
ANTIPROTON-PROTON ANNIHILATIONEN IN $\pi^+\pi^-\eta\pi^0$
ENDZUSTÄNDE

ANTIPROTON-PROTON ANNIHILATIONS INTO $\pi^+\pi^-\eta\pi^0$

MASTERARBEIT

im
Studiengang
„Master of Science“
im Fach Physik

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
der Ruhr-Universität Bochum

von
Sven Jasper
aus
Osnabrück

Bochum, Wintersemester 2014/2015

Abstract

This thesis deals with the reaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ at beam momenta at $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ and $p_{\bar{p}} = 1940 \text{ MeV}/c$ using data from the Crystal Barrel Experiment at LEAR. After selecting a pure sample of signal events by applying a kinematic fit and further background rejection methods, a partial wave analysis (PWA) has been performed with the data recorded at the beam momentum at $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$. The PWA was realized with the software package PAWIAN [9]. It yielded the following main contributions to the reaction:

- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$ (40,6%)
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$ (27,3%)
- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix}^0 + (\pi\pi)_S\text{-Wave} \rightarrow (\pi^0\eta)(\pi^+\pi^-)$ (17,1%)
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ (11,4%)
- Other (8%)

Additionally the spin density matrix of the ω meson for the reaction $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ was determined. The elements of the spin density matrix are highly dependent on the ω production angle. An alignment and fluctuations as strong as found in similar reactions with a π^0 recoil particle [28] [23] couldn't be confirmed. Instead a value of 31% averaged over the production angles for the ρ_{00} element is obtained here.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundbegriffe	3
2.1	Standardmodell	3
2.2	Quantenelektrodynamik	4
2.3	Quantenchromodynamik	5
2.4	Mesonenspektroskopie	6
2.5	Suche nach exotischen Teilchen	9
2.6	Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment	9
2.6.1	Der Detektor	10
3	Crystal Barrel-Experiment	13
3.1	Beschleunigeranlage und Antiprotonenstrahlerzeugung	13
3.2	Der Detektor	14
3.2.1	Targetzelle	15
3.2.2	Silizium-Vertex-Detektor	15
3.2.3	Antiprotonen-Austritts-Zähler	16
3.2.4	Jet-Driftkammer	16
3.2.5	Elektromagnetisches Kalorimeter	17
4	Datenselektion	19
4.1	Rekonstruktion	20
4.1.1	Geladene Teilchen	20
4.1.2	Neutrale Teilchen (Photonen)	21
4.2	Vorselektion	22
4.3	Kinematische Anpassung	22
4.4	Untersuchung der Messfehler	23
4.5	Vollständige kinematische Anpassung	26
4.6	Betrachtung des Untergrundes	26
4.6.1	Monte Carlo-Simulationen	27
4.6.2	Kombinatorischer Untergrund	28
4.7	Zusammenfassung der Datenselektion	29
4.8	Invariante Massenspektren	30
4.8.1	Zweiteilchensysteme	30
4.8.2	Dreiteilchensysteme	33
5	Formalismus der Partialwellenanalyse	35
5.1	Isobar-Modell	35
5.1.1	Prozess der Proton-Antiproton-Annihilation	35
5.2	Helizitätsformalismus	36

5.3	Dynamik und Linienformen	38
5.3.1	Breit-Wigner-Parametrisierung	38
5.3.2	Voigt-Parametrisierung	39
5.3.3	$(\pi\pi)_S$ -Wellen-Parametrisierung und K-Matrix-Parametrisierung	39
5.4	Die Software	40
5.4.1	PAWIAN	40
5.4.2	Anpassung der Daten	41
5.4.3	Kriterien und Vorgehensweisen zur Wahl der Hypothesen	41
5.5	Dichtematrix	43
5.5.1	Spin-Dichtematrix des ω - Mesons	43
6	Ergebnisse der Partialwellenanalyse	45
6.1	Wahl der besten Hypothese	45
6.2	Ergebnisse mit der finalen Hypothese	50
6.2.1	Spektren der invarianten Massen	50
6.2.2	Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen	53
6.3	Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta$	55
6.3.1	Winkelverteilungen	55
6.3.2	Spin-Dichtematrix des ω -Mesons	57
7	Zusammenfassung und Fazit	61
A	Spektren der invarianten Massen für den Strahlimpuls 900 MeV/c	65
B	Pullverteilungen für den Strahlimpuls 1940 MeV/c	67
C	Spektren der invarianten Massen für den Strahlimpuls 1940 MeV/c	69
	Danksagung	75

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmandiagramme elektrom. WW.	5
2.2	Confinement	6
2.3	Feynmandiagramm starke WW.	6
2.4	Nonett der leichten pseudoskalaren Mesonen	7
2.5	Spektrum der leichten Mesonen	8
2.6	FAIR-Anlage	10
2.7	PANDA-Detektor	11
3.1	Beschleunigeranlage am CERN	14
3.2	Crystal Barrel-Detektor	14
3.3	Silizium-Vertex-Detektor	15
3.4	Jet-Driftkammer	16
3.5	Elektromagnetisches Kalorimeter	17
4.1	Pullverteilungen der Photonen (Strahlimpuls=900 MeV/c)	25
4.2	Pullverteilungen der positiv geladenen Pionen (Strahlimpuls=900 MeV/c)	25
4.3	Pullverteilungen der negativ geladenen Pionen (Strahlimpuls=900 MeV/c)	25
4.4	Konfidenzniveauverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=900 MeV/c)	26
4.5	Die invariante $\pi^0\eta$ -Masse ohne Untergrundbehandlung (Strahlimpuls=900 MeV/c)	27
4.6	Die invariante $\gamma\gamma$ - Masse aus der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ mit Schnitten nach Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6.	29
4.7	Invariante $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	30
4.8	Invariante $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	31
4.9	Invariante $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	31
4.10	Invariante $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	32
4.11	Goldhaberdiagramme (Strahlimpulse=900 MeV/c)	33
4.12	Invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	33
4.13	Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	34
4.14	Invariante $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	34
5.1	Schema von sequentiellen Zweikörperzerfällen.	36
6.1	Das Spektrum der invarianten $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	50
6.2	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	51
6.3	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	51
6.4	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	52
6.5	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	52
6.6	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	53
6.7	Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c)	53

6.8	Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten	54
6.9	Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten	55
6.10	Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten	55
6.11	Akzeptanzkorrigierter Produktionswinkel des ω -Mesons für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta$	56
6.12	Akzeptanzkorrigierter Zerfallswinkel des ω -Mesons für die Reaktion $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	57
6.13	Die Größe λ	57
6.14	Der Parameter ρ_{00} der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω -Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$	58
6.15	Der Parameter $\Re\rho_{1-1}$ der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω - Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$	58
6.16	Der Parameter $\Re\rho_{10}$ der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω -Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$	59
A.1	Invariante $\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	65
A.2	Invariante $\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	65
A.3	Die invariante $\pi^+\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^-\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpuls=900 MeV/c).	66
A.4	Invariante $\pi^-\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).	66
B.1	Pullverteilungen der Photonen (Strahlimpuls=1940 MeV/c)	67
B.2	Pullverteilungen der positiv geladenen Pionen (Strahlimpuls=1940 MeV/c) . .	67
B.3	Pullverteilungen der negativ geladenen Pionen (Strahlimpuls=1940 MeV/c) .	68
B.4	Konfidenzniveauverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=1940 MeV/c)	68
C.1	Invariante $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	69
C.2	Invariante $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	69
C.3	Invariante $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	70
C.4	Invariante $\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	70
C.5	Invariante $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	70
C.6	Invariante $\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	71
C.7	Goldhaberdiagramme (Strahlimpuls=1940 MeV/c)	71
C.8	Die invariante $\pi^+\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^-\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	72
C.9	Invariante $\pi^-\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	72
C.10	Invariante $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	72
C.11	Invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	73
C.12	Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Quarks und Leptonen	3
2.2	Eichbosonen	4
2.3	Mesonenklassifikation	7
4.1	Details zu den Endzustandsteilchen	19
4.2	Schwellenenergien die überwunden werden müssen, damit ein PED rekonstruiert wird	21
4.3	Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c.	24
4.4	Die Skalierungsfaktoren für die Monte Carlo simulierten Ereignisse nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c.	27
4.5	Selektionskriterien für die Konfidenzniveaus der Signal- und Untergrundhypothesen.	28
4.6	Erweiterte Selektionskriterien für die Signalthypothesen	28
4.7	Zusammenfassung aller selektierten Ereignisse für den Kanal $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ für die Strahlimpulse von 900 MeV/c und 1940 MeV/c.	29
4.8	Anzahl der übrig gebliebenen Ereignisse aus den Monte Carlo-Simulationsdaten nach den angewandten Schnitten aus Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6 für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}}=900$ MeV/c	30
6.1	Übersicht der untersuchten Kanäle und deren Zerfälle	46
6.2	Untersuchte Zwischenresonanzen	47
6.3	Fitgüte aller betrachteten Resonanzen (6000 Ereignisse)	47
6.4	Fitgüte ausgewählter Resonanzen (15000 Ereignisse)	48
6.5	Fitgüte ausgewählter Resonanzen mit dem vollen Datensatz	49
6.6	Fitgüte der finalen Hypothese	50
6.7	Die relativen Intensitäten aller Resonanzen aus der finalen Hypothese.	54
B.1	Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c.	68

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Masterarbeit wurde am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum angefertigt. Ein großer Aspekt, der in dieser Arbeit behandelt wird, ist die Partialwellenanalyse (PWA) der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ im Flug. Die Daten hierfür sind mit dem Crystal Barrel-Experiment aufgezeichnet worden, welches von 1989 bis 1996 durchgeführt wurde. Die PWA stellt ein ideales Mittel zur Identifizierung von beteiligten Hadronen und zum Bestimmen ihrer Eigenschaften dar. Darüber hinaus liefert sie ein Verständnis über Streu- und Annihilationsprozesse. Neben der eigentlichen Untersuchung des Kanals, soll diese Arbeit auch dazu dienen, die PWA-Software im Hinblick auf das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment zu testen und zu verbessern.

Der Kanal bietet viele Erkenntnismöglichkeiten über die Produktion von angeregten η -Zuständen, die nach $\pi^+\pi^-\eta$ zerfallen. Zu diesen angeregten Zuständen gehören beispielsweise das $\eta(1405)$, das $\eta(1475)$ oder auch das $\eta(1295)$, dessen Existenz noch nicht zweifelsfrei bewiesen ist. Falls das $\eta(1295)$ existiert, würde dies zu einer Überbestimmtheit der Zustände führen und auf exotische Teilchen hinweisen. Ein möglicher Exot wäre auch das $\eta_2(1870)$ [7]. Wegen der verschiedenen Endzustandsteilchen ist aber auch die Produktion vieler anderer Resonanzen möglich und interessant zu untersuchen. Aufgrund der Kombinationen aus π^+ , π^- und π^0 -Mesonen im Endzustand ist zu erwarten, dass die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ beteiligt ist. Daher ist ein weiterer interessanter Aspekt die detaillierte Untersuchung der Produktion des ω -Mesons zusammen mit dem η . Unter diesem Gesichtspunkt ist die Spin-Dichtematrix des ω von entscheidender Bedeutung, da sie Informationen über den Produktionsprozess enthält. Die Spin-Dichtematrix des ω wurde bereits bei ähnlichen Kanälen in vorangegangenen Arbeiten untersucht [28] [23] [30]. Somit ist ein Vergleich möglich. Die hier zu gewinnenden Erkenntnisse können wichtige Beiträge zum besserem Verständnis des $\bar{p}p$ -Annihilationsprozesses im Flug liefern und auch hilfreich für die Datenanalyse des zukünftigen $\bar{\text{PANDA}}$ -Experimentes sein. Zunächst wird im zweiten Kapitel eine kurze Einführung in die Grundbegriffe und Grundlagen der Teilchenphysik gegeben. Es werden die Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen vorgestellt. Im Zusammenhang mit der Mesonenspektroskopie und der Suche nach exotischen Teilchen wird außerdem auch das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment kurz vorgestellt. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit dem Crystal Barrel Experiment, welches die Daten für diese Untersuchung aufnahm. Es gibt vor allem ein Überblick über den Aufbau des Experimentes und die Funktionsweise der Detektoren wird erläutert. Die Auswertung der Daten wird in Kapitel vier beschrieben. Dabei wird die Vorgehensweise zur Rekonstruktion des zu analysierenden Endzustandes vorgestellt. Nach einer Untergrunduntersuchung werden die ersten Hauptbeiträge für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ identifiziert. Bevor mit diesen selektierten Daten die Ergebnisse der PWA im sechsten Kapitel vorgestellt werden, wird in Kapitel fünf eine Übersicht zur Theorie der PWA gegeben. Dort stehen insbesondere der Helizitätsformalismus und die Beschreibung der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fokus, sowie eine kurze Beschreibung der benutzten PWA-Software. Ebenso wird gezeigt, wie die Spin-Dichtematrix des ω -Mesons

bestimmt wird. Die Ergebnisse im sechsten Kapitel umfassen die Identifizierung weiterer Resonanzen, sowie das Aufstellen einer Hypothese, die den Kanal am besten beschreibt. Die Güte dieser Beschreibung wurde über die Anpassung der Monte Carlo-Daten an die Ereignisdaten ermittelt. Des Weiteren werden die Zerfalls- und Produktionswinkelverteilungen des ω gezeigt. Anhand der Zerfallswinkelverteilung (in Abhängigkeit vom Produktionswinkel) kann das Spin-Dichtematrix Element ρ_{00} berechnet werden, welches mit dem ρ_{00} verglichen wird, welches aus den ermittelten Helizitätsamplituden gewonnen wurde. Kapitel sieben fasst noch einmal alle wichtigen Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen.

Kapitel 2

Grundbegriffe

2.1 Standardmodell

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden alle Elementarteilchen klassifiziert und auch deren Wechselwirkungen beschrieben. Die Materiebausteine bestehen aus sechs Quarks und sechs Leptonen. Da sie einen Spin von $1/2$ besitzen, fallen sie auch unter die Gruppe der Fermionen. Zusätzlich gibt es Elementarteilchen mit ganzzahligem Spin, die Eichbosonen heißen. Eine Übersicht über die Quarks und Leptonen, die auch die Antiteilchen miteinschließt, findet sich in Tabelle 2.1. Quarks und Leptonen der zweiten und dritten Generation sind instabil und zerfallen in die jeweiligen Teilchengruppen der ersten Generation, aus denen unsere Materie zum größten Teil besteht. Drei zusammengesetzte Quarks (qqq) bilden ein Baryon, zum Beispiel das Neutron (udd). Ein Quark-Antiquarkpaar ($q\bar{q}$) wird als Meson bezeichnet. Baryonen und Mesonen werden unter dem Oberbegriff Hadronen zusammengefasst. Die Leptonen und Quarks wechselwirken untereinander. Zur Vermittlung der Wechselwirkung werden Austauschteilchen ausgesendet, diese sind die Eichbosonen. Das bekannteste Austauschteilchen ist das Photon, welches die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt. Für die schwache Wechselwirkung sind die Vermittler die $W^\pm$ - und die Z^0 - Bosonen. Die Austauschbosonen der kurzreichweitigen starken Wechselwirkung sind acht Gluonen. Sie findet unter Quarks und unter ihnen selbst statt. Die Gravitation, die auf atomarer Ebene vernachlässigbar gering ist und daher keine Berücksichtigung im Standardmodell findet, wird durch das hypothetische Graviton vermittelt. Diese vier Wechselwirkungen werden auch fundamentale Wechselwirkungen genannt und sind von entscheidender Bedeutung für die heutige Physik. Eine Übersicht und weitere Details sind in Tabelle 2.2 gegeben.

Quarks	Generation	Symbol	Ladung in e	Masse in MeV/c ²
up, Antiup	1	u, $\bar{u}$	+2/3, -2/3	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
down, Antidown	1	d, $\bar{d}$	-1/3, +1/3	$4,8^{+0,7}_{-0,5}$
strange, Antistrange	2	s, $\bar{s}$	-1/3, +1/3	95 ± 5
charm, Anticharm	2	c, $\bar{c}$	+2/3, -2/3	1275 ± 25
bottom, Antibottom	3	b, $\bar{b}$	-1/3, +1/3	4180 ± 30
top, Antitop	3	t, $\bar{t}$	+2/3, -2/3	173500 ± 800
Leptonen				
Elektron, Positron	1	e^-, e^+	-1, +1	0,511
E.-Neutrino, Antie.-Neutrino	1	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
Myon	2	μ^-, μ^+	-1, +1	105,66
Myon-Neutrino	2	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	$< 0,19$
Tauon	3	τ^-, τ^+	-1, +1	1776,84
Tauon-Neutrino	3	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	$< 18,2$

Tabelle 2.1: Quarks und Leptonen [15].

Eichboson	Wechselwirkung	Masse	Reichweite
Photon γ	em. WW zwischen geladenen Teilchen	0	∞
8 Gluonen g	starke WW zwischen Quarks	0	10^{-15} m
$W^\pm$ / Z^0 Boson	schwache WW zwischen Leptonen und Quarks	80,39/91,2 GeV/ c^2	10^{-18} m
Graviton	gravitative WW zwischen massebehafteten Teilchen	0	∞

Tabelle 2.2: Eichbosonen [15].

2.2 Quantenelektrodynamik

Das Standardmodell macht sich (Quanten-)Feldtheorien zunutze, um darüber die Wirkung der Kraft auf ein Teilchen zu beschreiben. Die Quantenelektrodynamik (QED) beschränkt sich auf Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung, kann aber auch um die schwache Wechselwirkung erweitert werden und zu einer elektroschwachen Theorie vereinheitlicht werden. Zur Veranschaulichung und Berechnung von Prozessen der verschiedenen Wechselwirkungen eignen sich Feynman-Diagramme. Feynman hatte als erster eine Kraft quantenfeldtheoretisch beschrieben. Von zentraler Bedeutung sind dort die Vertizes der Wechselwirkung. Für die QED beschreibt so ein Vertex die Kopplung von Photonen an geladenen Teilchen. Die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses wird durch die beitragenden Vertices bestimmt und sind proportional zur Feinstrukturkonstante α , wobei näherungsweise gilt, dass $\alpha = \frac{1}{137} = \frac{e^2}{2\epsilon_0\hbar c}$. Einige beispielhafte Feynman-Diagramme für Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Zeitachse zeigt dort nach oben und die Raumachse nach rechts. Links ist die elastische Streuung eines Elektrons an einem Positron gezeigt. In der mittleren Grafik findet eine Elektron-Positron Annihilation statt, aus der das resultierende Photon in ein μ^+ und ein μ^- zerfällt. Die rechte Grafik stellt noch einmal den gleichen Prozess dar, nur dieses Mal geht das virtuelle Photon durch Vakuumpolarisation kurzzeitig in ein e^+e^- Zustand über. Dass der Prozess in dieser Form zustande kommt, ist wesentlich unwahrscheinlicher, da mehr beitragende Vertices in die Reaktion miteingehen.

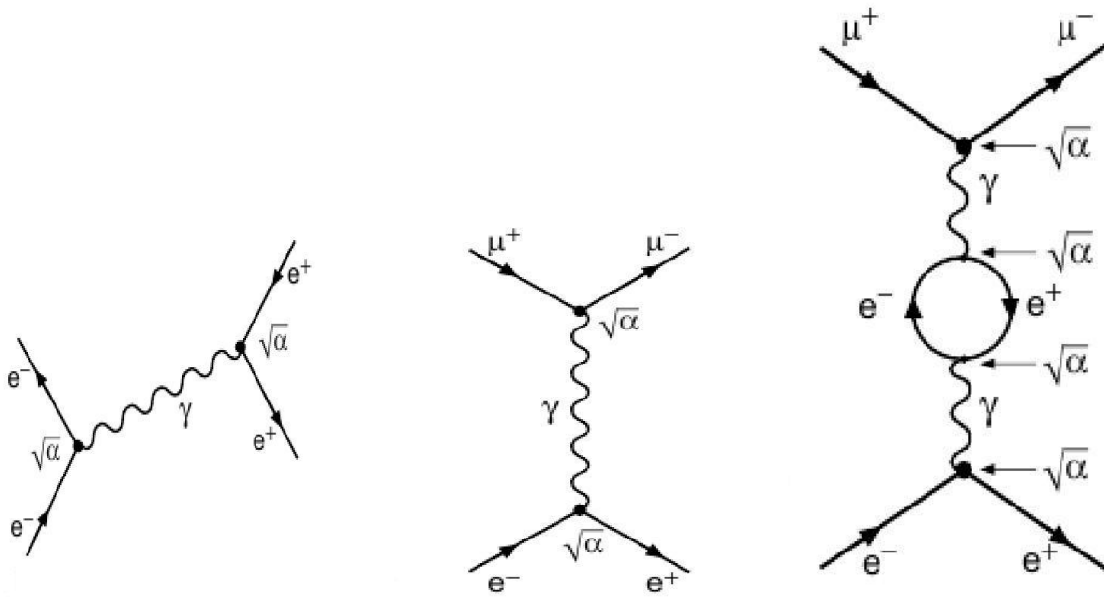


Abbildung 2.1: Feynmandiagramme für die elektromagnetische Wechselwirkung [27]. Links: e^+e^- -Streuung, mitte und rechts: e^+e^- Annihilation.

2.3 Quantenchromodynamik

Die Idee von Feynman lässt sich auch für die starke Wechselwirkung anwenden, allerdings koppeln die Austauschteilchen (Gluonen) nicht an elektrische Ladungen, sondern an die Farbladungen, was zum Namen der Quantenchromodynamik (QCD) führte. Analog zur additiven Farbtheorie gibt es die drei Farben rot, grün und blau (zuzüglich ihrer Antifarben). Die Farbladung ist eine Erhaltungsgröße wie die elektrische Ladung, allerdings lassen sich in der Natur nur farbneutrale (weiße) Zustände beobachten. Ein wichtiger Unterschied zu den anderen Eichbosonen ist, dass das Gluon selbst Farbladung trägt und sie mit den Quarks austauscht (jedoch wird trotz Farbaustausches die Farbneutralität des Hadrons gewährleistet, indem gleichzeitig ein kompensierender Prozess über die zweite Farbladung des Gluons stattfindet). Das Tragen von eigener Farbladung ermöglicht eine Wechselwirkung der Gluonen untereinander. Dieser Fakt macht es unmöglich, Quarks einzeln zu beobachten, da bei einem Auseinanderziehen der Quarks es zu sogenannten Antishielding-Prozessen kommt und sich somit das Potential und die Anziehungskraft zwischen ihnen erhöhen. Bei ausreichender Zuführung von Energie hierbei wird stattdessen ein neues Quark-Antiquark Paar gebildet (vgl. Abbildung 2.2). Dies lässt sich unter dem Begriff *confinement* zusammenfassen: Es gibt nur farbneutrale Zustände und keine freien Quarks und Gluonen.

In Abbildung 2.3 ist noch ein Feynman Diagramm zur starken Wechselwirkung einzusehen. Dort ist als relativ simpler Prozess die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark dargestellt.

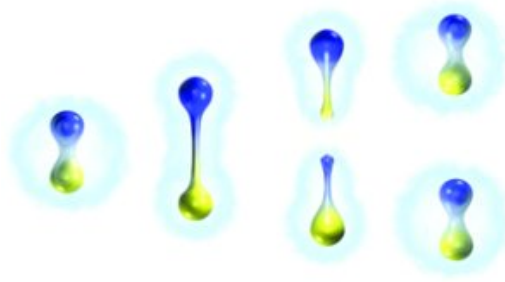


Abbildung 2.2: Beim Versuch der Trennung von Quarks entsteht ein neues Quark-Antiquarkpaar (*confinement*) [24].

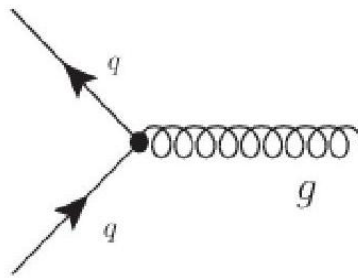


Abbildung 2.3: Feynmandiagramm zu einem fundamentalen Vertex der starken Wechselwirkung (Abstrahlung eines Gluons) [28].

2.4 Mesonenspektroskopie

Ziel der Mesonenspektroskopie ist es, eine vollständige Angabe zu allen relevanten teilchenphysikalischen Eigenschaften (Masse, Breite, Bahndrehimpuls L , Spin S , Isospin I , Parität P , Ladungs-Parität C , G-Parität G , elektrische Ladung Q bzw. dritte Komponente des Isospins I_3 , Zerfallsmoden und Verzweigungsverhältnisse) der Hadronen mit ganzzahligem Spin zu machen.

Der relative Bahndrehimpuls der Quarks zueinander kann mit dem Gesamtspin des Systems zu einem Gesamtbahndrehimpuls J vektoriell addiert werden:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (2.1)$$

Allerdings sind die möglichen Werte für J durch die Dreiecksungleichung $|L - S| \leq J \leq |L + S|$ eingeschränkt. Eine Kombination zweier Fermionen kann nur zu dem Gesamtspin $S = 1$ oder $S = 0$ führen, was also die erste Klassifizierung für die Mesonen ermöglicht. Weiterhin gilt für die Parität eines Mesons:

$$P(q\bar{q}) = P(q) \cdot P(\bar{q}) \cdot (-1)^L = +1 \cdot (-1) \cdot (-1)^L = (-1)^{L+1}. \quad (2.2)$$

Zusätzlich wird auch die C-Parität $C(q\bar{q}) = (-1)^{L+S}$ mit berücksichtigt, so dass Mesonen nun mit gleichen J^{PC} gruppiert werden können. Mesonen mit $J^{PC} = 0^{-+}$ heißen zum Beispiel pseudoskalare Mesonen. In Tabelle 2.3 ist eine kleine Übersicht zu verschiedenen Mesonentypen in Abhängigkeit ihrer Quantenzahlen J^{PC} , S und L zu sehen. Es ist darauf zu achten, dass laut den obigen Gleichungen Zustände mit $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$ eigentlich

Name	J^{PC}	S	L
pseudoskalare Mesonen	0^{-+}	0	0
Vektor-Mesonen	1^{--}	1	0
Skalar-Mesonen	0^{++}	1	1
Pseudovektor-Mesonen	1^{+-}	0	1
Tensor-Mesonen	2^{++}	1	1

Tabelle 2.3: Mesonen klassifiziert nach den Quantenzahlen J^{PC} , S , L .

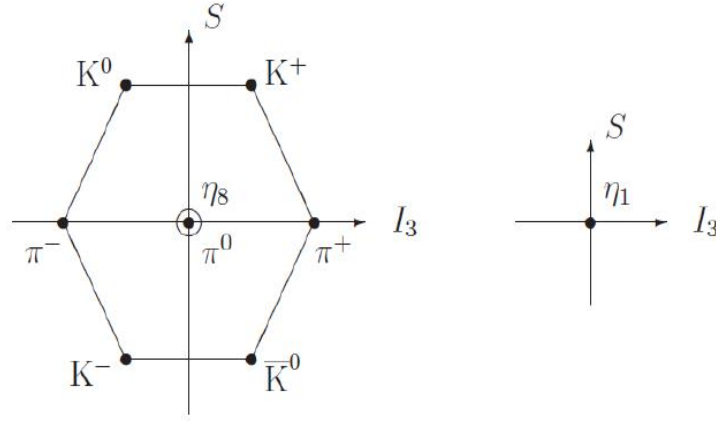


Abbildung 2.4: Das Nonett der leichten pseudoskalaren Mesonen, zusammengefasst aus dem Oktett (links) und dem Singulett (rechts). Hier steht I_3 für die dritte Komponente des Isospins und S für die Strangeness [4].

nicht erlaubt sind. Falls sie auftreten, wird von exotischen Teilchen gesprochen. Weiterhin wird zwischen leichten und schweren Mesonen unterschieden. Die leichten Mesonen bestehen aus up-, down- und strange-Quarks (zuzüglich ihrer Antiteilchen), während die schweren Mesonen charm- oder bottom-Quarks beinhalten. Mit den leichten Mesonen gehen die wichtigen Eigenschaften der dritten Komponente des Isospins I_3 und die Strangeness S einher, was nun zu einer vollständigen Klassifizierung führt. Insgesamt lassen sie sich auch in eine Symmetriegruppe $SU(3)_{flavour}$ einordnen, die ein Oktett und ein Singulett ergibt und zu einem Nonett zusammengefasst werden. Dieses kann für leichte pseudoskalare Mesonen in Abbildung 2.4 eingesehen werden. Das η_1 und das η_8 aus dieser Abbildung ergeben als Linearkombination den physikalischen Massenzustand des in dieser Arbeit untersuchten η -Mesons (auch des η' -Mesons) über folgende Relation:

$$\begin{pmatrix} \cos \Theta_P & -\sin \Theta_P \\ \sin \Theta_P & \cos \Theta_P \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Bei Θ_P handelt es sich um den Mischungswinkel, der zum Beispiel in [14] zu $-14,1(2,8)^\circ$ bestimmt wurde.

