Kaonische Kanäle bei der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität(TH)
Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Martin Tischhäuser
aus Hornberg (Schwarzwald)

Tag der mündlichen Prüfung:	26. November 1999
Referent:	Prof. Dr. D. Engelhardt
Koreferent:	Prof. Dr. Th. Müller

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Analyse der Reaktionen $K^+K^-\pi^0$ und $K^\pm\pi^\mp K_L$ bei der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge. Der Impuls der einfliegenden Antiprotonen betrug dabei 1200 MeV/c. Die Daten wurden mit dem Crystal Barrel Detektor am LEAR-Speicherring des CERN in Genf aufgezeichnet. Dabei wurde ein Trigger auf zwei lange Spuren verwendet, um die Zahl dieser Ereignisse im Datensatz anzureichern.

Die Reaktionen $K^\pm\pi^\mp K_L$ konnten nur bis zur Selektion der Endzustände verfolgt werden, da hier durch die nötigen Selektionsschritte die Akzeptanz starke Schwankungen aufweist.

Für die Reaktion $p\bar{p} \to K^+K^-\pi^0$ wurde zusätzlich eine Partialwellenanalyse durchgeführt. Sie zeigt Hinweise einer 0^{++}-Resonanz mit einer Masse von $1680 \pm 30\,\mathrm{MeV/c^2}$ und einer Breite von $140 \pm 40\,\mathrm{MeV}$. Diese Werte lassen die Interpretation als $f_J(1710)$ zu. Im Rahmen theoretischer Modelle liesse sich dieses Teilchen dann als $s\bar{s}$-Zustand des 0^{++}-Nonetts verstehen.

Ferner wurden die Wirkungsquerschnitte des gesamten Kanals $K^+K^-\pi^0$ und des wichtigsten Zweikörper-Beitrags (korrigiert auf alle Zerfallsmoden) bestimmt:

$$\begin{aligned}
\sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^+K^-\pi^0) &= (307 \pm 41)\mu b \\
\sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^{*\pm}(892)K^\mp) &= (224 \pm 37)\mu b
\end{aligned}$$

Für den Kanal $K^+K^-\pi^0$ gibt es keine vergleichbaren Werte. Der Wirkungsquerschnitt der Teilreaktion $K^{*\pm}(892)K^\mp$ stimmt sehr gut mit früheren Messungen überein.

Abstract

In this work the proton-antiproton-annihilation into $K^+K^-\pi^0$ and $K^\pm\pi^\mp K_L$ is analyzed at a beam momentum of the incoming antiprotons of 1200 MeV/c. The data was taken with the Crystal Barrel detector at LEAR (CERN). A trigger on two long tracks was used to enrich the number of events with the desired type.

Due to the strong momentum dependence of the acceptance, the channels $K^\pm\pi^\mp K_L$ were selected but could not be submitted to a partial-wave analysis.

A partial-wave analysis was done for the reaction $p\bar{p} \to K^+K^-\pi^0$. In this reaction an indication for a 0^{++}-resonance with a mass of $1680 \pm 30\,\mathrm{MeV/c^2}$ and a width of $140 \pm 40\,\mathrm{MeV}$ was seen. This resonance may be identified with the $f_J(1710)$. Within a theoretical model, this particle could then be interpreted as the $s\bar{s}$-member of the 0^{++}-nonet.

The cross section of the $K^+K^-\pi^0$ channel as well as the largest two-body contribution (corrected for decay modes) were determined to be:

$$\begin{aligned}
\sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^+K^-\pi^0) &= (307 \pm 41)\mu b \\
\sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^{*\pm}(892)K^\mp) &= (224 \pm 37)\mu b
\end{aligned}$$

There are no previous measurements for that channel, whereas the cross section for the two-body reaction $K^{*\pm}(892)K^\mp$ is in good agreement with previous measurements.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In unserem heutigen physikalischen Weltbild wird die Natur durch vier fundamentale Kräfte beschrieben. Es sind dies die Gravitationskraft, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Man ist bestrebt, diese vier verschiedenen Wechselwirkungsarten durch eine einzige vereinheitlichte Theorie zu beschreiben. Als erster Teilschritt gelang in den sechziger Jahren die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung in die elektroschwache Wechselwirkung (Standardmodell) durch Glashow, Salam und Weinberg. Heutzutage gibt es auch Ansätze, die starke Wechselwirkung in eine vereinheitlichte Theorie mit einzubinden. Die gängigsten Modelle sind die GUT (*Grand Unified Theory*) und die SUSY (*Supersymmetry*). Als einziges läßt sich bis heute die Gravitation noch nicht im Rahmen einer vereinheitlichten Theorie beschreiben. Aufgrund ihrer geringen Stärke spielt die Gravitation in der Elementarteilchenphysik kaum eine Rolle und wird im folgenden nicht berücksichtigt.

1.1 Das Standardmodell

Die Grundbausteine des Standardmodells sind die Lepton- und Quarkfamilien (Tabelle 1.1). Die Anzahl der Leptonfamilien wurde experimentell zu drei bestimmt [1]. Alle Mitglieder der Lepton- und Quarkfamilien wurden schon experimentell nachgewiesen, zuletzt das top-Quark am Fermilab [2, 3, 4].

Mathematisch gesehen werden die Wechselwirkungen durch Eichtheorien beschrieben. Die Kräfte werden hierbei durch die Träger der Wechselwirkung, die Eichbosonen, vermittelt. Die Eichtheorien entstehen aus der Forderung, daß sich der Erwartungswert einer quantenmechanischen Größe unter einer Phasentransformation nicht ändert. Aus der Invarianz unter einer Symmetrietransformation läßt sich ein Erhaltungssatz ableiten (Noether Theorem). Am einfachsten läßt sich das am Beispiel der elektromagnetischen Wechselwirkung zeigen, die durch

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Tabelle 1.1: *Die Lepton- und Quarkfamilien*

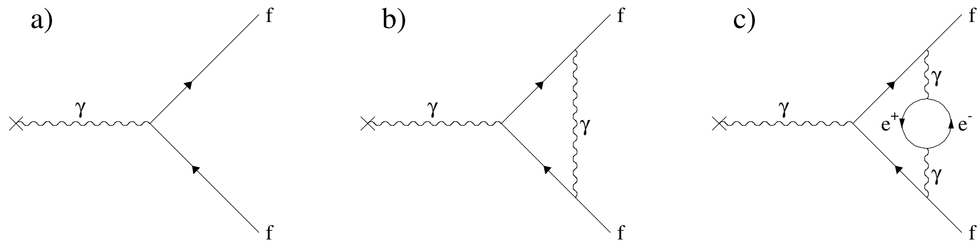


Abbildung 1.1: *Feynman-Diagramme für Strahlungskorrekturen, die zum magnetischen Moment der Fermionen beitragen (aus [5]) (a) Wechselwirkung mit einem Photon, (b) Emission eines virtuellen Photons — Ordnung α , (c) virtuelle Paarbildung (Vakuumpolarisation) — Ordnung α^2*

die QED (*Quantenelektrodynamik*) beschrieben wird.

Unterzieht man die Wellenfunktion geladener Teilchen $\psi(x)$ einer lokalen Phasentransformation

$$U(\alpha) = e^{i\alpha(x)} \ ,$$

so bleibt das physikalische Ergebnis dasselbe, wenn man gleichzeitig das elektromagnetische Potential umeicht:

$$A \rightarrow A + \frac{\partial}{\partial x}\alpha$$

Dies setzt eine unendliche Reichweite des Feldes, d. h. ein masseloses Austauschteilchen (Photon), und die Erhaltung der elektrischen Ladung voraus. Die Eichgruppe ist die Gruppe U(1).

Die Veranschaulichung der Wechselwirkungsprozesse erfolgt in den Feynman-Diagrammen (Abbildung 1.1), wobei an jedem Wechselwirkungspunkt die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}$, anzusetzen ist. Da diese Größe relativ klein[1] ist, kann man zur Beschreibung elektromagnetischer Prozesse die Störungstheorie anwenden. Die Amplitude von Prozessen erhält man durch Aufsummieren aller möglichen Diagramme. In der Regel werden jedoch nur die Beiträge niedrigster Ordnung benutzt. Es zeigte sich jedoch, daß die Beiträge von Diagrammen mit Schleifen (z.B. Abbildung 1.1.c) unendliche Beiträge liefern (Dieses rührt von der Integralbildung über alle Impulse der Zwischenzustandsteilchen her.). Diese Beiträge können aber durch eine Renormierung beseitigt werden[2]. Man definiert die „nackten“ Werte wie Ladung oder Masse so um, daß sie mit den Divergenzen zusammen gerade die beobachteten Werte ergeben. Die QED ist heute die experimentell am besten bestätigte Theorie, und man erreicht mit ihr Voraussagen allergrößter Genauigkeit.

In der schwachen Wechselwirkung gibt es drei Eichbosonen. Diese Eichbosonen sind aber nicht masselos, was die Einbettung in eine Eichtheorie erschwert. Die Leptonen und Quarks

[1] Ihr Wert ändert sich mit der Wechselwirkungsenergie und beträgt bei niedrigen Energien etwa 1/137 und bei Energien von 90 GeV etwa 1/128.

[2] Eine Theorie ist renormierbar, wenn durch Einführung einer endlichen Anzahl von Parametern die vorhergesagten Amplituden für physikalische Prozesse bei allen Energien und bis in alle Ordnungen der Kopplungskonstante endlich bleiben [5].

$$\chi_L^i \quad = \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \begin{array}{c} I_W^3 \\ +1/2 \\ -1/2 \end{array}$$

Abbildung 1.2: *Die Dubletts des schwachen Isospin*

werden in Isospin-Dubletts des schwachen Isospins eingeteilt (Abbildung 1.2). Die masselosen Neutrinos existieren aber nur in einem Helizitätszustand (linkshändig), was zu einer Eichgruppe $\mathrm{SU(2)_L}$ mit drei Eichbosonen (W^1, W^2, W^3) führt. Durch eine Kopplung mit der Eichgruppe U(1) (Eichboson ist das B^0) und einer Mischung der Eichbosonen W^3 und B^0 zu Z^0 und Photon erhält man die beobachteten Kopplungen der Teilchen an die Eichbosonen (Glashow, 1963). Das Problem der Masse von W^+, W^- und Z^0 wird durch die Einführung eines weiteren Feldes, des Higgs-Feldes, gelöst. Dieses Feld erzeugt durch spontane Symmetriebrechung (Higgsmechanismus) die Massen (Salam und Weinberg, 1967). Dies bedeutet die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung.

Bei der Einordnung von in Streuexperimenten gefundenen Baryonen in einem Quarkmodell[3] (Gell-Mann und Zweig, 1964) gab es jedoch Zustände, die sich durch eine Symmetrie der Quarkwellenfunktion in flavour (Sorte), Spin und Raum auszeichneten: Das Δ^{++}, von dem man aufgrund seiner Einordnung in das Dekuplett mit den Baryonen niedrigster Energie von einem Bahndrehimpuls $l = 0$ ausgehen durfte, besteht dann aus drei u-Quarks mit parallelem Spin. Dieses verletzt aber das Pauli-Prinzip, nach dem sich zwei oder mehrere Fermionen nicht im gleichen Quantenzustand befinden können. Das deutete auf einen weiteren Freiheitsgrad hin, den man Farbe nennt. Es gibt drei Farbzustände (rot, grün, blau) und drei Antifarbzustände (antirot, antigrün, antiblau). In allen Teilchen müssen sich die Farben der Quarks kompensieren — beobachtbare Teilchen sind „farblos“. Die Wechselwirkung zwischen den farbigen Quarks wird durch die QCD (*Quantenchromodynamik*), der Feldtheorie der starken Wechselwirkung, beschrieben. Sie wird mit der Eichgruppe $\mathrm{SU(3)_c}$ (**c***olour* = *Farbe*) dargestellt, die acht Eichbosonen, die Gluonen, enthält. Da in der Phasentransformation $\mathrm{U}(\alpha) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha\lambda/2}$ die Matrizen λ, die Generatoren der $\mathrm{SU(3)_c}$ auftreten, ist die Eichgruppe nichtabelsch. Die Gluonen tragen selbst Farbe und unterliegen so ebenfalls der Wechselwirkung. Diese Selbstwechselwirkung bewirkt, daß sich die Feldquanten nicht radial ausbreiten wie in der elektromagnetischen Wechselwirkung, sondern sich Feldschläuche ausbilden. Damit nimmt die Kraft bei großen Abständen nicht ab, sondern zu. Diese Energiezunahme führt dazu, daß man die Quarks nicht isolieren kann, denn je weiter man sie voneinander entfernt, um so größer ist die Energie im Feldschlauch, was schließlich die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren hervorruft und damit die Bildung von zwei Systemen mit wiederum mehr als einem Quark. Bei kleinen Abständen, was großen Energien entspricht, ist die Kopplungskonstante α_s noch so klein, daß man die Störungstheorie anwenden kann. Bei großen Abständen aber versagt diese Technik, da dort die Kopplungskonstante von der Größenordnung 1 ist. Damit ist man in diesem Energiebereich auf phänomenologische Modelle für die Beschreibung der Wechselwirkung angewiesen.

