgeschätzt werden kann. Eine Pullverteilung ist ein Maß für die Abweichung des gemessenen Wertes vom angepassten Wert [9] und sollte bei korrekt abgeschätzten Messfehlern normalverteilt um den Mittelwert 0 mit Breite 1 sein.

Während des kinematischen Fits der Hypothesen wird zusätzlich auf Grundlage des χ^2 -Wertes und der Anzahl der Freiheitsgrade, die sich hier aus den Randbedingungen ergibt, das Konfidenzniveau (CL⁸) berechnet. Dieses stellt die Wahrscheinlichkeit dar, wie gut bzw. schlecht ein Ereignis tatsächlich die getestete Hypothese erfüllt. Bei korrekter Abschätzung der Skalierungen der Messfehler, sollte sich eine flache Konfidenzniveauverteilung ergeben.

In dieser Arbeit wurden die Fehlerskalierungen unter Berücksichtigung der dazugehörigen Pullverteilungen iterativ optimiert bis sie annähernd flach verteilte Konfidenzniveaus ergaben. Die Schrittweite der Iteration der Skalierungsfaktoren war dabei $\Delta = 0,05$. In Abbildung 3 und 4 sind die resultierenden Konfidenzniveau- und Pullverteilungen exemplarisch für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c dargestellt. Es ist gut erkennbar, dass sich für Werte oberhalb von CL $\approx 0,3$ eine flache Verteilung der Konfidenzniveaus einstellt. Auffällig ist dabei jedoch auch, dass die Pullverteilungen alle Breiten > 1 aufweisen. Dies ist auf noch nicht verworfene Untergrundereignisse zurückzuführen, die zugleich die nicht flach verteilten Konfidenzniveaus für niedrige CL-Werte bedingen [10]. Um diesen verbliebenen Untergrund bestmöglich auszusortieren, ohne dabei gleichzeitig viele geeignete Ereignisse zu verlieren, wird ein letzter Schnitt angewandt, der letzendlich nur die Daten zulässt, die beide Hypothesen mit Konfidenzniveaus größer als 0,1 erfüllen.

Die für den endgültigen Fit verwendeten Skalierungsfaktoren aller Datensätze sind in Tab. 4 aufgeführt.

 $^{^{8}\}mathbf{C}\mathrm{onfidence}\ \mathbf{L}\mathrm{evel}$



Abb. 3: Pullverteilungen der einzelnen Parameter exemplarisch für $p_{\rm \bar{p}}=900~{\rm MeV/c}$



Abb. 4: Konfidenz
niveauverteilungen der Hypothesen für $p_{\bar{\rm p}}=900~{\rm MeV/c}$ (a) Hypothese 1 und (b) Hypothese 2

$p_{\bar{\mathbf{p}}}[\text{MeV/c}]$	900	900(MC)	1940	1940(MC)
φ_{γ}	0,90	1,00	0,80	$1,\!85$
θ_{γ}	0,75	$1,\!15$	$0,\!85$	$0,\!80$
$\sqrt{E_{\gamma}}$	$1,\!05$	$0,\!90$	$1,\!40$	$1,\!20$
α_{π}	0,10	1,05	0,60	0,60
Ψ^0_π	$0,\!55$	$0,\!65$	$0,\!65$	$1,\!00$
$tan\lambda_{\pi}$	$1,\!85$	1,50	$1,\!95$	0,70

Tab. 4: Optimale Fehlerskalierungen der Messgrößen

3.4 Resultate der Selektionen

In Tabelle 5 sind die durch die beschriebenen Selektionsschritte resultierenden Ereigniszahlen der Daten und Monte-Carlo-Simulationen zusammengefasst. Für beide Strahlimpulse ist die Statistik (jeweils $> 200\ 000$ Ereignisse) auch nach den Schnitten noch hoch genug, um Untersuchungen mit aussagestarken Ergebnissen daran durchzuführen.

Die Rekonstruktionseffizienzen sind anhand der Monte-Carlo-Daten ersichtlich. Sie liegt für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV/c}$ bei etwa 18,5% und für $p_{\bar{p}} = 1940 \text{ MeV/c}$ bei etwa 9,5%. Es liegen für beide Strahlimpulse etwa 10 mal so viele rekonstruierte Monte-Carlo-Daten wie entsprechend rekonstruierte Experimentdaten vor. Dies ermöglicht eine gute Betrachtung des Einflusses der jeweiligen Detektorakzeptanz.