Weitere Nonetts für leichte Mesonen sind in Abbildung 2.5 zu begutachten.

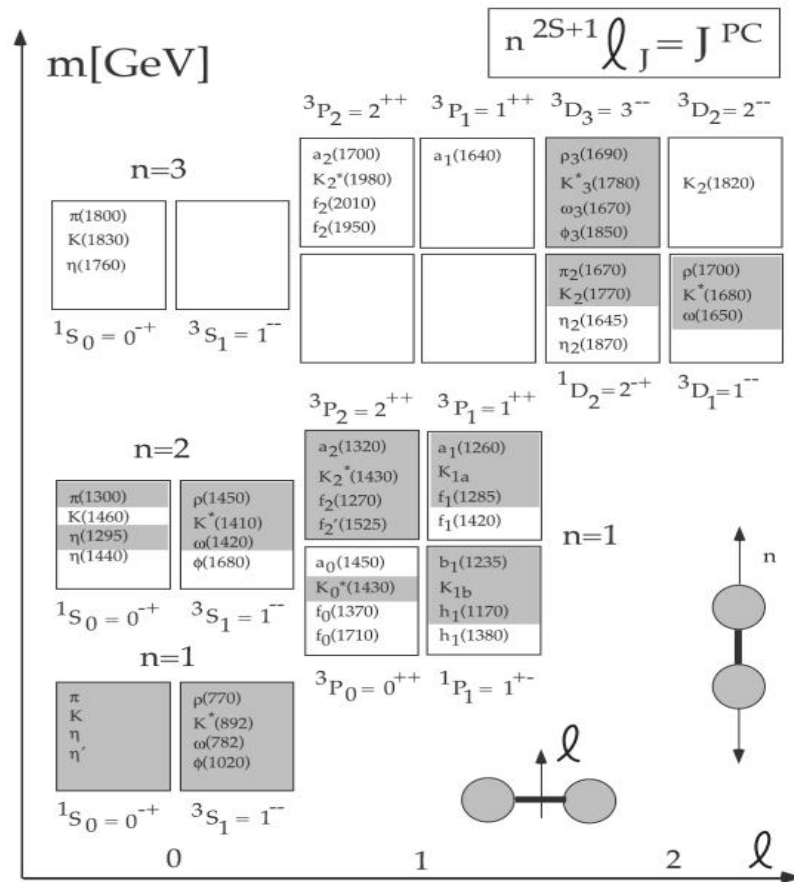


Abbildung 2.5: Eine Übersicht über die Nonetts leichter (u-, d-, s-Quarks) Mesonen. Die grau hinterlegten Mesonen sind bestätigt und vermessen worden [2].

2.5 Suche nach exotischen Teilchen

Abseits von Mesonen und Baryonen werden noch andere Hadronen gesucht, die exotische Teilchen genannt werden. Diese werden durch die QCD vorausgesagt, sind jedoch experimentell noch nicht vollständig bestätigt. Aus diesem Grund gibt es mehrere Theorien, wie solche Gebilde aussehen könnten:

- *Gluebälle*: Eine Zusammensetzung aus Gluonen, zum Beispiel (gg) , (ggg) , ...
- *Hybride*: Eine Mischung aus Quarks und konstituierenden Gluonen, zum Beispiel $(q\bar{q}g)$, $(q\bar{q}gg)$, ...
- *Tetraquarks*: Bestehen aus zwei Quarks und zwei Antiquarks $(qq\bar{q}\bar{q})$.
- *Pentaquarks*: Bestehen aus vier Quarks und einem Antiquark $(qqqq\bar{q})$.

Aufgrund der Veränderung der Freiheitsgrade können diese Zustände exotische Quantenzahlen (siehe Abschnitt Mesonenspektroskopie) annehmen. Auf ihre Existenz gibt es mittlerweile genügend Hinweise, sodass Exoten wie das $\pi(1400)$ mit $J^{PC} = 1^{-+}$ auch bereits im PDG gelistet sind. Allerdings sind natürlich auch die erlaubten Quantenzahlen bei Exoten möglich, was dann eine Unterscheidung zu normalen Mesonen und Baryonen sehr schwer macht.

Eine weitere Aufschlüsselung dieser Teilchen soll das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment liefern, welches im nächsten Abschnitt kurz beschrieben wird.

2.6 Das $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment

Beim $\overline{\text{PANDA}}$ ¹-Experiment handelt es sich um ein geplantes Fixed-Target-Experiment, welches an der FAIR²-Anlage in Darmstadt entsteht. Ziel ist die Vermessung und Untersuchung von Hadronen, dabei soll die Produktion dieser über die starke Wechselwirkung initiiert werden. Dies geschieht hier über einen hadronischen Annihilationsprozess, der durch die Kollision eines Antiprotonenstrahls mit einem ruhendem Target (meistens Wasserstoff gefroren in Pellets oder gekühltes Wasserstoffgas im Cluster-Jet) realisiert wird. Die Antiprotonen werden vorher durch eine Kollision von Protonen mit einem Antiprotonproduktions-Target erzeugt. Nach Akkumulation und Beschleunigung der Antiprotonen werden diese dann in den HESR³ geleitet. Dort werden sie stochastisch und mit Elektronen gekühlt und auf einen gewählten Impuls zwischen 1,5 GeV/c und 15 GeV/c gebracht. Außerdem können zwei unterschiedliche Betriebsmoden gewählt werden, die sich in der Impulsauflösung des Strahls unterscheiden. Einerseits gibt es einen Modus mit außerordentlich hoher Strahlqualität (High-Resolution Mode), der eine mittlere Impulsunschärfe von $\frac{\sigma_p}{p} \leq 2 \cdot 10^{-5}$ erreicht und andererseits gibt es den High-Luminosity-Mode mit einer mittleren Impulsunschärfe von $\frac{\sigma_p}{p} \approx 10^{-4}$. Eine verbesserte Impulsunschärfe geht auf Kosten der Luminosität, die im High-Resolution Mode $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt. Außerdem ist hierbei der maximale Strahlimpuls auf 8,9 GeV/c begrenzt. Im High-Luminosity-Mode kann jedoch die gesamte Bandbreite der verfügbaren Energie genutzt werden und die Luminosität ist um eine Größenordnung auf $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht. Die Luminosität beschreibt die Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Fläche und pro Zeit.

¹AntiProton ANihilations at DArmstadt

²Facility for Antiproton and Ion Research

³High Energy Storage Ring

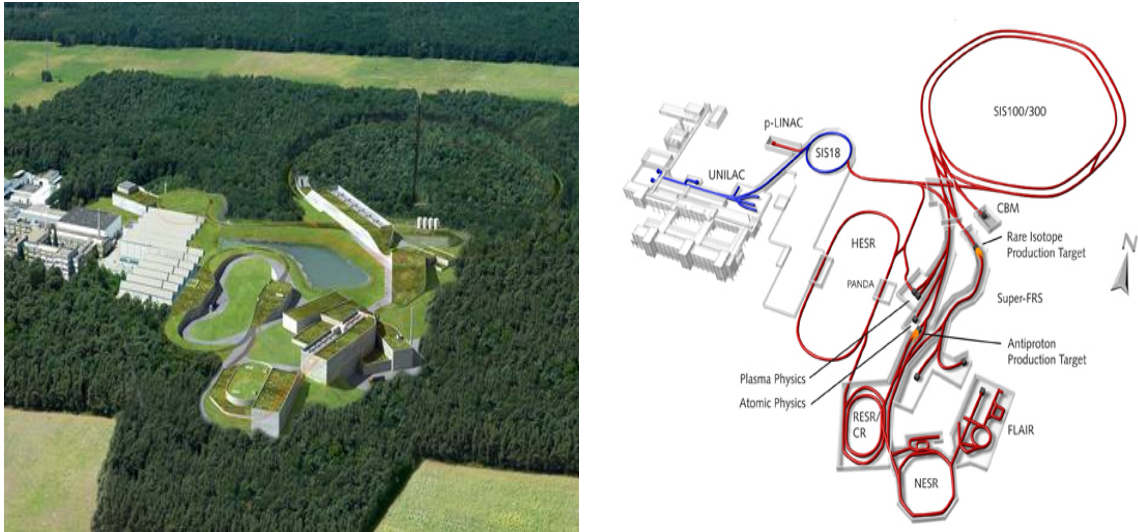


Abbildung 2.6: Links: Eine graphische Darstellung zum Aufbau der FAIR-Anlage[18]. Rechts: Eine Skizze der Anlage[17].

PANDA soll vor allem im Bereich der Charmonium (Mesonen aus $c\bar{c}$ -Quarks) -Spektroskopie neue Meilensteine setzen und neue Erkenntnisse über exotische Teilchen wie Gluebälle oder Hybride bringen. Es werden aber auch andere Forschungsgebiete an der FAIR-Anlage zugänglich gemacht, wie zum Beispiel das der Untersuchung der Hyperkerne. Eine Skizze zur Anlage ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

2.6.1 Der Detektor

Bei der Kollision des Antiprotonenstrahls mit dem ruhenden Target wird aufgrund der Impulserhaltung ein Großteil der Teilchen in Strahlrichtung produziert. Wegen der daraus entstehenden asymmetrischen Verteilung der Teilchen ist der Detektor in zwei Bereiche aufgeteilt: Einmal das Targetspektrometer und dahinter schließt sich das Vorwärtsspektrometer an. Der Detektor deckt fast den kompletten Raumwinkel von 4π ab. Es können bis zu 10^7 Ereignisse pro Sekunde bei gleichzeitig guter Energie-, Impuls- und Ortsauflösung verarbeitet werden. Der daraus resultierende Datenstrom beträgt mindestens 200 MB/s. In Abbildung 2.7 ist ein schematischer Aufbau des Detektors einzusehen.

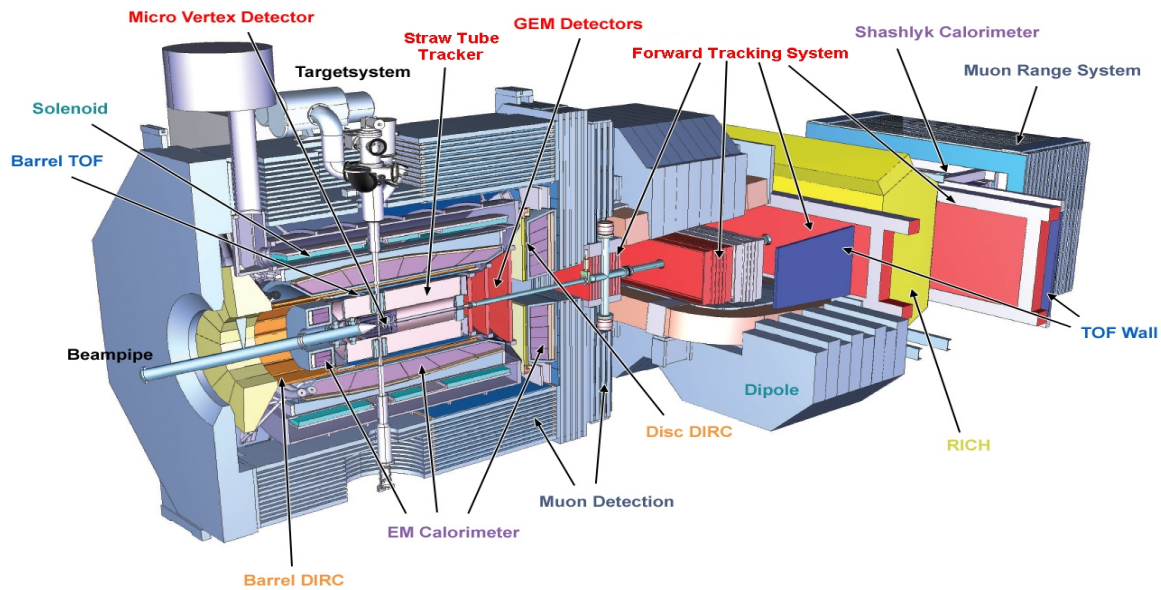


Abbildung 2.7: Modellhafte Ansicht des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors [25].

Targetspektrometer

Das Targetspektrometer ist fassförmig mit verschiedenen Subdetektoren um das Target bzw. den Wechselwirkungspunkt aufgebaut und wird bis auf den Myondetektor von einer supraleitenden Solenoidspule umschlossen. Magnetfelder bis zu 2 T können mit dieser Spule erzeugt werden. Die starken Magnetfelder sind nötig, um messbare Krümmungsradien der geladenen Teilchen zu erzwingen und damit ihre Impulse zu bestimmen. Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt schließen sich folgende Subdetektoren an:

- **Micro-Vertex-Detektor (MVD):** Der MVD ist ein Detektor zur Spurbestimmung und zur Ortsbestimmung des Annihilationsvertices. Außerdem löst er auch Sekundärvertices auf, zum Beispiel die von D-Mesonen.
- **Straw-Tube-Tracker (STT):** Dieser Detektor dient ebenfalls der Spurrekonstruktion und besteht aus vielen strohhalmförmig angeordneten Ionisationskammern, die mit Gas befüllt sind.
- **Time-of-Flight-Detektor (ToF):** Anhand Flugzeitmessungen können hier den Teilchen Geschwindigkeiten zugeordnet werden, was letztendlich auch eine Identifizierungsmöglichkeit dieser erlaubt, wenn der Impuls bekannt ist.
- **Detection of Internally Reflected Cherenkov Light (DIRC):** Wegen des Cherenkov-Effektes entsteht Cherenkov-Strahlung, die in diesem Detektor registriert wird. Dabei wird der Emissionswinkel gemessen, welcher eine Berechnung der Geschwindigkeit der Teilchen zulässt.
- **Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC):** Das EMC besteht aus einem zylindrischen Fass, das durch zwei Endkappen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung abgeschlossen wird. Das EMC ermittelt die Energien der einfallenden Teilchen vor allem über die

Intensität des von ihnen sekundär erzeugten Szintillationslichtes. Der Lehrstuhl Experimentalphysik I an der Ruhr-Universität Bochum arbeitet unter anderem intensiv an der Entwicklung des EMC, insbesondere an der Vorwärtsendkappe.

- **Myon-Detektor:** Die Myon-Detektoren sind im Außenbereich des $\overline{\text{PANDA}}$ -Detektors platziert, da Myonen verhältnismäßig wenig mit Materie wechselwirken. In den dort eingebauten Minidriftröhren erzeugen sie beim Durchflug ein Signal.

Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer verfügt ebenfalls über viele Subdetektoren, um die Teilchen zu identifizieren und ihre Energien und Impulse zu messen. Die Spurrekonstruktion wird hier von Driftkammern erledigt, die sowohl vor, im, als auch hinter dem Feld eines Dipolmagneten stehen. Zur Teilchenidentifizierung soll möglicherweise eine andere Form des Cherenkov-Detektors benutzt werden, der RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov Counter), welcher die Cherenkov-Strahlung ringförmig abbildet und der Radius der Ringe Aufschluss über die Geschwindigkeit der Teilchen gibt. Ansonsten beinhaltet das Vorwärtsspektrometer wie das Targetspektrometer auch noch ein Time-of-Flight-System, ein EMC und Myondetektoren.

Kapitel 3

Crystal Barrel-Experiment

Bei dem Crystal Barrel-Experiment handelte es sich um ein Fixed-Target-Experiment am CERN¹ in Genf, welches in den Jahren 1989 bis 1996 durchgeführt wurde. Im LEAR² wurden Antiprotonen gespeichert, die für den Beschuss auf ein flüssiges oder gasförmiges Wasserstoff- bzw. Deuteriumtarget genutzt wurden. Zielsetzung war es, über die Proton-Antiproton-Anihilationen in Ruhe oder im Flug Spektroskopie von leichten Mesonen zu betreiben oder gar exotische Zustände zu finden und den Annihilationsprozess weiter zu verstehen. Nachfolgend soll auf die Detektorkomponenten und das Experiment an sich näher eingegangen werden. Detaillierte Informationen finden sich zum Beispiel in [12].

3.1 Beschleunigeranlage und Antiprotonenstrahlerzeugung

Ein schematischer Aufbau über die gesamte Beschleunigeranlage ist in Abbildung 3.1 einzusehen. Zur Erzeugung der Antiprotonen mussten sechs Stufen durchgelaufen werden:

Als erstes wurden Protonen im LINAC³ beschleunigt, bevor sie dann als zweites in einen Proton Synchrotron Booster (PSB) eingespeist wurden. Die nächste Station war das Proton Synchrotron (PS), wo sie ebenfalls weiter beschleunigt wurden. Mit einem Impuls von 26 GeV/c verließen sie das Synchrotron und trafen auf ein Wolframtarget, was zu Kollisionen zwischen den beschleunigten und gebunden Protonen in Wolfram führte. Infolge dieser Streuung wurde genug Energie frei, um gemäß der Reaktion

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (3.1)$$

Antiprotonen zu erzeugen. Aufgrund ihrer entgegengesetzten Ladung konnten sie von den Protonen getrennt und im Antiproton-Accumulator (AA) gespeichert werden. Dort wurden sie mittels stochastischer Kühlung gekühlt. Eine weitere Reduzierung der Energie erfolgte dann im PS, sodass die Antiprotonen auf einen Impuls von 600 MeV/c kamen. Nun konnten sie als letzte Station im LEAR injiziert werden. Hier war es möglich, mittels Elektronenkühlung und stochastischer Kühlung eine relative Impulsunschärfe von $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ zu erreichen, wobei die horizontale Strahlemittanz $2\pi[\text{mm mrad}]$ betrug. LEAR bot außerdem die Möglichkeit, die Antiprotonen auf Impulse zwischen 65 MeV/c und 1940 MeV/c abzubremesen bzw. zu beschleunigen.

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Low Energy Antiproton Ring

³LINear ACcelerator *Linearbeschleuniger*

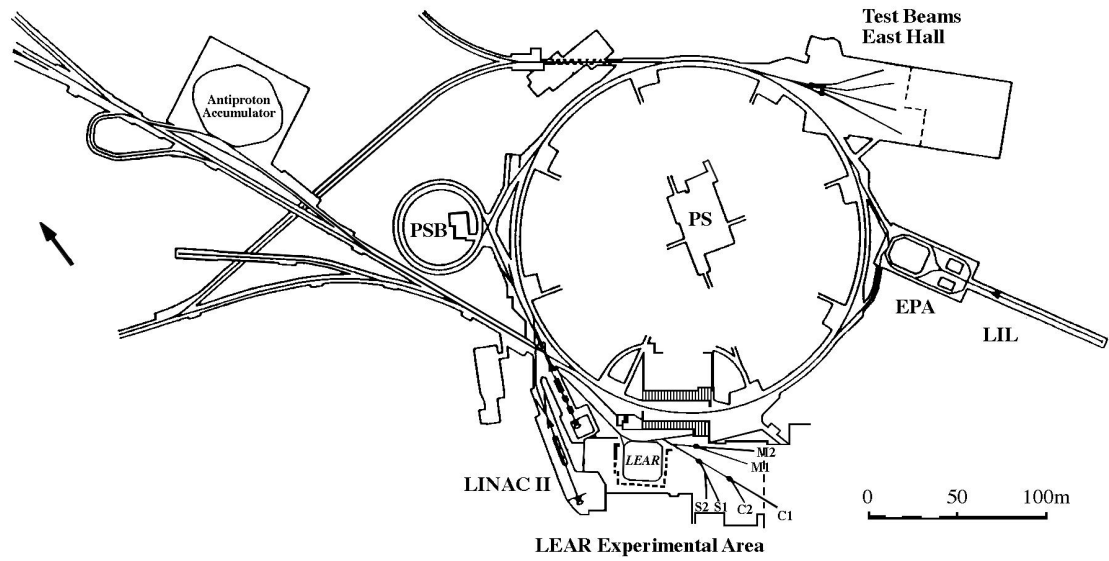


Abbildung 3.1: Aufbau der Beschleunigeranlage am CERN zur Erzeugung und Aufarbeitung des $\bar{p}$ -Strahls [31].

3.2 Der Detektor

Eine Skizze des Crystal Barrel-Detektors ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Insgesamt bestand er

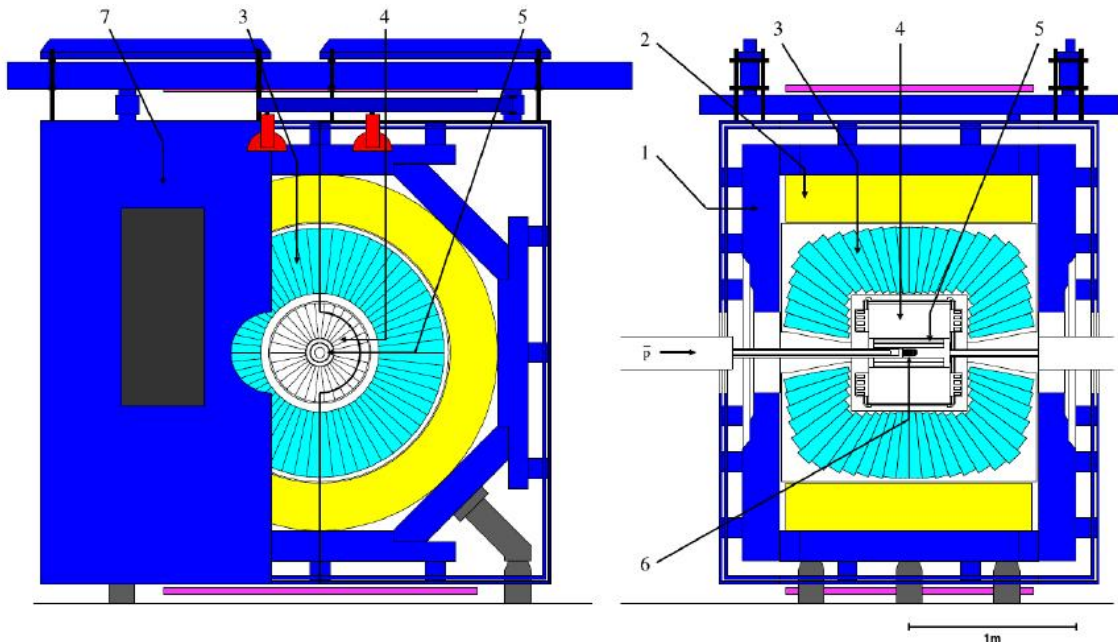


Abbildung 3.2: Der Crystal Barrel-Detektor links dargestellt im Querschnitt und rechts im Längsschnitt. Die Bestandteile sind: (1) Eisenjoch, (2) Magnetspule, (3) CsI(Tl)-Kalorimeter, (4) Jet-Driftkammer, (5) Silizium-Vertexdetektor, (6) Target, (7) Lichtpulser [28].

aus mehreren modular aufgebauten Komponenten, die neutrale und geladene Teilchen über beinahe den gesamten Raumwinkelbereich von 4π nachweisen konnten. Seinen Namen verdankt der Detektor dem fassähnlichem Aufbau des Kristallkalorimeters, das die Jet Driftkammer und weiter innen liegend den Silizium-Vertex-Detektor umgab. Im Zentrum des Detektors befand sich das Target bzw. der Kollisionspunkt. Jeder Subdetektor sah sich außerdem einem 1,5 T starken Magnetfeld ausgesetzt. Dieses wurde von einer Solenoidspule erzeugt.

Aufgrund der eher geringen Energien war es nicht nötig, Time-Of-Flight Systeme oder Cherenkov-Detektoren aufzustellen, da eine eindeutige Identifizierung der Teilchen alleine über den Energieverlust dE/dx in der Jet-Driftkammer möglich war. Im Gegensatz zum PANDA-Detektor fehlt hier ein Vorwärtsspektrometer für die Proton-Antiproton-Annihilationen im Fluge, da das Crystal Barrel-Experiment erst für Annihilationen in Ruhe gedacht war. Lediglich ein Veto-Zähler registrierte, ob im Target ein Annihilationsprozess stattgefunden hatte oder nicht. Es soll nun kurz auf ein paar technische Details der Subdetektoren eingegangen werden.

3.2.1 Targetzelle

Die Targetzelle im Zentrum des Detektors war zylinderförmig aufgebaut und besaß einen Durchmesser von 17 mm und eine Länge von 44 mm. Sie wurde entweder mit flüssigem Wasserstoff LH_2 , flüssigem Deuterium LD_2 oder Wasserstoff in gasförmigem Zustand H_2 befüllt. Der Flüssigwasserstoff wurde für die Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge eingesetzt.

3.2.2 Silizium-Vertex-Detektor

In Abbildung 3.3 ist eine technische Skizze des Silizium-Vertex-Detektors (SVTX) einzusehen. Er umschloss die Targetzelle als Zylinder in einem radialen Abstand von 13 mm und sollte primär geladene Partikel nachweisen. Aufgebaut war er aus 15 SiO_2 -Platten, die fächerförmig angeordnet waren. Seine Länge betrug 75 mm und sein Durchmesser war 80 mm. Die SiO_2 Platten waren nochmal jeweils in 128 Streifen unterteilt, die jede eine Dicke von $370\ \mu m$ aufwiesen. Das lieferte eine hohe Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene was zur Bestimmung des Annihilationsvertex führen konnte. Zusätzlich war der SVTX aufgrund der Materialeigenschaften sehr schnell mit der Auslesegeschwindigkeit ($0,5\ \mu s$) und konnte daher auch als Trigger auf eine bestimmte Anzahl geladener Teilchen in einem Ereignis eingesetzt werden. Wegen der größeren Leistungsfähigkeit ersetzte der SVTX 1995 eine Vieldraht-Proportionalkammer.

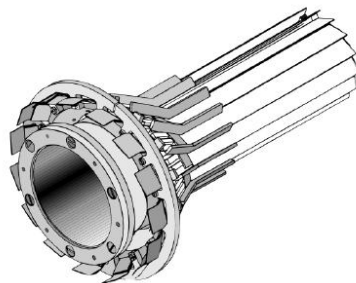


Abbildung 3.3: Skizze des Silizium-Vertex-Detektors [28].

3.2.3 Antiprotonen-Austritts-Zähler

Der Antiprotonen-Austritts-Zähler ist auch unter dem Namen Veto-Zähler bekannt und wurde für Messungen bei Proton-Antiprotonen-Annihilationen im Fluge eingesetzt. Er befand sich innerhalb des SVTX hinter der Targetzelle und seine Funktion war, zu messen, ob Antiprotonen hinter dem Target erschienen. Wenn dies nicht der Fall war, triggerte er das Startsignal für die gesamte andere Ausleseelektronik.

3.2.4 Jet-Driftkammer

Die Jet-Driftkammer (JDC) wurde dazu benutzt, die Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren und konnte weiterhin zur Identifizierung der Teilchen und Bestimmung ihrer Massen genutzt werden. Wegen des vom Solenoiden erzeugten Magnetfeldes wirkte die Lorentzkraft auf die geladenen Teilchen, sodass diese auf helixförmig gekrümmten Bahnen flogen. Der Krümmungsradius lässt die Berechnung der Teilchenimpulse zu. Der Nachweis der Spur erfolgte über die Ionisation eines Kohlendioxid-Isobutan Gemisches durch die geladenen Teilchen. Die dabei frei werdenden Elektronen wurden in einem elektrischem Feld beschleunigt und drifteten zu den Signaldrähten, wobei es zu einem lawinenartigen Effekt kam, denn diese Elektronen verursachten weitere Ionisationen. Der Stromimpuls am Signaldraht hatte dadurch eine ausreichende Verstärkung für das Auslesen. Die Maße der zylinderförmigen JDC waren eine Länge von 40 cm und ein Durchmesser von 54 cm. Dabei war sie in 30 identische Segmente aufgeteilt, die je 23 Signaldrähte, 58 Felddrähte und 22 Felddkorrekturdrähte besaßen.