[3] siehe Abschnitt 1.2

Konfiguration	$SU(3)_c$ -Multiplett	relative Bindungsenergie
$(q\overline{q})$	[1]	$-8/3$
$(q\overline{q})$	[8]	$+1/3$
(qq)	[3*]	$-4/3$
(qq)	[6]	$+2/3$
(qqq)	[1]	-4
(qqq)	[8]	-1
(qqq)	[10]	$+2$
(qqqq)	[3]	-4

Tabelle 1.2: *relative Bindungsenergie von Quark- und Antiquarkzuständen*

1.2 Das Quarkmodell der Hadronen

Die Bindungszustände von Quarksystemen können aus der Farbwechselwirkung der Gluonen abgeleitet werden. Man erhält relative Bindungsenergien, die in Tabelle 1.2 dargestellt sind. Die festesten Bindungen erhält man für Farbsinguletts von $q\overline{q}$ und qqq. Das legt nahe, die Hadronen durch diese einfachen Quarksysteme darzustellen [6]. Zustände wie $qq\bar{q}\bar{q}$ (Multiquarkzustände) sind aber ebenfalls denkbar. Es gibt auch Modelle, die Bindungszustände vorhersagen, welche Gluonen enthalten:

$q\bar{q}g, q\bar{q}gg, qqqg, qqqgg, \ldots$	Hybride
$gg, ggg, \ldots$	Gluebälle (Glueballs)

Diese werden im nächsten Kapitel näher behandelt. Das Crystal Barrel-Experiment hat die Intention nach solchen Zuständen zu suchen (siehe z.B. [7]). Die Meson- und Baryonzustände niedriger Energien kann man im statischen Quarkmodell verstehen. Man nimmt dazu die drei Quarks mit den niedrigsten Massen (u, d und s) und ordnet sie in einem Triplett an: Die Quantenzahlen sind die Hyperladung Y ($Y = B + S$, B=Baryonzahl, S=Strangeness) und die dritte Komponente des Isospins I_3. (Abbildung 1.3). Die Mesonen erhält man durch Kombination der Quark- und Antiquarkzustände:

$$3 \times \bar{3} = 1 + 8$$

Befinden sich die Spins antiparallel, so erhält man das Nonett der pseudoskalaren Mesonen und bei parallelem Spin das der Vektormesonen (Abbildung 1.4). Alle diese Mesonen sind experimentell bestätigt worden.

Die Baryonzustände erhält man durch die Kombination von drei Quarks. Aus dem Quarkinhalt kann man eine Massenformel zur Beschreibung der Baryonmassen ableiten (Gell-Mann-Okubo Massenformel [8]):

$$M = M_0 + M_1 Y + M_2[I(I+1) - \frac{Y^2}{4}]$$

Diese Formel sagt die Massen auf 1% genau voraus.

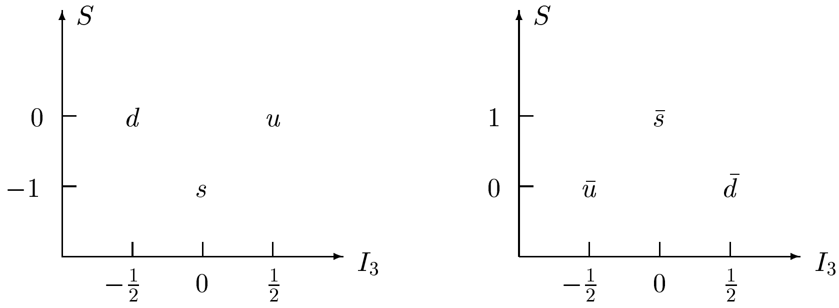


Abbildung 1.3: *Triplett der drei Quarks bzw. Antiquarks mit der niedrigsten Masse*

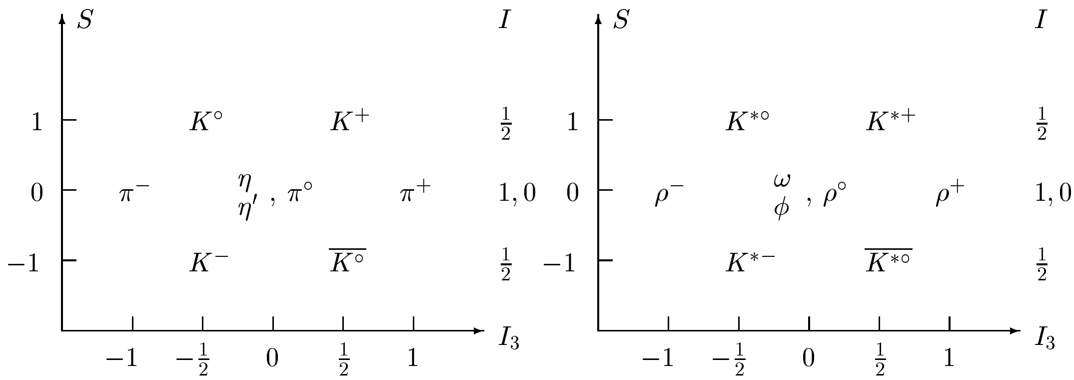


Abbildung 1.4: *Die Nonetts der pseudoskalaren Mesonen (links) und Vektormesonen (rechts)*

1.3 Gluebälle

Die Gluonen tragen selbst Farbe und können so mit sich selbst wechselwirken. Dies ergibt sich aus der nicht-abelschen Natur der Wechselwirkung. Somit sind auch Teilchen denkbar, die neben Quarks noch konstituierende Gluonen haben, sogenannte Hybride. Daneben gibt es auch die Möglichkeit Teilchen zu bilden, die ganz aus Gluonen bestehen, die Gluebälle. Diese lassen sich störungstheoretisch nicht vorhersagen, weil die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung in diesem Massenbereich zu groß ist. Deswegen muß man auf phänomenologische Modelle zurückgreifen.

1.3.1 Bag-Modelle

In Bag-Modellen werden Quarks in sphärische Hüllen eingeschlossen. Das führt dazu, daß sie nur bestimmte Eigenzustände annehmen können. Die Masse eines Hadrons ist dann eine Funktion der Energie dieser eingeschlossenen Quarks.

Ebenso kann man die gleichen Rechnungen mit Gluonfeldern anstelle der Quarkfelder anstellen und erhält dann zwei verschiedene Moden: transversal elektrisch (TE) mit Parität $(-1)^{L+1}$ und transversal magnetisch (TM) mit Parität $(-1)^{L}$.

Die leichtesten Gluebälle erhält man, wenn man zwei dieser Moden kombiniert. Der 0^{++}-Glueball sollte demnach der leichteste sein. Die Masse läßt sich nur schwer vorhersagen, da die Selbstenergien unbekannt sind und dazu führen, daß verschiedene Gruppen sehr verschiedene Ergebnisse erhalten.

1.3.2 Gitter-Eichrechnungen

Bei Gitter-Eichrechnungen werden Feynman-Pfadintegrale durch Monte-Carlo-Simulationen numerisch berechnet, wobei Korrelationsfunktionen zwischen auf Gitterpunkten sitzenden Operatoren mit Glueball-Quantenzahlen studiert werden. Dabei hängt die Qualität der Berechnungen vom Abstand der Gitterpunkte ab. Dieser muß klein genug gewählt werden, damit man Störungstheorie anwenden kann. Durch enormen Computereinsatz kann man mittlerweile zur Kontinuumsgrenze extrapolieren. Die UKQCD-Gruppe [9] erhält dann für den leichtesten Glueball eine Masse von etwa $1550\,\mathrm{MeV/c^2}$, während die IBM-Gruppe [10] einen Wert von etwa $1740\,\mathrm{MeV/c^2}$ errechnet.

1.3.3 Flux-Tube-Modell

Das Flux-Tube-Modell verwendet einen ähnlichen Ansatz wie Gitter-Eichrechnungen. Die Gitterpunkte werden jedoch von Quarks besetzt, die durch farbelektrische Flußlinien miteinander verbunden sind. Diese verhalten sich wie Strings. Auch hier wird der leichteste skalare Glueball bei etwa $1500\,\mathrm{MeV/c^2}$ vorhergesagt.

Weil Gluebälle keine Quarksorten beinhalten, sollte bei ihrem Zerfall keine der Quarksorten bevorzugt werden, da die Gluonen an alle gleich koppeln. Die Zerfallshäufigkeiten sollten somit nur von Phasenraumfaktoren abhängen. Man erwartet für einen Zerfall des 0^{++}-Glueballs ein phasenraumkorrigiertes Verhältnis von

$$\pi\pi : \eta\eta : \eta\eta' : K\bar{K} = 3 : 1 : 0 : 4 \tag{1.1}$$

entsprechend der möglichen Zerfallskanäle.

1.4 Die experimentelle Situation

Für die Suche nach gluonreichen Zuständen eignet sich die Proton-Antiproton-Annihilation, weil dort bei der Interaktion der beiden Teilchen eine gluonreiche Umgebung existiert. Dabei bleibt jedoch die Schwierigkeit, diese exotischen Zustände von der Vielzahl normaler Mesonen zu unterscheiden. Zum einen kann das über die Quantenzahlen erfolgen, wenn diese für ein Meson nicht möglich sind. Zum anderen sind in den Nonetts für bestimmte Mesonen nur eine begrenzte Anzahl Plätze zur Verfügung. Sind jetzt aber mehr Teilchen bekannt, als freie Plätze vorhanden sind, so müssen überzählige Teilchen anderer Natur sein. Die Schwierigkeit besteht nun darin, genau herauszufinden, welche davon exotisch sind und welche normale Nonettmitglieder darstellen. Eine Entscheidungshilfe bei dieser Zuordnung können die Parameter der Teilchen sein, wie Masse, Breite oder Zerfallsmoden, für die man aus Modellen Abschätzungen machen kann.

Gerade für den leichtesten Glueball ist die Diskussion der Zuordnung im Gange. Der beste Kandidat für diesen Glueball ist das $\mathrm{f}_0(1500)$ [11, 12], welches von Masse und Breite zu den Vorhersagen der Gitter-Eichrechnungen paßt. Allerdings paßt das gemessene Verhältnis der Zerfallsmoden

$$\pi\pi : \eta\eta : \eta\eta' : K\bar{K} = (4,4 \pm 0,2) : 1,0 : (1,4 \pm 1,0) : (1,1 \pm 0.4) \tag{1.2}$$

nicht ganz zu den in Gleichung 1.1 angegebenen theoretischen Vorhersagen. In einem Modell von Amsler und Close [13] wird dies durch die Mischung des Glueballs mit dem isoskalaren $\mathrm{f}_0(1380)$-Mesonen in der Massengegend beschrieben. Die dort getroffene Zuordung des 0^{++}-Nonett ist in Abbildung 1.5 dargestellt. In diesem Modell lassen sich die Verzweigungsverhältnisse verstehen. Es sagt außerdem den $\mathrm{s\bar{s}}$-Zustand des Nonetts mit einer Masse von 1600–1700 MeV/c^2 voraus.

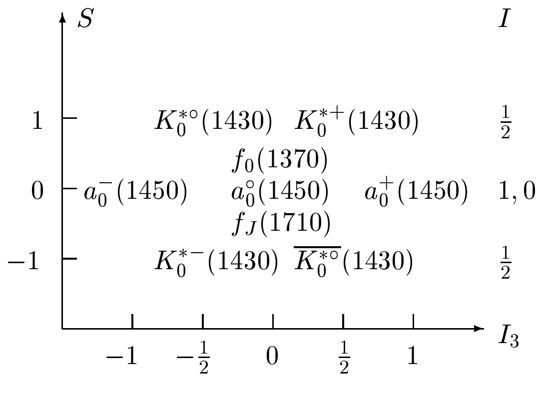


Abbildung 1.5: *Das Nonett der skalaren Mesonen aus [13]*

Mit dem höheren Massenwert der Gitter-Eichrechnungen aus [10] verbinden die Autoren eine andere Interpretation. Nach ihrem Dafürhalten passen ihre Rechnungen dazu, daß das Teilchen $\mathrm{f_J}(1710)$ mit seinen bisher gemessenen Verzweigungsverhältnissen der 0^{++}-Glueball sein könnte. Voraussetzung dafür ist natürlich $J = 0$ für dieses Teilchen. Auch besagt das

Modell, daß das $f_0(1500)$ dann der $s\bar{s}$-Zustand des Nonetts sein sollte. Dies steht aber im Widerspruch zur gemessenen kleinen Partialbreite in $K\overline{K}$.

1.4.1 Das $f_J(1710)$

Der Spin des $f_J(1710)$ ist bisher noch nicht geklärt. Er muß aber gerade sein, weil es sowohl bei radiativen $J/\Psi(1S)$-Zerfällen als auch in den Zerfallskanälen 2η und $K^0_S K^0_S$ gesehen wurde. Die Zuordnung zwischen Spin 0 und Spin 2 ist allerdings umstritten. Zum Beispiel bevorzugen neuere Analysen bei MARK III einen großen Spin 0 Anteil, während z.B. bei zentraler Produktion Spin 2 festgestellt wurde. Eine Übersicht über die verschiedenen Ergebnisse findet sich in [14].

1.5 Motivation

Bisherige Analysen bei Crystal Barrel wurden hauptsächlich bei Annihilation in Ruhe durchgeführt. In letzter Zeit konnten auch rein neutrale Endzustände bei Annihilation im Fluge untersucht werden. Die Kanäle $K\bar{K}\pi$ wurden aber aufgrund ihrer Komplexität bisher erst bis 600 MeV/c untersucht (dort nur $K^+K^-\pi^0$). Bei der Analyse von $K^+K^-\pi^0$ bei 600 MeV/c [15] gab es Hinweise auf eine Resonanz bei einer Masse von etwa 1650 MeV/c^2. Aufgrund der Lage dieser Resonanz im Dalitzdiagramm im Bereich der Interferenz der beiden $K^*(892)$ konnten die Parameter nicht sehr gut bestimmt werden und es wurde die Untersuchung bei höheren Antiprotonimpulsen vorgeschlagen. In diesem Bereich liegt nun auch das in Abschnitt 1.4.1 angesprochene $f_J(1710)$.