$p_{ar{ ext{p}}}[ext{MeV}/ ext{c}]$	900	900(MC)	1940	1940(MC)
Rohdaten	14.913.715	15.000.000	55.816.104	30.000.000
2 geladene Teilchen im EZ	10.067.279	10.149.328	32.564.048	17.759.092
2verschieden geladene Teilchen im EZ	8.685.688	9.022.703	24.997.168	14.659.035
2 Photonen im EZ	1.258.872	5.932.229	2.891.399	8.381.652
Impulserhaltung des EZ	1.096.920	5.637.745	1.323.031	6.196.152
> 6 Spurpunkte der Pionen	1.075.541	5.135.550	1.298.402	5.729.409
Z-Vertex innerhalb der Targets	1.051.642	5.124.131	1.290.216	5.721.014
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$ - Hypothese	391.129	3.499.813	522.677	3.943.295
$\bar{\rm p}{\rm p} ightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ - Hypothese	318.196	3.455.961	366.518	3.878.099
CL > 0,1 für beide Hypothesen	235.341	2.675.375	275.425	2.846.228

Tab. 5: Zusammenfassung aller Selektionsschnitte

Die Abbildung 5 zeigt die Entwicklung des impulsabhängigen Energieverlustes der geladenen Teilchen und des invarianten Massenspektrums des Photonenpaares im Laufe der Selektion der Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses. Es ist gut zu erkennen, dass die Vorselektion den Untergrundanteil schon stark vermindert hat. An den verschiedenen Bändern im dE/dx-Diagramm nach der Vorselektion ist jedoch deutlich zu erkennen, dass die Pionen noch nicht von anderen geladenen Teilchen wie Elektronen, Kaonen und Protonen getrennt wurden (s. Abb 5(c)). Im invarianten Massenspektrum des Photonenpaares (s. Abb. 5(d)) tritt zu dem Zeitpunkt neben der π^0 -Resonanz auch noch deutlich eine Erhöhung bei ~ 550 MeV/c² auf, die als Resonanz dem η -Meson zugeordnet werden kann.

Am Ende der gesamten Selektion sind die geladenen Pionen und das π^0 -Meson als Resonanz der zwei Photonen scheinbar gut vom Untergrund getrennt (s. Abb. 5(e) und 5(f)).





4 Ergebnisse

Die selektierten Daten werden nun mehreren Untersuchungen unterzogen, die zum Ziel haben, resonante Zwischenzustände zu identifizieren und auch Erkenntnisse über den zugrundeliegenden Produktionsmechanismus zu gewinnen. Um der Effizienz des CB-Detektors Rechnung zu tragen, wird der selektierte Datensatz zunächst einer Akzeptanzkorrektur unterzogen. Die folgenden Ergebnisse entstammen den Daten des Strahlimpulses $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV/c}$.

Akzeptanzkorrektur

Der Detektor des Crystal Barrel-Experimentes besitzt eine winkel- und impulsabhängige Effizienz, mit der Teilchen detektiert werden. Um den Einfluss dieses Faktors auf die Ergebnisse zu minimieren, wurden insbesondere alle winkelabhängigen Untersuchungen einer Akzeptanzkorrektur unterzogen. Dies umfasst neben allen Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen auch die sogenannten Dalitzplots, die die invarianten Massenquadrate verschiedener Teilchenpaare des Endzustandes gegeneinander auftragen.

Exemplarisch wird das Verfahren der Akzeptanzkorrektur in Abb. 6 einmal auf die Produktionswinkelverteilung $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ und auf den Dalitzplot des $\pi^+\pi^-$ und des $\pi^-\pi^0$ angewendet. Die Einträge der Plots der Experimentdaten (s. Abb. 6(a) und 6(b)) werden dazu durch die entsprechenden Einträge der Plots der simulierten Monte-Carlo-Daten, die die Akzeptanz des Detektors repräsentieren (s. Abb. 6(c) und 6(d)), dividiert. Dies ergibt die akzeptanzkorrigierte Produktionswinkelverteilung und den akzeptanzkorrigierten Dalitzplot jeweils mit Ereigniszahlen in relativen Größenordnungen (s. Abb. 6(e) und 6(f)).