Die Ortsbestimmung in der r - ϕ -Ebene gelang durch die Messung der Driftzeit und konnte eine Auflösung von $100\ \mu\text{m}$ erreichen. Das Messen der Amplituden des Signals an beiden Enden der Drähte ermöglichte eine Ortsbestimmung von der z -Komponente, wobei diese mit einem Fehler von 8 mm behaftet war. Außerdem ließ sich hierdurch auch der spezifische Energieverlust für die Teilchenidentifizierung (Pionen oder Kaonen) bestimmen.

Die JDC ist in einer technischen Skizze in Abbildung 3.4 zu finden.

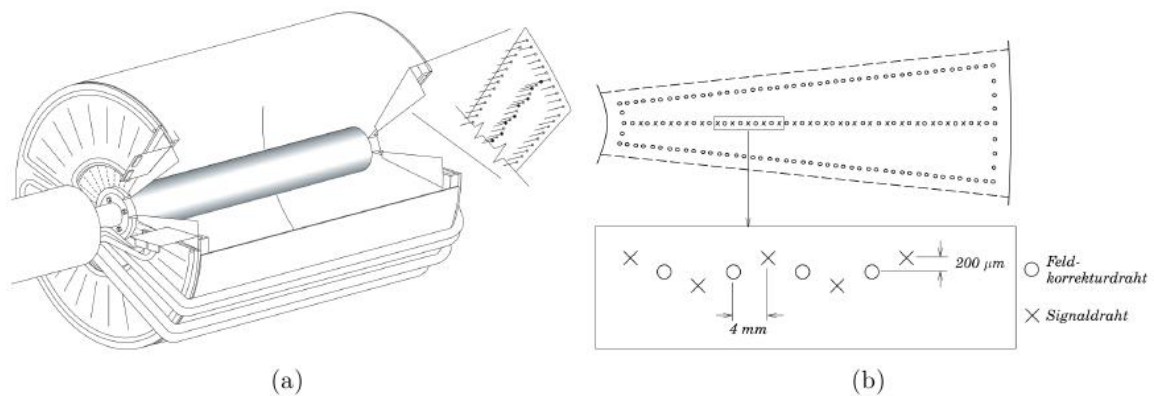


Abbildung 3.4: Eine Skizze der Jet-Driftkammer (a) mit einem vergrößerten Ausschnitt von einem der 30 Segmente (b) [28].

3.2.5 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EMC) diente für den Nachweis neutraler Teilchen (vor allem Photonen). Ein schematischer Aufbau des EMC ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Das EMC war aus 1380 Cäsiumiodid-Kristallen (CsI(Tl)) aufgebaut, die mit 0,1mol% Thallium dotiert waren. Die Kristalle waren 30 cm lang, was einer Strahlungslänge von 16,1 ($X_0 = 1,86 \text{ cm}$) entspricht. Das bedeutet, dass Photonen bis zu 2 GeV mindestens 99% ihrer Energie im Kristall deponierten. Die CsI(Tl) -Kristalle waren außerdem mit $100 \mu\text{m}$ Titan beschichtet, was ihnen selbst und der Ausleseelektronik Schutz bot.

Durch die geometrische Anordnung der Kristalle konnte bei Annihilationen in Ruhe eine

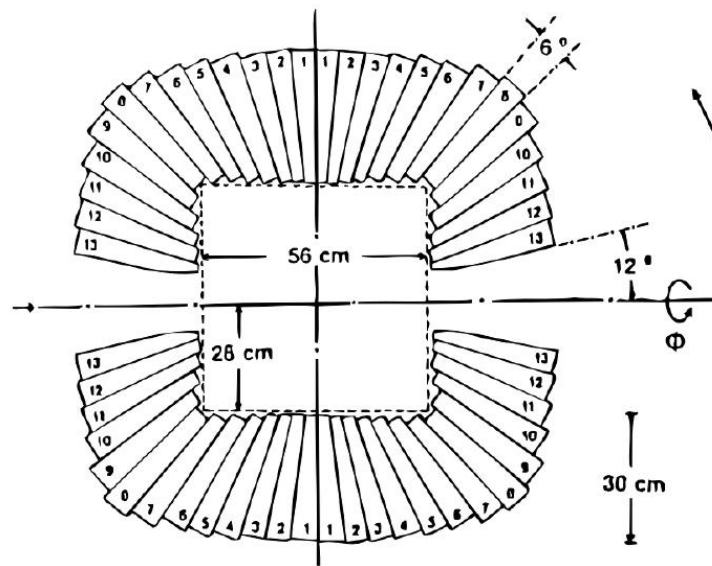


Abbildung 3.5: Das elektromagnetische Kalorimeter [31].

Raumwinkelabdeckung von $97,8\% \cdot 4\pi$ erreicht werden. Sie reduzierte sich auf $95,2\% \cdot 4\pi$, wenn Annihilationen im Fluge bei einem Strahlimpuls von $1940 \text{ MeV}/c$ betrachtet wurden.

Wenn Photonen auf einen Kristall oder auch ein beliebiges anderes Material treffen, können verschiedene Wechselwirkungen stattfinden, die dazu führen, dass ein Photon energieärmer wird oder vernichtet wird. Zu diesen Wechselwirkungen zählen der Photoeffekt, die Comptonstreuung und die Paarbildung (bei den hier betrachteten Energien ist der Wechselwirkungsprozess immer erst die Paarbildung). Weiterhin kann das Material ionisiert werden und Bremsstrahlung tritt auf. Die Photonen werden somit in einen elektromagnetischen Schauer umgewandelt, der im Endeffekt in einem Szintillator Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt. Wenn sich die Exzitonen wieder abregen, äußert sich dies entweder in Gitterschwingungen (Phononen) oder Szintillationslicht. Das Ziel ist es, dieses Licht über Fotodioden zu vermessen, denn seine Intensität gibt einen Aufschluss über die Energie des in den Szintillatorkristall eingehenden Photons. Um diese Lichtausbeute zu verbessern und einfacher zu messen, stehen noch verschiedene Mittel wie Wellenlängenschieber oder die Dotierung des Kristalls zur Verfügung.

Kapitel 4

Datenselektion

In dieser Arbeit wird der Reaktionskanal

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

analysiert, wobei die $\bar{p}p$ Annihilationen im Flug stattfanden. Die Daten, die damals beim Crystal Barrel-Experiment aufgenommen wurden, müssen dazu untersucht werden. Aus diesen Rohdaten müssen die passenden Einträge extrahiert werden, sodass sich die oben gezeigten Endzustandsteilchen rekonstruieren lassen. Das Ziel sollte hierbei sein, diese Ereignisse möglichst untergrundfrei vorliegen zu haben. Insbesondere bedeutet das für diesen Fall, dass die Software nicht fälschlicherweise zwei π^0 aus den Endzustandsphotonen für ein Ereignis rekonstruiert. Sind die Ereignisse richtig selektiert, so kann nach der kinematischen Anpassung mit deren Vierervektoren die Partialwellenanalyse durchgeführt werden. Da sowohl das π^0 -Meson, als auch das η -Meson über eine zu kurze Lebensdauer verfügen, um direkt im Detektor registriert zu werden, gelingt ihr Nachweis über ihre Zerfallsprodukte, welche jeweils zwei Photonen sind. Die geladenen Pionen existieren für einen direkten Nachweis lange genug, sodass auf deren Zerfallsprodukte im Allgemeinen keine Rücksicht genommen werden muss. Das bedeutet, dass der detektierte Endzustand $\pi^+ \pi^- 4\gamma$ lauten muss. In Tabelle 4.1 findet sich eine Übersicht mit den relevanten Informationen zu den beteiligten Endzustandsteilchen.

Meson	Masse in MeV/c ²	Mittlere Lebensdauer τ in s	Zerfällt nach
π^+	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu$ (99,99%)
π^-	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	$\mu^- \nu_\mu$ (99,99%)
π^0	$134,9766 \pm 0,0006$	$(8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17}$	2γ (98,82%)
η	$547,862 \pm 0,018$	$(5,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-19}$	2γ (39,41%) $3\pi^0$ (32,68%) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (22,92%)

Tabelle 4.1: Details zu den Endzustandsteilchen [15].

Rohdaten mit Ereignissen, die geladenene Endzustandsteilchen aufweisen, sind in den Daten für Strahlimpulse von 900, 1525, 1642 und 1940 MeV/c vorzufinden.

Die Hauptanalyse wird in dieser Arbeit zu den Daten mit dem 900 MeV/c Strahlimpuls durchgeführt. Es wird aber auch ein Blick auf die Daten für den höchsten Strahlimpuls von 1940 MeV/c geworfen, dessen Spektren im Anhang zu finden sind.

Um die gewünschten Ereignisse aus den Rohdaten zu extrahieren, zu rekonstruieren und zu analysieren werden verschiedene Softwarepakete benutzt, die kurz vorgestellt werden [6]:

- **LOCATER:** Dieses Programm übernimmt die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.

- **BCTrack**: Hier werden die Daten des Kalorimeters ausgewertet.
- **GTrack**: Die Daten aus LOCATER und BCTrack werden zu einem Datensatz zusammengefügt.
- **CBKFIT**: Ein Werkzeug zur kinematischen Anpassung.
- **JHONNY WALKER**: Als künstliches neuronales Netz dient es zur Erkennung von hadronischen Schauerfluktuationen.
- **BRAIN**: Ein künstliches neuronales Netz zur Erkennung von elektromagnetischen Schauerfluktuationen [5].
- **GEANT3**: Simuliert den Durchgang von Teilchen durch Materie.
- **CBGEANT**: Ein Programm, welches Monte Carlo-Simulationen für das Crystal-Barrel Experiment durchführt.
- **CbOFF++**: Bringt eine C++-Klassenbibliothek mit sich, sodass sich die Verwendung der Offline-Software vereinfacht.
- **ROOT**¹: Ermöglicht weitere Analysen und Rechnungen und ist besonders geeignet, die Daten in Histogrammen und Graphen zu visualisieren.

4.1 Rekonstruktion

4.1.1 Geladene Teilchen

Die Jet-Driftkammer des Crystal Barrel-Experimentes diente dem Nachweis geladener Teilchen. Zur Spurrekonstruktion dieser müssen die Driftzeiten der über die Ionisation erzeugten Elektronen und die Signalamplituden an den Drähten von der Software in Ortskoordinaten umgerechnet werden. Die verschiedenen Spuren werden dann an diese Koordinaten angepasst und darüber rekonstruiert. Wegen des Einflusses der Lorentzkraft sind diese Spuren helixförmig und können dementsprechend parametrisiert werden. Dafür werden die Größen α , Ψ_0 und λ benutzt. Mit α wird die Krümmung der Helix beschrieben, Ψ_0 ist der Winkel zwischen der x-Achse und der Tangente an die r- Φ -Projektion der Helix im ersten Spurpunkt und λ stellt den Neigungswinkel der Helix dar. Mit dieser Helixdarstellung setzt sich ein Viererimpuls eines Teilchens folgendermaßen zusammen:

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} \sqrt{m^2 + p^2} \\ p_t \cos \Psi_0 \\ p_t \sin \Psi_0 \\ p_t \tan \lambda \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Dabei gilt, dass der Transversalimpuls p_t in der r- Φ -Ebene sich mit gemessener Krümmung und bekanntem Magnetfeld B bestimmen lässt zu $p_t = \frac{qB}{\alpha}$. Der Impulsbetrag p findet sich dann über $p = p_t \sqrt{1 + \tan^2 \lambda}$. Weitere Parameter sind die Masse m und die Ladung q des Teilchens.

Es wurde außerdem gezeigt, dass bei Anpassung der Spuren an einen gemeinsamen Ursprung der Primärvertex der $\bar{p}p$ -Annihilation bestimmt werden kann. Darüber hinaus war es auch möglich, den Zerfallsvertex langlebiger Resonanzen herauszufinden [6].

¹<https://root.cern.ch/drupal/>

4.1.2 Neutrale Teilchen (Photonen)

Die von den Photonen ausgelösten elektromagnetischen Schauer im Kristall werden in Szintillationslicht umgewandelt und dieses wird von den Fotodioden registriert. Danach erfolgt eine Umrechnung dieses elektrischen Impulses über Kalibrationskonstanten in Energiewerte für die jeweiligen Photonen.

Zu beachten ist, dass sich ein elektromagnetischer Schauer oft über mehrere Kristalle erstreckt. Die Software (BCTRACK) löst dieses Problem, indem sie alle diese Kristalle zu einem Cluster zusammenfügt. Entscheidungskriterium ist hierbei, dass die deponierte Energie von den Photonen in den Kristallen mehr als eine bestimmte Schwellenenergie E_{SN} betragen muss. Dabei wird zusätzlich darauf aufgepasst, dass die gesamte Schauerenergie auch oberhalb einer gewissen Energieschwelle E_{SC} ist. Um Untergrundsignale und Rauschen zu vermeiden, muss der Energiedeposit im Kristall außerdem einer weiteren Schwelle E_{SR} genügen.

Sind diese Bedingungen erfüllt, so sucht die Software als nächstes im Cluster nach einem lokalen Maximum mit dem höchsten Energiedeposit. Dort wird das Teilchen klassifiziert und seine deponierte Energie wird als PED² gespeichert. Dieser PED enthält nicht nur die Information über die Gesamtenergie, sondern auch über die Flugrichtung des Teilchens.

Falls es mehrere lokale Maxima (Nebenmaxima) im Cluster gibt, so werden diese nur als Teilchen angesehen, wenn auch hier eine bestimmte Schwellenenergie E_{SP} erreicht ist. Damit keine Verwechslung mit geladenen Teilchen geschieht, muss auch darauf geachtet werden, dass deren Spuren nicht in der Umgebung eines PEDs enden. Für die beschriebenen Schwellenenergien gibt es aus früheren Arbeiten [6] [3] optimierte Standardwerte, an denen sich orientiert werden kann. Tabelle 4.2 listet die in dieser Arbeit verwendeten Werte auf. Es sei zu erwähnen, dass die Bezeichnung 2-Prong für den Trigger bedeutet, dass 2 die Anzahl geladener Teilchen im Endzustand ist.

Schwellenenergie	Bedeutung	2-Prong
E_{SR}	Min. Energiedeposit im Einzelkristall	1 MeV
E_{SN}	Min. Energiedeposit im Kristall im Cluster	4 MeV
E_{SC}	Min. Energiedeposit im Cluster	20 MeV
E_{SP}	Min. Energiedeposit eines PEDs	20 MeV

Tabelle 4.2: Schwellenenergien die überwunden werden müssen, damit ein PED rekonstruiert wird.

Trotz dieser Auswahlkriterien kann es durchaus noch zu Fehlern kommen, wenn zum Beispiel zwei Photonen als nur ein einziges PED erkannt werden. Bei dem umgekehrten Fall wird von einem Split-Off oder von einer elektromagnetischen Schauerfluktuation gesprochen. Hier wird durch ein Photon ein zweites Maximum im Cluster hervorgerufen oder sogar ein weiteres Cluster erzeugt. Um diese Fehleinträge zu korrigieren, wurde ein künstliches neuronales Netz mit Namen BRAIN entwickelt, welches auf Basis von Monte Carlo-Daten zur Identifizierung von elektromagnetischen Split-Offs angepasst wurde. Ein anderes neuronales Netz, JHONNY WALKER, korrigiert hingegen hadronische Split-Offs, die durch geladene Pionen oder Kaonen verursacht werden.

²Particle Energy Deposit

4.2 Vorselektion

Die Rechenzeit für die kinematische Anpassung (engl. fit), die mit den Daten durchgeführt wird, kann verringert werden, wenn bereits vorher ein Großteil der Untergrundereignisse verworfen wird. Aus diesem Grund ist es sinnvoll den Datensatz mit einer Vorselektion zu reduzieren. Dabei sollte die Vorselektion erstmal nur den groben, offensichtlichen Kriterien genügen. Die Selektionskriterien werden allgemein Schnitte (Cuts) genannt und lassen sich mit der Offline-Software des Crystal Barrel-Experimentes CBOFF in die Datenanalyse miteinbinden. Für die Vorselektion beim Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ lauten sie:

1. Es müssen zwei geladene Spuren, bzw. zwei geladene Teilchen nachgewiesen worden sein.
2. Im Endzustand muss sich ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen befinden.
3. Die Anzahl der detektierten Photonen muss vier betragen.
4. Die Impulserhaltung des gesamten Prozesses muss eingehalten werden, jedoch ist eine maximale Abweichung von 500 MeV/c vom Strahlimpuls erlaubt.
5. Die JDC muss mindestens 6 Treffer registriert haben.
6. Der Z-Vertex (Wert der z-Koordinate des rekonstruierten Primär-Vertices) darf maximal 3,0 cm weit weg vom Zentrum der Targetzelle sein.

Dass die Impulserhaltung eine großzügige Fehlergrenze besitzt, ist erst mal unerheblich, denn in der kinematischen Anpassung erfolgt erst die präzise Anpassung. Die 6 Treffer in der JDC sind erforderlich, da erst ab dieser Anzahl an Treffern die Software die helixförmige Spur der Teilchen rekonstruieren kann.

Der Schnitt auf den Z-Vertex bezweckt, dass keine Ereignisse außerhalb des Wasserstofftargets rekonstruiert werden. Besonders Annihilationen im Vetozyhler sollen damit herausgeschnitten werden. Somit ist erreicht, dass die Translationsrichtung der Photonen nicht falsch berechnet wird und zusätzlich besteht die Gewissheit, dass alle Teilchen aus dem Annihilationsvertex stammen und damit keine langlebigen Resonanzen, wie die Kaonen, selektiert werden.

Bereits nach diesen Schnitten sind die Daten um mehr als eine Größenordnung reduziert, was den anschließenden kinematischen Fit deutlich verkürzt.

4.3 Kinematische Anpassung

Aus den vorselektierten Ereignissen werden als nächstes die Vierervektoren $\mathcal{P}_i$ genauer betrachtet. Diese enthalten die Information über Energie E_i und Impuls $\vec{p}_i$ der jeweiligen Teilchen. Ziel der kinematischen Anpassung ist es nun, diese Größen gemäß ihrer Messungenauigkeiten so zu variieren, dass die Neben- oder Zwangsbedingungen exakt erfüllt werden. Zu diesen Bedingungen zählen die Energie- und Impulserhaltung des Gesamtsystems, sowie gegebenenfalls die Erhaltung der invarianten Massen der beteiligten Teilchen im Gesamtsystem. Die invariante Masse m_k des k-Teilchensystems lässt sich über

$$m_k^2 = \left(\sum_{i=1}^k \frac{\mathcal{P}_i}{c} \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^k \frac{E_i}{c^2} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^k \frac{\vec{p}_i}{c} \right)^2 \quad (4.2)$$

ermitteln. Diese Forderung bedeutet zum Beispiel, dass die invariante Masse der zwei Photonen aus dem η -Zerfall genau der Ruhemasse des η -Mesons entsprechen muss.

Wie gut und übereinstimmend die oben genannten Größen unter Beachtung der Zwangsbedingungen variiert wurden (Güte des Fits), lässt sich anhand eines χ^2 -Wertes herausfinden. Das Minimum des χ^2 -Wertes führt dann zum besten Ergebnis, welches mit einem optimierten Datensatz einhergeht.

Rechnerisch geschieht der Fit über die Lagrange-Multiplikatoren-Methode, die in der Software CBKFIT implementiert ist. Zu Beginn werden hier über die Anzahl L der Nebenbedingungen L Gleichungen aufgestellt [21] [28]:

$$F_l(\vec{n}) = F_l(\vec{y} + \delta\vec{y}) = 0, \quad l = 1, 2, \dots, L. \quad (4.3)$$

Der Vektor $\vec{n}$ fasst die n messbaren Größen zusammen, die sich mit den gemessenen Werten $\vec{y}$ plus deren als normalverteilt angenommenen Abweichungen $\delta\vec{y}$ bestimmen lassen (beispielsweise ist die korrigierte Energie Teilmenge von n). Der kinematische Fit ermittelt nun die Abweichungen $\delta\vec{y}$, die den χ^2 -Wert

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j \delta y_i (C_y^{-1})_{ij} \delta y_j \quad (4.4)$$

minimiert. Die zu den gemessenen Größen gehörige Kovarianzmatrix C_y geht in die Messungenauigkeiten σ_i der Größen über, wenn die Messungen unkorreliert sind. Das Minimum einer Funktion lässt sich bekanntlich über Ableiten und mit Null gleichsetzen finden. Zusätzlich werden die Nebenbedingungen mit der Methode der Lagrange Multiplikatoren angekoppelt, sodass Gleichung 4.4 in

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \delta y_i} + \sum_l \alpha_l \frac{\partial F_l}{\partial \delta y_i} = 0 \quad i = 1, 2, \dots, o. \quad (4.5)$$

übergeht. Dabei ist o die Anzahl der Messungen.

Aus $\frac{\delta y_i}{\sqrt{\sigma_{i,vorher}^2 - \sigma_{i,nachher}^2}}$ resultiert die sogenannte Pullverteilung mit den veränderten Fehlern $\sigma_{i,nachher}$ nach der kinematischen Anpassung. Wenn die Pullverteilung auf die korrekten Messfehler normiert ist, stellt sie eine Standardnormalverteilung (Breite $\sigma = 1$, Mittelwert $\mu = 0$) dar.

Sind die obigen Gleichungssysteme gelöst, ist es möglich mithilfe des errechneten χ^2 und der Anzahl der Freiheitsgrade f eine Konfidenzniveauverteilung (engl. confidence level (CL)) zu ermitteln:

$$CL(\chi^2, f) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{2^{f/2}} \Gamma(f/2) \cdot z^{(f/2)-1} \cdot e^{-z/2} dz. \quad (4.6)$$

Für Ereignisse, die der Hypothese entsprechen, ist das Konfidenzniveau zwischen 0 und 1 flach verteilt.

4.4 Untersuchung der Messfehler

Für die Anwendung einer kinematischen Anpassung ist die genaue Kenntnis der Messfehler σ_i außerordentlich wichtig. Sind diese über- oder unterschätzt, schlägt sich dies in der Pullverteilung nieder und es resultieren Gaußkurven, die eine andere Breite als Eins haben. Um

die Fehler nun besser abzuschätzen, ist es möglich, eine Pulloptimierung vorzunehmen. Dabei werden die Fehler mit Skalierungsfaktoren versehen, die solange variiert werden, bis die Pullverteilungen möglichst der Standardnormalverteilung entsprechen. Es sei erwähnt, dass Untergrundereignisse und systematische Fehler auch Einfluss auf die Pullverteilung nehmen, was das Erreichen einer perfekten Standardnormalverteilung leider unmöglich macht. Die mit Messfehlern behafteten kinematischen Größen sind für die Photonen der Polarwinkel Θ , der Azimutwinkel Φ und die Energie E . Für die geladenen Pionen sind es die Parameter α , Ψ_0 und λ aus der Helixdarstellung. Es wird jedoch $\sqrt{E}$ und $\tan \lambda$ betrachtet, da deren Pullverteilungen mehr einer Standardnormalverteilung entsprechen.

Es lag eine Software für die Pulloptimierung vor, die die Güte der Skalierungsfaktoren über einen χ^2 -Wert ermittelt [28]. Der χ^2 -Wert wird dabei über die Anpassung der Pullverteilungen an die Standardnormalverteilung gewonnen. In einem iterativen Verfahren wurden daraufhin die Skalierungsgrößen in jedem Schritt zu einem besserem χ^2 -Wert verändert, bis ein Minimum des χ^2 -Wertes erreicht wurde. Jedoch stellte sich heraus, dass bei zu guter Optimierung die Qualität der Konfidenzniveauverteilung verschlechtert wurde, welche bei Werten ab 0,7 nicht mehr weiter flach blieb, sondern anstieg. Diese Tatsache wird auf eine Erhöhung der Untergrundereignisse zurückgeführt, denn das Normieren der Pullverteilung auf eine Breite von eins hat zur Folge, dass die Fehler vergrößert werden. Da es eher erwünscht ist, dass Signaldata für signifikant weniger Untergrund eingeblüßt werden, musste die Berechnung des χ^2 -Wertes die Form der Konfidenzniveauverteilung berücksichtigen. Dies geschah über das Addieren der Varianz, die die Konfidenzniveauverteilung ab einem Wert $> 0,7$ hatte. Eine Varianz von Null hätte somit zum Beispiel bedeutet, dass das Konfidenzniveau in diesem Bereich komplett flach wäre. Wie stark die Varianz in die Berechnung des χ^2 -Wertes einging, musste mit einem Wichtungsfaktor probeweise bestimmt werden.

Die Pulloptimierung wurde nicht mit den Signaldata durchgeführt, sondern stattdessen mit dem Kanal

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

da hier mehr Daten vorhanden waren und verhältnismäßig der geringste Untergrund aufzufinden sein sollte [23]. Außerdem bildet er ebenfalls ein $\pi^+\pi^-4\gamma$ Endzustand. Eine zugehörige Konfidenzniveauverteilung dieses Kanals ist in Abbildung 4.4 einzusehen.

Die Pullverteilungen für die Photonen und die geladenen Teilchen bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c sind in den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 zu finden. Eine Tabelle mit den dazugehörigen ermittelten Skalierungsfaktoren ist außerdem mit Tab. 4.3 gegeben. Im Anhang befinden sich die Pullverteilungen und die Skalierungsfaktoren für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c. Aus diesen Abbildungen ist zu entnehmen, dass die meisten Pullverteilungen recht nahe an einer Breite von $\sigma = 1$ liegen und damit gut optimiert wurden. Jedoch weisen die stets zu hohen Breiten darauf hin, dass die Messfehler wahrscheinlich unterschätzt sind. Im Ausgleich dazu ist nur ein minimaler Anstieg bei 1 bei der Konfidenzniveauverteilung zu verzeichnen, ansonsten ergibt sich eine flache Konfidenzniveauverteilung oberhalb von Werten von 0,3.

Messgröße	Φ	Θ	$\sqrt{E}$	Ψ_0	α	$\tan \lambda$
Fehlerskalierung	1.0	0.95	1.15	0.75	0.85	1.4

Tabelle 4.3: Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c.

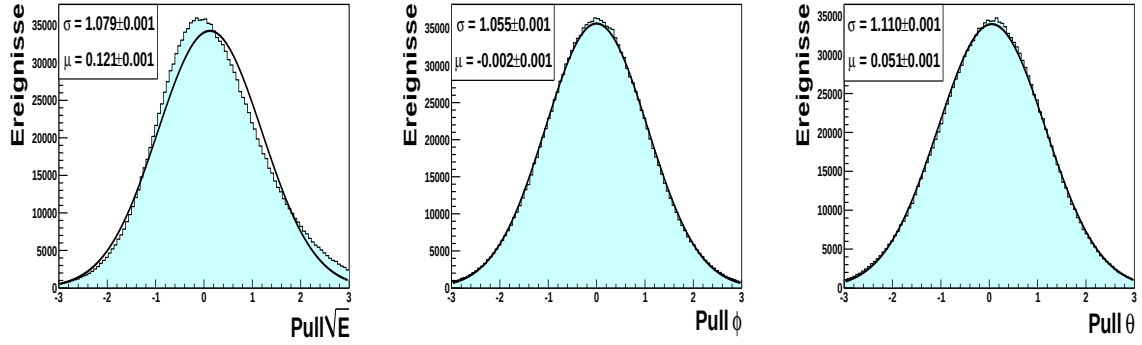


Abbildung 4.1: Pullverteilungen der Photonen für die Messgrößen $\sqrt{E}$, ϕ und θ nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=900 MeV/c).