Als besonders günstig für die Analyse gestalten sich die kinematischen Verhältnisse bei 1200 MeV/c, wo sich eine Resonanz im Massenbereich um 1700 MeV/c^2 besonders störungsfrei im Dalitzdiagramm darstellen läßt. Dies sollte auch einen eindeutigeren Schluß auf den Spin der Resonanz ermöglichen.

Als weiteres interessantes Ergebnis dieser Analyse sind die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen und ihrer individuellen Zweikörper-Zwischenzustände zu betrachten.

Kapitel 2

Das Crystal Barrel Experiment am CERN

Der Crystal Barrel Detektor stand in einem externen Strahl des Antiprotonenspeicherrings LEAR (Low Energy Antiproton Ring) am CERN in Genf. Die Datennahme begann Ende 1989 nach vierjähriger Entwicklungs- und Aufbauzeit und endete im Jahre 1996 mit der Schließung des LEAR. Die Ziele des Experiments sind:

- das Studium der $p\bar{p}$-Annihilationsdynamik mit Hilfe seltener Zerfallskanäle
- die Suche nach exotischen Hadron-Zuständen, die von der QCD vorausgesagt wurden, wie Gluonenbälle (gg) und Hybride ($q\bar{q}g$)
- die Suche nach gebundenen $N\overline{N}$-Zuständen (Baryonia oder Multiquarkzustände)
- die Analyse radiativer und anderer seltener Mesonenzerfälle

Frühere Experimente hatten keine geeigneten Detektorelemente für den Nachweis von Photonen. So konnte lediglich ein fehlendes Teilchen anhand der Energie- und Impulsbilanz rekonstruiert werden. Damit entzogen sich etwa 60% der Annihilationskanäle einer Untersuchung, da sie mehr als ein π^0 im Endzustand besitzen. Bei der Planung des Crystal Barrel Experiments wurde deshalb auf folgende Punkte besonderen Wert gelegt:

- gleichzeitiger Nachweis von neutralen und geladenen Zuständen in einem möglichst großen Raumwinkel
- gute Energie- und Ortsauflösung für Photonen im Kalorimeter
- gute Ortsauflösung und ein hohes Magnetfeld für eine gute Impulsauflösung geladener Teilchen in einer Driftkammer
- Pion-Kaon-Separation durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx
- hohe Ereignisrate
- Möglichkeit der Anreicherung seltener Zerfallskanäle (Triggerung)

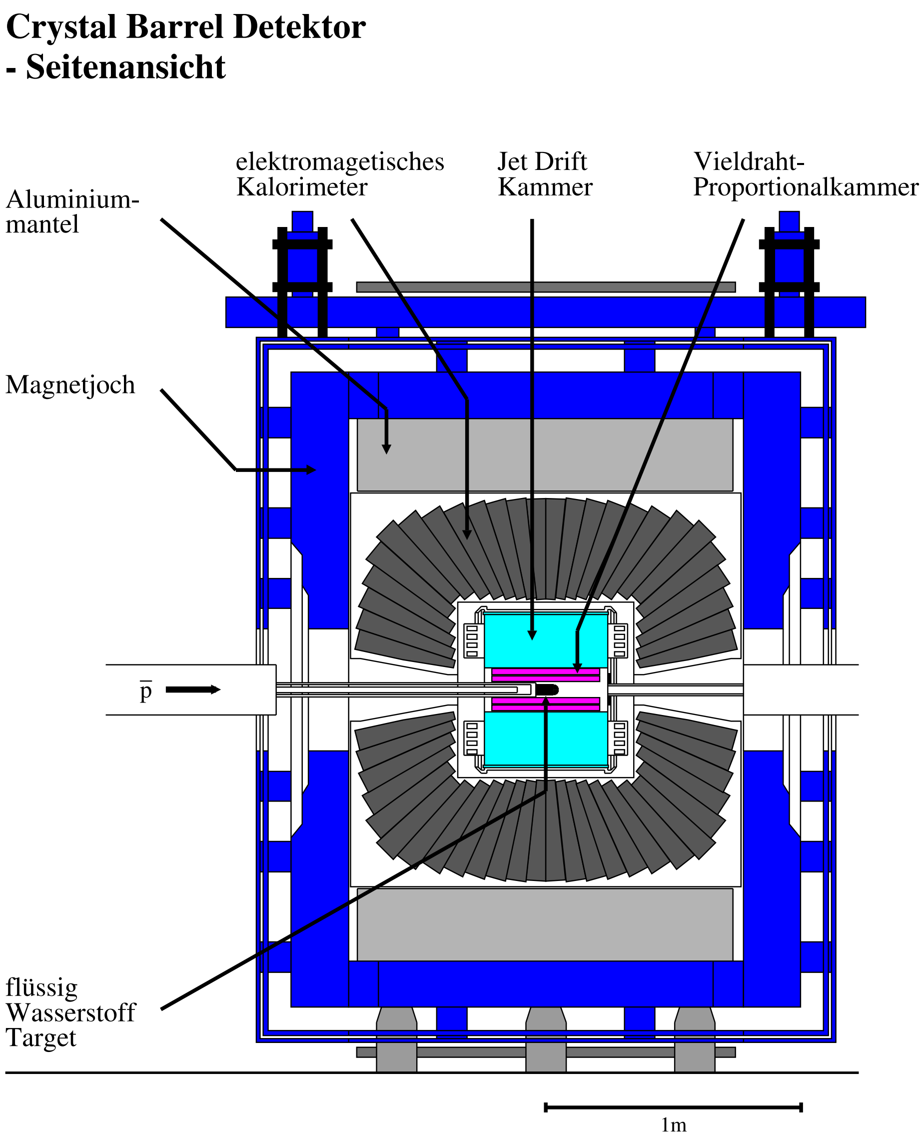


Abbildung 2.1: *Der Crystal Barrel Detektor*

Den endgültigen Aufbau des Detektors zeigt Abbildung 2.1. Der Strahl tritt vom LEAR (Low Energy Antiproton Ring) kommend parallel zum Magnetfeld in den Detektor ein, und die Antiprotonen annihilieren im H_2-Target. Dieses ist zum Nachweis der geladenen Endprodukte von einer Vieldrahtproportionalkammer (PWC) und einer Jet-Drift Kammer (JDC) umgeben. Nach außen folgt dann das elektromagnetische Kalorimeter zur Messung der Photonen. Eine detaillierte Beschreibung findet man in [16, 17].

2.1 Die Antiprotonerzeugung

Die Antiprotonen für die Experimente am LEAR werden erzeugt, indem Protonen aus dem PS (Proton Synchrotron) mit einem Impuls von 26 GeV/c auf ein Wolframtarget geschossen werden. Die dabei erzeugten Antiprotonen werden im ACOL (Antiproton Collector) gesammelt und im AA (Antiproton Accumulator) gespeichert. Dort werden sie durch stochastische Kühlung in ihrem Phasenraum stark eingeschränkt. Danach werden sie auf Abruf über das PS, wo sie auf 600 MeV/c abgebremst werden, zum LEAR transferiert. Sie werden dann, je nach Bedarf, auf einen Impuls von bis zu 2 GeV/c beschleunigt oder auf einen Impuls bis zu 100 MeV/c abgebremst. Mit Hilfe der Methoden der stochastischen Kühlung und Elektronkühlung, ist es dabei möglich, sehr geringe Impulsunschärfen zu erreichen. Bei der Annihilation im Fluge, wie sie in dieser Arbeit untersucht wird, beträgt der Impuls der Antiprotonen 1200 MeV/c. Während der bis zu zwei Stunden dauernden Extraktionszeit werden die Antiprotonen kontinuierlich zu den Experimenten geleitet. Danach wird das LEAR wieder aufgefüllt, was etwa 20 Minuten dauert. Der Antiprotonenstrahl hat mit horizontalen Strahlemittanzen von $2\pi\cdot$mm$\cdot$mrad und relativer Impulsunschärfe von 10^{-4} eine sehr gute Qualität. Durch die langen Speicherzeiten vor der Injektion in den LEAR sind auch keinerlei Verunreinigungen durch geladene Pionen oder Kaonen mehr enthalten.

2.2 Die PWC

Die PWC (Proportional Wire Chamber) besteht aus zwei unabhängigen zylindrischen Kammern mit 90 bzw. 150 Signaldrähten, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind . Ihre aktive Länge beträgt 35 mm und die Radien sind 25 mm bzw. 43 mm, was einem Raumwinkel um das Target von 99% bzw. 97% $\times 4\pi$ sr entspricht. Die Ortsauflösung in r-ϕ-Richtung beträgt etwa 2 mm. Die PWC dient hauptsächlich zur schnellen Ermittlung der Multiplizität der geladenen Teilchen eines Ereignisses.

2.3 Die JDC

Die Richtung und der Impuls geladener Teilchen werden in der JDC gemessen. Sie besteht aus 30 in azimuthaler Richtung angeordneten gleichen Sektoren, die durch jeweils 46 Felddrähte voneinander getrennt sind. In jedem Sektor befinden sich in der Mitte 23 Signaldrähte, die, zur Auflösung der Rechts-Links-Zweideutigkeit bei der Rekonstruktion der Spuren, um 200 μm aus der Mittelebene heraus versetzt voneinander angeordnet sind. Zwischen je zwei Signaldrähten ist ein Feldkorrekturdraht angebracht (Abbildung 2.2).

Die JDC hat eine Länge von 400 mm und somit einen aktiven Raumwinkel von 95% $\times 4\pi$ sr. Die räumliche Auflösung in der r-ϕ-Ebene beträgt 0.13 mm. In z-Richtung, die durch das Ladungsteilungsverfahren bestimmt wird, liegt sie bei etwa 7 mm. Die Pion-Kaon-Trennung ist

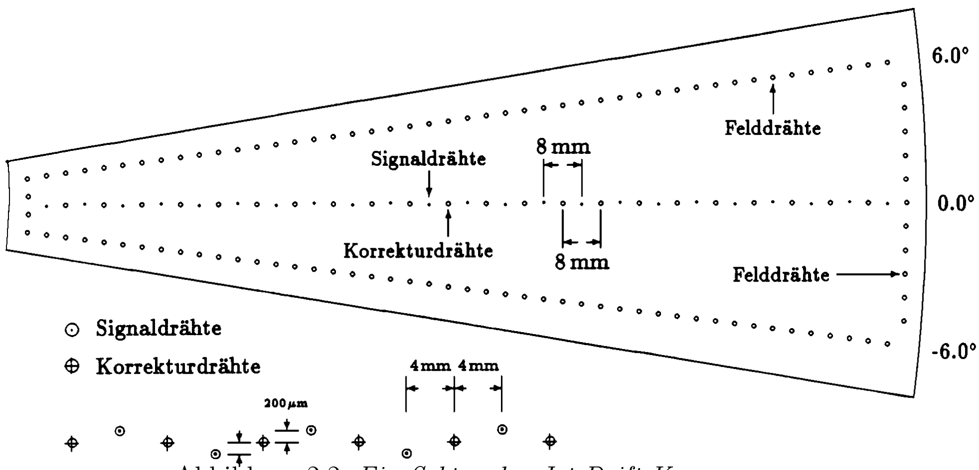


Abbildung 2.2: *Ein Sektor der Jet-Drift Kammer*

durch die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx bis zu einem Impuls von 500 MeV/c möglich.

2.4 Das CsJ(Tl)-Kalorimeter

Der Nachweis der Photonen erfolgt in einem aus einzelnen Modulen aufgebauten elektromagnetischen Kalorimeter. Es besteht aus 1380 mit Thallium dotierten CsJ-Kristallen, die, in Form von Pyramidenstümpfen, faßförmig ($\rightarrow$ Crystal Barrel) um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Es erfaßt einen Raumwinkelbereich von $97,4\% \times 4\pi$ sr. Jeder Kristall ist 30 cm lang, was 16,1 Strahlungslängen entspricht und absorbiert so etwa 99% der Energie von Photonen bis zu 2 GeV. Zum mechanischen Schutz sind die Kristalle in eine 100 μm dicke Titanhülle eingeschweißt (Abbildung 2.3).

Am oberen Ende eines Kristalls ist die Ausleseelektronik angebracht. Da das Kalorimeter sich im starken Magnetfeld befindet, können keine Photoelektronenvervielfacher zum Nachweis des Szintillationslichts eingesetzt werden. Daher finden hier Photodioden Verwendung. Um das Spektrum des Szintillationslichts besser an die spektrale Empfindlichkeit der Photodioden anzupassen, und um gleichzeitig eine geometrische Adaption zwischen Szintillator und Photodiode zu erreichen, wurde ein Wellenlängenschieber zwischen Kristall und Photodiode verwendet. Auf dem Wellenlängenschieber ist noch ein Lichtleiter angebracht, der von Zeit zu Zeit von einem Lichtpulser gespeist wird. Dieser stellt ein Pulsspektrum ähnlich dem der Kristalle zur Verfügung, so daß ständig die Funktionsfähigkeit der Auslesekette und deren zeitliche Stabilität überprüft werden kann.