Abb. 6: Verfahren der Akzeptanzkorrektur exemplarisch für eine Winkelverteilung (links) und einen Dalitzplot (rechts) (a)+(b) Rohdaten, (c)+(d) Akzeptanz des CB-Detektors und (e)+(f) akzeptanzkorrigierte Daten

4.1 Resonanzstrukturen

Auf der Suche nach Resonanzstrukturen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ werden die invarianten Massenspektren jeweils zweier Endzustandsteilchen und akzeptanzkorrigierten Dalitzplots betrachtet. Diese sind in Abb. 7 dargestellt.

In allen Histogrammen sind die Resonanzen des $\rho(770)$ -Mesons zu erkennen, sowohl ungeladen als auch mit positiver bzw. negativer Ladung. Deutlich erkennbar ist zudem das $f_2(1270)$ -Meson, das das invariante $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum dominiert und auch eindeutige Bänder in den Dalitzplots verursacht. Eine eher kleine Überhöhung im invarianten $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum bei ~ 1540 MeV/c² hinterlässt ebenfalls eine Struktur in den Dalitzplots. Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um das $f_0(1500)$ -Meson, dessen Zerfall in zwei Pionen schon mehrfach beobachtet wurde. Das invariante $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum lässt zudem eine Resonanz bei ~ 1000 MeV/c² vermuten. Eine entsprechende Struktur in den Dalitzplots bei ~ 1 GeV²/c⁴ ist zu erahnen, wird allerdings stark vom breiten $f_2(1270)$ -Band verdeckt. Ein wahrscheinlicher Kandidat für diese Resonanz ist das $f_0(980)$ -Meson, das dominant in zwei Pionen zerfällt [2].

Ein Vergleich der invarianten Massenspektren des $\pi^+\pi^0$ und des $\pi^-\pi^0$ -Teilchenpaares zeigt, dass die Spektren sich ähneln, jedoch der Peak des $\rho(770)^-$ bezüglich seines Seitenbandes höher ist als der der $\rho(770)^+$ -Resonanz. Außerdem besitzen die Bereiche zwischen 1000 MeV/c² und 1900 MeV/c² eine leicht unterschiedliche Struktur.

4.2 Untersuchung des $\pi^+\pi^-$ -Teilchenpaares

Im Folgenden wird das Teilchenpaar der beiden geladenen Pionen näher untersucht. Diese Arbeit wendet sich dafür vorwiegend dem Produktionswinkel $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ und seinem Einfluss aus die Kinematik des gesamten Annihilationsprozesses zu. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die $\rho(770)^0$ -Resonanz unter Betrachtung des Produktionswinkels $\theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0}$ und des polaren Zerfallswinkels $\theta_{\text{dec}}^{\rho(770)^0}$ gelegt.

Einfluss des Produktionswinkels $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$

Die Verteilung des Produktionswinkels $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ im Schwerpunktsystem der $\bar{p}p$ -Annihilation ist in Abb. 8 dargestellt. Es handelt sich dabei um eine annähernd symmetrische Verteilung, die Maxima bei $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \simeq 1$ bzw. $\simeq -1$ aufweist. Dies weist darauf hin, dass das geladene Pionen-Paar vorwiegend nur leicht geneigt zur Stoßebene der $\bar{p}p$ -Annihilation produziert wird.



Abb. 7: Dalitzplots und invariante Massenspektren der Daten des 900 MeV/c -Strahlimpulses

(a) Dalitzplot des $\pi^-\pi^0$ gegen $\pi^+\pi^-$, (b) Dalitzplot des $\pi^-\pi^0$ gegen $\pi^+\pi^0$, invariante Massenspektren von (c) $\pi^+\pi^-$, (d) $\pi^+\pi^0$ und (e) $\pi^-\pi^0$



Abb. 8: Produktionswinkel $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ für 900 MeV/c - Daten

Weiterhin soll der Einfluss dieses Winkels auf die Kinematik der gesamten Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ untersucht werden, indem für bestimmte Produktionswinkelbereiche Dalitzplots verglichen werden. Dafür werden für sehr kleine Winkelbereiche ($\Delta \cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-} = 0,1$) die Plots erzeugt und solche mit ähnlichen Strukturen zusammengefasst.