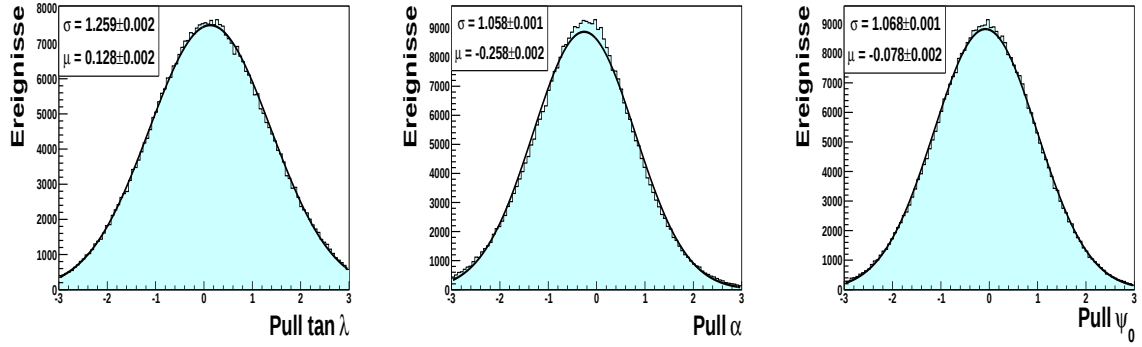


Abbildung 4.2: Pullverteilungen der positiv geladenen Pionen für die Messgrößen λ , α und ψ_0 nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=900 MeV/c).

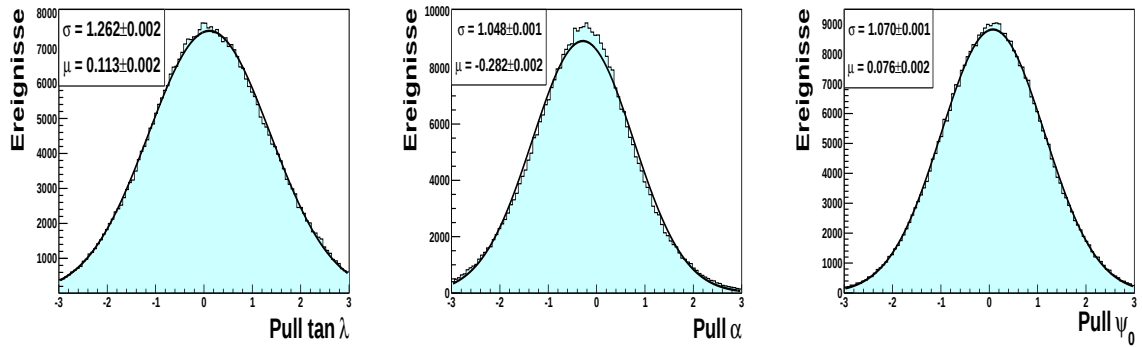


Abbildung 4.3: Pullverteilungen der negativ geladenen Pionen für die Messgrößen λ , α und ψ_0 nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=900 MeV/c).

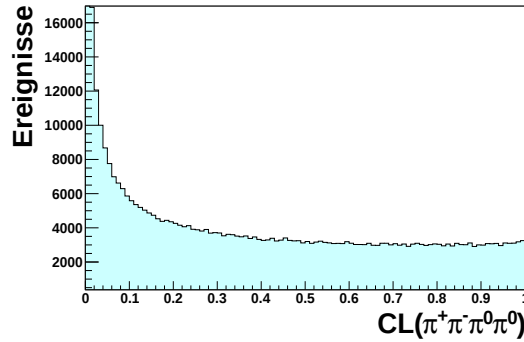


Abbildung 4.4: Konfidenzniveauverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler (Strahlimpuls=900 MeV/c).

4.5 Vollständige kinematische Anpassung

Nachdem die Fehler hinreichend gut skaliert sind, kann mit den vorselektierten Daten der vollständige Fit durchgeführt werden. Der nächste Schritt besteht nun darin, die Signalkanäle hinzuzufügen. Dazu gehören

- $\pi^+\pi^-4\gamma$ (Phasenraum)
- $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$
- $\pi^+\pi^-\pi^02\gamma$

und andere (wie $\pi^+\pi^-4\pi^0$), die in dieser Arbeit aber nicht betrachtet werden. Nach der Rekonstruktion der Ereignisse durch den kinematischen Fit werden diese vor allem in Massenspektren dargestellt. Für diese konvergierten Ereignisse ist in Abbildung 4.5 so ein Massenspektrum für die invariante $\pi^0\eta$ -Masse gezeigt. Es soll beispielhaft veranschaulichen, dass weitere Untergrundbetrachtungen absolut notwendig sind, um die $\pi^0\pi^0$ Ereignisse von den $\pi^0\eta$ zu unterscheiden und zu separieren, denn in der Gegend um $740 \text{ MeV}/c^2$ sind Einträge, die wahrscheinlich von $\pi^0\pi^0$ Ereignissen stammen. So viele $\pi^0\eta$ Ereignisse in diesem Bereich sind energietechnisch gesehen unphysikalisch.

4.6 Betrachtung des Untergrundes

Um den Untergrund zu analysieren, werden Untergrundhypothesen hinzugefügt. Bei den Untergrundhypothesen handelt es sich um Zerfallskanäle, die ähnlich zur Signalthypothese sind und deren Ereignisse leicht mit einem Signalereignis zu verwechseln sind. Wie schon erwähnt, ist für diese Untersuchung das prominenteste Beispiel ein Endzustand mit zwei π^0 . Wenn diese Kanäle in der Analyse mitbehandelt werden, ist es möglich, deren Ereignisse von Signalerereignissen über die Betrachtung der Konfidenzniveaus zu trennen und damit drastisch zu reduzieren. Die folgenden Kanäle durchliefen daher ebenfalls den kinematischen Fit:

- $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$
- $\pi^+\pi^-\eta\eta$

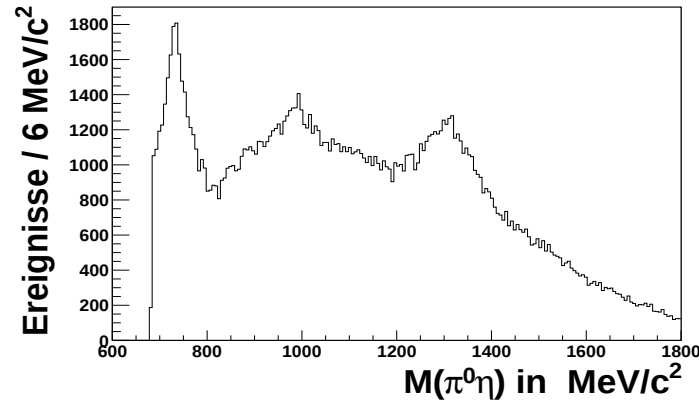


Abbildung 4.5: Die invariante $\pi^0\eta$ -Masse ohne Untergrundbehandlung und Konfidenzniveauschnitten bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c.

- $K^+K^-\pi^0\pi^0$

4.6.1 Monte Carlo-Simulationen

Zur Betrachtung des Untergrundes bietet es sich an, Monte Carlo-Daten zu generieren und die Auswirkungen weiterer Schnitte auf die Anzahl der Untergrundereignisse zu betrachten. Die Monte Carlo-Daten sind mit der Software CBGEANT phasenraumverteilt erzeugt worden und stimmen daher grob mit den Verteilungen der experimentellen Daten des Crystal Barrel Experimentes überein. Daher eignen sie sich auch dafür, die Auswirkungen weiterer Selektionsschnitte zu untersuchen. Ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund bei den Monte Carlo-Daten sollte dementsprechend ebenso ein gutes Signal-zu-Untergrund Verhältnis für die experimentellen Daten liefern. Um dies mit hinreichend guter Statistik zu studieren, wurden zu jedem Untergrund- und zu jedem Signalkanal eine Million Ereignisse generiert. Bevor diese ebenfalls den kinematischen Fit durchliefen, musste jedoch auch hier zuerst eine Pulloptimierung vorgenommen werden. Die Skalierungsfaktoren sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Messgröße	Φ	Θ	$\sqrt{E}$	Ψ_0	α	$\tan \lambda$
Fehler-Skalierung	1.15	1.05	0.8	1.1	0.9	0.75

Tabelle 4.4: Die Skalierungsfaktoren für die Monte Carlo simulierten Ereignisse nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c.

Nach dem kinematischen Fit wurden die übrig gebliebenen Ereignisse durch Schnitte bzw. Gegenschnitte auf die Konfidenzniveaus weiter selektiert. Dabei musste iterativ und experimentell vorgegangen werden, bis ein äußerst gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis vorlag. Ein besonders harter Schnitt musste auf das Konfidenzniveau des Untergrundkanals $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ erfolgen, damit möglichst wenige $\pi^0\pi^0$ Ereignisse übrig blieben. Eine Zusammenfassung der Schnitte auf die Konfidenzniveaus ist in Tabelle 4.5 aufgelistet. Eine weitere Unterdrückung des Untergrundes kann über die Betrachtung des kombinatorischen Untergrundes erfolgen.

Hypothese	CL-Schnitt
$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (Signal)	$>10\%$
$\pi^+\pi^-4\gamma$ (Signal)	$>1\%$
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Untergrund)	$<0,01\%$
$\pi^+\pi^-\eta\eta$ (Untergrund)	$<0,1\%$
$K^+K^-\pi^0\eta$ (Untergrund)	$<1\%$

Tabelle 4.5: Selektionskriterien für die Konfidenzniveaus der Signal- und Untergrundhypothesen.

Schnitt
$NGF(\pi^+\pi^-\pi^0\eta) = 1 \ \& \ NGF(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma) = 1$
$NGF(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma) = 2 \ \& \ 0,34 \cdot CL(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma)_1 > CL(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma)_2$
$NGF(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma) = 3 \ \& \ 0,03 \cdot CL(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma)_1 > CL(\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma)_3$

Tabelle 4.6: Erweiterte Selektionskriterien für die Signalthypothesen. Die Zeilen verstehen sich als logisches Oder. Der Index zum CL verweist auf die Fitnummer.

4.6.2 Kombinatorischer Untergrund

Der kinematische Fit versucht die vier Photonen im Endzustand zu einem π^0 und einem η zusammenzufügen, dabei kann es aber vorkommen, dass die falsche Kombination der Photonen zustande kommt und sie nicht richtig eingeteilt werden. Dies resultiert dann in einen kombinatorischen Untergrund.

Eine Methode des kinematischen Fits bietet die Möglichkeit, die Anzahl an guten Fits (NGF) herauszufinden. Zwei gute Fits würden zum Beispiel bedeuten, dass es zwei Kombinationen mit den vier Photonen gibt, die ein π^0 und ein η rekonstruieren würden. Um die Auswirkungen der Anzahl an guten Fits zu untersuchen, wurde zusätzlich der Signalkanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ hinzugefügt. Anhand des Spektrums der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen konnte ersichtlich werden, wie sich dahin gehend weitere Selektionsschnitte auf das Signal zu Untergrundverhältnis auswirkten. Experimentell wurden so diese Selektionsschnitte bis zu einem optimalen Signal zu Untergrundverhältnis angepasst. Die Schnitte und die dazu ermittelten Werte sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst. Ein Spektrum für die resultierende $\gamma\gamma$ -Masse ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Dort bleibt quasi nur noch das η -Signal übrig mit äußerst wenig Ereignissen in den Seitenbändern. Der Untergrund konnte mit den neuen Schnitten auf $\approx 0,2\%$ reduziert werden (von $14,4\%$, wenn einzig ein Phasenraumschnitt von $>10\%$ auf das CL angewendet wird). Mit den Schnitten aus Tabelle 4.5 lag der Anteil noch bei $\approx 0,7\%$ (diese Zahlen folgen aus der Anpassung mit einer Gauß-Funktion für das Signal plus einem linearen Term für den Untergrund aus den benachbarten Seitenbändern).

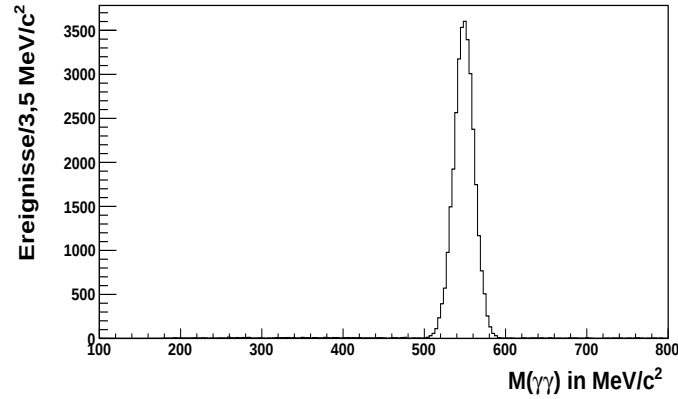


Abbildung 4.6: Die invariante $\gamma\gamma$ - Masse aus der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ mit Schnitten nach Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6.

4.7 Zusammenfassung der Datenselektion

Dieser Abschnitt soll einen kurzen Überblick über die Anzahl an verbleibenden Ereignissen liefern. In Tabelle 4.7 sind diese separat für beide Strahlimpulse 900 MeV/c und 1940 MeV/c nach jedem Selektionsschritt aufgeführt.

Die Auswirkungen der Selektionskriterien auf die Monte Carlo-Daten können aus Tabelle 4.8 entnommen werden.

	900 MeV/c	1940 MeV/c
eingelene Rohdaten	14116047	54815558
zwei geladene Teilchen	9525622	31909310
ein positiv und ein negativ geladenes Teilchen	8219517	24460571
6 Teilchen im Endzustand (Split-Off-Erkennung)	1825049	4898072
Impulsfenster	1672623	3047088
mind. 6 Treffer in JDC	1622491	2832821
z-Vertex in Targetnähe	510649	821496
Phasenraumereignisse ($\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$)	506870	815870
Signalereignisse ($\pi^+\pi^-\pi^0\eta$)	69174	158170
Signalereignisse ($\pi^+\pi^-\pi^0\eta$) nach der Untergrundbetrachtung (Tab. 4.5, 4.6)	33123	73395

Tabelle 4.7: Zusammenfassung aller selektierten Ereignisse für den Kanal $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ für die Strahlimpulse von 900 MeV/c und 1940 MeV/c.

Kanal	Anzahl selekt. Ereignisse	Verhältnis selekt. zu gen. Ereig.
$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$	90602	9,1 %
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	38	$3,8 \cdot 10^{-5}$
$\pi^+\pi^-\eta\eta$	20	$2 \cdot 10^{-5}$
$K^+K^-\pi^0\pi^0$	1	$1 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.8: Anzahl der übrig gebliebenen Ereignisse aus den Monte Carlo-Simulationsdaten nach den angewandten Schnitten aus Tabelle 4.5 und Tabelle 4.6 für den Strahlimpuls $p_{\bar{p}}=900 \text{ MeV}/c$. Zu jedem Kanal wurden eine Million Ereignisse generiert.

4.8 Invariante Massenspektren

Nach der Selektion der möglichst untergrundfreien Daten können als nächstes die Massenspektren untersucht werden. Das Ziel ist, Zwischenresonanzen für den Kanal $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ zu finden, damit diese später in die Hypothesen der Partialwellenanalyse einfließen können. In diesem Kapitel wird ein Fokus auf die Massenspektren für den Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ gerichtet, da dieselben Daten der Partialwellenanalyse unterzogen werden. Nichtsdestotrotz lohnt sich vereinzelt auch ein Blick auf das Spektrum für den hohen Strahlimpuls, da hier gewisse Strukturen ersichtlicher sein können. Die Spektren für den hohen Strahlimpuls sind im Anhang wiederzufinden. Redundante Spektren wie die invarianten Massen von $\pi^+\pi^0$ und $\pi^-\pi^0$ werden hier nur einmal gezeigt, der Gegenpart lässt sich ebenso im Anhang einsehen.

4.8.1 Zweiteilchensysteme

Der erste Blick sollte auf Abbildung 4.7 fallen, dort ist abermals das Spektrum der invarianten $\pi^0\eta$ -Massen zu sehen. Der Unterschied zu Abbildung 4.5 ist, dass diesmal die in den

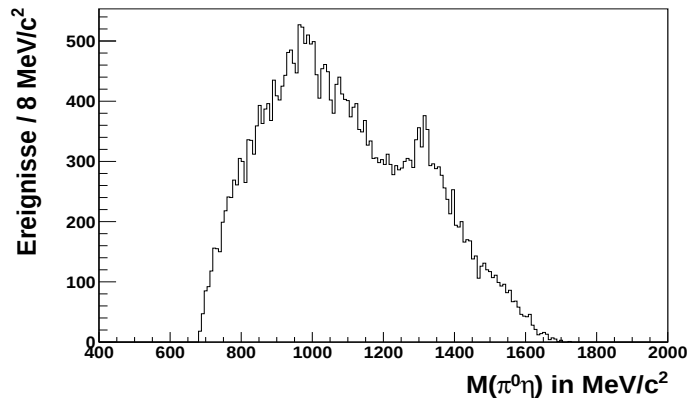


Abbildung 4.7: Invariante $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls= $900 \text{ MeV}/c$).

vorangegangenen Abschnitten diskutierten Schnitte vorher auf den Datensatz angewendet wurden, sodass dieses sich hier deutlich untergrundfreier darstellt. Vor allem die Überhöhung bei $\approx 750 \text{ MeV}/c^2$ ist nicht mehr zu erkennen. Diese hätte sonst ohne Untergrundbehandlung womöglich fälschlicherweise als Resonanz identifiziert werden können. Dieses Beispiel sollte verdeutlichen, wie wichtig es ist, eine angemessene Untergrundbehandlung durchzuführen.

Ansonsten ist ein Maximum der Verteilung bei $\approx 980 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Dieses wird der Zwischenresonanz $a_0(980)^0$ zugeordnet. Eine weitere Struktur findet sich bei $\approx 1310 \text{ MeV}/c^2$, sie resultiert höchstwahrscheinlich aus der $a_2(1320)^0$ Resonanz.

Wird zum entsprechendem geladenen Massenspektrum übergegangen (Abbildung 4.8), so

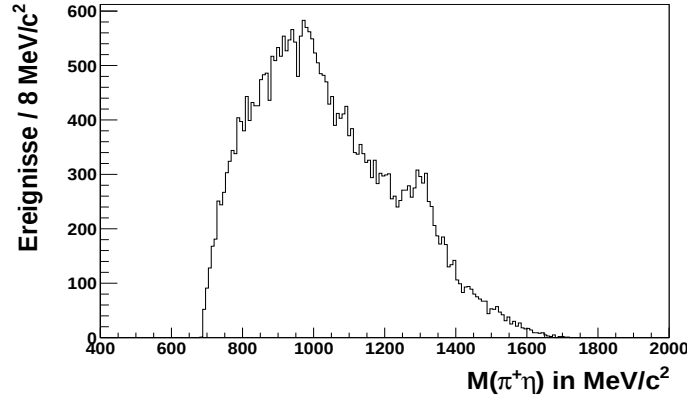


Abbildung 4.8: Invariante $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

lassen sich diese Resonanzen auch in ihren geladenen Zuständen ($a_0(980)^\pm$, $a_2(1320)^\pm$) wiederfinden. Resonant wird das η zusammen mit einem Pion also hauptsächlich über diese beiden Mesonen produziert.

Im $\pi^+\pi^-$ - Massenspektrum (Abbildung 4.9) findet sich bei $\approx 770 \text{ MeV}/c^2$ eine Erhöhung, die nicht dem Phasenraum zuzuordnen ist. Diese stammt vom $\rho(770)^0$, welches in zwei gegensätzlich geladene Pionen zerfällt. Auch geladene $\rho(770)$ -Mesonen lassen sich eindeutig in

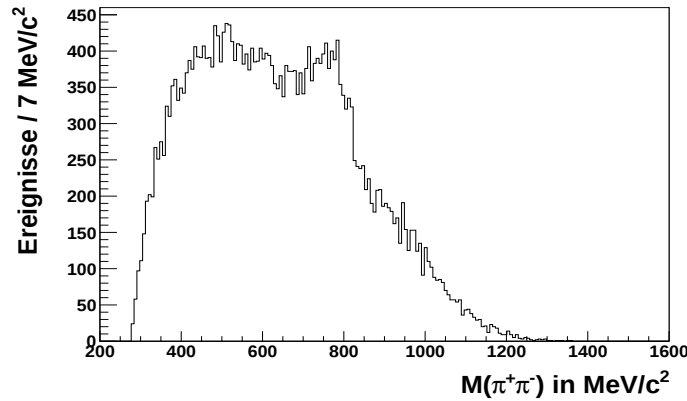


Abbildung 4.9: Invariante $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

dieser Massenregion in den invarianten Massenspektren von $\pi^+\pi^0$ (Abbildung 4.10) oder $\pi^-\pi^0$ entdecken, sodass ebenfalls davon ausgegangen werden kann, dass das $\rho(770)$ in all seinen Ladungszuständen produziert wird.

Nun liegt der Verdacht nahe, dass das $\rho(770)$ zusammen mit dem $a_0(980)$ oder dem $a_2(1320)$ in ihren passenden Ladungskombinationen erzeugt wird. Um dies zu überprüfen, werden als

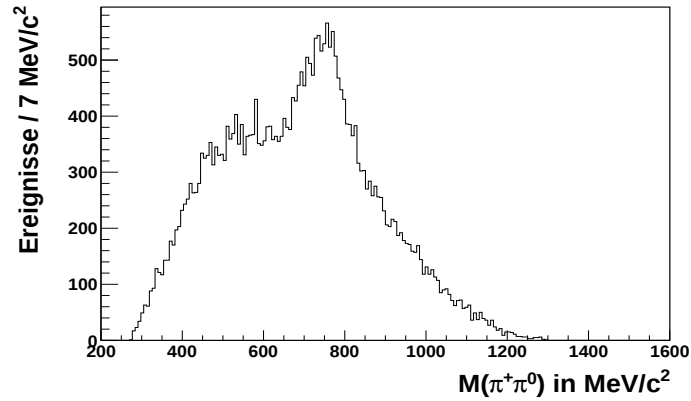


Abbildung 4.10: Invariante $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

nächstes sogenannte Goldhaber-Diagramme untersucht. Dort sind die invarianten Massen zweier Teilchen gegenüber der zweier anderer Teilchen aufgetragen. Ob eine Massenkombination besonders häufig auftritt, lässt sich über die Einfärbung ermitteln. In der Abbildung 4.11 sind zwei Goldhaber-Diagramme dargestellt. Es bestätigt sich der Verdacht, dass zumindest die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \rho(770) a_0(980)$ stark beiträgt, da in den Goldhaber-Diagrammen in diesen Massenregionen eine einsehbare erhöhte Häufigkeit vorzufinden ist. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \rho(770) a_2(1320)$ ist dagegen dominant für den hohen Strahlimpuls (siehe Anhang). Da diese Reaktion unter der Berücksichtigung der Breiten ihrer Resonanzen aber noch gerade mit der verfügbaren Schwerpunktsenergie möglich ist, darf auch ebenfalls davon ausgegangen werden, dass sie einen Beitrag für den niedrigen Strahlimpuls liefert.

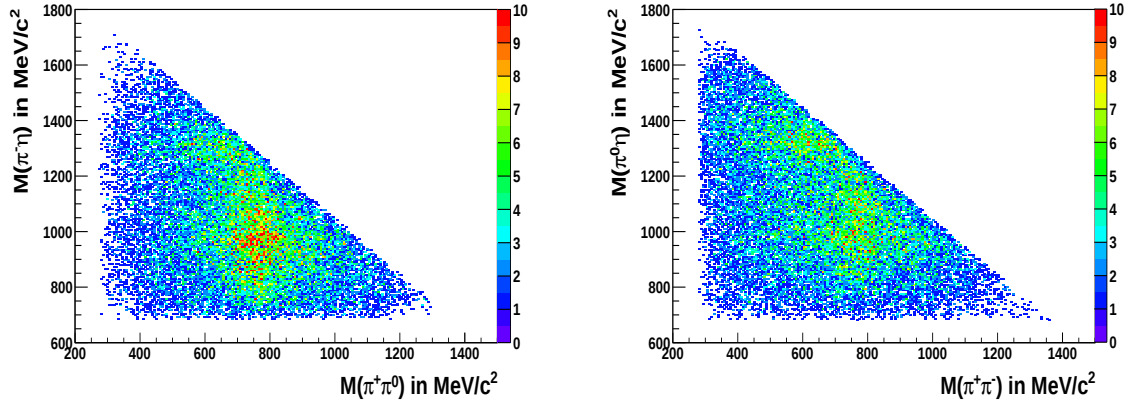


Abbildung 4.11: Links: Die invariante $\pi^-\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^+\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen. Rechts: Die invariante $\pi^0\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^+\pi^-$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpuls=900 MeV/c).

4.8.2 Dreiteilchensysteme

Bei der Betrachtung der Dreiteilchensysteme fällt vor allem das ω -Meson in Abbildung 4.12 bei einer Masse von $\approx 790 \text{ MeV}/c^2$ auf, welches dort nach $\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfällt. Ebenfalls ist ein kleiner Beitrag bei $\approx 550 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Dieser stammt vom η -Meson. Auch das η' -Meson wird produziert, dieses ist bei $\approx 970 \text{ MeV}/c^2$ in Abbildung 4.13 zu finden. Bis auf das ω -

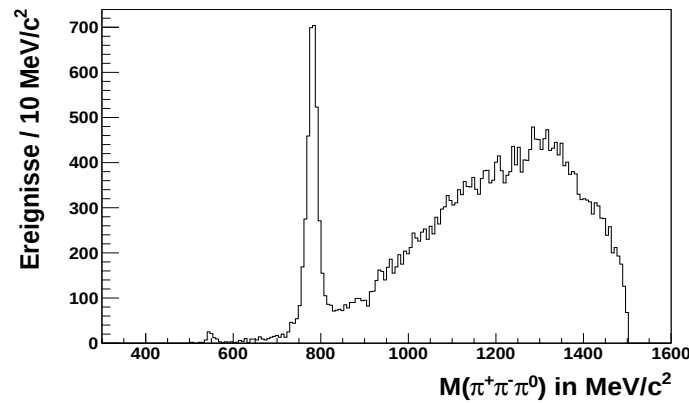


Abbildung 4.12: Invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

Meson sind ansonsten auf dem ersten Blick keine weiteren Resonanzen zu identifizieren. Vor allem Abbildung 4.14 liefert keinen Hinweis auf irgendwelche Resonanzen. Daher kann nur eine Partialwellenanalyse Aufschluss darüber geben, ob es noch weitere Resonanzen gibt, die zu der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ beitragen.