Die Kristalle sind längs der Strahlachse in einer Matrix von 26 Ringen zu je 60 (bzw. 30 in den drei äußersten Lagen) Kristallen angeordnet (Abbildung 2.4). Sie sind alle auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet und überdecken einen Winkelbereich von 6° in polarer und 6° (bzw. 12° in den Ringen mit 30 Modulen) in azimuthaler Richtung. Die beiden Öffnungen

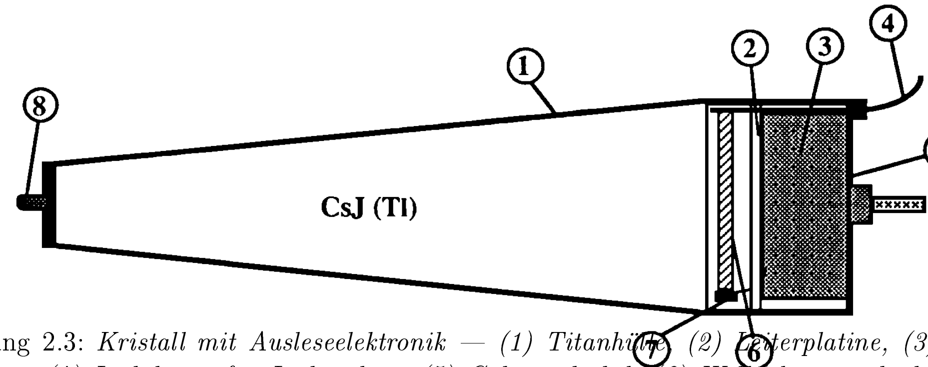


Abbildung 2.3: *Kristall mit Ausleseelektronik — (1) Titanhülle, (2) Leiterplatine, (3) Vorverstärker, (4) Lichtleiter für Lichtpulser, (5) Gehäusedeckel, (6) Wellenlängenschieber, (7) Photodiode, (8) Halterung*

um die Strahlachse dienen dem Eintritt des Antiprotonstrahls, der Versorgung der inneren Detektorteile und der Leitungen für die Elektronik.

Die Winkelauflösung beträgt etwa 20 mrad für Einzelphotonen und etwa das doppelte für überlappende Photonen[1]. Damit ist man in der Lage, die Zerfallsphotonen des π^0's (minimaler Zerfallswinkel etwa 16°) bis zu einer Energie von 1 GeV aufzulösen. Die Energieauflösung des Kalorimeters liegt bei $(2,5-3)\%$ bei einer Energie von 1 GeV.

Die Kalibration der Kristalle erfolgt mit Hilfe der bekannten Masse des π^0's, das aus seinen Zerfallsphotonen rekonstruiert wurde [18].

2.5 Das Triggersystem

Um die Auslese des Detektors zu starten und um bestimmte Zerfallsreaktionen anzureichern, wird ein Triggersystem verwendet, das aus bis zu drei Entscheidungsstufen besteht [19]. In der nullten Stufe gibt ein Siliziumzähler im Strahl das Startsignal, wenn ein Antiproton in das Target eintritt. In der ersten Stufe, dem Hardwaretrigger, wird die Multiplizität von geladenen Spuren mit Hilfe der PWC und die Multiplizität der neutralen Teilchen mit dem FACE (Fast Cluster Encoder), der eine „schnelle“ Information aus der Kristallauslese benützt, bestimmt. In der zweiten Stufe kann noch ein Softwaretrigger zum Einsatz kommen, der z.B. durch Bildung von invarianten $\gamma\gamma$-Massen Pionen oder Etas selektiert.

Ein positives Triggersignal startet die parallele Auslese aller Detektorkomponenten, die von einem übergeordneten Ereignisprozessor (Event Builder) gesteuert wird. Die Daten des Ereignisses werden dann auf Magnetband gespeichert. Die Datennahme erfolgte am Ende der Experimentierphase mit bis zu 100 Hz.

[1] Die Überlappung kommt durch die seitliche Ausbreitung der Schauer in die Nachbarkristalle zustande.

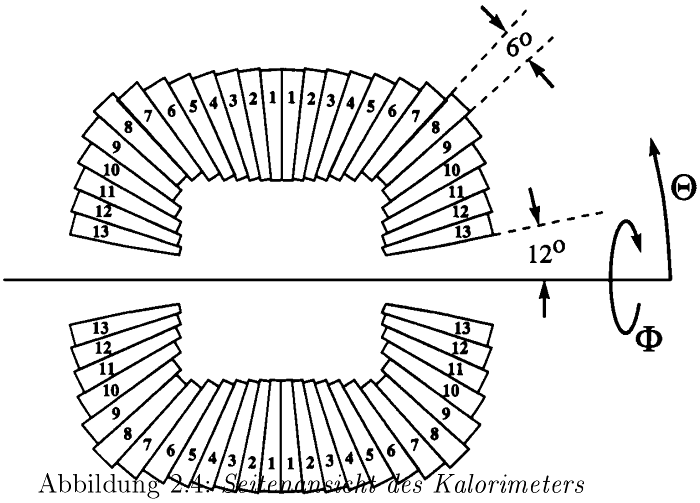


Abbildung 2.4: *Seitenansicht des Kalorimeters*

Kapitel 3

Datenauswahl

In der vorliegenden Arbeit werden Dreiteilchen-Endzustände bei der Proton-Antiproton-Vernichtung im Fluge untersucht, bei denen zwei Kaonen entstehen. Die untersuchten Kanäle sind:

$$\begin{aligned} \mathrm{p\bar{p}} &\rightarrow \mathrm{K^+K^-}\pi^0 \\ \mathrm{p\bar{p}} &\rightarrow \mathrm{K^\pm}\pi^\mp\mathrm{K_L} \end{aligned}$$

Die Daten wurden während einer Strahlzeitperiode im April/Mai 1993 aufgezeichnet. Die Antiprotonen flogen mit einem Impuls von 1200 MeV/c in den Detektor. Weil bei den untersuchten Kanälen zwei geladene Teilchen beteiligt sind, wurde mit einem Hardwaretrigger gearbeitet, um die Anzahl der Ereignisse mit langen Spuren (gute Auflösung) anzureichern. Dieser verlangt, daß jeweils genau ein oder zwei Signale in den beiden Proportionalkammern vorliegen und jeweils genau zwei oder drei Treffer in den JDC-Lagen 20 und 21 registriert wurden.

3.1 Rekonstruktion der geladenen Spuren

Durch Wechselwirkung mit dem Kammergas erzeugen die geladenen Teilchen in der JDC Elektronen. Diese werden durch das angelegte Feld beschleunigt und erzeugen ihrerseits Sekundärelektronen. In den hohen elektrischen Feldern unmittelbar um die Anodendrähte bildet sich eine Ladungsträgerlawine aus, deren Ladung gemessen wird. Aus der Signalhöhe wird der Energieverlust pro Längeneinheit (dE/dx) berechnet, der Aufschluß über die Teilchensorte geben kann. Mit Hilfe einer Eichtabelle, die aus Simulationen gewonnen wird [20], wird die Driftzeit in ein Koordinatenpaar umgewandelt. Aus der Driftzeit wird der Abstand der Teilchenspur zum Signaldraht bestimmt. Nun hat man pro Signaldraht zwei Punkte im Sektor, an die zunächst Kreise in $r - \varphi$ angepaßt werden. Weil aufeinanderfolgende Signaldrähte aus der Mittelachse verschoben sind, erhält man bei der richtigen Seite eine deutlich bessere Anpassung. Dieser Kreis wird dann noch mit den z-Koordinaten an eine Helix angepaßt. Da alle geladenen Spuren direkt vom Vertex der Annihilation kommen, wird noch ein Vertexanpassung durchgeführt, bei der gefordert wird, daß der Startpunkt beider Helices übereinstimmt. Dieser Vertex wird auch für die Rekonstruktion der Photonen verwendet. Alle Anpassungen werden mit der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt.

3.2 Rekonstruktion der Photonen

Ein Photon erzeugt im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer, der sich vom getroffenen Kristall aus auch in benachbarte Kristalle ausbreitet. Davon können bis zu 20 Kristalle betroffen werden.

Aus den digitalisierten Szintillatorsignalen lassen sich mit Hilfe von Kalibrationskonstanten die Energieeinträge der einzelnen Kristalle ermitteln [18].

Um die Auswirkungen des Rauschens der Kristalle und deren Auslesekette zu unterdrücken, werden nur Kristalle berücksichtigt, deren Energien oberhalb einer Schwelle von 1 MeV liegen. Diese Kristalle werden dann in räumlich zusammenhängende Gebiete, sogenannte *Cluster*, zusammengefaßt. Die Mindestenergie eines Clusters muß oberhalb einer Schwelle von 20 MeV liegen. Die Anzahl von lokalen Energiemaxima eines Clusters, die größer als 13 MeV sind, werden als Energieeinträge eines Teilchens (PED = Particle Energy Deposit) bezeichnet.

Wenn sich in einem Cluster nur ein PED befindet, wird die PED-Energie der Clusterenergie gleichgesetzt. Den Auftreffort des PEDs erhält man über eine Schwerpunktsbestimmung der Energieverteilung.

Bei mehreren PEDs in einem Cluster wird der Auftreffort der PEDs durch die Richtung der lokalen Energiemaxima, der Zentralkristalle, gegeben. Die Winkelauflösung wird dadurch natürlich schlechter als bei einem PED pro Cluster. Die Energie des Clusters wird auf die PEDs gemäß der Energiesumme der Zentralkristalle und ihrer acht Nachbarkristalle (E_9^i) verteilt:

$$E_{PED}^i = \frac{E_9^i}{\sum_{i=1}^n E_9^i} \cdot E_{Cluster} \qquad \text{n: Anzahl der PEDs im Cluster}$$

Die Energieeinträge von Kristallen, die zu mehreren Summen E_9^i gehören, werden gemäß der Energieeinträge der Zentralkristalle aufgeteilt [21]. Die PED-Energie ist nicht gleich der Energie des Photons, das dieses PED verursacht hat. Durch Leckverluste und positionsabhängige Nichtlinearitäten durch die ungleiche Form der Kristallreihen ist eine Korrekturfunktion für die verschiedenen Kristalle bei verschiedenen Energien notwendig. Diese wurde aus Monte-Carlo-Simulationen ermittelt [22] und später für die höheren PED-Energien bei Annihilationen im Fluge erweitert [23].

$$\begin{aligned}
E_\gamma &= E_{PED} \cdot C_m \cdot C_t(\theta) \cdot C_r(E_{PED}) \\
C_m &= 1,038 \\
C_r(E_{PED}) &= 1 + \frac{0,6MeV}{E_{PED}[MeV]} \\
C_t(\theta) &= \begin{cases} 1,005 & \text{Kristall}\#1 \\ 1,0 & \text{Kristall}\#2-10 \\ 1,004 & \text{Kristall}\#11,12 \\ 1,05 & \text{Kristall}\#13 \end{cases}
\end{aligned}$$

3.3 Vorauswahl

In einem ersten Schritt wurden die Rohdaten prozessiert und auf die spätere Verwendung selektiert. Folgenden Kriterien mußten die Daten genügen:

- Es sind physikalische Ereignisse (während der Datennahme werden auch Informationen über den Zustand des Detektors aufgezeichnet).
- Die Rekonstruktion muß gelingen.
- Es gibt nicht mehr als 20 PEDs (programmbedingte Einschränkung).
- Es sind genau zwei geladene Spuren mit Ladungssumme 0, die in den ersten drei JDC-Lagen ihren Anfang haben, deren Ende sich nach JDC-Lage 20 befindet und die mindestens zehn Treffer enthalten.
- Das χ^2 der Vertexanpassung muß kleiner als $1,2$ sein und beide Spuren müssen von einem Vertex innerhalb von $\pm$ 3cm des Targetmittelpunktes in z-Richtung stammen.
- Die Anzahl der PEDs muß kleiner sein als 10.

Diese Schnitte reduzieren das Datenvolumen von $5,3$ Millionen Ereignissen auf $1,9$ Millionen, mit denen dann die kanalspezifische Selektion gemacht werden kann. Die genauen Zahlen findet man in Tabelle 3.1. Von den so selektierten Ereignissen haben die meisten eine PED-Multiplizität von vier. Eine Auftragung des Gesamtimpulses gegen die Gesamtenergie (unter der Annahme von geladenen Pionen) ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Neben des Maximums für vollständige Ereignisse mit zwei geladenen Pionen bei $E = 2461\,\mathrm{MeV/c^2}$ erkennt man bei etwas kleineren Energien ein Plateau, in dem die vollständigen Ereignisse mit geladenen Kaonen liegen, bei denen aufgrund der Annahme von Pionen Energie fehlt.

Ereignisse auf Band	5361735
unphysikalische Ereignisse	55095
Rekonstruktion mißlungen	117057
mehr als 20 PEDs	5557
schlechte Spuren	2731545
keine gute Vertexanpassung	481352
Anzahl der PEDs > 9	53989
akzeptierte Ereignisse	1917140

Tabelle 3.1: *Datenreduktion bei der Vorselektion*

Bei den Crystal Barrel-Analysen von Annihilationen in Ruhe wurde oft ein Schnitt auf Ereignisse verwendet, bei denen ein PED in einem der Randkristalle vorlag. Dies erscheint sinnvoll, weil dann die Möglichkeit besteht, daß durch seitliche Leckverluste einige Energie verloren gegangen ist. Bei der Annihilation im Fluge stellt dieser Schnitt jedoch eine erhebliche Einschränkung des verfügbaren Raumwinkels dar, weshalb bei der vorliegenden Analyse darauf verzichtet wurde. Eingehende Untersuchungen [24] zeigten, daß solche Ereignisse mit hohen Leckverlusten ohnehin in der späteren Analyse durch die kinematische Anpassung verworfen werden.