Die resultierenden produktionswinkelabhängigen Dalitzplots sind in Abb. 9 dargestellt. Es sind deutliche Veränderungen im Reaktionsmechanismus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ abhängig vom jeweiligen Produktionswinkel erkennbar (vgl. Abb 7(a)). So wird für den Produktionswinkel im Bereich bei $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \simeq -1$ (s. Abb. 9(a)) vorwiegend die $\rho(770)^-$ -Resonanz gebildet, im Bereich bei $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \simeq 1$ vorwiegend die $\rho(770)^+$ -Resonanz (s. Abb. 9(e)). Interessant ist dabei auch, dass die $\rho(770)^0$ -Resonanz hingegen nur auffällige Strukturen bei $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \simeq 0$ im Dalitzplot hinterlässt (s. Abb. 9 (b)-(d)).

Insbesondere für das $\rho(770)^0$ können zudem wage Aussagen über den Zerfallswinkel $\theta_{dec}^{\rho(770)^0}$, der der Häufigkeitsverteilung entlang des entsprechenden Bandes entspricht, getroffen werden. Deutlich wird, dass sich die Zerfallswinkelverteilung auch produktionswinkelabhängig verhält. Im Produktionswinkelbereich um $-0.3 \leq \cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \leq 0.1$ gibt es zum Beispiel offensichtlich eine Erhöhung für den mittleren Zerfallswinkelbereich (s. Abb 9(c)). Um genauere Informationen über die $\rho(770)^0$ -Resonanz zu erhalten, muss diese jedoch vorerst von den restlichen Signalen getrennt werden.

In den Abbildungen 9(c) und 9(d) ist nun auch eindeutig das Band der $f_0(980)$ -Resonanz hervorgehoben.



Abb. 9: Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-}$ für die Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses

Einfluss des Produktionswinkels $heta_{prod}^{\pi^+\pi^0}$ des $\pi^+\pi^0$ -Teilchenpaares

Analog zum Produktionswinkel $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ wird ergänzend der Einfluss des Produktionswinkels $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^0}$ auf die Kinematik der Gesamtreaktion untersucht. Die zusammengefassten Dalitzplots sind in Abb. 10 zu sehen.

In Abhängigkeit des geladenen Teilchenpaares $\pi^+\pi^0$ treten keine auffälligen Veränderungen der Resonanzstrukturen des neutralen Pionenpaares auf (vgl. Abb. 7(a)). Die geladenen $\rho(770)$ -Resonanzen sind hingegen stark betroffen. Im Produktionswinkelbereich um $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^0} \simeq 0$ wird vorwiegend das negative $\rho(770)^-$ -Meson gebildet, in den Bereichen $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^0} \simeq -1$ und $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^0} \simeq 1$ hingegen bevorzugt das positive $\rho(770)^+$.



Abb. 10: Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^0}$ für die Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses

4.3 Vergleich der unterschiedlichen Strahlimpulse

Die Dalitzplots und invarianten Massenspektren der 1940 MeV/c - Daten ähneln denen des 900 MeV/c - Strahlimpulses, weisen jedoch teilweise unterschiedliche Strukturen auf. Es sind analog zu den 900 MeV/c - Daten in allen Dalitzplots und invarianten Massenspektren die $\rho(770)$ -Mesonen zu erkennen. Zudem hinterlässt auch das $f_2(1270)$ wieder eindeutige Bänder in den Dalitzplots und eine starke Erhöhung im invarianten Massenspektrum des $\pi^+\pi^-$ -Teilchenpaares. Das $f_0(980)$ ist zu erahnen, die $f_0(1500)$ -Resonanz hinterlässt keine sichtbaren Strukturen.