Zusammenfassend lässt sich jedoch alleine mithilfe der Massenspektren sagen, dass folgende Reaktionen an diesem Kanal beteiligt sind:

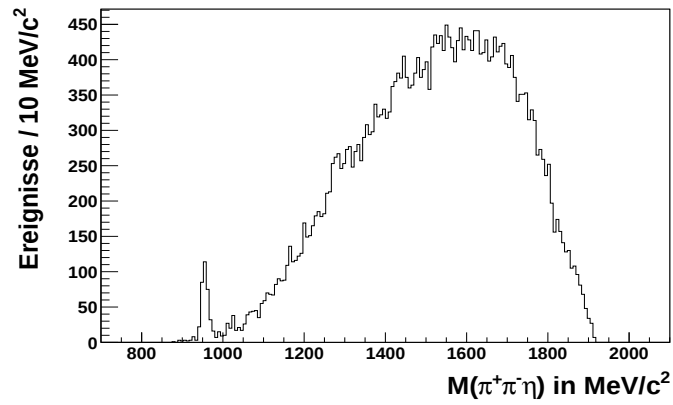


Abbildung 4.13: Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

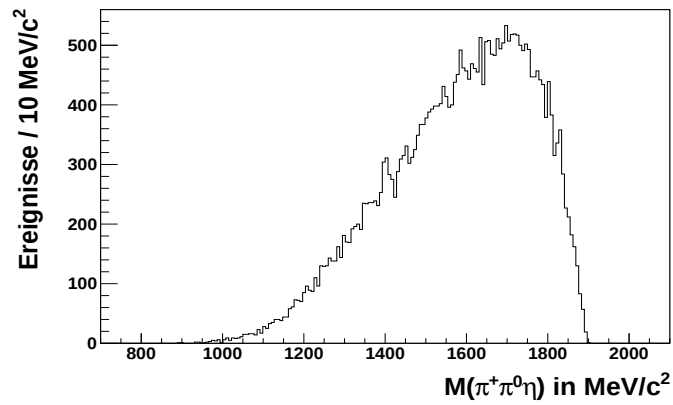


Abbildung 4.14: Invariante $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

- $\bar{p}p \rightarrow a_0(980)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta'\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-\eta)\pi^0$

Kapitel 5

Formalismus der Partialwellenanalyse

Der Hauptteil dieser Arbeit befasst sich damit, eine Partialwellenanalyse mit den selektierten Daten durchzuführen und beitragende Resonanzen zu identifizieren und die Spin-Dichtematrix des ω -Mesons für den Beitrag $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ zu bestimmen. Die nächsten Unterkapitel sollen daher die Theorie der Partialwellenanalyse erläutern und eine Vorstellung davon vermitteln, wie die Software diese durchführt. Danach wird kurz die Theorie zur Spin-Dichtematrix für die Produktion des ω -Mesons erklärt.

5.1 Isobar-Modell

Im Gegensatz zu Drei- oder Mehrkörperzerfällen lassen sich Zweikörperzerfälle sehr gut analytisch beschreiben und die Theorie kann in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen exakte Zerfallswinkel-, sowie Energie- und Impulsverteilungen herleiten. Da es in der Natur oft beobachtet wird, dass die meisten kurzlebigen Resonanzen in zwei Tochterteilchen zerfallen, wurde das Isobarmodell [19] entwickelt. Es beschreibt die (sequentiellen) Zweikörperzerfälle und ist gut für die Partialwellenanalyse geeignet. In Abbildung 5.1 ist beispielhaft eine Zweikörper(sub)-zerfallskette mit

$$Z \rightarrow X + Y$$

und

$$X \rightarrow a + b \quad Y \rightarrow c + d$$

grob dargestellt. In der Software sind aber auch einige Ausnahmen implementiert, damit zum Beispiel das ω -Meson, welches in drei Pionen zerfällt, mitberücksichtigt werden kann.

5.1.1 Prozess der Proton-Antiproton-Annihilation

Bei der Proton-Antiproton-Annihilation und der darauf folgenden Entstehung von (Zwischen-)Resonanzen handelt es sich um einen Prozess der starken Wechselwirkung. Mit dieser Erkenntnis lassen sich wichtige Erhaltungssätze aufstellen, die die Freiheitsgrade der Reaktion einschränken. Neben Ladungs-, Impuls- und Energieerhaltung sind folgende Erhaltungsgrößen weiter von Bedeutung:

- Gesamtdrehimpuls J
- Parität P
- Ladungskonjugation (C-Parität) C
- Isospin I, I_3

Protonen und Antiprotonen sind Spin 1/2 Teilchen. Das System bestehend aus diesen beiden Teilchen koppelt zu einem Gesamtspin S , bei dem der Singulettzustand mit $S = 0$ oder der

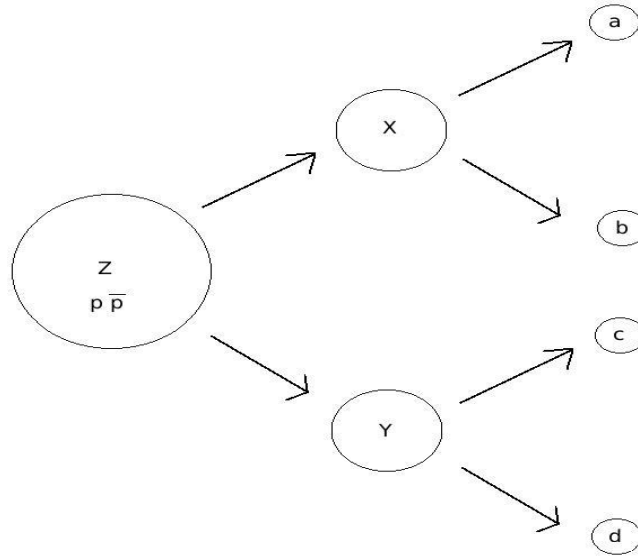


Abbildung 5.1: Schema von sequentiellen Zweikörperzerfällen.

Triplettzustand mit $S = 1$ möglich ist. Unter Beachtung ihres relativen Bahndrehimpulses L koppelt das Proton-Antiprotonsystem zu einem Gesamtdrehimpuls J . Der Zwischenzustand Z in der Annihilation nimmt die Quantenzahlen IJ^{PC} an, wobei die Parität P mit dem relativen Bahndrehimpuls L verknüpft ist über $P_{p\bar{p}} = (-1)^{L+1}$ und der Gesamtsospin I analog zum Gesamtspin eine Kopplung der Einzelsospins ist. Die C-Parität findet sich über $C = (-1)^{L+S}$ (vergleiche Kapitel Mesonenspektroskopie). Wie oben erwähnt müssen diese Größen beziehungsweise deren Quantenzahlen im System XY erhalten bleiben, was zu einer genau definierten Anzahl an Möglichkeiten für jede Reaktion führt. Außerdem ergeben sich aufgrund obiger Auswahlregeln einige Einschränkungen, sodass Zwischenzustände mit $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots$ nicht erlaubt sind.

Eine Schwierigkeit besteht in der Unkenntnis des maximal beitragenden Bahndrehimpulses L_{max} für das Proton-Antiproton System Z . Es ist machbar diesen zu ermitteln, aber für den hier zu untersuchenden Kanal erfordert dies einen großen Zeitaufwand, der im Umfang dieser Arbeit nicht möglich war. Stattdessen wird ein maximaler Bahndrehimpuls von $L_{max} = 4$ für einen Strahlimpuls von 900 MeV/c angesetzt, was als Ergebnis einer vorangegangenen Untersuchung bestimmt wurde [28].

5.2 Helizitätsformalismus

Der Kern der Partialwellenanalyse ist eine Anpassung der verschiedenen Zerfallswinkel (Zerfallswinkelverteilungen) der Teilchen. Diese Zerfallswinkel sind insbesondere abhängig von den Spinquantenzahlen der Teilchen. Das bedeutet, dass jede Resonanz gesondert betrachtet werden muss. Es stehen mehrere physikalische Modelle zur Beschreibung einer Zerfallswinkelverteilung zur Verfügung. Erwähnt seien hier der nichtrelativistische Spin-Bahn-Formalismus oder der lorentzinvariante Tensorformalismus. Es bietet sich hier jedoch an, den Helizitätsformalismus anzuwenden, denn mit seiner Beschreibung ist es einfacher, Amplituden für sequentielle Zerfälle zu behandeln und er ist nicht so rechenzeitintensiv. Sobald die Zerfallswinkelver-

teilung angepasst ist, kann auf die Quantenzahlen möglicher Zwischenresonanzen geschlossen werden. Ausführlichere Darstellungen und nachfolgende Formeln finden sich in [29] oder auch in [22].

Die Helizität ist definiert als

$$\lambda = \pm \vec{S} \cdot \hat{p} \quad -|\vec{S}| \leq \lambda \leq |\vec{S}|, \quad (5.1)$$

wobei $\hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ (daher Bewegungsrichtung und somit auch die Quantisierungsachse) und $\vec{S}$ der Spin des Teilchens ist. Die Helizität ist also die Projektion des Spins auf die Richtung des Impulses der Teilchen. Eine hilfreiche Information ist, dass die Helizität auch mit Hilfe des Gesamtbahndrehimpulses $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ bestimmt werden kann, da der Bahndrehimpuls $\vec{L}$ laut Definition immer eine Senkrechte zur Ausbreitungsrichtung ist ($\vec{L} \cdot \hat{p} = 0$), gilt:

$$\lambda = \vec{J} \cdot \hat{p}. \quad (5.2)$$

Das Ziel ist es, die Übergangsamplituden der Produktionen und der Zweikörperzerfälle im Schwerpunktsystem zu finden, denn mit diesen können die Winkelverteilungen bestimmt werden. Für den Fall der Produktion wird zunächst die Reaktion

$$a + b \rightarrow c + d$$

betrachtet. $a + b$ und $c + d$ lassen sich zu Zweiteilchenzuständen zusammenfassen. Dazu wird einfach das Produkt der Einzelzustände gebildet, also hier zum Beispiel:

$$|\vec{p}_a, \lambda_a\rangle \otimes |\vec{p}_b, \lambda_b\rangle = |p, \theta, \phi, \lambda_a, \lambda_b\rangle \quad (5.3)$$

Nützlich ist hierbei, dass sich im Schwerpunktsystem die Kinematik mit den Winkeln θ, ϕ von $\vec{p}_1$ beschreiben lässt und dass $p = |\vec{p}_a| = |\vec{p}_b|$ gilt. Es lässt sich zeigen, dass dieser Zweiteilchenzustand geschrieben werden kann als:

$$|p, \theta, \phi, \lambda_a, \lambda_b\rangle = \sum_{JM} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \mathcal{D}_{M\lambda}^J |p, J, M, \lambda_a, \lambda_b\rangle \quad (5.4)$$

Hierbei stellt M die dritte Komponente des Gesamtbahndrehimpulses J dar und bei $\mathcal{D}_{M\lambda}^J$ handelt es sich um die Wigner-D-Matrizen. Nun kann die Amplitude für den Übergang des Zweiteilchenzustandes $|i\rangle$ in $|f\rangle$ betrachtet werden:

$$T_{\lambda_a \lambda_b \lambda_c \lambda_d} := \langle f | T | i \rangle = 4\pi^2 \cdot 4 \sqrt{\frac{S}{p_i p_f}} \langle \theta_f, \phi_f, \lambda_c, \lambda_d | T | 0, 0, \lambda_a, \lambda_b \rangle \quad (5.5)$$

Mit Gleichung 5.4 und der Tatsache, dass der Drehimpuls erhalten bleibt, werden vollständige Sätze der Zustände $|JM\lambda_c\lambda_d\rangle$ eingefügt, was eine Entwicklung der Amplitude in Partialwellen erlaubt und sie mit

$$T_{\lambda_a \lambda_b \lambda_c \lambda_d} = 4\pi \sqrt{\frac{S}{p_i p_f}} \sum_J (2J+1) \mathcal{D}_{\lambda_i \lambda_f}^{*J}(\Omega_f) \langle \lambda_c, \lambda_d | T^J | \lambda_a, \lambda_b \rangle \quad (5.6)$$

ausgedrückt werden kann. Neue Parameter sind $\lambda_i = \lambda_a - \lambda_b, \lambda_f = \lambda_c - \lambda_d$ und die Zerfallswinkel Ω_f . Die Winkelverteilung für den gebildeten Zweiteilchenzustand wird über

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f}(\theta_f, \phi_f) \propto |\langle i | T | f \rangle|^2 \quad (5.7)$$

gefunden.

Wenn es um Zweikörperzerfälle

$$c \rightarrow 1 + 2$$

geht, können analoge Betrachtungen durchgeführt werden und $1 + 2$ im Zweiteilchenzustand f zusammengefasst werden. Dann lässt sich zeigen, dass die Übergangsamplitude mit

$$A(c \rightarrow f) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \mathcal{D}_{\lambda_c \lambda_f}^{*J}(\Omega_f) A_{\lambda_1 \lambda_2} \quad (5.8)$$

gebildet werden kann. Dabei ist hier $\lambda_f = \lambda_1 - \lambda_2$. Für $A_{\lambda_1 \lambda_2}$ (Zerfallsamplituden im Helizitätssystem) lässt sich ein Ausdruck in der kanonischen LS-Basis finden [26]:

$$A_{\lambda_1 \lambda_2} = \sum_{L,S} \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \langle L, 0, S, \lambda_f | J, \lambda_f \rangle \langle s_1, \lambda_1, s_2, -\lambda_2 | S, \lambda_f \rangle \cdot \alpha_{LS}^J \quad (5.9)$$

Somit können Parität und insbesondere C-Parität mit beachtet werden. Die α_{LS}^J sind die komplexen Fitparameter, die es in der Partialwellenanalyse über die Anpassung der Monte Carlo-Simulation an die Daten zu ermitteln gilt. Die Monte Carlo-Simulationen bieten den Vorteil, dass sie den Phasenraum der Daten bereits effizienzkorrigiert beschreiben und nur die Produktionsamplitude für die verschiedenen Resonanzen noch nicht berücksichtigt sind. Aus der Anpassung an die Daten werden diese aber nach oben genannten Verfahren gewonnen.

5.3 Dynamik und Linienformen

Die Formen der Resonanzen in den Massespektren lassen sich durch bestimmte Dynamiken beschreiben. Die in dieser Arbeit verwendeten Paramterisierungen sollen hier kurz vorgestellt werden.

5.3.1 Breit-Wigner-Parametrisierung

Die Breit-Wigner-Formulierung wird am häufigsten für die Resonanzen benutzt. Die Form der Resonanzkurve lässt sich mit der relativistischen Breit-Wigner-Funktion (BW)

$$BW(m_0, m, \Gamma_0, p) = \frac{m_0 \Gamma_0 B_L(p, p_0)}{m_0^2 - m^2 - i \frac{\rho}{\rho_0} m_0 \Gamma_0 B_L^2(p, p_0)} \quad (5.10)$$

anpassen [6]. Dabei ist m_0 die Nominalmasse, m die Resonanzmasse und Γ_0 die Nominalbreite der Verteilung. Der Zerfallsimpuls ist p und der Aufbruchimpuls ist p_0 . Für ρ gilt, dass es das Produkt aus Zerfallsimpuls und Resonanzmasse ist $\rho = \frac{2p}{m}$. Bei $B_L(p, p_0)$ handelt es sich um den Quotienten der Blatt-Weißkopf-Faktoren, die abhängig vom Bahndrehimpuls L sind. Diese sind als D_L -Funktionen definiert mit $B_L(p, p_0) = \frac{D_L(p)}{D_L(p_0)}$, wobei die ersten fünf

D_L -Funktionen mit

$$\begin{aligned}
 D_0(x = (\frac{p}{p_R})^2) &= 1 \\
 D_1(x = (\frac{p}{p_R})^2) &= \sqrt{\frac{2x}{x+1}} \\
 D_2(x = (\frac{p}{p_R})^2) &= \sqrt{\frac{13x^2}{(x-3)^2 + 9x}} \\
 D_3(x = (\frac{p}{p_R})^2) &= \sqrt{\frac{277x^3}{x^3 + 6x^2 + 45x + 225}} \\
 D_4(x = (\frac{p}{p_R})^2) &= \sqrt{\frac{12746x^4}{x^4 + 10x^3 + 135x^2 + 1575x + 11025}}
 \end{aligned}$$

gegeben sind. Die Konstante $p_R \approx 200 \text{ MeV}/c$ könnte auch als freier Parameter in die Partialwellenanalyse mit eingehen [6].

5.3.2 Voigt-Parametrisierung

Für sehr schmale Resonanzen ist die Breit-Wigner Parametrisierung nicht mehr zutreffend. Stattdessen wird bei solchen Fällen die Voigt-Funktion benutzt, die eine Faltung zwischen der Gauß-Verteilung G und der nicht relativistischen Breit-Wigner-Verteilung (BW) ist:

$$\begin{aligned}
 V(m) &= C \int_{-\infty}^{\infty} G(m'; 0; \sigma) BW((m - m'); m_0; \Gamma) dm' \\
 &= C \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{m'^2}{2\sigma^2}} \frac{\Gamma^2}{4 \cdot ((m - m_0 - m')^2 + \frac{\Gamma^2}{4})} dm'
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Ein Anwendungsbeispiel ist das ω -Meson, dessen natürliche Breite mit $\Gamma = 8,49 \text{ MeV}/c^2$ [15] gegeben ist und damit in der Größenordnung der Auflösung des Detektors liegt ($\sigma \approx 10 \text{ MeV}/c^2$).

5.3.3 $(\pi\pi)_S$ -Wellen-Parametrisierung und K-Matrix-Parametrisierung

Es kann vorkommen, dass Resonanzen an mehreren Zerfallskanälen koppeln und sich außerdem mit anderen Resonanzen gleicher Quantenzahlen überschneiden und sich diese nicht mehr einzeln mit Breit-Wigner-Verteilungen parametrisieren lassen. Für dieses Problem wurde der K-Matrix-Formalismus entwickelt. Er bietet die Möglichkeit, Zweikörper-Streuprozesse gut zu beschreiben und die Resonanzen unisoliert zu behandeln. Der Formalismus findet in dieser Arbeit Anwendung bei der $(\pi\pi)_S$ -Welle und der a_0 -Matrix. Die $(\pi\pi)_S$ -Welle ist nach V. V. Anisovich und A. V. Sarantsev [32] parametrisiert. Sie enthält die folgenden K-Matrix-Pole:

- Pol 1: $f_0(980)$
- Pol 2: $f_0(1300)$
- Pol 3: $f_0(1500)$

- Pol 4: $f_0(1750)$
- Pol 5: $f_0(1200 - 1600)$

Außerdem können die Zerfälle der $(\pi\pi)_S$ -Welle in fünf verschiedenen Kanälen ($\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ und $\pi\pi\pi\pi$) beschrieben werden. Davon ist jedoch für diese Arbeit nur der Zerfall nach $\pi\pi$ relevant und es ist oft sinnvoll, nicht alle fünf Pole in der Produktion zu berücksichtigen.

Die a_0 -Matrix hingegen besteht nur aus folgenden zwei Polen:

- Pol 1: $a_0(980)$
- Pol 2: $a_0(1450)$

Sie lässt hier nur den Zerfall nach $\pi\eta$ zu. Der $a_0(980)$ g-Faktor wurde auf 0,289 und der $a_0(1450)$ g-Faktor auf 0,675 fixiert.

5.4 Die Software

5.4.1 PAWIAN

PAWIAN¹ ist der Name für die hier verwendete Software zur Partialwellenanalyse. Sie wurde am Lehrstuhl für Experimentalphysik I an der Ruhr Uni Bochum geschrieben und ist objekt-orientiert in C++ entwickelt. Es stützt sich zudem auf die Softwarebibliotheken MINUIT2², QFT++³ und BOOST⁴. Im folgendem sollen diese kurz erläutert werden.

- MINUIT2: Hier handelt es sich um eine Klassenbibliothek, die mit Hilfe eines numerischen Gradientenabstiegsverfahrens die präzise Minimierung einer Multiparameterfunktion durch das Anpassen ihrer Parameter ermöglicht. Dies erweist sich als besonders nützlich bei logarithmierten Likelihoodfunktionen. Zusätzlich können anhand der Umgebung des Minimums der Funktion die Unsicherheiten der Parameter ermittelt werden.
- QFT++: Dieses Softwarepaket wird dazu benutzt, Wigner-D-Funktionen zu berechnen und Clebsch-Gordon-Koeffizienten zu ermitteln. Es stellt allerdings auch ein Werkzeug zur Berechnung von andere Größen der Quantendynamik wie Dirac Matrizen oder Spinoren dar.
- BOOST: Dies ist eine vielfältige C++ Bibliothekensammlung.

Um PAWIAN zu starten, ist es erforderlich über eine Konfigurationsdatei die Bedingungen und das jeweilige Szenario passend einzugeben. Dazu gehört zum Beispiel die Energie des Antiprotonenstrahls, die gewünschte Anzahl der zu analysierenden Daten oder der maximale Drehimpuls des $\bar{p}p$ Systems. Besonders wichtig ist hier das Einfügen der (Zwischen-)Resonanzen und deren Zerfallsbäumen. Außerdem erlaubt die Konfigurationsdatei die Fixierung von Parametern, sodass diese nicht mit MINUIT2 variiert und angepasst werden, was beispielsweise bei den Massen der Mesonen sinnvoll ist.

Am Ende werden die angepassten Daten im Format des Datenanalyse Frameworks ROOT⁵ ausgegeben und stehen für weitere Betrachtungen und Analysen zur Verfügung.

¹ **P**artial **W**ave **I**nteractive **A**nalysis Software

² <http://seal.web.cern.ch/seal/MathLibs/Minuit2/html/>

³ <http://www-meg.phys.cmu.edu/qft++>

⁴ <http://www.boost.org/>

⁵ <https://root.cern.ch/drupal/>

5.4.2 Anpassung der Daten

Die Idee ist, dass phasenraumverteilte Monte Carlo-Simulationsdaten an die selektierten Daten angepasst werden, indem die freien Fitparameter solange variiert werden, bis eine möglichst optimale Beschreibung durch die Hypothese vorhanden ist. Oft wird ein χ^2 -Wert unter Berücksichtigung der Freiheitsgrade zur Bewertung der Anpassungsgüte herangezogen. Da diese Methode aber das Eintragen der Ereignisse in Zellen (engl. bins) beinhaltet gehen bei dieser endlich feinen Diskretisierung genaue Lageinformationen der Ereignisse verloren.

Eine bessere, hier verwendete Methode zur Lösung des Optimierungsproblems ist die Maximum-Likelihood-Methode.

Zuerst erfordert diese das Aufstellen einer Modellfunktion $w(\vec{\tau}, \vec{x})$ für die Wahrscheinlichkeitsdichte der Reaktion (vgl. Kapitel 5.2). Dann können die Wahrscheinlichkeiten aller Ereignisse n_{Data} zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit aufmultipliziert werden. Hierfür wurde die Likelihoodfunktion $\mathcal{L}$ definiert [10]:

$$\mathcal{L} = n_{Data}! \cdot \exp \left[-\frac{(n_{Data} - \int w(\vec{\tau}, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}) d\vec{\tau})^2}{2n_{Data}} \right] \cdot \prod_{i=1}^{n_{Data}} \frac{w(\vec{\tau}_i, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}_i)}{\int w(\vec{\tau}, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}) d\vec{\tau}}. \quad (5.12)$$

Dabei stehen $\vec{\tau}$ für die Phasenraumkoordinaten und $\vec{x}$ sind die komplexen Fitparameter die angepasst werden. Die Funktion $\epsilon(\vec{\tau})$ bezeichnet die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz für die jeweilige Phasenraumkoordinaten und hängt vom Detektor ab. Das Phasenraumintegral $\int w(\vec{\tau}, \vec{x}) \epsilon(\vec{\tau}) d\vec{\tau}$ dient unter anderem der Normierung und muss durch die Monte Carlo-Daten näherungsweise bestimmt werden, da es sich im Allgemeinen nicht analytisch lösen lässt.

Um Rechenzeit zu sparen und keine Wahrscheinlichkeiten zu erhalten, die kaum von Null zu unterscheiden sind, ist es günstig, das Produkt in eine Summe zu umzuwandeln, indem die Likelihood logarithmiert wird. Zusätzlich wird noch ein negatives Vorzeichen voran gesetzt, damit MINUIT2 oder auch andere gängige Minimierungsalgorithmen benutzt werden können. Somit ergibt sich die negative log-Likelihood (NLL):

$$NLL = -\ln \mathcal{L}. \quad (5.13)$$

Dieser Wert ist ein Maß für die Güte der Anpassung und je kleiner er ist, desto besser ist die Anpassung der Monte Carlo-Daten mittels der freien Parameter an die Daten gelungen. Es gilt hier also das Minimum der NLL zu ermitteln. Jedoch führen zusätzliche freie Parameter zwangsweise immer zu einer Verbesserung der NLL, die nichts darüber aussagt, ob eine Anpassung übergefittet ist. Weitere Details und Informationen sind in [1] enthalten.

5.4.3 Kriterien und Vorgehensweisen zur Wahl der Hypothesen

Die im vorangegangenen Abschnitt erwähnte Modellfunktion w wird in PAWIAN maßgeblich darüber bestimmt, welche (Zwischen-)Resonanzen und Zerfälle die $\bar{p}p$ Annihilation mit sich bringt. Welche Resonanzen beitragen, lassen sich in einer Hypothese festhalten. Die Stärke des Beitrags einer oder mehrerer Resonanzen ist dann über die NLL herauszufinden und sie gibt anschließend Auskunft darüber, ob die gewählte Hypothese wahrscheinlich ist. Der nächste Schritt ist, alle Hypothesen zu vergleichen und zu beurteilen, ob eine besonders geeignet ist. Um zu Beginn einen guten Vergleichswert zu erhalten, wird eine Basishypothese aufgestellt. Diese sollte ganz offensichtliche Resonanzen enthalten, die in den Daten gut einsehbar sind. Hinterher wird die Basishypothese mit weiteren Resonanzen erweitert und getestet, wie groß die Verbesserung bzw. wie hoch die Signifikanz ist. Diese lässt sich anhand des NLL-Wertes

unter Beachtung der Anzahl der freien Parameter feststellen. Es gibt verschiedene Verfahren um die Signifikanz einer Hypothese zu ermitteln. Im folgendem werden einige davon vorgestellt.

- **Likelihood-Quotienten-Test ($\mathcal{LR}$):** Der Likelihood-Quotienten-Test ist eine oft benutzte Methode, um zwei verschiedene Hypothesen miteinander zu vergleichen. Voraussetzung ist, dass Hypothese A Spezialfall der Hypothese B ist und somit Hypothese A weniger Parameter enthält. Der Quotient lässt sich über

$$\mathcal{LR} = -2 \cdot \ln \frac{\mathcal{L}_A}{\mathcal{L}_B} = -2 \cdot (\ln \mathcal{L}_A - \ln \mathcal{L}_B) \quad (5.14)$$

berechnen. Ob die Hypothese B eine signifikant bessere Anpassung liefert, kann über den p-Wert herausgefunden werden. Dieser kann hier benutzt werden, da es sich bei $\mathcal{LR}$ um eine Statistik handelt, die näherungsweise der χ^2 -Statistik folgt. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist die Differenz der freien Parameter zwischen B und A.

- **Akaikes Informationskriterium (AIC):** Der AIC -Wert eignet sich dafür, nicht geschachtelte Hypothesen zu vergleichen. Die Idee ist, dass die Anzahl an freien Parametern k als Strafterm zur Likelihood hinzugefügt werden. Das führt zu folgender Funktionsvorschrift:

$$AIC = -2 \cdot (\ln \mathcal{L} - k). \quad (5.15)$$

Die beste Hypothese liefert das Minimum des AIC -Wertes.

- **Korrigiertes Akaikes Informationskriterium (AIC_c):** Hier wird zusätzlich die Anzahl der angepassten Ereignisse n berücksichtigt und als Korrekturterm mit hinzugefügt.

$$AIC_c = AIC + \frac{2k(k+1)}{n-k-1} = -2 \cdot \ln \mathcal{L} + \frac{2kn}{n-k-1}. \quad (5.16)$$

Der AIC_c -Wert sollte gegenüber dem AIC -Wert bevorzugt werden, weil die Anzahl der angepassten Ereignisse im Zusammenhang mit der Anzahl der freien Parameter nicht unerheblich dafür sind, wie gut die Anpassung ist. Für große n geht der AIC_c -Wert gegen den AIC -Wert.

- **Bayesianisches Informationskriterium (BIC):** Der BIC -Wert berücksichtigt in seinem Strafterm noch härter die Anzahl der freien Parameter und die Anzahl der angepassten Daten. Die Funktionsvorschrift lautet:

$$BIC = -2 \cdot \ln \mathcal{L} + k \cdot \ln n. \quad (5.17)$$

Beim Gegenüberstellen von AIC - und BIC -Wert findet sich, dass im Allgemeinen der AIC -Wert zum Überfitten und der BIC -Wert zum Unterfitten neigt. Aus dem Minimum des AIC -Wertes lässt sich das "beste" (das heißt, die angefittete Funktion liefert die beste Beschreibung für die Verteilung) Modell für die Daten ableiten, während das Minimum des BIC -Wertes eher das "wahre" (das heißt, die angefittete Funktion liefert die Beschreibung der Physik) Modell herausstellt. Bei den hier genannten Kriterien ist der BIC -Wert das härteste Kriterium. Weitere Informationen zu diesen und anderen Tests der Anpassungsgüte lassen sich in [20] finden.