Im nächsten Schritt wurden die Daten auf elektromagnetische Schauerfluktuation (engl.: Splitoff) untersucht. Sie entstehen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 5% pro Photon und täuschen eine höhere Photonmultiplizität vor. Zum einen kann das dazu führen, daß man Untergrund aus Kanälen mit weniger Photonen hat und zum anderen, daß richtige Ereignisse

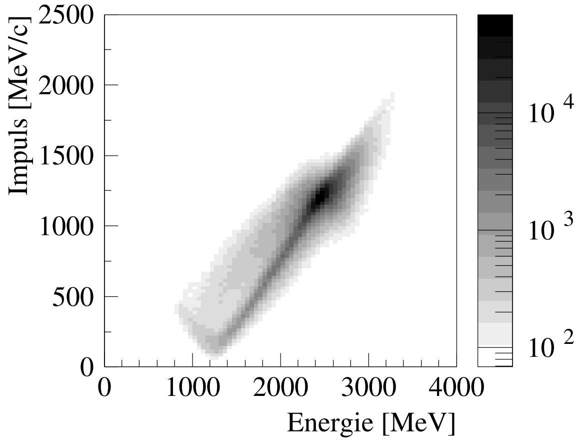


Abbildung 3.1: *Impuls über Energie der Ereignisse*

verworfen werden, da sie nun mehr Photonen als gefordert haben. Um dieses Problem anzugehen, gibt es die Möglichkeit, mit Hilfe eines neuronalen Netzwerks nach diesen Splitoffs zu suchen [25]. Dabei wird jedem PED eine Art Wahrscheinlichkeit zugeordnet, ein Photon zu sein. Die Splitoffs haben eine Verteilung, die kleine Werte bevorzugt, während für echte Photonen genau das Gegenteil zutrifft. Anhand dieses Parameters kann man nun die gewünschte Reinheit seines Datensatzes wählen, wobei zu beachten ist, daß die Anzahl der richtigen Ereignisse zu größerem Schnittparameter stark abnimmt. Außerdem erhöht sich dann auch der Untergrund aus Kanälen mit höheren Photonenzahlen, bei denen nun vermehrt auch echte Photonen weggeschnitten werden. Da in der vorliegenden Arbeit Kanäle mit höchstens zwei Photonen betrachtet werden und die Kanäle mit einem Photon sehr selten sind, kommt der Hauptuntergrund aus höheren Multiplizitäten. Deshalb wurde nur ein kleiner Wert von $0,2$ verlangt (siehe Abbildung 3.2).

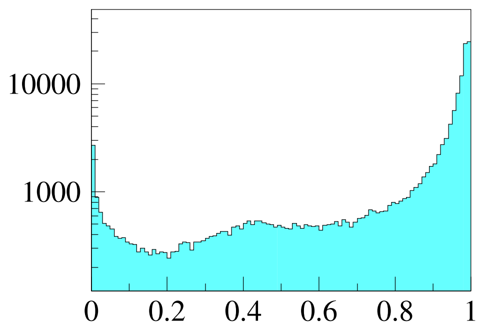


Abbildung 3.2: *Ausgabeparameter des neuronalen Netzes aller PED-Multiplizitäten für einen Teil der Daten (y-Achse logarithmisch)*

Die Ereignisse wurden nun in die zu untersuchenden Endzustände eingeteilt, die aufgrund der verschiedenen Topologien auch verschiedene Verfahren erforderten.

3.3.1 Der Endzustand $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$

Für diesen Endzustand wurden alle Ereignisse verwendet, bei denen nach dem neuronalen Netz noch genau zwei Photonen übrig geblieben waren. Über diese Selektion hinaus wurden keine weiteren Schnitte angebracht. Insbesondere wurde keine Auswahl über die Gesamtenergie und/oder den Gesamtimpuls des Ereignisses getroffen. Die Ereignisse können später viel besser mit Hilfe der kinematischen Anpassung selektiert werden. Es bleiben noch 335511 Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen und zwei Photonen übrig.

3.3.2 Die Endzustände $\mathrm{K}^\pm\pi^\mp\mathrm{K_L}$

Das K_L ist sehr langlebig und zerfällt meist außerhalb des Detektors. Vorher kann es aber noch eine Wechselwirkung mit dem Detektor machen, die dazu führt, daß ein PED entsteht, welches aber nur einen Teil der Energie des K_L trägt. Die Wahrscheinlichkeit dafür hängt vom Impuls des K_L ab und beträgt bei höheren Impulsen etwa 50% [26, 27]. Daher wurden für diese beiden Endzustände diejenigen Daten selektiert, bei denen nach dem neuronalen Netz kein Photon oder nur ein einzelnes Photon übrig geblieben war. Darüberhinaus wurde bei Vorhandensein eines Photons noch der fehlende Viererimpuls des Ereignisses berechnet um zu sehen, ob bei diesem Ereignis ein Photon aus geometrischen Gründen nicht detektiert werden konnte. Erfüllte dieser Viererimpuls eine der beiden folgenden Bedingungen, wurde das Ereignis verworfen.

- Der Cosinus des Winkels zur Strahlachse ist kleiner $0,98$ (Das Photon könnte das Kalorimeter verfehlt haben)
- Der Cosinus des Winkels zu den geladenen Teilchen ist kleiner $0,96$ (Das Photon wurde als hadronischer Splitoff verworfen)

Im nächsten Schritt wurde verlangt, daß eines der beiden geladenen Teilchen mittels dE/dx als Kaon nachweisbar ist, was nur bei einem Impuls von weniger als 500 MeV/c möglich ist (siehe Abbildung 3.3), weil danach die beiden Bänder der Kaonen und Pionen ineinander übergehen. Falls das andere geladene Teilchen auch mit dE/dx unterscheidbar war, mußte es ein Pion sein. Als letztes mußte die fehlende Masse des Ereignisses (natürlich ohne eventuell vorhandenes Photon) im Bereich der K_L-Masse liegen. Dafür wurde ein Bereich zwischen 400 MeV/c^2 und 700 MeV/c^2 gewählt. In Abbildung 3.4 sind für beide Kanäle die fehlende Masse jeweils vor und nach diesen beiden Bedingungen aufgezeichnet.

In Tabelle 3.2 findet man zusammengefaßt die Reduktion der Ereignisse bei den verschiedenen angegebenen Schnitten. Am Ende dieser Selektion bleiben nur noch 2361 Kandidaten für diese beiden Kanäle zusammen übrig.

Anzahl der Ereignisse mit 0 oder 1 PED	102926
fehlendes Photon nicht nachweisbar	11319
invariante Masse zweier Splitoffs gibt π^0	19247
kein geladenes Teilchen nachweisbar als Kaon	68969
fehlende Masse ergibt kein K_L	1030
Anzahl der Kandidaten für $K^{\pm}\pi^{\mp}K_L$	2361

Tabelle 3.2: *Datenreduktion für die Endzustände $K^+\pi^-K_L$ und $K^-\pi^+K_L$*

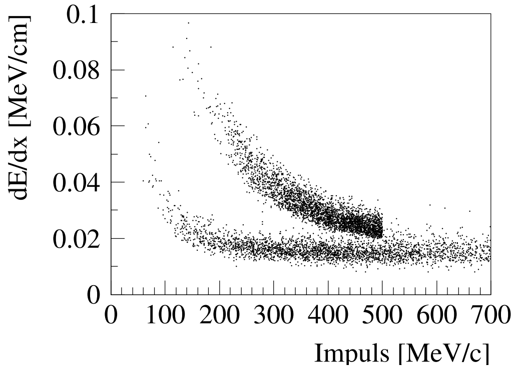
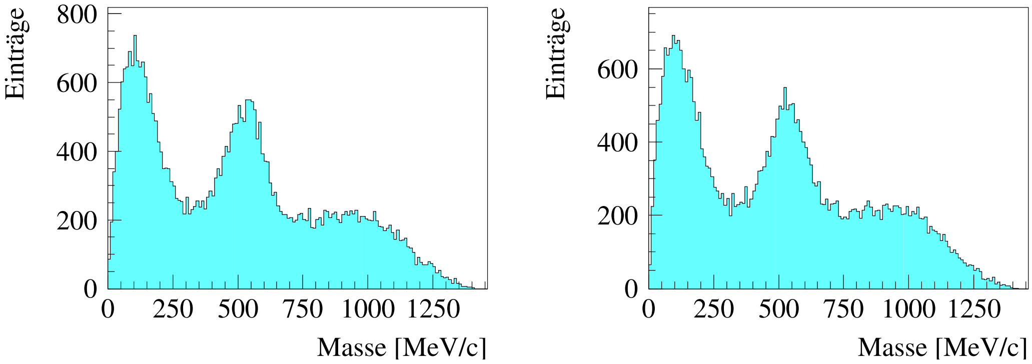


Abbildung 3.3: *dE/dx über dem Impuls der Teilchen nach der Selektion. Deutlich zu sehen sind die beiden Bänder für Pionen und Kaonen, die ab einem Impuls von etwa 500 MeV/c ineinander übergehen. Pionen ab einem Impuls von 700 MeV/c und Kaonen ab einem Impuls von 500 MeV/c sind nicht mehr dargestellt.*



(a) $K^+\pi^-X$ (b) $K^-\pi^-X$

(c) $K^+\pi^+X$ (d) $K^-\pi^+X$

Abbildung 3.4: *fehlende Masse des Ereignisses vor (a,b) und nach (c,d) der Selektion durch* dE/dx

Kapitel 4

Selektion der Endzustände

Die Daten sind nun grob in die entsprechenden Endzustände vorsortiert. Als nächstes wurde in einer Hauptselektion die Anpassung und endgültige Auswahl der Daten vorgenommen. Die Darstellung erfolgt in einem Dalitzdiagramm (siehe Anhang A und den Projektionen in die verschiedenen Zweikörper-Massen.

4.1 Die kinematische Anpassung

Bei einem Experiment wird das Auflösungsvermögen meist durch die experimentellen Fehler bestimmt. Die kinematische Anpassung wird benutzt, um mit Hilfe von physikalischen Randbedingungen (Constraints) die Auflösung zu verbessern. Über die Angabe einer Wahrscheinlichkeit wie gut ein Ereignis die Randbedingungen erfüllt, erlaubt er eine weitgehende Abtrennung von Untergrundereignissen. Die Meßwerte werden innerhalb der Fehlergrenzen variiert, um den Randbedingungen zu genügen. Dadurch ergeben sich verbesserte Werte der Vierervektoren, die die Randbedingungen exakt erfüllen.

Verwendet man nur die Energie- und Impulserhaltung als Randbedingung, erhält man den 4C-Fit (4**C**onstraints):

$$\vec{p_0} - \sum_{i=1}^{n} \vec{p_i} = 0 \tag{4.1}$$

$$E_0 - \sum_{i=1}^{n} E_i = 0 \tag{4.2}$$

E_0 und $\vec{p_0}$ sind die Energie und der Impuls des Anfangszustandes, und n ist die Anzahl der PEDs. In dieser Analyse ist $E_0 = m_p c^2 + \sqrt{m_{\bar{p}}^2 c^4 + p_0^2 c^2}$, $\vec{p_0} = 1200$ und $n = 2$.

Weitere Randbedingungen erhält man, indem Mesonenmassen als Constraints eingeführt werden. Damit ergeben sich dann folgende zusätzliche Gleichungen:

$$(E_i + E_j)^2 - (\vec{p_i} + \vec{p_j})^2 - m_{meson}^2 = 0 \tag{4.3}$$

Für die vorliegende Arbeit erhält man dadurch eine weitere Randbedingung, bei der verlangt wird, daß die beiden Photonen ein π^0 ergeben, d. h. es liegt ein 5C-Fit vor.

Der kinematische Fit setzt voraus, daß die Größen, die an ein ideales Ereignis angepaßt werden sollen, gaußförmig um den wahren Wert verteilt sind. Die Winkelgrößen ϕ und ϑ

erfüllen diese Bedingung sehr gut. Dagegen ist die Größe Energie als Fitgröße unbrauchbar, da ein Energiegewinn wesentlich unwahrscheinlicher als ein Energieverlust ist, d. h. die Energie ist nicht gaußförmig um den wahren Wert verteilt. Deshalb verwendet man die Größe $\sqrt{\mathrm{E}}$ als Fitparameter.

Die Abweichung der Fitwerte von den gemessenen Größen wird durch die Funktion χ^2 beschrieben.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} (\frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i})^2 + 2 \sum_{j=1}^{n_\nu} \alpha_j F_j(x_1, \dots, x_n) \tag{4.4}$$

Diese Funktion besteht aus zwei Teilen. Die erste Summe ist die normale χ^2-Funktion für eine Messung mit unabhängigen Fehlern. Die zweite Summe besteht aus den n_ν Nebenbedingungen mit den dazugehörigen Lagrange-Multiplikatoren $2\alpha_j$. Das Minimum dieser Funktion ergibt die beste Lösung für die Fitgrößen und beschreibt die Güte des Fits.

Die notwendigen Bedingungen für ein Minimum der Funktion χ^2 sind:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} = \frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i} + \sum_{j=1}^{n_\nu} \alpha_j \frac{\partial F_j}{\partial x_i} = 0 \tag{4.5}$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = F_j(x_1, \dots, x_n) = 0 \tag{4.6}$$

Um diese $n + n_\nu$ Gleichungen zu lösen benutzt man ein Iterationsverfahren, da die Randbedingungen im allgemeinen nicht-linear in x_i sind.

Programmtechnisch sieht das Verfahren so aus, daß die Gleichungen 4.4 bis 4.6 zunächst in einer Matrixschreibweise dargestellt werden:

$$\chi^2 = C^T V^{-1} C + 2\alpha^T F(X + C) \tag{4.7}$$

C ist die Variation der Meßgrößen $(x_i - x_i^m)$ und damit gaußförmig verteilt. V ist die Kovarianzmatrix. Verwendet man folgende Näherung:

$$F(X + C) \approx F(X) + \frac{\partial F}{\partial x} C \equiv F(X) + BC \tag{4.8}$$

so folgt mit Gleichung 4.7

$$(\frac{\partial \chi^2}{\partial C^T})^T = V^{-1}C + 2B^T\alpha = 0 \tag{4.9}$$

Aus Gleichung 4.8 und 4.9 erhält man das lineare Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & B^T \\ B & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C \\ \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -F(X) \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

Die Kovarianzmatrix hat nun die Form

$$V_{X+C} = V - V B_m^T H_m^{-1} B_m V$$

B_m ist die Ableitung der Funktion F der letzten Iteration.