Die 1940 MeV/c - Daten weisen zudem sehr unauffällige Bänder in den Dalitzplots bei $\sim 2.9 \,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$ auf, die sich in dem jeweils anderen Plot diagonal deutlicher hervorheben. Im invarianten Massenspektrum des $\pi^+\pi^-$ ist eine solche Resonanz nicht eindeutig erkennbar, die invarianten Massenspektren des $\pi^+\pi^0$ und des $\pi^-\pi^0$ weisen hingegen eine deutliche Überhöhung um $\sim 1700 \,\mathrm{MeV/c}^2$ auf. Wahrscheinlicher Kandidat für diese Resonanz ist das $\rho(1700)$ -Vektormeson, das neben dominanteren Teilchenkombinationen auch in zwei Pionen zerfällt [2].

Einfluss des Produktionswinkels $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$

Wie auch für die 900 MeV/c - Daten wurde der Einfluss des Produktionswinkels $\theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ auf die Kinematik der Reaktion bei $p_{\bar{p}} = 1940$ MeV/c untersucht. Die resultierenden Dalitzplots sind in Abb. 12 aufgeführt. Für Produktionswinkelbereiche oberhalb von $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-} \ge 0.7$ ist nicht genügend Statistik vorhanden, um eindeutige Strukturen im Dalitzplot zu erkennen und so qualitative Aussagen über die Kinematik treffen zu können.

Die $\rho(770)$ -Resonanzen verhalten sich in etwa so wie beim 900 MeV/c - Strahlimpuls, nur das $\rho(770)^0$ hinterlässt auffälligere Strukturen auch für Produktionswinkel $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-} \simeq -1$. Die Resonanz des $f_2(1270)$ ist besonders stark für $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-} \simeq 0$ (s. Abb. 12(c)) und auch das $f_0(980)$ ist vor allem in diesem Produktionswinkelbereich zu erahnen. Die Bänder des $\rho(1700)$ -Vektormesons sind vorwiegend in Abb. 12(b) ersichtlich (vgl. Abb. 11(a)).



Abb. 11: Dalitzplots und invariante Massenspektren der Daten des 1940 MeV/c - Strahlimpulses

(a) Dalitzplot des $\pi^-\pi^0$ gegen $\pi^+\pi^-$, (b) Dalitzplot des $\pi^-\pi^0$ gegen $\pi^+\pi^0$, invariante Massenspektren von (c) $\pi^+\pi^-$, (d) $\pi^+\pi^0$ und (e) $\pi^-\pi^0$



Abb. 12: Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos \theta_{\text{prod}}^{\pi^+\pi^-}$ für die Daten des 1940 MeV/c - Strahlimpulses

4.4 Untergrundbehandlung zur $\rho(770)^0$ -Isolation

Um die $\rho(770)^0$ -Resonanz aus den Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses zu isolieren, wird eine Verallgemeinerung der Seitenbandsubstraktion als Methode der Untergunderkennung verwendet [6]. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird diese Methode als *Williams-Methode* bezeichnet, nach M. Williams [11].

Methode zur Untergrunderkennung

Grundlage der Williams-Methode ist die Definition einer Metrik für den Phasenraum, der durch mehrere Parameter aufgespannt wird. Im Falle der angestrebten Isolation von $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ kann jeder beliebige Phasenraumpunkt durch den polaren Produktionswinkel $\cos \theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0}$ des $\rho(770)^0$ sowie durch den Azimutwinkel φ_{dec} und Polarwinkel θ_{dec} des $\rho(770)^0$ -Zerfalls im Helizitätssystem beschrieben werden. Für jedes Ereignis werden davon ausgehend die nnächsten Nachbarn im Phasenraum ausfindig gemacht und der Signal- bzw. Untergrundanteil anhand des entsprechenden invarianten $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrums ermittelt. Als Resultat wird jedem Ereignis ein sogenannter Q-Wert zugeschrieben, der die Wahrscheinlichkeit angibt, dass es sich dabei um ein Signalereignis handelt.