5.5 Dichtematrix

Der Dichteoperator ρ (statistischer Operator) ist eine wichtige Größe der Quantenmechanik. Er enthält die Information über die Wahrscheinlichkeit, ein System in einem bestimmten Zustand vorzufinden. Es wird zwischen gemischten und reinen Zuständen unterschieden. Ein reiner Zustand besteht aus einem einzigem System, während für gemischte Zustände gilt, dass die Systeme ein Ensemble inkohärenter, gleichartiger Systeme bilden. Ein reiner Zustand wäre zum Beispiel ein spinloses Teilchen, welches durch eine Wellenfunktion $\Psi(x, y, z)$ genau beschrieben wird [16]. Solche reinen Zustände besitzen eine Entropie von null und enthalten daher das Maximum an Informationen. Bei gemischten Zuständen kann jedoch immer nur von einer Wahrscheinlichkeit p_i kleiner eins für das Vorfinden eines bestimmten Zustandes ausgegangen werden. Wenn also ein gemischter Zustand vorliegt (das heißt, dass ein Ensemble gleichartiger Systeme mit den Wahrscheinlichkeiten p_i in den orthogonalen Zuständen $|\psi_i\rangle$ gegeben ist), so ist der Dichteoperator, beziehungsweise die Dichtematrix, folgendermaßen konstruierbar:

$$\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (5.18)$$

5.5.1 Spin-Dichtematrix des ω - Mesons

Als Spin-1-Teilchen besitzt das ω - Meson eine komplexwertige 3x3-Spin-Dichte-Matrix. Sie enthält die volle Information über den Produktionsprozess des ω -Mesons. Ihre Diagonalelemente können als Wahrscheinlichkeiten für die Helizitäten $\lambda_\omega = 1, 0, -1$ interpretiert werden. Die Spin-Dichte-Matrix für das ω lässt sich für unpolarisierte Antiprotonen als Strahlteilchen und unpolarisierten Protonen als Targetteilchen folgendermaßen berechnen [8]:

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \begin{pmatrix} 1/2(1 - \Re\rho_{00}) & \Re\rho_{10} + i\Im\rho_{10} & \Re\rho_{1-1} \\ \Re\rho_{10} - i\Im\rho_{10} & \Re\rho_{00} & -(\Re\rho_{10} - i\Im\rho_{10}) \\ \Re\rho_{1-1} & -(\Re\rho_{10} + i\Im\rho_{10}) & 1/2(1 - \Re\rho_{00}) \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

Die vier unabhängigen Parameter $\Re\rho_{00}$, $\Re\rho_{10}$, $\Im\rho_{10}$ und $\Re\rho_{1-1}$ lassen sich nach der Partialwellenanalyse mit den ermittelten Amplituden λ berechnen [33]:

$$\rho_{\lambda_\omega \lambda'_\omega} = \frac{1}{\sum_{\lambda_{\bar{p}} \lambda_p \lambda_\eta \lambda_\omega} |T_{\lambda_{\bar{p}} \lambda_p \lambda_\eta \lambda_\omega}|^2} \cdot \sum_{\lambda_{\bar{p}} \lambda_p \lambda_\eta} T_{\lambda_{\bar{p}} \lambda_p \lambda_\eta \lambda_\omega}^* T_{\lambda_{\bar{p}} \lambda_p \lambda_\eta \lambda'_\omega} \quad (5.20)$$

Auf einem anderem Weg kann die Größe ρ_{00} auch als Parameter aus der Anpassung an die Zerfallswinkelverteilung des ω gewonnen werden [13]:

$$W(\cos \theta_{\omega, dec}) = \frac{3}{4} ((1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta_{\omega, dec}^2) \quad (5.21)$$

Kapitel 6

Ergebnisse der Partialwellenanalyse

In diesem Kapitel werden die Resultate der Partialwellenanalyse vorgestellt, die mit den in Kapitel 4 selektierten Daten durchgeführt wurden. Aufgrund zeitlicher Einschränkung war eine Partialwellenanalyse mit den Daten für den Strahlimpuls von 1940 MeV/c nicht möglich. Der Großteil der Arbeit beschäftigte sich mit der Suche nach beitragenden Zwischenresonanzen. Nach Identifizierung dieser wurde die Spin-Dichtematrix des ω -Mesons aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ unter der Verwendung des besten Fitergebnisses bestimmt. Zu den in der Anpassung eingelesenen Datensätzen wurden stets drei mal so viele Monte Carlo-Ereignisse berücksichtigt. Der maximale Bahndrehimpuls des $\bar{p}p$ -Systems wurde auf $L_{max} = 4$ festgelegt.

6.1 Wahl der besten Hypothese

Zu Beginn wurde eine Basishypothese aufgestellt, die die Daten einigermaßen gut beschreibt und dominant beitragende Zwischenresonanzen enthält. Aus Kapitel 4 wurden daher die folgenden Zerfallskanäle übernommen und als Basishypothese zusammengefasst:

- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)(\eta)$

Die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta'\pi^0$ wurden für die Partialwellenanalyse aufgrund ihrer Dreikörperzerfälle nicht berücksichtigt und ihre Ereignisse wurden herausgeschnitten. Das verringerte den Datensatz auf 32694 Signalereignisse.

Die nächste Überlegung bestand darin, eine Liste aller möglichen Reaktionen bzw. Zwischenresonanzen, die an dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ beteiligt sein können, aufzustellen. Vorschläge dazu finden sich im PDG [15] oder auch in [7] [11]. Die möglichen Reaktionen sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Zusätzlich ist gezeigt, mit welchen Rückstoß-Teilchen diese Zwischenresonanzen produziert werden und welche Subzerfälle letztendlich in der Software angegeben wurden. Eine Übersicht mit allen relevanten Informationen für die untersuchten Zwischenresonanzen ist mit Tabelle 6.2 gegeben. Ausführlichere Beschreibungen zu der $a_0\text{-Matrix}$ und der $(\pi\pi)_S$ -Welle sind Kapitel 5.3.3 zu entnehmen. Für die Partialwellenanalyse wurden die Massen und Breiten aller Zwischenresonanzen auf ihre PDG-Werte fixiert. Bei der Breit-Wigner Dynamik handelt es sich um eine relativistische Breit-Wigner Dynamik mit Blatt-Weißkopf Barrierefaktoren.

Die Strategie bestand darin, zusätzlich zu den Kanälen aus der Basishypothese ein Kanal aus Tab. 6.1 hinzuzufügen und mit dieser neuen Hypothese daraufhin eine Partialwellenanalyse durchzuführen. Wenn alle Resonanzen einzeln mit der Basishypothese getestet worden waren, wurden diejenigen Hypothesen ermittelt, die eine signifikante Verbesserung lieferten.

Kanal	Untersuchte Zerfallsmodi
$\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770)$	$a_0\text{-Matrix} \rightarrow \pi\eta$ $\rho(770) \rightarrow \pi\pi$
$\bar{p}p \rightarrow \omega + \eta$	$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320) + \rho(770)$	$\rho(770) \rightarrow \pi\pi$ $a_2(1320) \rightarrow \pi\eta$
$\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix}^0 + (\pi\pi)_S\text{-Welle}$	$a_0\text{-Matrix}^0 \rightarrow \pi^0\eta$ $(\pi\pi)_S\text{-Welle} \rightarrow \pi^+\pi^-$
$\bar{p}p \rightarrow f_1(1285) + \pi^0$	$f_1(1285) \rightarrow (a_0\text{-Matrix} + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1295) + \pi^0$	$\eta(1295) \rightarrow ((\pi\pi)_S\text{-Welle} + \eta) \rightarrow ((\pi^+\pi^-) + \eta)$
$\bar{p}p \rightarrow \pi(1300) + \eta$	$\pi(1300) \rightarrow (\rho(770) + \pi) \rightarrow ((\pi + \pi) + \pi)$ $\pi(1300) \rightarrow ((\pi\pi)_S\text{-Welle} + \pi^0) \rightarrow ((\pi^+ + \pi^-) + \pi^0)$
$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)^0 + (\pi\pi)_S\text{-Welle}$	$a_2(1320)^0 \rightarrow \pi^0 + \eta$ $(\pi\pi)_S\text{-Welle} \rightarrow (\pi^+\pi^-)$
$\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)^0 + \eta$	$a_2(1320)^0 \rightarrow (\rho(770) + \pi) \rightarrow ((\pi + \pi) + \pi)$
$\bar{p}p \rightarrow \pi(1400) + (\pi\pi)_S\text{-Welle}$	$\pi(1400) \rightarrow (\pi^0 + \eta)$ $(\pi\pi)_S\text{-Welle} \rightarrow (\pi^+ + \pi^-)$
$\bar{p}p \rightarrow \eta(1405) + \pi^0$	$\eta(1405) \rightarrow ((\pi\pi)_S\text{-Welle} + \eta) \rightarrow ((\pi^+ + \pi^-) + \eta)$ $\eta(1405) \rightarrow (a_0\text{-Matrix} + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$
$\bar{p}p \rightarrow \pi(1600) + \eta$	$\pi(1600) \rightarrow (\rho(770) + \pi) \rightarrow ((\pi + \pi) + \pi)$
$\bar{p}p \rightarrow \eta_2(1645) + \pi^0$	$\eta_2(1645) \rightarrow (a_2(1320) + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$ $\eta_2(1645) \rightarrow (a_0\text{-Matrix} + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$
$\bar{p}p \rightarrow \rho_3(1690) + \pi$	$\rho_3(1690) \rightarrow (a_2(1320) + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$ $\rho_3(1690) \rightarrow (\rho(770) + \eta) \rightarrow ((\pi + \pi) + \eta)$
$\bar{p}p \rightarrow \eta_2(1870) + \pi^0$	$\eta_2(1870) \rightarrow (a_2(1320) + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$ $\eta_2(1870) \rightarrow (f_2(1270) + \eta) \rightarrow ((\pi^+ + \pi^-) + \eta)$ $\eta_2(1870) \rightarrow (a_0\text{-Matrix} + \pi) \rightarrow ((\pi + \eta) + \pi)$

Tabelle 6.1: Übersicht der untersuchten Kanäle und deren Zerfälle. Die verschiedenen Ladungskombinationen sind nicht enthalten.

Von diesen wurde die mit dem besten Ergebnis als neue Basishypothese ausgewählt und in der nächsten Iteration nach dem gleichem Verfahren wieder mit allen möglichen Resonanzen überprüft. Da für den vollen Datensatz eine zu große Rechenzeit angefallen wäre, wurden im ersten Schritt nur 6000 Ereignisse für die Partialwellenanalyse miteinbezogen. Danach konnten einige Resonanzen und bestimmte Subzerfälle ausgeschlossen werden, sodass im nächsten Schritt der Datensatz auf 15000 Ereignisse erhöht wurde. Die erweiterte Basishypothese wurde in der letzten Iteration wiederum mit den übrig gebliebenen, wahrscheinlich beitragenden Resonanzen der Partialwellenanalyse unterzogen. Im letzten Schritt wurde der volle Datensatz benutzt. Das Kriterium zur Wahl der besten Hypothese war die Summe der Veränderungen (" $\Delta = alt - neu$ ") des AIC_c und des BIC, die sich aus der alten Basishypothese und der neuen Hypothese ergaben. Damit wird ein Kompromiss zwischen diesen beiden Informationskriterien gewählt, da die alleinige Berücksichtigung des AIC_c -Wertes zum Überfitten und die des BIC-Wertes zum Unterfitten neigt. Eine Verbesserung des BIC-Wertes war nur selten zu beobachten und war daher schon ein starkes Indiz für einen größeren Beitrag einer Resonanz.

Resonanz	Dynamik	Masse in MeV/c ²	Breite in MeV/c ²
$\rho(770)$	Breit-Wigner	766,5 $\pm$ 1,1	150,2 $\pm$ 2,4
ω	Voigt	782,65 $\pm$ 0,12	8,49 $\pm$ 0,08
a_0 -Matrix	K-Matrix	-	-
$(\pi\pi)_S$ -Welle	K-Matrix	-	-
$f_1(1285)$	Breit-Wigner	1281,9 $\pm$ 0,5	24,2 $\pm$ 1,1
$\eta(1295)$	Breit-Wigner	1294 $\pm$ 4	55 $\pm$ 5
$\pi(1300)$	Breit-Wigner	1300 $\pm$ 100	200-600
$a_2(1320)$	Breit-Wigner	1317,7 $\pm$ 1,4	111,1 $\pm$ 2,4
$\pi(1400)$	Breit-Wigner	1354 $\pm$ 25	330 $\pm$ 35
$\eta(1405)$	Breit-Wigner	1406,2 $\pm$ 2,3	54 $\pm$ 4
$\pi(1600)$	Breit-Wigner	1662 ⁺⁸ ₋₉	241 $\pm$ 40
$\eta_2(1645)$	Breit-Wigner	1617 $\pm$ 5	181 $\pm$ 11
$\rho_3(1690)$	Breit-Wigner	1682 $\pm$ 12	126 $\pm$ 40
$\eta_2(1870)$	Breit-Wigner	1842 $\pm$ 8	225 $\pm$ 14

Tabelle 6.2: Details zu den untersuchten Zwischenresonanzen. Massen und Breiten sind dem PDG [15] entnommen.

Hypothese	-NLL	AIC_c	BIC	FFP	$\Delta AIC_c + \Delta BIC$
Basishypothese	2196	-3857,7	-2062,19	268	-
$+a_0$ -Matrix ⁰ + $(\pi\pi)_S$	2287,42	-3947,60	-1982,34	298	89,90-79,85 = 10,05
$+f_1(1285)\pi^0$	2243,34	-3881,55	-1981,18	288	23,85-81,01 = -57,16
$+\eta(1295)\pi^0$	2238,40	-3893,78	-2058,38	278	36,08-3,81 = 32,27
$+\pi(1300)\eta$	2240,98	-3885,63	-2011,24	284	27,93-50,95 = -23,02
$+a_2(1320)(\pi\pi)_S$	2270,00	-3824,66	-1600,00	338	-33,04-462,19 = -495,23
$+a_2(1320)\eta$	2262,44	-3888,77	-1897,58	302	31,07-164,61 = -133,54
$+\pi_1(1400)(\pi\pi)_S$	2289,89	-3885,73	-1726,28	328	28,03-335,91 = -308,88
$+\eta(1405)\pi^0$	2229,88	-3867,85	-2006,46	282	10,15-54,27 = -44,12
$+\pi_1(1600)\eta$	2236,84	-3864,13	-1950,78	290	6,43-111,41 = -104,98
$+\eta(1645)\pi^0$	2272,60	-3909,09	-1917,90	302	51,39-144,29 = -92,9
$+\rho_3(1690)\pi$	2336,99	-3957,51	-1733,44	338	99,81-328,75 = -229,94
$+\eta_2(1870)\pi^0$	2290,74	-3927,60	-1884,59	310	69,90-177,6 = -107,7

Tabelle 6.3: Fitgüte aller betrachteten Resonanzen. Der Datensatz ist auf 6000 Ereignisse (18000 phasenraumverteilte Monte Carlo-Ereignisse) reduziert worden. Die Basishypothese setzte sich zusammen aus: $\bar{p}p \rightarrow a_0$ -Matrix + $\rho(770)$; $\omega\eta$; $a_2(1320)\rho(770)$.

Die PWA-Ergebnisse mit dem kleinem Datensatz mit 6000 Ereignissen sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Dort sind Angaben zur negativen logarithmierten Likelihood (NLL), dem AIC_c , dem BIC, der Anzahl der freien Parameter (FFP) und den Differenzen der AIC_c - und BIC-Werte gemacht. Vor allem mit Hinblick auf das Kriterium $\Delta AIC_c + \Delta BIC$ ist festzuhalten, dass exotische Teilchen wie das $\pi_1(1400)$ und das $\pi_1(1600)$ keinen oder kaum einen Beitrag zum untersuchten Kanal leisten und daher schon in der nächsten Iteration nicht mehr beachtet werden mussten. Ebenso offensichtlich scheint das $a_2(1320)$ zusammen mit der $(\pi\pi)_S$ -Welle nicht beizutragen. Da das $\rho_3(1690)$ eine große Verbesserung der Likelihood mit sich bringt,

sollte es trotz des schlechten BIC-Wertes nicht von vornherein ausgeschlossen werden. Eine weitere unsichere Resonanz ist das $a_2(1320)$ zusammen mit dem η . Die Verschlechterung des BIC-Wertes ist hier jedoch nicht so groß, wie bei den anderen ausgeschlossenen Resonanzen, deswegen wurde es zur Sicherheit weiterhin in der nächsten Iteration geprüft. Resonanzen die beitragen könnten, aber noch keine signifikanten Verbesserungen lieferten, sind das $\eta_2(1870)$, das $\eta(1645)$, das $\eta(1405)$ und das $f_1(1285)$. Sie kamen nicht für die Erweiterung der Basishypothese infrage, wurden aber wieder in der nächsten Iteration überprüft. Gute Verbesserungen erzielten das $\eta(1295)$, das $\pi(1300)$ und die a_0 -Matrix zusammen mit der $(\pi\pi)_S$ -Welle. Die Entscheidung, welche Resonanz von diesen mit in die neue Basishypothese aufgenommen wurde, fiel auf die a_0 -Matrix zusammen mit der $(\pi\pi)_S$ -Welle. Zwar ergab das $\eta(1295)$ insgesamt die größte Verbesserung. Aber da es noch nicht vollständig bewiesen ist und eine Unsicherheit darin besteht, ob es sich nicht um das $f_1(1285)$ handelt, wurde die Basishypothese zuerst mit dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + (\pi\pi)_S$ erweitert. So ließ sich im nächsten Schritt ebenso feststellen, ob das $\eta(1295)$ auch für die neue Basishypothese bei mehr Ereignissen eine gute Verbesserung ergibt. Die erweiterte Basishypothese lautete somit nun:

- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix}^0 + (\pi\pi)_S \rightarrow (\pi^0\eta)(\pi^+\pi^-)$

Das Ergebnis der nächsten Iteration mit einem Datensatz von 15000 Ereignissen ist in Tabelle 6.4 zu sehen.

Hypothese	-NLL	AIC_c	BIC	FFP	$\Delta AIC_c + \Delta BIC$
Basishypothese	4873,13	-9138,14	-6880,73	298	-
+ $f_1(1285)\pi^0$	4934,91	-9220,01	-6811,98	318	81,87-68,75 = 13,12
+ $\eta(1295)\pi^0$	4929,37	-9225,62	-6877,83	310	87,48-2,90 = 84,58
+ $\pi(1300)\eta$	4907,29	-9177,28	-6814,43	312	39,14-66,3 = -27,16
+ $a_2(1320)\eta$	4983,40	-9287,73	-6774,33	332	149,59-106,40 = 43,19
+ $\eta(1405)\pi^0$	4925,74	-9210,01	-6832,09	314	71,87-48,64 = 23,32
+ $\eta_2(1645)\pi^0$	4988,33	-9297,58	-6784,19	332	159,44-96,54 = 62,9
+ $\rho_3(1690)\pi$	5050,63	-9346,7	-6562,62	368	208,56-318,11 = -109,55
+ $\eta_2(1870)\pi^0$	5009,24	-9322,67	-6749,09	340	184,53-131,64 = 52,89

Tabelle 6.4: Fitgüte ausgewählter Resonanzen. Der Datensatz ist auf 15000 Ereignisse (45000 phasenraumverteilte Monte Carlo-Ereignisse) reduziert worden. Die Basishypothese setzte sich zusammen aus: $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770)$; $\omega\eta$; $a_2(1320)\rho(770)$; $a_0\text{-Matrix} + (\pi\pi)_S$.

Festzustellen ist, dass das $a_2(1320)$ zusammen mit dem η zurecht noch nicht verworfen wurde und weiterhin untersucht werden sollte. Ansonsten lässt sich bereits hier keine Resonanz mehr ausschließen und es sollten alle anderen ebenso im nächsten Schritt weiter betrachtet werden. Deutlich ist, dass das $\eta(1295)$ nun zur Basishypothese der nächsten Iteration hinzugefügt werden sollte. Ein Blick auf das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\eta$ Massen im Anhang bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c zeigt auch eine Überhöhung direkt unterhalb der

Masse von $1300 \text{ MeV}/c^2$, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vom $\eta(1295)$ stammt. Diese Überhöhung ist nicht für den Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ zu beobachten, aber die große Verbesserung bei der PWA liefert einen Hinweis darauf, dass das $\eta(1295)$ ebenfalls bei dem niedrigem Strahlimpuls produziert werden könnte. Allerdings ist darauf zu achten, dass ebenso das $f_1(1285)$ als Kandidat für diese Überhöhung infrage kommt. Um mit großer Sicherheit zu sagen, welche der beiden Resonanzen nun definitiv beiträgt, ist eine Partialwellenanalyse mit den Daten für den höheren Strahlimpuls erforderlich. Da jedoch das $\eta(1295)$ eine viel deutlichere Verbesserung mit sich bringt, wird dieses gegenüber dem $f_1(1285)$ bevorzugt und für die nächste Iteration mit in die Basishypothese eingebaut, sodass diese sich jetzt aus folgenden Kanälen zusammensetzt:

- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix}^0 + (\pi\pi)_S \rightarrow (\pi^0\eta)(\pi^+\pi^-)$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta(1295)\pi^0 \rightarrow ((\pi\pi)_S \eta)\pi^0 \rightarrow ((\pi^+\pi^-)\eta)\pi^0$

Werden alle verfügbaren Daten für die PWA berücksichtigt, so ergibt sich ein Resultat, welches in Tabelle 6.5 zu betrachten ist. Gegenüber den anderen Iterationen liefern das $\eta_2(1870)$

Hypothese	-NLL	AIC_c	BIC	FFP	$\Delta AIC_c + \Delta BIC$
Basishypothese	10155,1	-19684,2	-17087,7	310	-
+ $\rho_3(1690)\pi$	10367,4	-19965,8	-16784,0	380	281,6-303,7 = -22,1
+ $f_1(1285)\pi^0$	10228,1	-19789,5	-17026,0	330	105,3-61,7 = 43,6
+ $a_2(1320)\eta$	10253,7	-19812,1	-16931,6	344	127,9-156,1 = -28,2
+ $\eta_2(1645)\pi^0$	10244,5	-19793,6	-16913,0	344	109,4-174,7 = -65,3
+ $\pi(1300)\eta$	10258,0	-19861,0	-17148,1	324	176,8+60,4 = 237,2
+ $\eta_2(1870)\pi^0$	10399,7	20087,8	-17140,5	352	403,6+52,8 = 456,4
+ $\eta(1405)\pi^0$	10226,8	-19795,0	-17064,8	326	110,8-22,9 = 87,9

Tabelle 6.5: Fitgüte ausgewählter Resonanzen mit dem vollen Datensatz. Die Basishypothese setzte sich zusammen aus: $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770); \omega\eta; a_2(1320)\rho(770); a_0\text{-Matrix} + (\pi\pi)_S; \eta(1295)\pi^0$.

und das $\pi(1300)$ hier sehr große Verbesserungen. Zwar hat sich die Datenmenge vervierfacht bzw. verdoppelt. Es bleibt allerdings fraglich, ob das der alleinige Grund für die nun signifikante Verbesserung ist. Aufgrund zeitlicher Einschränkungen wurde die Untersuchung nicht weiter fortgesetzt, obwohl die Studie zum Kanal noch nicht abgeschlossen ist. Es bleibt offen, ob die anderen Resonanzen beitragen. Die finale Hypothese setzte sich anhand der großen Verbesserungen durch das $\eta_2(1870)$ und dem $\pi(1300)$ somit zusammen aus:

- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow a_2(1320)\rho(770) \rightarrow (\pi\eta)(\pi\pi)$
- $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$
- $\bar{p}p \rightarrow a_0\text{-Matrix}^0 + (\pi\pi)_S \rightarrow (\pi^0\eta)(\pi^+\pi^-)$

- $\bar{p}p \rightarrow \eta(1295)\pi^0 \rightarrow ((\pi\pi)_S \eta)\pi^0 \rightarrow ((\pi^+\pi^-)\eta)\pi^0$
- $\bar{p}p \rightarrow \eta_2(1870)\pi^0 \rightarrow \dots \rightarrow (\pi^+\pi^-\eta)\pi^0$
- $\bar{p}p \rightarrow \pi(1300)\eta \rightarrow \dots \rightarrow ((\pi\pi)\pi)\eta$

6.2 Ergebnisse mit der finalen Hypothese

In Tabelle 6.6 sind die Werte für die Anpassungsgüte mit der finalen Hypothese gegeben. Mit Blick auf Tabelle 6.5 wird noch einmal deutlich, dass diese Hypothese mit Abstand die beste Verbesserung ergibt. In den folgenden Abschnitten wird das Resultat der PWA mit dieser

-NLL	AIC_c	BIC	FFP
10488,6	-20236,9	-17172,7	366

Tabelle 6.6: Fitgüte der finalen Hypothese $p\bar{p} \rightarrow a_0\text{-Matrix} + \rho(770) ; \omega\eta ; a_2(1320)\rho(770) ; a_0\text{-Matrix} + (\pi\pi)_S ; \eta(1295)\pi^0 ; \eta_2(1870)\pi^0 ; \pi(1300)\eta$

Hypothese gezeigt. Zur Veranschaulichung werden wieder die Spektren der invarianten Massen benutzt, in denen die Daten mit den Fit-Ergebnissen verglichen werden. Ebenso werden die Intensitäten der Beiträge dargestellt.

6.2.1 Spektren der invarianten Massen

Zweiteilchensysteme

Zunächst werden die Massenspektren der Zweiteilchensysteme gezeigt. In Abbildung 6.1 ist das Spektrum der invarianten $\pi^0\eta$ Masse dargestellt. Zu erkennen ist, dass die meisten Ereig-

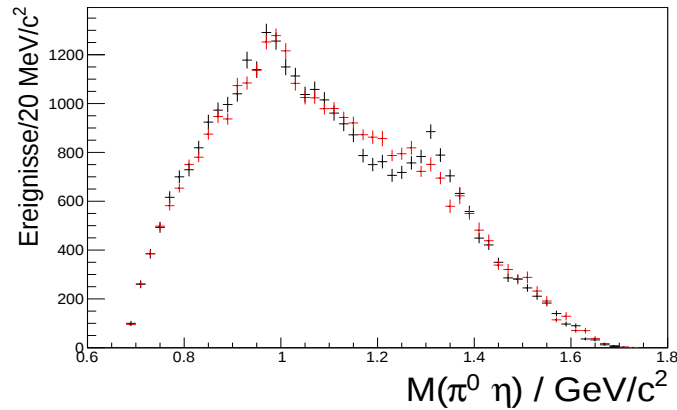


Abbildung 6.1: Das Spektrum der invarianten $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

nisse innerhalb ihrer Fehlergrenzen durch die Monte Carlo-Ereignisse übereinstimmend beschrieben werden. Lediglich der Massenbereich zwischen 1,2 GeV/c² und 1,35 GeV/c² ist noch nicht vollständig angepasst. Dies betrifft vor allem die Überhöhung, die vermutlich durch das

neutrale $a_2(1320)$ verursacht wird. Es besteht die Möglichkeit, dass hier eine Resonanz, die nach $a_2(1320)$ zerfällt, nicht berücksichtigt ist. Im Gegensatz dazu ist im Massenspektrum der Abb. 6.2 zu sehen, dass das geladene $a_2(1320)$ in diesem Bereich viel besser angepasst ist. Positiv festzustellen ist, dass das $a_0(980)$ als Teil der a_0 -*Matrix* ebenso sehr gut in allen $\pi\eta$ -Massenspektren beschrieben wird.