Als Kontrollgröße für die Richtigkeit der angenommenen experimentellen Fehler stehen die sogenannten Pulls

$$p_i = \frac{(c_m)_i}{\sqrt{(V_{c_i})_{ii}}}$$

Hypothese	Photonen			positive Spur			negative Spur		
	Φ	Θ	$\sqrt{E}$	α_+	ψ_+	$\tan\lambda_+$	α_-	ψ_-	$\tan\lambda_-$
$K^+K^-\pi^0$	0,81	1,18	1,22	1,20	1,38	1,26	1,28	1,38	1,26
$K^+\pi^-K_L$	—	—	—	1,16	1,16	1,16	1,16	1,16	1,16
$K^-\pi^+K_L$	—	—	—	1,16	1,16	1,16	1,16	1,16	1,16

Tabelle 4.1: *Fehlerfaktoren, die bei der kinematischen Anpassung der verschiedenen Hypothesen verwendet wurden*

zur Verfügung. Diese sind bei der richtigen Wahl der experimentellen Fehler eine Gaußverteilung mit dem Mittelwert 0 und einer Breite von 1.

Als weitere Größe kann man bei der Anpassung das χ^2 der Meßgrößen ausrechnen. Dann definiert man das Vertrauensniveau als die Wahrscheinlichkeit, bei einer Messung von k Freiheitsgraden gaußförmiger Fehlerverteilungen einen höheren Wert als das berechnete χ^2 zu erhalten. Dieses Vertrauensniveau ist nach Definition gleichverteilt.

Eventuell vorhandener Untergrund aus anderen Endzuständen macht sich in der Regel durch einen konstante Verteilung unter den Pulls bemerkbar. Das ergibt dann eine stark abfallende Verteilung im Vertrauensniveau (engl. CL=Confidence-Level). Somit kann der Untergrund durch ein Mindestvertrauensniveau unterdrückt werden. Dieser Mindestwert hängt vom betrachteten Endzustand ab und ergibt sich aus einem Punkt, ab dem die Verteilung etwa konstant bleibt.

Die Fehler der Meßwerte der geladenen Spuren wurde direkt von den durch Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehlern bei der Spurrekonstruktion verwendet. Bei den PEDs wurden die Fehler mit der Methode, wie sie in [24] beschrieben ist, verwendet, da die dort angegebenen Funktionen bei der Analyse von Annihilationen im Fluge die Fehler besser beschreiben können als die in der Standardsoftware für die Annihilation in Ruhe verwendeten Funktionen.

Für die endgültige Anpassung der Daten muß man diese Fehler noch mit kanalspezifischen Korrekturfaktoren versehen, damit das Vertrauensniveau flach verteilt und die Pulls eine Breite von eins und den Mittelwert Null haben. Diese Korrekturfaktoren sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Beispielhaft für den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ ist das Vertrauensniveau in Abbildung 4.1 dargestellt. Für alle drei Endzustände wurde dann noch ein Schnitt bei einem Mindestvertrauensniveau von 10% gesetzt.

4.2 Der Endzustand $K^+K^-\pi^0$

Für den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ ergibt sich eine Zahl von 4258 Ereignissen, die allen Auswahlkriterien genügen. In Abbildung 4.2 sind das Dalitzdiagramm sowie die invarianten Massenverteilungen in $K\pi^0$ (beide Ladungen aufaddiert) und K^+K^- abgebildet. Auffällig ist auch das Fehlen von Ereignissen in der rechten unteren und linken oberen Ecke des Dalitzdiagramms. Darauf wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen. Man erkennt auf den ersten Blick die erwarteten Resonanzen $K_1^*(892)$ und $\Phi(1020)$. Desweiteren sind einige Strukturen erkennbar, die vermuten lassen, daß es noch einige weitere Resonanzen gibt. Zum einen gibt es in $K\pi$ noch ein Band und zum anderen sind in K^+K^- noch mindestens zwei weitere Bänder zu sehen, die in der späteren Beschreibung enthalten sein müssen.

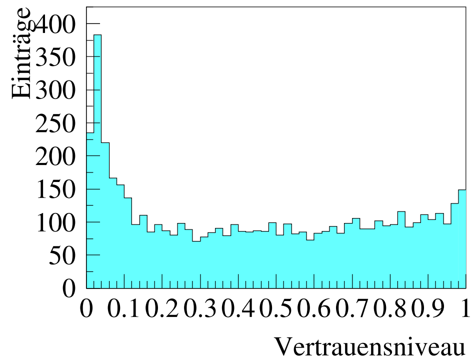


Abbildung 4.1: *Vertrauensniveau des Endzustandes $K^+K^-\pi^0$*

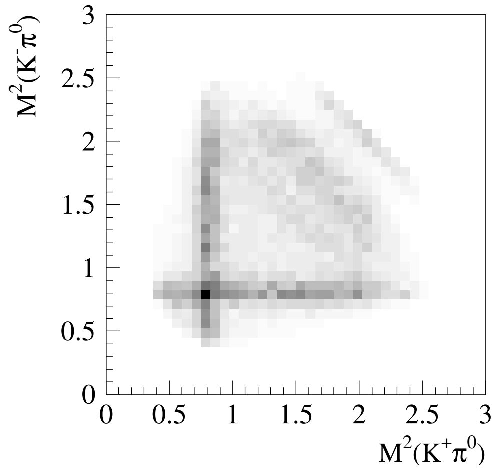


Abbildung 4.2: *Dalitzdiagramm und Projektionen des Endzustandes $K^+K^-\pi^0$*

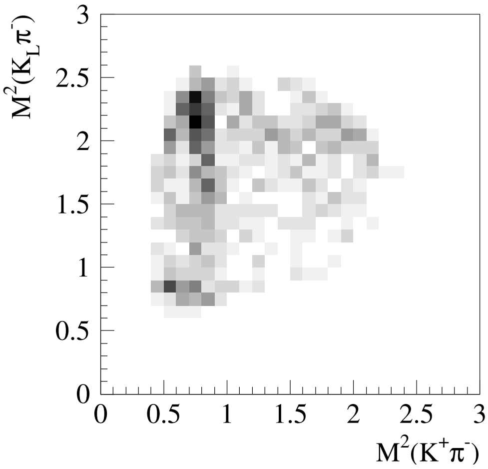
4.3 Die Endzustände $\mathrm{K}^+\pi^-\mathrm{K_L}$ und $\mathrm{K}^-\pi^+\mathrm{K_L}$

Bei diesen beiden Endzuständen ergibt sich eine deutlich geringere Anzahl von Ereignissen. Für den Endzustand $\mathrm{K}^+\pi^-\mathrm{K_L}$ erhält man 770 Ereignisse, für den Endzustand $\mathrm{K}^-\pi^+\mathrm{K_L}$ 670 Ereignisse.

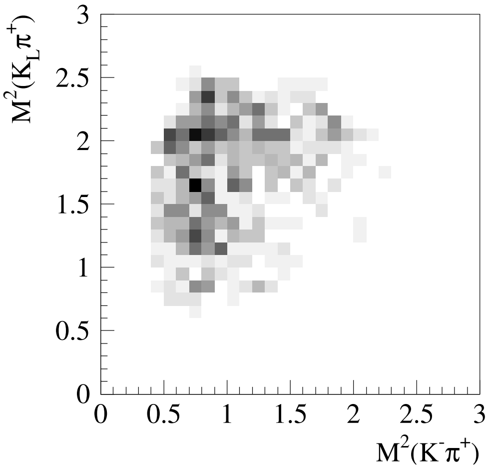
Zunächst einmal fällt auf, daß diese beiden Zahlen ziemlich voneinander abweichen. Dies läßt sich aber erklären. Zwar verhalten sich die unterschiedlich geladenen Pionen im Detektor relativ ähnlich, aber bei den geladenen Kaonen ist dies nicht der Fall. Das K^- hat bei niedrigen Energien eine deutlich größere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Detektormaterialien. Dadurch kann ein Teil der Ereignisse mit K^- nicht nachgewiesen werden.

In Abbildung 4.3 sind die beiden Dalitzdiagramme sowie deren Summe und die invarianten Massen der Summe der beiden Kanäle abgebildet.

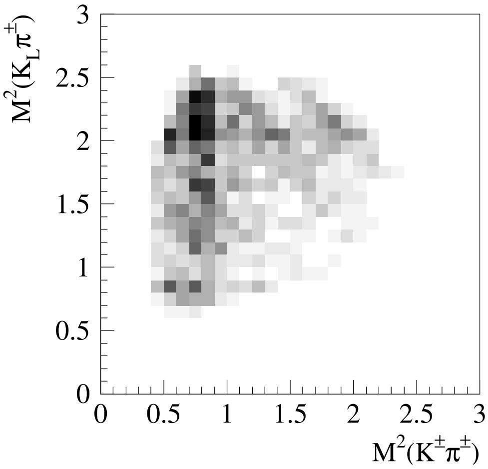
Erkennbar sind die Resonanzen $\mathrm{K}_1^*(892)$ sowie $\mathrm{a}_0(980)$ und $\mathrm{a}_2(1320)$ sowie eine Resonanz in $\mathrm{K}\pi$ bei $1430\,\mathrm{MeV/c^2}$.



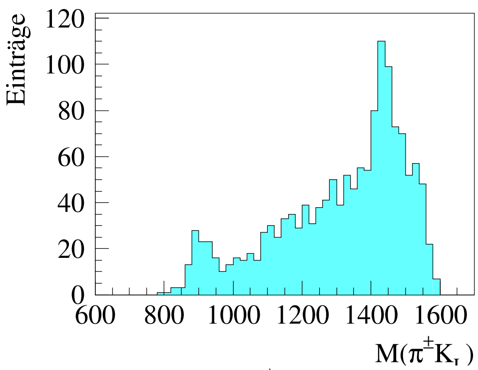
(a) Dalitzdiagramm $K^+\pi^-K_L$



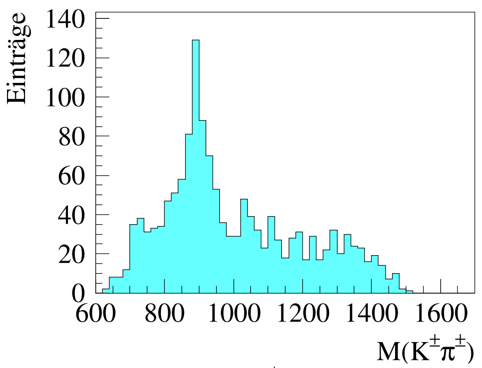
(b) Dalitzdiagramm $K^-\pi^+K_L$



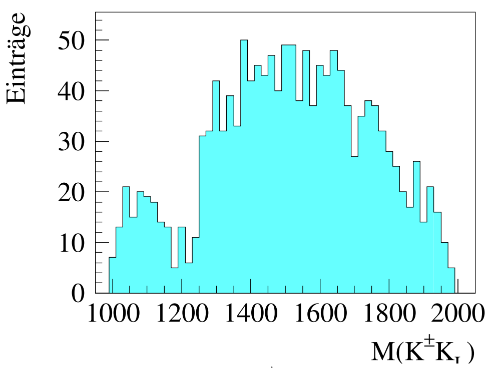
(c) Summe der Dalitzdiagramme



(d) invariante $\pi^\pm K_L$-Masse



(e) invariante $K^\pm\pi^\mp$-Masse



(f) invariante $K^\pm K_L$-Masse

Abbildung 4.3: *Dalitzdiagramme und Projektionen der Endzustände $K^\pm\pi^\mp K_L$. In den Bildern (c) bis (f) ist jeweils die Summe beider Endzustände eingetragen.*

4.4 Akzeptanz und Untergrund

Bei der Untersuchung der gemessenen Kanäle muß man die Akzeptanz des Detektors berücksichtigen. Diese hängt neben reinen Detektoraspekten, wie Geometrie, Material oder Elektronik, auch von kanalspezifischen Eigenheiten ab. Diese kann man nicht direkt vorhersagen sondern man muß sie mit Monte-Carlo-Simulationen ermitteln. Hierbei werden alle Einflüsse des Detektors auf vorgegebene Ereignisse simuliert. Dafür wurde das Programmpaket CB-GEANT [28], das auf dem allgemeinen Detektorsimulationsprogramm GEANT [29] aufbaut, verwendet.

Als Hadronsimulation wurde das Paket FLUKA verwendet, weil sich damit bessere Resultate als mit dem Paket GHEISHA erzielen lassen [30]. Ein Problem bei der Simulation besteht aber darin, daß die Wechselwirkung niederenergetischer geladener Kaonen nicht ganz der physikalischen Wirklichkeit entspricht. Vor allem die beobachtete Asymmetrie im Dalitzdiagramm von K^+ und K^- wird nicht ganz korrekt beschrieben. Daher muß dies später als ein Teil des systematischen Fehlers berücksichtigt werden.

Mit dem gesamten Programmpaket können beliebige Kanäle erzeugt werden, die in einem den Originaldaten ähnlichen Format geschrieben werden. Diese müssen dann in der gleichen Weise wie die Meßdaten der Analyse unterworfen werden. Auch mit diesen simulierten Daten wird eine kinematische Anpassung durchgeführt. Allerdings müssen andere Fehlerskalierungsfaktoren für die Monte-Carlo-Ereignisse eingesetzt werden, damit auch hier das Vertrauensniveau und die Pulls die richtige Verteilung aufweisen.