Für das sehr breite Signal des $\rho(770)^0$ -Mesons wird in dieser Arbeit die reine Breit-Wigner-Verteilung (4) mit Mittelwert M und Breite Γ , die die natürliche Breite des Signals beschreibt, verwendet. Der Einfluss der gaußverteilten Detektorauflösung ist für große Signalbreiten vernächlässigbar klein.

$$p(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E-M)^2 + \Gamma^2/4}$$
(4)

Die Williams-Methode wird auf ein Massenfenster von 500 MeV/ $c^2 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 950$ MeV/ c^2 mit linearem Fit des Untergrundes angewandt. Die Anzahl der gesuchten nächsten Nachbarn beträgt n = 200 und der Mittelwert des $\rho(770)^0$ -Signals sowie dessen natürliche Breite sind auf die Werte der PDG⁹ [2] fixiert:

Teilchen	Mittelwert $[MeV/c^2]$	Breite $[MeV/c^2]$	
$\rho(770)^{0}$	775,26	147,8	

Tab. 6: Mittelwert und Breite des Signals verwendet zur Untergrunderkennung

Resultat und Diskussion der ereignisbasierten Gewichtung

In Abbildung 13 sind die auf diese Weise resultierenden gewichteten Ereignisse dargestellt. Der Signalpeak entspricht einer erwarteten Breit-Wigner-Verteilung und der Untergrund besitzt

 $^{^9\}mathbf{P}article$ Data Group



Abb. 13: Gewichtung der Ereignisse nach der Untergrunderkennung

zudem einen relativ stetigen Verlauf mit nur leichten Unebenheiten. Das Gesamtspektrum wird somit sehr gut beschreiben.

Für die genaue Abschätzung der Güte der Anwendung der Williams-Methode auf die ρ^0 -Resonanz ist die Betrachtung des Zerfallswinkels $\theta_{dec}^{\rho(770)^0}$ des $\rho(770)^0$ maßgeblich. Die Verteilung des Zerfallswinkels $\cos \theta_{dec}^{\rho(770)^0}$ des ρ^0 entspricht in etwa der Häufigkeitsverteilung entlang des entsprechenden Bandes im Dalitzplot (s. Abb. 7(a)). Nach dem Abzug des gesamten Untergrundes wäre zu erwarten, dass die im Dalitzplot auffälligen Erhöhungen an den Schnittstellen



Abb. 14: Zerfallswinkelverteilung $\cos \theta_{\rm dec}^{\rho(770)^0}$ nach der Untergrunderkennung

mit dem horizontalen $\rho(770)^-$ -Band und dem diagonalen $\rho(770)^+$ -Band nicht mehr auftreten. In der tatsächlich resultierenden Zerfallswinkel-Verteilung (s. Abb. 14) nach Anwendung der Williams-Methode sind diese Schnittstellen jedoch noch immer deutliche Maxima. Die Williams-Methode war demnach nicht in der Lage, das Signal perfekt vom Untergrund zu trennen. Der Grund dafür sind auftretende Interferenzeffekte der $\rho(770)^+$ - und $\rho(770)^-$ -Resonanz, da mit der Williams-Methode lediglich der nicht-interferente Untergrund von falsch rekonstruierten Ereignissen aus anderen Endzustandsereignissen richtig erkannt werden kann.

4.5 Spindichtematrixelement ρ_{00}

Für die isolierte $\rho(770)^0$ -Resonanz wird nun der Zerfallswinkel $\cos \theta_{dec}^{\rho(770)^0}$ in Abhängigkeit des Produktionswinkels $\cos \theta_{prod}^{\rho(770)^0}$ untersucht. Aus der sich ergebenen Winkelverteilung des Zerfallswinkels kann die Spindichte der $\rho(770)^0$ -Resonanz ermittelt werden, denn für ein in zwei pseudoskalare Mesonen zerfallendes Vektormesons, wie $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$, gilt nach [8]:

$$W(\cos\theta_{\rm dec}) = \frac{3}{4} \left((1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta_{\rm dec} \right)$$
(5)

Der Parameter ρ_{00} ist ein Element der sogenannten Spin-Dichtematrix, die grundlegende Informationen über Spinausrichtung und -verteilung durch Helizitätsbetrachtung beinhaltet und auf diese Weise zum Verständnis des Produktionsprozesses des $\rho(770)^0$ beiträgt. ρ_{00} kann als Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, dass das $\rho(770)^0$ die Helizität 0 besitzt.