Auch in den Spektren der invarianten $\pi^+\pi^-$ (Abb. 6.3) und der invariante $\pi^+\pi^0$ -Massen

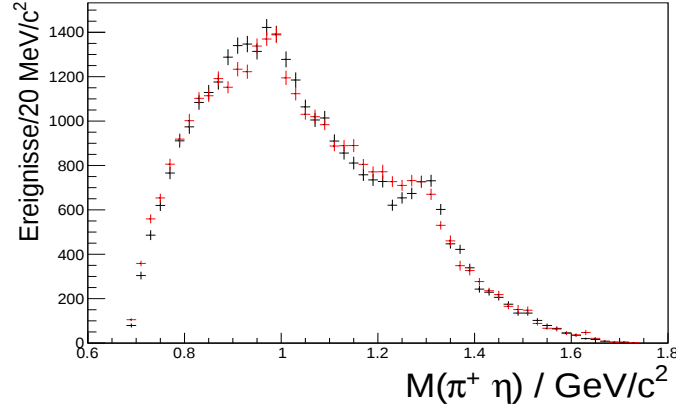


Abbildung 6.2: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

(Abb. 6.4) ist eine gute Anpassung zu erkennen, was insbesondere für das $\rho(770)$ gilt. Die Hauptbeiträge a_0 -*Matrix*+ $\rho(770)$ und $a_2(1320)\rho(770)$ können damit verifiziert werden.

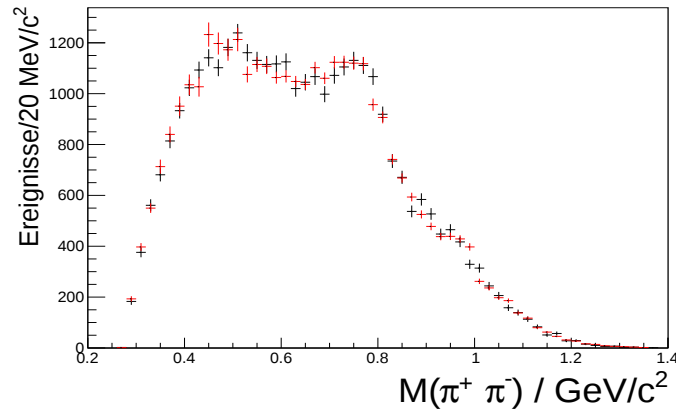


Abbildung 6.3: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

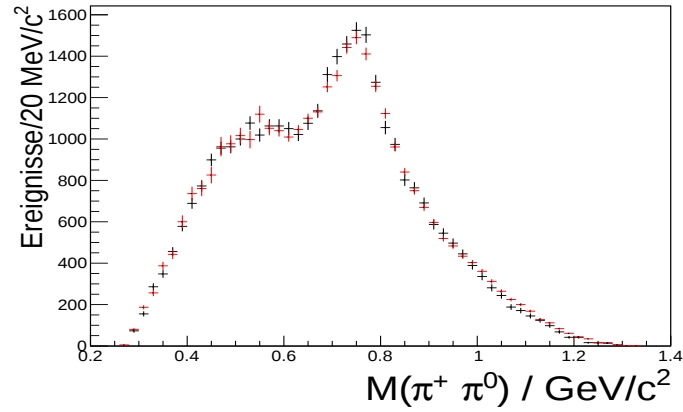


Abbildung 6.4: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

Dreiteilchensysteme

In den Massenspektren der Dreiteilchensysteme ist eine sehr gute Anpassung erfolgt. Auch das ω im Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Abb. 6.5) wird ordentlich beschrieben. In Abb. 6.6 und Abb. 6.7 sind ebenso gute Übereinstimmungen der Daten mit den Fit-Ergebnissen vorhanden.

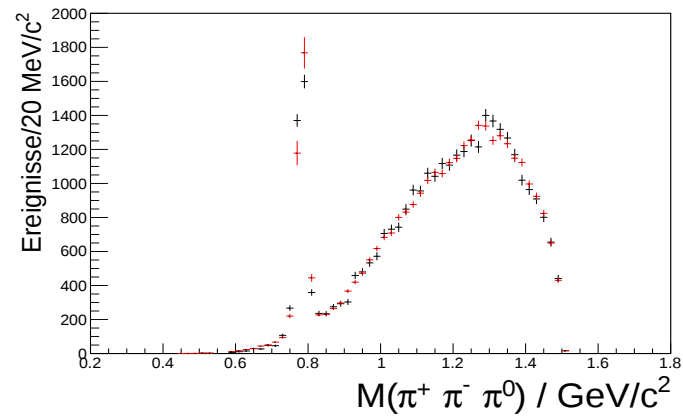


Abbildung 6.5: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

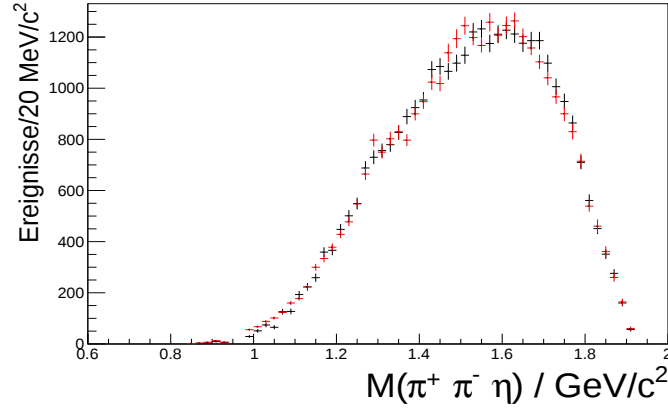


Abbildung 6.6: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

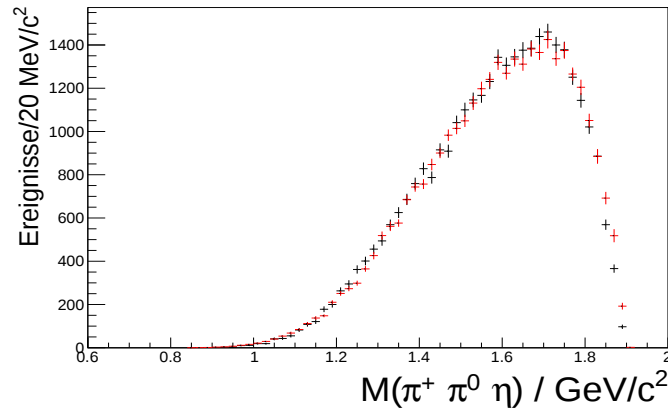


Abbildung 6.7: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c). Die Daten sind schwarz dargestellt und die gewichteten, angepassten Monte Carlo-Ereignisse in rot.

6.2.2 Intensitäten der einzelnen Zwischenresonanzen

Nach der Ermittlung der Helizitätsamplituden lassen sich anhand der Monte Carlo-Daten auch die einzelnen Intensitäten der Resonanzen bestimmen. Diese sind in Tabelle 6.7 zusammengefasst. Außerdem können die Beiträge auch in den Massenspektren veranschaulicht werden. Eine Auswahl dieser ist mit den Abbildungen 6.8, 6.9 und 6.10 gegeben. Tab. 6.7 zeigt, dass die Resonanzen, die dominant beitragen, mit denen übereinstimmen, die in der ursprünglichen Basishypothese aufgestellt wurden. Nicht enthalten war dort die $(\pi\pi)_S$ -Welle zusammen mit der a_0 -Matrix. Jedoch wurde dieser Kanal schon in der ersten Iteration als beitragend identifiziert und berechtigterweise hinzugefügt. Überraschend ist, dass das $\eta(1295)$ nur sehr wenig in der Intensität beiträgt, obwohl es gute Verbesserungen für die Anpassungsgüte ergeben hatte. Es scheint auch nur im Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Abb. 6.10) bei 1300 MeV/c² einen kaum sichtbaren Beitrag zu liefern. Ein wesentlicher Grund hierfür ist

seine geringe Breite und sein ausschließlicher Zerfall nach $\pi^+\pi^-\eta$.

Dass die Summe der relativen Intensitäten etwas über 100% liegt, ist durch auftretende

Resonanz	Prozentualer Beitrag
$a_0\text{-Matrix} + \rho(770)$	40,6%
$a_2(1320) + \rho(770)$	27,3%
$(\pi\pi)_S + a_0\text{-Matrix}$	17,1%
$\omega + \eta$	11,4%
$\eta(1870) + \pi^0$	5,5%
$\pi(1300) + \eta$	2,1%
$\eta(1295) + \pi^0$	0,4%
Σ	104,4%

Tabelle 6.7: Die relativen Intensitäten aller Resonanzen aus der finalen Hypothese.

Interferenzeffekte zu erklären.

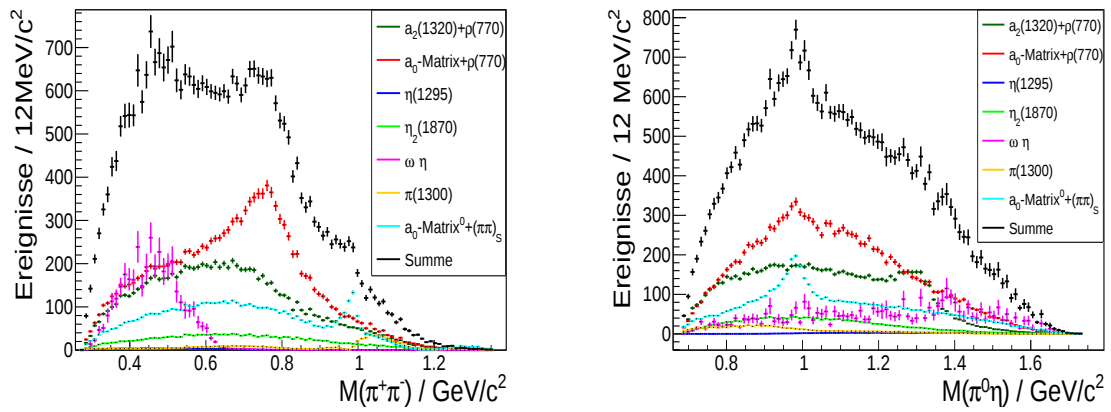


Abbildung 6.8: Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten. Links: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ Masse. Rechts: Das Spektrum der invarianten $\pi^0\eta$ Masse.

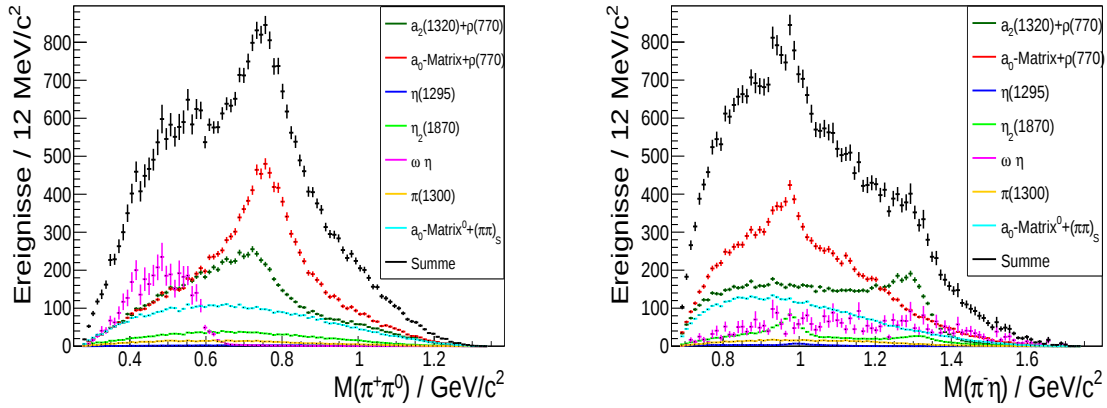


Abbildung 6.9: Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten. Links: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^0$ Masse. Rechts: Das Spektrum der invarianten $\pi^-\eta$ Masse.

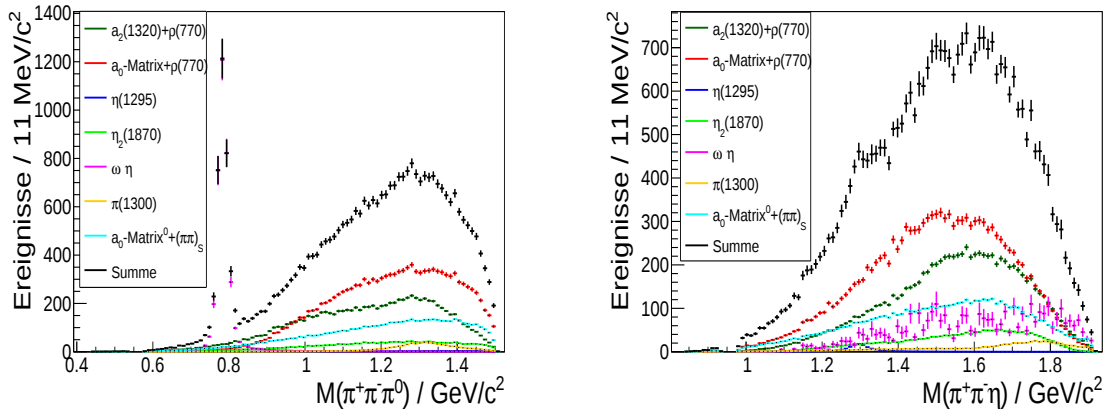


Abbildung 6.10: Intensitäten der Beiträge in den angepassten Monte Carlo Daten. Links: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse. Rechts: Das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-\eta$ Masse.

6.3 Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta$

Für die Untersuchung dieser Reaktion eignet sich die Bestimmung der Spin-Dichtematrix des ω . Sie enthält die Informationen über den Produktionsprozess. Zuerst werden die Winkelverteilungen betrachtet, denn hier ist es wichtig zu erkennen, dass die PWA eine gute Anpassung an die Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen des ω liefert. Ist dies der Fall, so lässt sich aus den angepassten Helizitätsamplituden die Spin-Dichtematrix ermitteln.

6.3.1 Winkelverteilungen

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 sind die Produktionswinkel- ($\cos\theta_{\omega,Prod}$, $\phi_{\omega,Prod}$), sowie die Zerfallswinkelverteilungen ($\cos\theta_{\omega,Dec}$, $\phi_{\omega,Dec}$) des ω -Mesons aufgetragen. Die Produkti-

onswinkelverteilung wird im Schwerpunktsystem der $\bar{p}p$ -Annihilation betrachtet, während die Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem des ω -Mesons dargestellt wird. Außerdem ist in Abbildung 6.13 die Größe $\lambda = |\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}|$ zu sehen. Die Daten sind mit den Monte Carlo-Ereignissen akzeptanzkorrigiert worden und zusätzlich sind auch die angepassten, gewichteten Monte Carlo-Ereignisse in den Verteilungen aufgetragen. Damit der Fehler für die Akzeptanzkorrektur nicht durch die wenigen Monte Carlo-Ereignisse im Massenbereich des ω dominiert wird, wurden extra 40 Millionen $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ Ereignisse generiert, sodass nun eine ausreichende Anzahl (ca. 140000 Monte Carlo-Ereignisse im Bereich der ω -Masse) zur Verfügung stand. Der Großteil der Daten wird im Rahmen ihrer Fehler durch die Fitergebnisse beschrieben. Selbst die wenigen Daten, die nicht innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit den Fitergebnissen übereinstimmen, sind nicht mehr als 3σ von ihnen entfernt. Damit kann die Anpassung als gelungen erachtet werden. Bei unpolarisierten Messungen sollte in der Produktion des ω die radiale ϕ -Komponente flach verteilt sein. Dies bestätigt sich in Abbildung 6.11. Auch der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Größe λ hat den erwarteten linearen Verlauf und ist sehr gut mit den Monte Carlo-Ereignissen beschrieben. Dass dieser nicht durch den Ursprung verläuft, ist mit Untergrundereignissen (andere beitragende Reaktionskanäle) innerhalb des mit Massenschnitten selektierten ω -Mesons zu erklären.

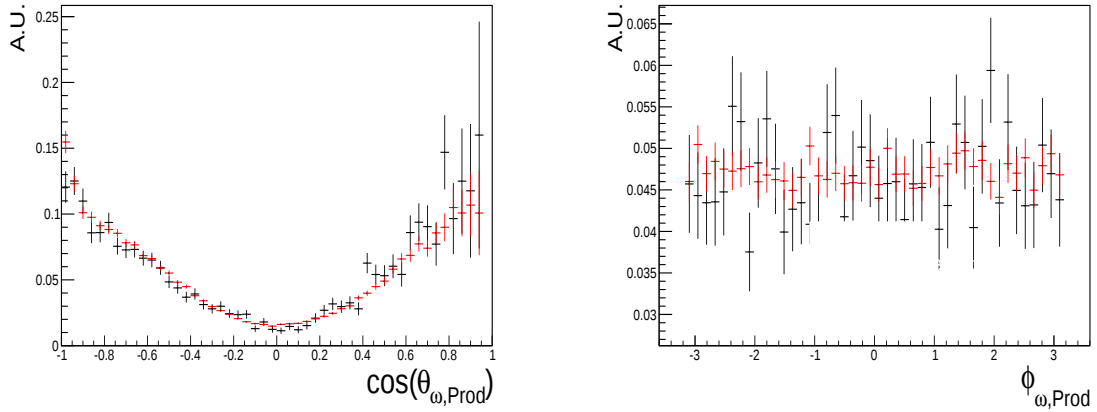


Abbildung 6.11: Akzeptanzkorrigierter Produktionswinkel des ω -Mesons für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta$. Die Signaldaten sind schwarz dargestellt und die aus der PWA angepassten, gewichteten Monte Carlo-Ereignisse sind mit roten Fehlerbalken dargestellt.

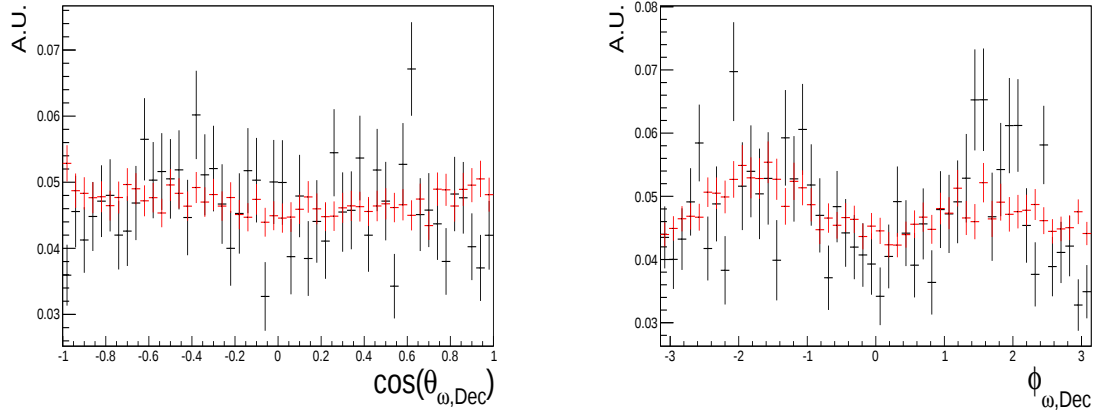


Abbildung 6.12: Akzeptanzkorrigierter Zerfallswinkel des ω -Mesons für die Reaktion $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Die Signaldaten sind schwarz dargestellt und die aus der PWA angepassten, gewichteten Monte Carlo-Ereignisse sind mit roten Fehlerbalken dargestellt.

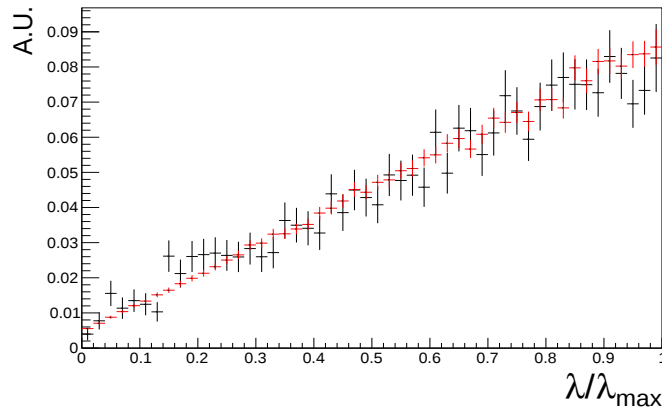


Abbildung 6.13: Dargestellt ist die akzeptanzkorrigierte Größe λ . Die Signaldaten sind schwarz dargestellt und die aus der PWA angepassten, gewichteten Monte Carlo-Ereignisse sind mit roten Fehlerbalken dargestellt.

6.3.2 Spin-Dichtematrix des ω -Mesons

In den Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16 sind die drei reellen Matrixelemente ρ_{00} , ρ_{1-1} und ρ_{10} der Spin-Dichtematrix des ω entlang des ω -Produktionswinkels aufgetragen. Während $\Re\rho_{1-1}$ und $\Re\rho_{10}$ nur aus den Helizitätsamplituden aus den Anpassungsergebnissen der finalen Hypothese bestimmt wurde, ist ρ_{00} auch aus der Anpassung an die Zerfallswinkelverteilung (vgl. Formel 5.21) ermittelt worden und ebenfalls in Abbildung 6.14 eingetragen. Hier ist festzuhalten, dass die Werte im Rahmen ihrer Fehler gut übereinstimmen und der qualitative Verlauf ähnlich ist. Selbst mit dieser geringen Datenmenge kann also das Matrixelement ρ_{00} schon anhand der Zerfallswinkelverteilung relativ gut bestimmt werden. Jedoch ist die Extraktion der Spin-Dichtematrix aus den Helizitätsamplituden präziser. Eindeutig zu erkennen in allen

Ergebnissen sind eine große Abhängigkeit der Spin-Dichtematrix vom Produktionswinkel. ρ_{00} und $\Re\rho_{1-1}$ sind symmetrisch verteilt, während $\Re\rho_{10}$ antisymmetrisch verteilt ist. Bei einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ ($\cos(\theta) = 0$) liegt ρ_{00} bei null, was bedeutet, dass hier die Helizität $\lambda = 0$ unterdrückt ist und eine vollständige Ausrichtung (engl. *Alignment*) vorhanden ist. Dieses Ergebnis und die Symmetrieeigenschaften gehen konform mit anderen Arbeiten [28] [23], in denen die Spin-Dichtematrix des ω mit einem π^0 als Rückstoßteilchen ermittelt wurde. Nicht bestätigen lassen sich allerdings die über den gesamten Produktionswinkelbereich gemittelten ρ_{00} -Werte mit starken Ausrichtung, die in diesen Arbeiten und in [30] gefunden wurden. Hier hingegen ergibt sich (für beide Methoden) $\bar{\rho}_{00} \approx 31\%$ und die Fluktuationen sind nicht so stark ausgeprägt wie in [28] und [23]. Die Art des Rückstoßteilchens in der ω -Produktion nimmt damit eine entscheidende Rolle ein.

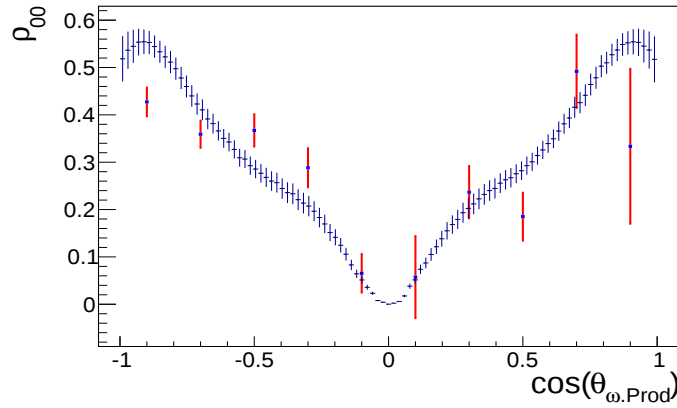


Abbildung 6.14: Der Parameter ρ_{00} der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω -Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$. Zusätzlich sind in dunkelblau und roten Fehlerbalken die Werte für ρ_{00} eingetragen, die sich nach der Methode von Schilling [13] ergaben.

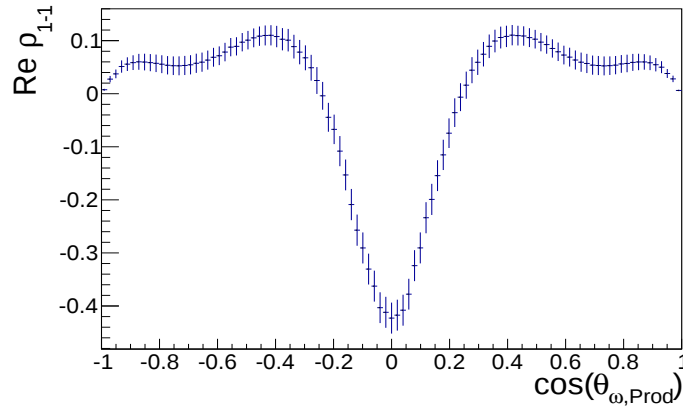


Abbildung 6.15: Der Parameter $\Re\rho_{1-1}$ der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω -Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$.

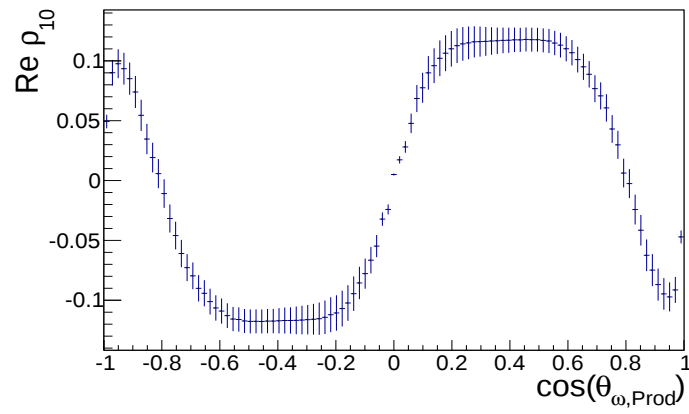


Abbildung 6.16: Der Parameter $\Re\rho_{10}$ der Spin Dichtematrix des ω -Mesons entlang des ω -Produktionswinkels für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Fazit

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ bei den Strahlimpulsen $p_{\bar{p}} = 900 \text{ MeV}/c$ und $p_p = 1940 \text{ MeV}/c$ untersucht. Dazu wurden die Daten aus dem Crystal Barrel Experiment neu selektiert und einer kinematischen Anpassung unterzogen. Nach einer Untergrundbetrachtung wurden die Daten in Spektren der invarianten Massen präsentiert. Ein Großteil der Untersuchung bestand daraufhin in der Partialwellenanalyse mit den selektierten Daten bei einem Strahlimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ bis eine finale Hypothese zur Beschreibung der Daten gefunden wurde. Die Anpassung an die Massenspektren kann als gelungen bewertet werden. Außerdem konnten die Hauptbeiträge $a_0\text{-Matrix} + \rho(770)$ (40,6%), $a_2(1320) + \rho(770)$ (27,3%), $\omega + \eta$ (11,4%) verifiziert werden. Weiterhin konnte mithilfe der PWA die $(\pi\pi)_S$ Welle mit der $a_0\text{-Matrix}^0$ (17,1%) als stark beiträgend identifiziert werden. Kleinere Beiträge leisten das $\eta_2(1870)$, das $\pi(1300)$ und das $\eta(1295)$. Mit dem $\eta_2(1870)$ nimmt ein möglicherweise exotisches Teilchen an der Reaktion teil. Andere angeregte η Zustände scheinen nicht so stark produziert zu werden. Besonders das $\eta(1295)$, welches in der Anpassungsgüte eine große Verbesserung erzielte, lieferte in der Intensität einen kaum sichtbaren Beitrag. Damit bleibt die Frage weiterhin offen, ob bei höheren Strahlimpulsen nicht stattdessen das $f_1(1285)$ produziert wird.