Ebenso wichtig wie die Akzeptanz des untersuchten Kanals ist die Untersuchung von Untergrundkanälen, die durch verschiedene Effekte den untersuchten Kanal vortäuschen können. Daher müssen alle möglichen Untergrundkanäle simuliert und dem Selektionsprogramm unterworfen werden. Die absoluten Zahlen der nachgewiesenen Ereignisse für diese Kanäle müssen jedoch noch mit den Wirkungsquerschnitten der betreffenden Reaktionen gewichtet werden. Darauf muß vor allem beim Kanal $\pi^+\pi^-\pi^0$ geachtet werden, der etwa zehnmal häufiger vorkommt als der Kanal $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$! In Tabelle 4.2 sind die einzelnen Kanäle und deren nachgewiesene Ereignisse in den drei untersuchten Kanälen aufgezählt. Bei allen neutralen Teilchen wurde nur der Zerfall in Photonen simuliert, da nur er relevant ist.

erzeugter Kanal	erzeugte Anzahl	Ereignisse im Kanal $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$	$\mathrm{K}^+\pi^-\mathrm{K}_\mathrm{L}$	$\mathrm{K}^-\pi^+\mathrm{K}_\mathrm{L}$
$\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$	500000	21147	0	0
$\mathrm{K}^+\pi^-\mathrm{K}_\mathrm{L}$	300000	5	3847	0
$\mathrm{K}^-\pi^+\mathrm{K}_\mathrm{L}$	300000	7	0	3541
$\pi^+\pi^-\pi^0$	500000	3	0	0
K^+K^-	500000	3	0	0
$\pi^+\pi^-$	500000	0	0	0
$\pi^+\pi^-\omega$	350000	0	0	0

Tabelle 4.2: *Anzahl der nachgewiesenen Monte-Carlo-Ereignisse*

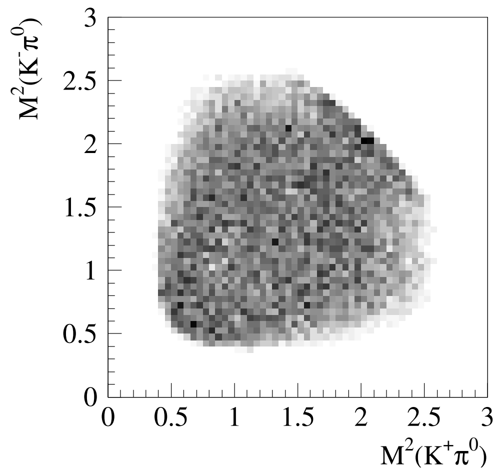


Abbildung 4.4: *Akzeptanz-Dalitzdiagramm der Reaktion* $K^+K^-\pi^0$

4.4.1 Der Endzustand $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$

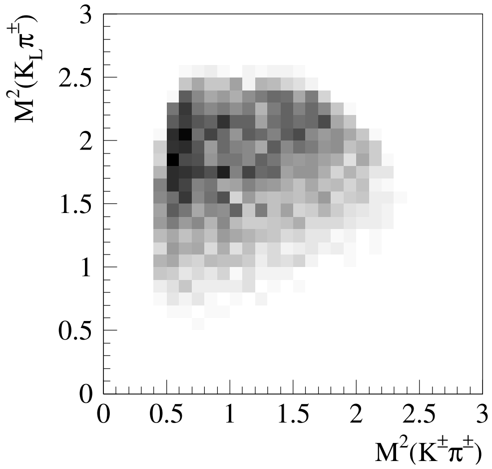
Die Akzeptanz des untersuchten Kanals $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$ im Dalitzdiagramm findet man in Abbildung 4.4. Für diesen Kanal ist deutlich eine Abnahme der Akzeptanz für die Bereiche mit langsamen Kaonen zu sehen. Dies folgt aus der Tatsache, daß sie dann in der Regel nicht mehr den nötigen Impuls besitzen, um die äußeren Lagen der JDC zu erreichen und somit nicht mehr den Trigger auslösen können.

Wie man aus der Tabelle 4.2 erkennen kann, ist der Untergrund für den Kanal $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$ recht gering (obwohl der für $\pi^+\pi^-\pi^0$ angegebene Wert etwa mit zehn multipliziert werden muß) und liegt unter 2%. Er ist auf den Bereich hoher Kaonimpulse beschränkt. Dies ist nicht verwunderlich, da gerade dann der Unterschied zwischen der Energie der geladenen Kaonen und Pionen bei gleichem Impuls gering ist und die Zuordnung durch die kinematische Anpassung nicht mehr eindeutig ist, weil sich beide Ereignistopologien dann sehr ähnlich sind. Diese spezielle Anhäufung muß bei der späteren Analyse berücksichtigt werden.

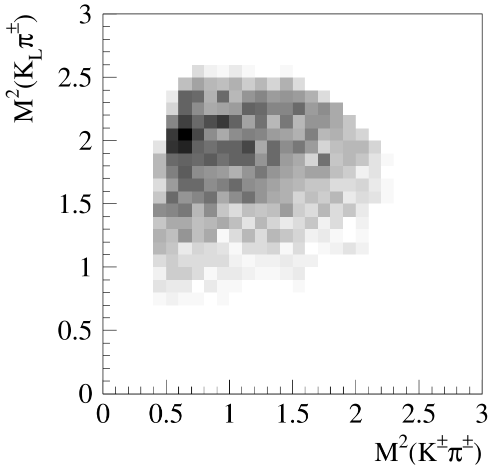
4.4.2 Die Endzustände $\mathrm{K}^\pm\pi^\mp\mathrm{K}_\mathrm{L}$

Die Akzeptanz für diese beiden Kanäle ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Sie nimmt mit zunehmender $\mathrm{K}^\pm\pi^\pm$-Masse stark ab. Das liegt an der verwendeten Selektion, die ja verlangt, daß beide geladene Teilchen kleine Impulse besitzen müssen, damit sie mittels dE/dx getrennt werden können. Man könnte auf die Idee kommen, auf den expliziten Nachweis des geladenen Pions zu verzichten um die Akzeptanz zu verbessern. Dann erhöht man aber stark den Untergrundanteil des Kanals $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$ und der Gewinn an Akzeptanz muß durch eine hohe Anzahl von Untergrundereignissen bezahlt werden, was nicht wünschenswert ist.

Die Akzeptanz ist durch die notwendigen Schnitte nicht mehr flach über das Dalitzdiagramm verteilt. Gerade im interessanten Massenbereich von 1700 MeV/c^2 ist nur ein kleiner Teil der Ereignisse überhaupt nachweisbar. Daraus ergibt sich, daß eine Partialwellenanalyse dieser beiden Endzustände mit den vorliegenden Daten nicht sinnvoll ist, obwohl sie die Unterscheidung zwischen isoskalaren und isovektoriellen Teilchen ermöglichen würde.



(a) $K^+\pi^-K_L$



(b) $K^-\pi^+K_L$

Abbildung 4.5: *Akzeptanz-Dalitzdiagramm der Reaktionen $K^+\pi^-K_L$ und $K^-\pi^+K_L$*

Kapitel 5

Die Partialwellenanalyse

Die in den betrachteten Kanälen auftretenden Resonanzen können miteinander interferieren. Dadurch können sowohl Masse und Breite als auch die Anzahl der Ereignisse in einem bestimmten Massenfenster einer eindimensionalen Projektion verändert werden. Um die Produktionsstärken der einzelnen Resonanzen festzulegen reicht es daher nicht aus, diese Projektionen mit einer Gaußkurve zu beschreiben. Vielmehr muß ein komplexerer Ansatz gewählt werden, der diese Interferenzen miteinbezieht und die Dynamik der Interaktion der Teilchen berücksichtigt.

5.1 p$\bar{\text{p}}$-Streuzustände

Bei Annihilationen im Fluge handelt es sich um einen inelastischen Streuprozeß. Dabei werden mehr Zustände als bei der Annihilation in Ruhe angeregt. Mit zunehmenden Strahlimpuls können immer mehr Streuzustände angeregt werden. Die beitragenden Partialwellen können durch verschiedene Methoden abgeschätzt werden:

- **halbklassisch:** Im Schwerpunktssystem des p$\bar{\text{p}}$-Systems und einem klassischen Stoßparameter von $1,6fm$ kann eine grobe Abschätzung gemacht werden:

$$p \times b = \sqrt{L(L+1)}\hbar$$

- **Modell:** Die Wirkungsquerschnitte können mit einem statistischen Modell und einem angenommenen Hadronenradius von $0.6fm$ gemacht werden [31, 32] (Abbildung 5.1)

- **Messung:** Mit einfachen Endzuständen kann man aus den Winkelverteilungen der Mesonen die beitragenden Drehimpulse ermitteln [33, 24].

Aus diesen Abschätzungen ergibt sich, daß nur Anfangszustände bis $J = 3$ beitragen.

Die Streuzustände werden durch die Quantenzahlen $I^G J^{PC}$ beschrieben. Der Isospin beträgt für das Proton-Antiproton-System 0 oder 1 mit $I_z = 0$. Die anderen Quantenzahlen werden bei einem Fermion-Antifermion-System durch folgende Relationen festgelegt:

$$P = (-1)^{L+1} \quad (5.1)$$
$$C = (-1)^{L+S} \quad (5.2)$$
$$G = (-1)^{L+S+I} \quad (5.3)$$

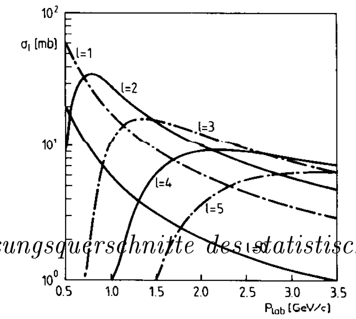


Abbildung 5.1: *Wirkungsquerschnitte des statistischen Modells*

5.2 Isobarenmodell

Bei der Beschreibung des Zerfalls des p$\bar{\text{p}}$-Streuzustandes in den Endzustand wurde im Rahmen dieser Arbeit das Isobarenmodell verwendet [34, 35]. Dieses beschreibt die Übergänge der Streuzustände in den Endzustand als Folge von Zweiteilchenzwischenzuständen und deren Zerfall, was äquivalent zum Modell der Endzustandswechselwirkung von Watson ([36]) ist. Der Zerfall des Isobars mit der Masse M und der Breite Γ wird durch eine Breit-Wigner-Resonanzkurve beschrieben.

$$\Delta(m_{12}) = B_L(q)\frac{m_0\Gamma_0}{m_0^2 - m_{12}^2 - im_0\Gamma_L(q)} \tag{5.4}$$

$$\text{mit} \qquad \Gamma_L(q) = \Gamma_0\frac{m_0}{m_{12}}\frac{q}{q_0}\frac{B_L^2(q)}{B_L^2(q_0)} \tag{5.5}$$

Die dabei auftretenden Faktoren $B_L(q)$ sind die sogenannten Blatt-Weisskopf-Faktoren. Sie beschreiben eine Zentrifugalbarriere des zerfallenden Systems und sind aus Potentialrechnungen hergeleitete Funktionen. Sie sind gegeben durch [37]:

$$B_0(q) = 1 \tag{5.6}$$

$$B_1(q) = \sqrt{\frac{2z+1}{z+1}} \tag{5.7}$$

$$B_2(q) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2+9z}} \tag{5.8}$$

$$B_3(q) = \sqrt{\frac{277z^3}{z(z-15)^2+9(2z-5)^2}} \tag{5.9}$$

$$B_4(q) = \sqrt{\frac{12746z^4}{(z^2-45z+105)^2+25z(2z-21)^2}} \tag{5.10}$$

mit $z = (qr)^2$, wobei q der Zerfallsimpuls im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens mit Masse m ist. Der Wert r stellt den Wechselwirkungsradius dar $(1fm = (197.33MeV/c)^{-1}$. Er wird in verschiedenen Arbeiten mit Werten $\leq 1fm$ angenommen. In dieser Arbeit wurde $1fm$ angenommen.

Der nichtresonante direkte Dreikörperzerfall kann im Rahmen dieses Modells nicht beschrieben werden. Frühere Arbeiten im Rahmen des Crystal Barrel Experiments zeigten jedoch, daß dieser Beitrag bei allen untersuchten Kanälen vernachlässigt werden kann.

Für einen Dreiteilchenendzustand läßt sich die Situation im Gottfried-Jackson-System [38] veranschaulichen (Abbildung 5.2). Dabei werden die Zerfälle immer im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens gezeichnet und die beiden Zerfallsteilchen fliegen somit immer in die entgegengesetzte Richtung. Bei der Resonanzproduktion gibt es nur den Winkel Θ zwischen der z-Achse (Flugrichtung des Antiprotons) und der Flugrichtung der Resonanz. Beim Zerfall der Resonanz hat man den Winkel ϑ zwischen der Flugrichtung der Resonanz und einem der Zerfallsteilchen. Dazu kommt noch der Winkel ϕ zwischen der Normalen der Zerfallsebene, die durch die Resonanz und dem Tochterteilchen aufgespannt wird, und der Normalen der Zerfallsebene, die durch die Resonanz und das p$\bar{\text{p}}$-System aufgespannt wird.

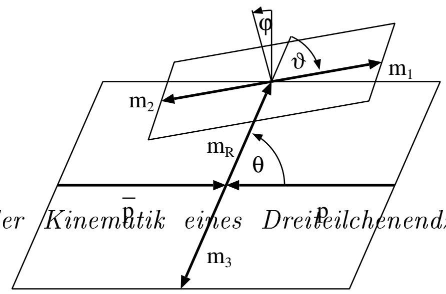


Abbildung 5.2: *Darstellung der Kinematik eines Dreiteilchenendzustands im Gottfried-Jackson-System*

5.3 Helizitätsformalismus

Eine Reaktion des Anfangszustandes $|i\rangle$ in den Endzustand $\langle f|$ wird durch die Streuamplitude S_{fi} und den Streuoperator S beschrieben. Der Streuoperator S kann auf verschiedene Weise parametrisiert werden.