Um den Parameter ρ_{00} in Abhängigkeit des Produktionswinkels $\cos \theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0}$ zu erhalten, werden für kleine Produktionswinkelbereiche die entsprechenden Zerfallswinkelverteilungen geplottet und mit (5) gefittet. Für zwei zusammengefasste Teilbereiche ist dies in Abb. 15 exemplarisch dargestellt.



Abb. 15: Beispiele für die Bestimmung des Spin-Dichtematrixelementes ρ_{00}

Aufgrund der nicht vollständigen Untergrunderkennung der Williams-Methode wird nur in etwa der Bereich von $-0.5 \leq \cos \theta_{dec}^{\rho(770)^0} \leq 0.5$ als annähernd untergrundfrei betrachtet. Die Abhängigkeit des Zerfallswinkels vom Produktionswinkel wird sehr deutlich. In den Beispielen handelt es sich dabei um sogar entgegen gesetzt gekrümmte Verteilungen des Zerfallswinkels, die in sehr unterschiedlichen Werten der ρ_{00} -Parameter resultieren. Im Bereich $-0.8 \leq \cos \theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0} \leq -0.6$ ist $\rho_{00} = 0.971 \pm 0.004$ und somit besitzen die $\rho(770)^0$ -Mesonen fast vollständig die Helizität h = 0. Hingegen beträgt $\rho_{00} = 0.088 \pm 0.037$ im Produktionswinkelbereich $-0.4 \leq \cos \theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0} \leq 0.4$. Dies spricht wiederum fast ausschließlich für Teilchen mit der Helizität h = 1 oder h = -1 und nur wenige Helizität-0-Teilchen.



Abb. 16: Spindichtematrixelement ρ_{00} für das $\rho(770)^0$ -Vektormeson

Für kleine Produktionswinkelbereiche wurden wenn möglich jeweils die ρ_{00} -Parameter bestimmt und in Diagramm eingetragen. Maß für die Güte des Fits ist dabei der χ^2/ndf -Wert, der $\simeq 1$ angestrebt wird, um Winkelbereiche, die nicht mit der Gleichung (5) anfitbar sind, von vornherein auszuschließen. Im so erhaltenen Diagramm in Abb. 16 sind deutliche Tendenzen der Helizität-0-Wahrscheinlichkeiten der Reaktion $\rho(770)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ erkennbar. Der Wert des ρ_{00} erreicht ein Minimum um $\cos \theta_{\text{prod}}^{\rho(770)^0} \simeq 0$ und ist über den gesamten Produktionswinkelbereich annähernd symmetrisch verteilt. Die Auswirkungen der verbliebenen Untergrundereignisse können im Rahmen dieser Arbeit nicht genau abgeschätzt werden. Die teilweise sehr großen Fehler des ρ_{00} -Parameters sowie die nicht anfitbaren Produktionswinkelbereiche bestärken die Vermutung, dass der Einfluss des Untergrundes noch groß ist. Die Ergebnisse sollten deshalb nur unter Vorbehalt betrachtet werden.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ bei Strahlimpulsen $p_{\bar{p}} = 900$ MeV/c und $p_{\bar{p}} = 1940$ MeV/c untersucht. Die Daten dafür stammen aus dem Crystal Barrel-Experiment, das in den 1990er Jahren am CERN betrieben wurde. Zunächst wurden die Daten selektiert und auf Zwischenresonanzen untersucht. Anschließend wurde der Einfluss des polaren Produktionswinkels eines Teilchenpaars des Endzustands auf die Kinematik der gesamten Reaktion betrachtet. Dabei wurde eine Impuls- und starke Winkelabhängigkeit der auftretenden Zwischenresonanzen festgestellt.

Insbesondere wurde die Resonanz des $\rho(770)^0$ -Vektormesons näher untersucht, indem sie mittels einer erweiterten Methode der Seitenbandsubstraktion behandelt wurde, um Untergrunddaten bestmöglich zu entfernen. Wesentliches Ziel war hierbei die Bestimmung des Spin-Dichtematrixelements ρ_{00} durch Betrachtung des polaren Zerfallswinkels in Abhängigkeit des polaren Produktionswinkels. Aufgrund eines hohen verbliebenen Untergrundanteils sind jedoch nur Abschätzungen dieses Parameters möglich gewesen.