Nach der Erkenntnis, dass für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^0)\eta$ die Produktionswinkel- und Zerfallswinkelverteilungen des ω gut beschrieben werden, wurde die Spin-Dichte-Matrix des ω -Mesons bestimmt. Dabei wurden große Abhängigkeiten vom Produktionswinkel gefunden und ein Mittelwert von $\bar{\rho}_{00} \approx 31\%$ ermittelt. Dieses Ergebnis unterscheidet sich von anderen Arbeiten [28] [23] [30], in denen ein π^0 bzw. ein $a_0(980)$ als Rückstoßteilchen zum ω produziert wurde. Dort war ein eindeutiges Alignment festgestellt worden. Mit einem π^0 als Rückstoßteilchen fluktuierte die Spin-Dichtematrix außerdem sehr stark. Ein möglicher Erklärungsansatz besteht in der Betrachtung des Isospins. Das η ist ein Meson mit Isospin null im Gegensatz zum π^0 und dem $a_0(980)$, die ein Isospin von eins besitzen. Das $\bar{p}p$ -System muss daher zu einem Isospin-null-System koppeln, statt eines Isospin-eins-Systems. Ob dies eine Ursache für den Unterschied ist und ob es noch weitere Aspekte gibt, die beachtet werden müssen, soll im zukünftigen PANDA-Experiment weiter aufgeschlüsselt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] John Aldrich. *R. A. Fischer and the Making of Maximum Likelihood 1912-1922. Statistical Science*, 12(3):162–176, 1997.
- [2] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG, 2007.
- [3] L. Beuchert. *Untersuchungen zur $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge am Crystal-Barrel-Detektor*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- [4] C. A. Meyer ; V. Crede. *The Experimental Status of Glueballs. Prog. Part. Nucl. Phys.*, 63:74–116, 2009.
- [5] T. F. Degener. *Untersuchungen elektromagnetischer Schauer im Crystal Barrel Kalorimeter mit künstlichen neuronalen Netzen*. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [6] T. F. Degener. *Analyse von Endzuständen der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 1999.
- [7] A. V. Anisovich et al.). *Three $I = 0$ $J^{PC} = 2^{-+}$ mesons. Physics Letters B*, 477(1-3):19–27, 2000.
- [8] B. Kopf et al. *Partial wave analysis for $\bar{p}p$ and e^+e^- annihilation processes. Hyperfine Interactions*, 229(1-3):69–74, 2014.
- [9] B. Kopf et al. *PAWIAN*. <https://panda-wiki.gsi.de/foswiki/bin/view/PWA/PawianPwaSoftware>, 2015. online, 13.03.2015.
- [10] Crystal Barrel Collaboration: C. Amsler et al. *Spin Density Matrix of the ω in the reaction $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$* . <http://arxiv.org/abs/1410.3743>, 2015.
- [11] Crystal Barrel Collaboration: J. Adomeit et al. *Evidence for two isospin zero $J^{PC} = 2^{-+}$ mesons at 1645 and 1875 MeV. Zeitschrift für Physik C*, 71:227–238, 1996.
- [12] E. Aker et al. *The Crystal Barrel Spectrometer at LEAR. Nuclear Instruments and Methods in Physic Research*, A321:69–108, 1992.
- [13] K. Schilling et al. *On the Analysis of Vector-Meson Production by Polarized Photons. Nuclear Physics*, B15:397–412, 1970.
- [14] N. H. Christ et al. *The η and η' mesons from Lattice QCD. Phys. Rev. Lett.*, 105, 2010.
- [15] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). *Review of Particle Physics. Chinese Physics C*, 38(9), 2014.
- [16] U. Fano. *Description of States in Quantum Mechanics by Density Matrix and Operator Techniques. Reviews Of Modern Physics*, 29(1), 1957.

- [17] Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH. *The FAIR complex*. http://www.fair-center.eu/uploads/pics/FAIR_3DModel_72dpi_Legend_01.jpg, 2014. online, 20.01.2015.
- [18] Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH. *The FAIR complex (photo montage)*. <http://www.fair-center.eu/typo3temp/pics/9e760d083b.jpg>, 2014. online, 20.01.2015.
- [19] J. D. Jackson. *Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances*. *Nuovo Cimento*, 34:1644–1666, 1964.
- [20] D. R. Anderson K. P. Burnham. *Model Selection and Multimodel Interference*. Springer Verlag, 2002.
- [21] U. Kurilla. *Analyse der Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in der Proton-Antiproton Annihilation im Fluge*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- [22] E. Leader. *Spin in Particle Physics*. Cambridge University Press, 2001.
- [23] Arber Mustafa. *Untersuchung des Endzustandes $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ in der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2014.
- [24] The PANDACollaboration. *PANDA-physics - overview*. http://www-panda.gsi.de/framework/content/physics/img/paare_300.jpg, 2014. online, 20.01.2015.
- [25] The PANDACollaboration. *The PANDADetektor- Full View*. http://www-panda.gsi.de/framework/content/detector/img/panda_full_label2_1.jpg, 2014. online, 20.01.2015.
- [26] K. Peters. *A Primer on Partial Wave Analysis*. *arXiv:hep-ph/0412069*, 2004.
- [27] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 2006.
- [28] Julian Pychy. *Untersuchungen zur Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$* . Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [29] J. D. Richman. *An Experimenter's Guide to the Helicity Formalism*. *Calt-68-1148 DOE Research and Development Report*, 1984.
- [30] Marvin Richter. *Analyse des Endzustandes $\omega\pi^0\eta$ bei der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge*. Masterarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2014.
- [31] The Crystal Barrel Server. *The Crystal Barrel Server*. <http://www-meg.phys.cmu.edu/cb/figure-archive/>, 2013. online, 21.01.2015.
- [32] A. V. Sarantsev V. V. Anisovich. *K-Matrix analysis of the $(IJ^{PC} = 00^{++})$ -wave in the mass region below 1900 MeV*. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 16(2):229–258, 2003.
- [33] M. Williams. *Measurement of Differential Cross Sections and Spin Density Matrix Elements along with a Partial Wave Analysis for $\gamma p \rightarrow p\omega$ using CLAS at Jefferson Lab*. PhD thesis, Carnegie Mellon University, 2007.

Anhang A

Spektren der invarianten Massen für den Strahlimpuls 900 MeV/c

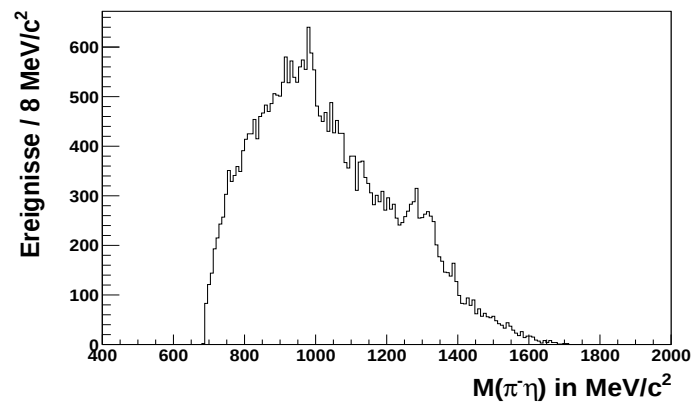


Abbildung A.1: Invariante $\pi^- \eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

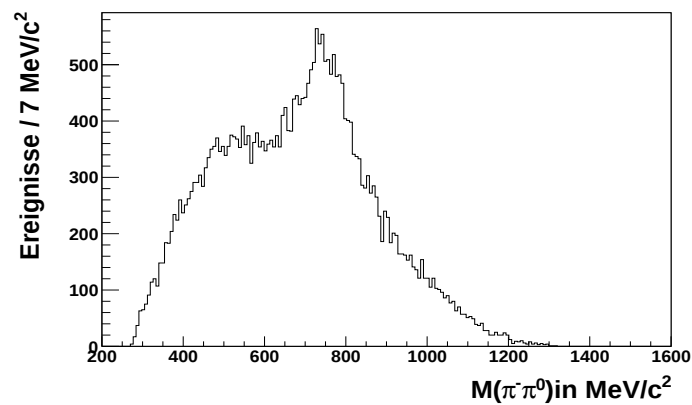


Abbildung A.2: Invariante $\pi^- \pi^0$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

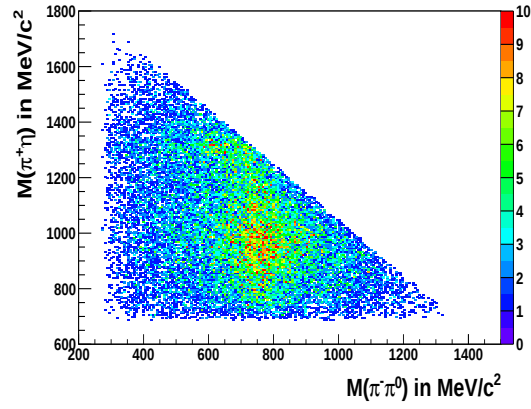


Abbildung A.3: Die invariante $\pi^+\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^-\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpuls=900 MeV/c).

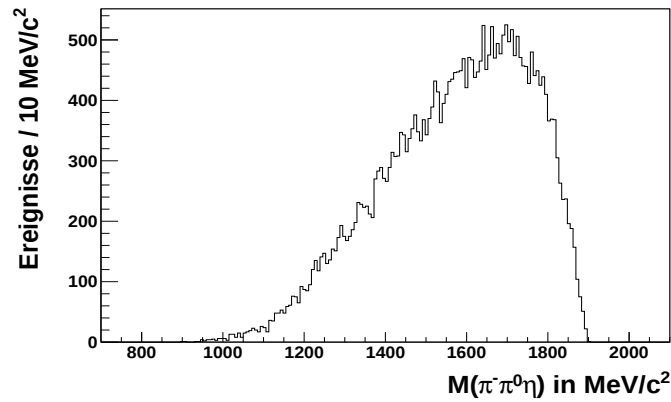


Abbildung A.4: Invariante $\pi^-\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=900 MeV/c).

Anhang B

Pullverteilungen für den Strahlimpuls 1940 MeV/c

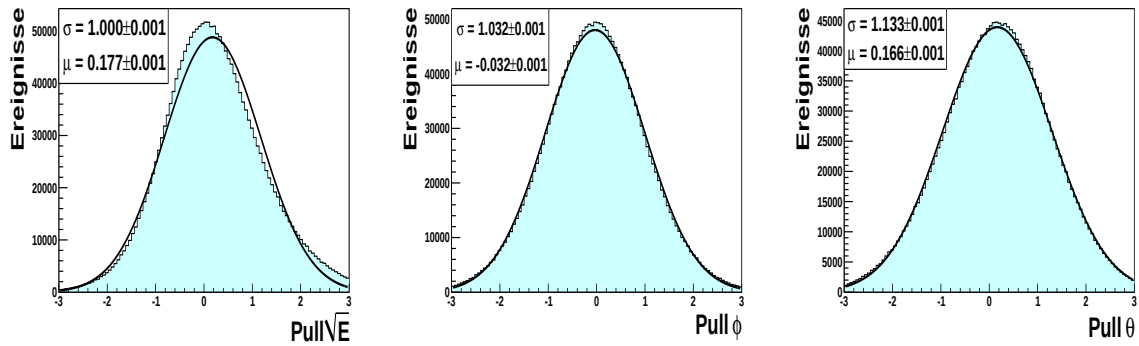


Abbildung B.1: Pullverteilungen der Photonen für die Messgrößen $\sqrt{E}$, ϕ und θ nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

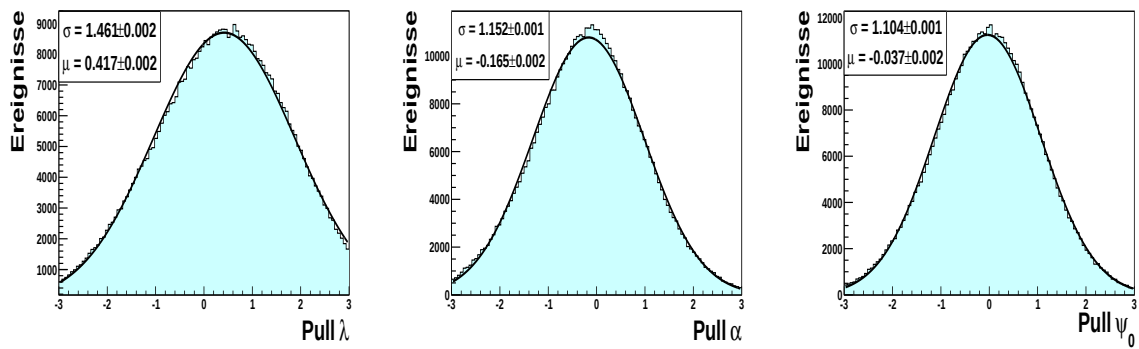


Abbildung B.2: Pullverteilungen der positiv geladenen Pionen für die Messgrößen λ , α und ψ_0 nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

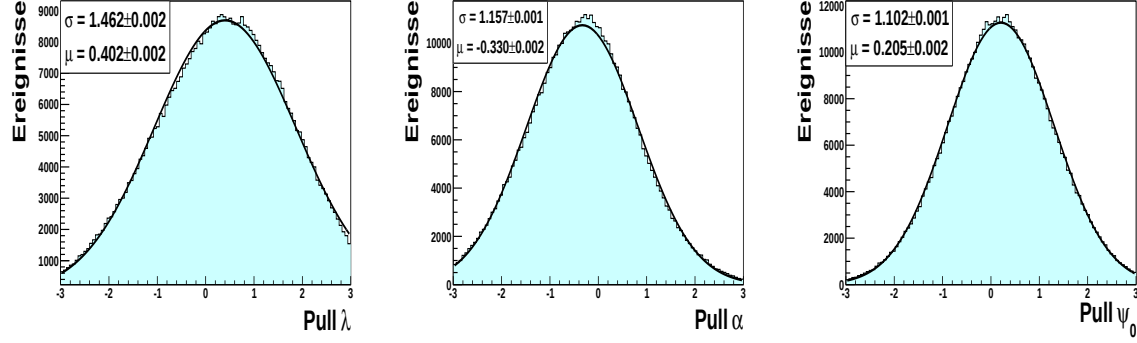


Abbildung B.3: Pullverteilungen der negativ geladenen Pionen für die Messgrößen λ , α und ψ_0 nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

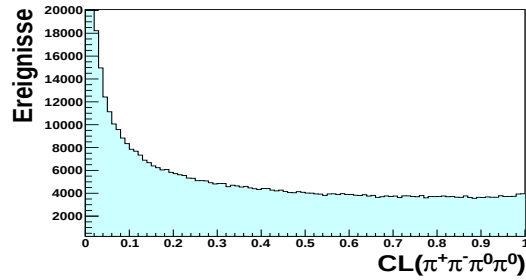


Abbildung B.4: Konfidenzniveauverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ nach der Optimierung der Skalierungsfaktoren für die Messfehler (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

Messgröße	Φ	Θ	$\sqrt{E}$	Ψ_0	α	$\tan \lambda$
Fehlerskalierung	1.2	0.8	2.0	0.3	0.5	1.1

Tabelle B.1: Die Skalierungsfaktoren nach der Pulloptimierung bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c.

Anhang C

Spektren der invarianten Massen für den Strahlimpuls 1940 MeV/c

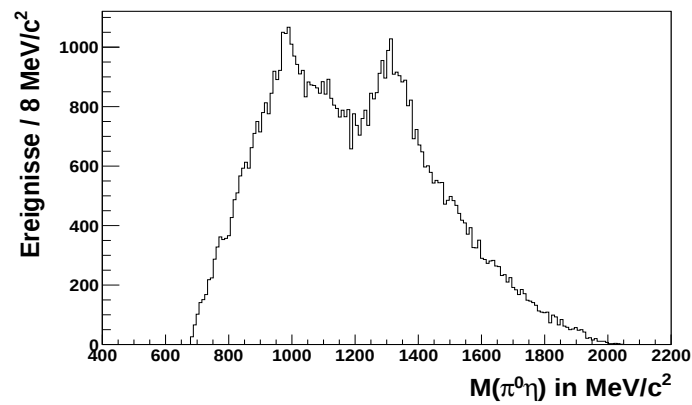


Abbildung C.1: Invariante $\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

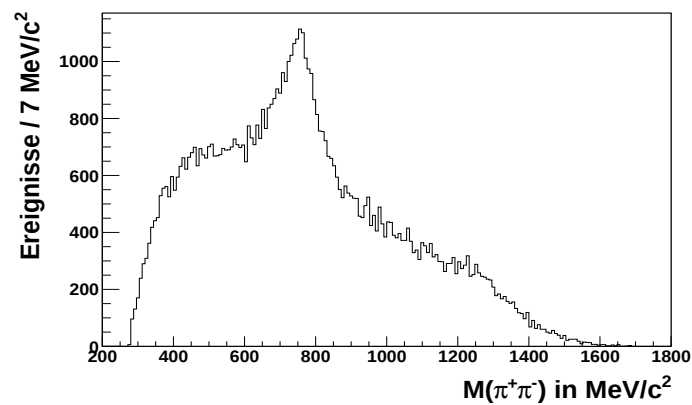


Abbildung C.2: Invariante $\pi^+\pi^-$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

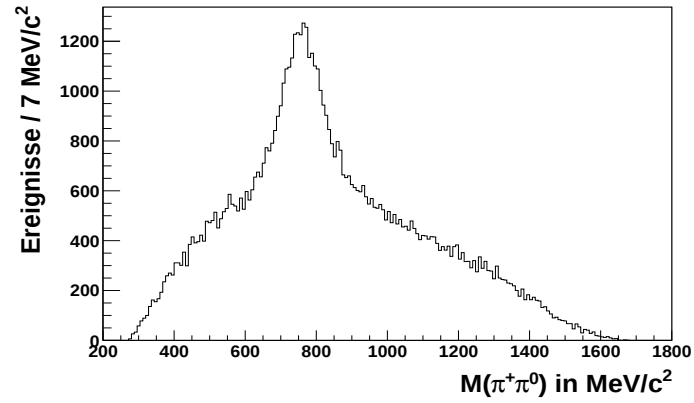


Abbildung C.3: Invariante $\pi^+\pi^0$ Masse (Strahlimpuls= $1940 \text{ MeV}/c$).

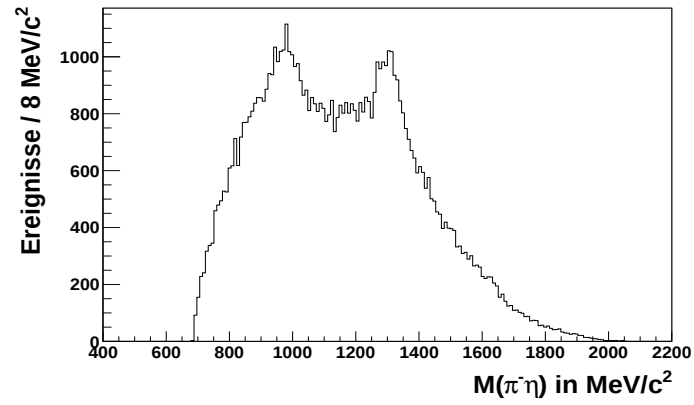


Abbildung C.4: Invariante $\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls= $1940 \text{ MeV}/c$).

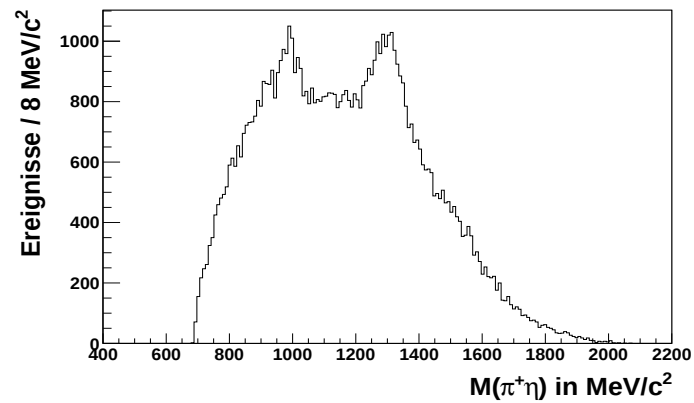


Abbildung C.5: Invariante $\pi^+\eta$ Masse (Strahlimpuls= $1940 \text{ MeV}/c$).

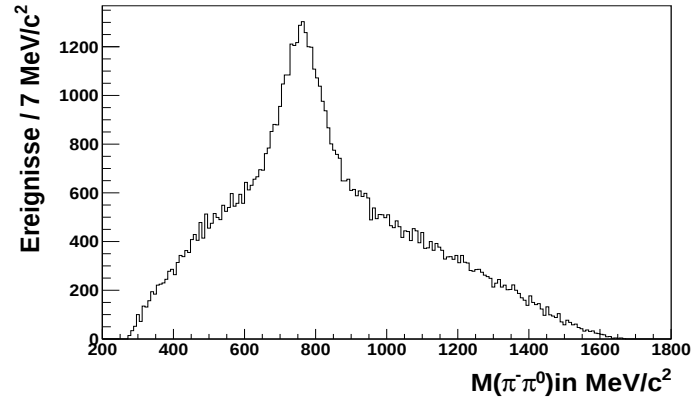


Abbildung C.6: Invariante $\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

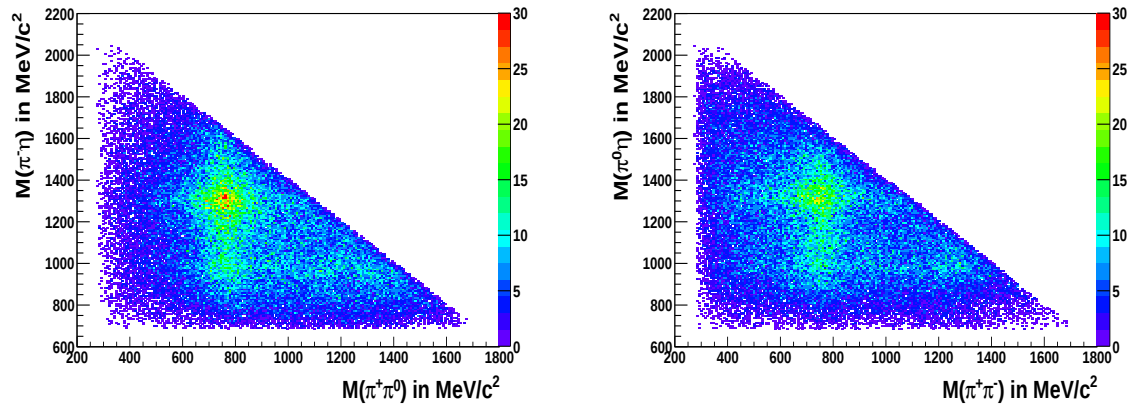


Abbildung C.7: Links: Die invariante $\pi^-\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^+\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen. Rechts: Die invariante $\pi^0\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^+\pi^-$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpulse=1940 MeV/c).

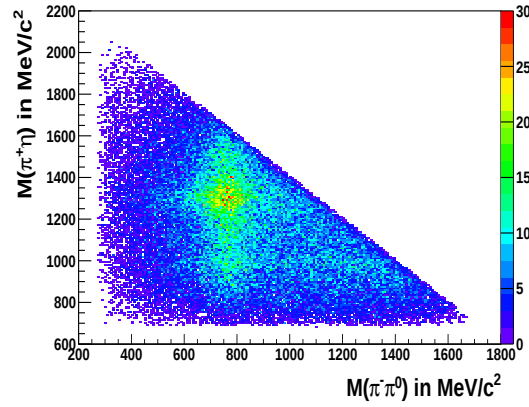


Abbildung C.8: Die invariante $\pi^+\eta$ Masse ist gegen die invariante $\pi^-\pi^0$ Masse in Form eines Goldhaber-Diagramms aufgetragen (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

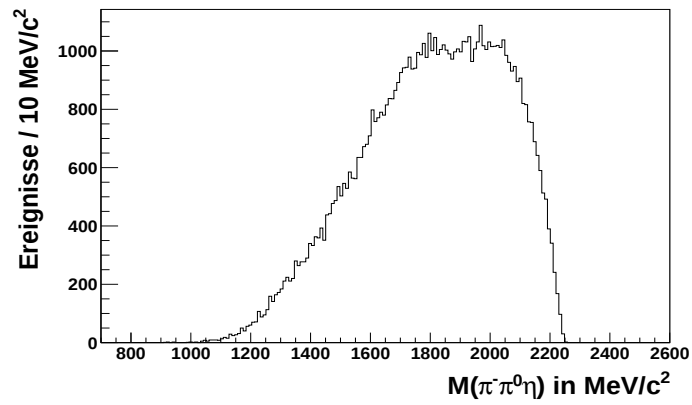


Abbildung C.9: Invariante $\pi^-\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

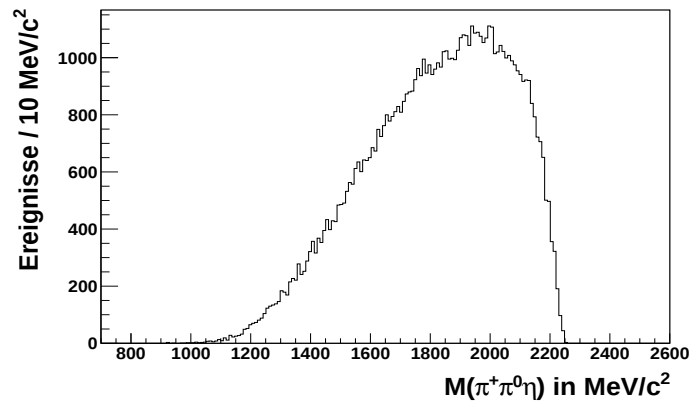


Abbildung C.10: Invariante $\pi^+\pi^0\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

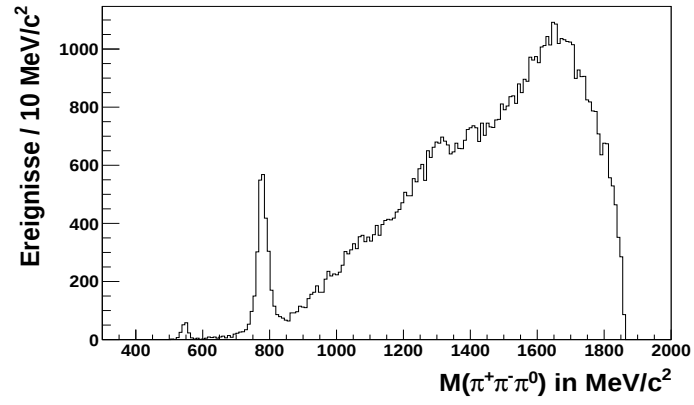


Abbildung C.11: Invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

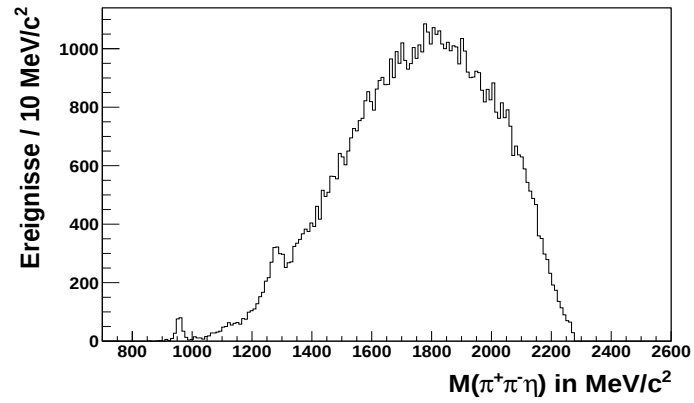


Abbildung C.12: Invariante $\pi^+\pi^-\eta$ Masse (Strahlimpuls=1940 MeV/c).

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich bei dem Erstellen dieser Masterarbeit unterstützt haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Ulrich Wiedner bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, an seinem Lehrstuhl an einem äußerst interessanten Themengebiet zu arbeiten und dort meine Masterarbeit zu verfassen und die Erstkorrektur übernimmt.

Außerdem möchte ich mich bei PD Dr. Fritz-Herbert Heinsius bedanken, der die Funktion des Zweitgutachters übernommen hat.

Des Weiteren gebührt sehr großer Dank Dr. Bertram Kopf, der mich immer beim Erstellen meiner Arbeit unterstützt hat und mir die Richtung wies.

Insbesondere danke ich auch Julian Pychy, Arber Mustafa und Marvin Richter für die Zusammenarbeit und das Klären von Fragen.

Ebenso gilt mein Dank allen anderen Mitarbeitern des Lehrstuhls, die immer für eine freundliche und produktive Atmosphäre gesorgt haben.

Zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, die mich während des Studiums immer unterstützt haben.