Zur genauen Untersuchung der Spin-Dichtematrix und des Produktionsprozesses des $\rho(770)^0$ -Vektormesons bedarf es einer weiterführenden Partialwellenanalyse, die sämtliche Interferenzeffekte des gesamten Reaktionskanals berücksichtigt, aber den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde.

Literatur

- [1] AMSLER, C.: Kern- und Teilchenphysik. 8. Auflage. ETH Zürich : vdf Hochschulverlag AG, 2007
- BERINGER, J. et al. (Particle Data Group): Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D* 86, 010001. 2012
- [3] DEGENER, T. F.: Analyse von Endzuständen der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 1999
- [4] PANDA COLLABORATION: Physics Performance Report for: PANDA. In: arXiv:0903.3905v1 [hep-ex] (2009)
- [5] POVH, B.; RITH, K.; SCHOLZ, C. et al.: *Teilchen und Kerne*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009
- [6] PYCHY, J.: Untersuchungen zur Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0$, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2012
- [7] ROTH, B.: Studium von Resonanzen in der Antiproton-Proton Annihilation, Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeit, 2008
- SCHILLING, K.; SEYBOTH, P.; WOLF, G.: On the Analysis of Vector-Meson Production by Polarized Photons. 1970. - S. 397-412
- STÖCK, H.: Analyse von Dreiteilchen Endzuständen in der Proton-Antiproton Annihilation, Ruhr-Universität Bochum, Dissertation, 1998
- [10] VÖLCKER, C.: Untersuchung von $\bar{K}K\pi$ -Endzuständen in Proton-Antiproton-Annihilationen, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 1997
- [11] WILLIAMS, M.: Measurement of Differential Cross Sections and Spin Density Matrix Elements along with a Partial Wave Analysis for $\gamma p \rightarrow p\omega$ unsing CLAS at Jefferson Lab. Carnegie Mellon University, Dissertation, 2007

Tabellenverzeichnis

1	Zusammensetzung und Ladung von Hadronen	2
2	Auswahl der Mesonenklassen	4
3	Verwendete Hypothesen für den kinematischen Fit	10
4	Optimale Fehlerskalierungen der Messgrößen	13
5	Zusammenfassung aller Selektionsschnitte	13
6	Mittelwert und Breite des Signals verwendet zur Untergrunderkennung	26

Abbildungsverzeichnis

1	Grundriss des CERN in den 1990er Jahren	6
2	Crystal Barrel-Detektor im Längs- und Querschnitt	7
3	Pullverteilungen der einzelnen Parameter exemplarisch für $p_{\rm \bar{p}}=900~{\rm MeV/c}~$.	12
4	Konfidenznive auverteilungen der Hypothesen für $p_{\rm \bar{p}}=900~{\rm MeV/c}$	12
5	Energieverlust dE/dx der geladenen Teilchen und invariantes Massenspektrum	
	des Photonenpaars	15
6	Verfahren der Akzeptanzkorrektur exemplarisch für eine Winkelverteilung und	
	einen Dalitzplot	17
7	Dalitz plots und invariante Massenspektren der Daten des 900 MeV/c - Strahl-	
	impulses	19
8	Produktionswinkel $\cos \theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-}$ für 900 MeV/c - Daten	20
9	Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos\theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-}$	
	für die Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses	21
10	Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos\theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^0}$ für	
	die Daten des 900 MeV/c - Strahlimpulses	22
11	Dalitz plots und invariante Massenspektren der Daten des 1940 MeV/c - Strahl-	
	impulses	24
12	Dalitzplots des $\pi^+\pi^-$ und $\pi^-\pi^0$ abhängig vom Produktionswinkel $\cos\theta_{\rm prod}^{\pi^+\pi^-}$	
	für die Daten des 1940 MeV/c - Strahlimpulses \hdots	25
13	Gewichtung der Ereignisse nach der Untergrunderkennung	27
14	Zerfallswinkelverteilung $\cos \theta_{ m dec}^{ ho(770)^0}$ nach der Untergrunderkennung	27
15	Beispiele für die Bestimmung des Spin-Dichtematrix elementes ρ_{00}	28
16	Spindichtematrix element ρ_{00} für das $\rho(770)^0$ -Vektormeson	29