Im Helizitätsformalismus [39, 40, 41] werden die Tochterteilchen des Isobars mit einer Lorentz-Transformation in dessen Ruhesystem überführt. Danach wird das System noch in die Flugrichtung des Isobars gedreht. Bei dieser Rotation eines Zustandes mit Spin- und Drehimpulsquantenzahlen müssen dabei die D-Funktionen benutzt werden. Die Helizität ist dann die Projektion der Drehimpulskomponenten auf die Flugrichtung des Isobars. Die Amplitude besteht also aus der Helizitätsamplitude $F_{\lambda_1\lambda_2}$ und einer winkelabhängigen Funktion $D^J_{M\lambda}(\Omega)$ ($\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$):

$$A^{JM}_{\lambda_1\lambda_2} = N_J D^{J\,*}_{M\lambda}(\Omega) F^J_{\lambda_1\lambda_2} \tag{5.11}$$

Der Übergang eines Teilchens α mit Spin J und magnetischer Quantenzahl M in zwei Teilchen mit den Spins s_1 und s_2 sowie den Helizitäten λ_1 und λ_2 ist bei der Entwicklung in die LS-Basis

$$F^{\alpha\to 12}_{\lambda_1,\lambda_2} = \alpha_{ls}\langle J;\lambda|L,s;0,\lambda\rangle\langle s;\lambda|s1,s2;\lambda_1,-\lambda_2\rangle \tag{5.12}$$

Wenn eines der beiden Tochterteilchen wiederum zerfällt, werden die beiden Übergangsamplituden multipliziert und über die unbeobachtbare Helizität des Zwischenteilchens kohärent summiert:

$$f^{\alpha}_{\lambda_2,\lambda_3,\lambda_4,M} = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}}\sqrt{\frac{2s_1+1}{4\pi}}\times$$
$$\sum_{\lambda_1} T^{\alpha\to 12}_{\lambda_1,\lambda_2} D^{J*}_{M,\lambda_{12}}(\phi_1,\theta_1) T^{1\to 34}_{\lambda_3,\lambda_4} D^{s_1*}_{\lambda 1,\lambda_{34}}(\phi_3,\theta_3) \tag{5.13}$$

Diese Summation kann durch die Matrixschreibweise veranschaulicht werden [42]. Dabei hat jedes Teilchen als Übergangsamplitude eine $(2J+1)\times(2s_1+1)(2s_2+1)$ Matrix, in der die jeweiligen Clebsch-Gordan-Faktoren stehen. Die resultierende Amplitude einer Zerfallskette ist dann das Tensorprodukt aller Matrizen in dieser Kette, ausgehend von den Endprodukten, deren Matrix die Einheitsmatrix ist. Bei Photonen muß noch berücksichtigt werden, daß sie nicht die Helizität 0 besitzen können und deshalb dieses Matrixelement verschwinden muß.

Die Annihilation im Fluge wird durch den Übergang des Proton-Antiproton-Systems beschrieben:

$$T_{\nu_1,\nu_2} \propto \langle p_{decays}|\mathcal{M}|p_1 p_2 \nu_1 \nu_2\rangle \tag{5.14}$$

Der Übergangsoperator wird hierbei durch die Produktion und den darauffolgenden Zerfall eines Zwischenzustandes $|am\rangle$ ersetzt:

$$\mathcal{M} = \sum_{am} \mathcal{M}_d |am\rangle\langle am|\mathcal{M}^{\dagger}_p \tag{5.15}$$

Wenn man nun noch das Koordinatensystem entlang der z-Achse wählt, erhält man:

$$\begin{aligned}\langle am|\mathcal{M}^{\dagger}_p|p_1 p_2 \nu_1 \nu_2\rangle &\propto H^{\alpha*}_{\nu_1\nu_2} D^{J}_{m\nu}(0,0)\\ &\propto H^{\alpha*}_{\nu_1\nu_2}\delta_{m\nu}\end{aligned}$$

Aus Gründen der Paritätserhaltung gilt außerdem:

$$H^{\alpha}_{-\nu_1-\nu_2} = P(-1)^J H^{\alpha}_{\nu_1\nu_2} \tag{5.16}$$

Die Amplitude eines Endzustandes dreier pseudoskalarer Mesonen bei Helizität ν_1 und ν_2 des Protons und Antiprotons ist somit

$$T_{\nu_1\nu_2} \propto \sum_{\alpha} H^{\alpha*}_{\nu_1\nu_2} \sum_{r\lambda} \Delta(r) B_s(k) D^{J*}_{\nu\lambda}(\Theta,0) D^{s*}_{\lambda 0}(\theta,\phi) \sum_{l} \alpha_{ls}\langle J;\lambda|l,s;0,\lambda\rangle B_l(q) \tag{5.17}$$

s bezeichnet den Spin der Resonanz, l den Drehimpuls bei der Erzeugung der Resonanz.

Beim Kanal $K^+K^-\pi^0$ sind für den Zerfall der Streuzustände in ein geladenes Kaon und eine Resonanz, die in $K^\pm\pi^0$ zerfällt, beide Möglichkeiten des Isospins zugelassen. Für die Streuzustände wurde deshalb eine kohärente Überlagerung der beiden Isospinzustände angenommen. Mit Isospin 1 des Streuzustandes wäre auch eine $K^\pm\pi^0$-Resonanz mit Isospin 3/2 möglich. Solche Zustände wurden bisher nicht beobachtet und werden deshalb bei dieser Analyse ausgenommen.

Die Gesamtamplitude berechnet sich aus der inkohärenten Summe über alle möglichen Helizitäten des Anfangszustandes:

$$T = \sum_{\nu_1\nu_2} |T_{\nu_1\nu_2}|^2 \tag{5.18}$$

5.4 Maximum-Likelihood-Anpassung

Die Ereigniszahl bei der betrachteten Reaktion ist zu gering um eine Analyse mit einer Anpassung an in Zellen eingeteilte Ereignisse durchzuführen. Zum Einsatz kommt deshalb die Anpassung mit der Maximum-Likelihood-Methode für einzelne Ereignisse. Dieses Verfahren ist nur für kleine Ereigniszahlen anwendbar, da es sehr rechenzeitintensiv ist. Daher mußte die Anpassung auf dem leistungsfähigen Parallelrechner IBM RS/6000 SP der Universität durchgeführt werden[1].

Die Likelihood $\mathcal{L}$ eines Ereignisses ist definiert als die a-posteriori-Wahrscheinlichkeit, daß gerade dieses Ergebnis gefunden wurde. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für alle Ereignisse ist dann gerade das Produkt der Wahrscheinlichkeiten aller Ereignisse:

$$\mathcal{L}(\vec{x}) = N! \prod_{i=1}^{N} p_i(\vec{x}) \tag{5.19}$$

Beim Maximum dieser Likelihood-Funktion haben die Parameter dann die wahrscheinlichsten Werte angenommen. Um das Maximum dieser Funktion zu finden muß man die erste Ableitung bilden. Da man bei der Multiplikation vieler kleiner Zahlen schnell an die Grenze der Rechengenauigkeit stößt, benutzt man fast immer den Logarithmus der Funktion, da hierbei nur noch einzelne Summen auftreten, die numerisch gut zu behandeln sind. Zur Suche nach Extremwerten einer Funktion werden oft Minimierungsprogramme eingesetzt, so daß man das Vorzeichen noch umdrehen muß:

$$-\log \mathcal{L} = -\log N! + \sum_{i=1}^{N} p_i(\vec{x}) \tag{5.20}$$

Die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses i berechnet sich aus dem Gewicht w_i, das man mit dem Helizitätsformalismus aus der Topologie ausrechnet und der Effizienz ϵ_i, mit der man dieses Ereignis nachweisen kann.

$$p_i(\vec{x}) = \frac{w_i \epsilon_i}{\int (w\epsilon) d\Omega} \tag{5.21}$$

Das Integral im Nenner ist das über den Phasenraum Ω integrierte Gewicht der Wahrscheinlichkeitsdichte. Dieses kann analytisch nicht bestimmt werden und wird numerisch angenähert durch die Summation der Gewichte von N_{MC} Monte-Carlo-Ereignissen. Diese enthalten bereits die Akzeptanz und Effizienz, da sie den gleichen Analyseschritten unterliegen wie die gemessenen Daten:

$$\Theta = \int (w\epsilon) d\Omega \approx \frac{N}{N_{MC}} \sum_{j=1}^{N_{MC}} w_j^{MC} = \frac{N}{N_{MC}} \Phi \tag{5.22}$$

Um das durchschnittliche Gewicht der Monte-Carlo-Ereignisse auf 1 zu normieren, wird noch als zusätzliche Nebenbedingung die Likelihoodfunktion mit einem Faktor multipliziert:

$$\mathcal{L} \to \mathcal{L} \cdot e^{-\frac{(N-\Theta)^2}{2N}} \tag{5.23}$$

Somit erhält man unter Vernachlässigung aller konstanten Terme folgenden Ausdruck für die negative logarithmische Likelihood (NLL):

$$-\log \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N} \log w_i + N \left(\log \left(\frac{\Phi}{N_{MC}} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\Phi}{N_{MC}} - 1 \right)^2 \right) \tag{5.24}$$

[1] Die Rechnung würde auf einem Prozessor mehrere Jahre in Anspruch nehmen

Dieser Ausdruck wird im Minimum nur durch die logarithmischen Gewichte der Daten bestimmt, da dort die beiden letzten Terme aufgrund $\Phi = N_{MC}$ verschwinden.

Zur Anpassung wurde das Programm MINUIT [43] verwendet. Als Minimierungsmethode wurde das Verfahren MIGRAD gewählt. Dieses bestimmt aus den Parametern zunächst die NLL und numerisch die ersten und zweiten Ableitungen der Funktion nach den Parametern. Die Funktion wird dann durch eine Parabel angenähert und deren Minimum wird als Startwert der nächsten Iteration genommen. Dieses wird solange wiederholt, bis ein vorgegebenes Abbruchkriterium erfüllt ist.

Kapitel 6

Ergebnisse der Anpassung

Die Anpassung der Daten erfolgt in mehreren Schritten. Der Ausgangspunkt ist zunächst eine grundlegende Beschreibung der Daten, die alle Resonanzen berücksichtigt, die zum einen etablierte Teilchen und zum anderen deutlich zu erkennen sind. Auch werden zunächst keine Einschränkungen bezüglich der Drehimpulse sowohl bei der Produktion der Resonanzen als auch bei deren Zerfall gemacht. Ausgehend von dieser Anpassung werden dann alle möglichen weiteren Resonanzen getestet. Diese weiteren Anpassungen werden immer in Bezug zur grundlegenden Anpassung gesetzt, damit eine Aussage über die erreichte Verbesserung gemacht werden kann. Auch muß dann bei diesen erweiterten Anpassungen untersucht werden, wie sie sich bei Reduzierung der Parameterzahl durch sinnvolle, physikalisch motivierte Einschränkungen, wie z.B. geringerer maximaler Drehimpuls oder Streichen von minimalen Beiträgen, verhält.

Um die Beiträge der verschiedenen Resonanzen zum gesamten Kanal zu bestimmen, wurde mit den Werten der besten Anpassung ein Datensatz mit phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen gewichtet. Dabei wurden dann jeweils nur die Terme benutzt, die zu der betrachteten Resonanz gehören. Das Gesamtgewicht im Verhältnis zur Summe aller Gewichte der Resonanzen gibt den Anteil an. Dabei bleiben natürlich Interferenzen zwischen den Resonanzen unberücksichtigt, die aber nur die Anzahl der beobachtbaren Ereignisse beeinflußt und nicht die Stärke einer Resonanz. Auch kann mit diesem Verfahren eine Extrapolation der Anpassung in die Bereiche des Phasenraums vorgenommen werden, in dem die Akzeptanz Null ist. Dies ist wichtig für die spätere Bestimmung des Wirkungsquerschnitts (siehe Kapitel 7).

Bei allen Angaben von Literaturwerten für Massen oder Breiten in diesem Kapitel sind diese aus [14] entnommen.

Die Fehlerangaben bei Massen und Breiten beinhalten neben den statistischen Fehlern auch systematische Fehler, die hauptsächlich aus der Streuung der Werte bei verschiedenen Anpassungen stammen.

6.1 Die grundlegende Anpassung

Für den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ gibt es eine Reihe von möglichen Resonanzen, die in Tabelle 6.1 dargestellt sind. Aus dem Dalitzdiagramm kann man nun ablesen, welche davon für die grundlegende Anpassung in Frage kommen.

In der invarianten $K\pi$-Masse gibt es das deutlich herausragende $K_1^*(892)$ sowie eine Anhäufung bei etwa 1430 MeV. Hier kann man entweder das $K_0^*(1430)$ oder das $K_2^*(1430)$ einsetzen.

J^{PC}	f_0/a_0	f_2/a_2	Φ/ρ	Φ_3/ρ_3	K_1^*	K_2^*	K_0^*
0^{-+}	0	2	—	—	1	2	0
1^{--}	—	—	1	3	1	2	—
1^{+-}	—	—	0,2	2,4	0,2	1,3	1
1^{++}	1	1,3	—	—	0,2	1,3	1
2^{--}	—	—	1,3	1,3,5	1,3	0,2,4	2
2^{-+}	2	0,2,4	—	—	1,3	0,2,4	2
2^{++}	—	1,3	—	—	2	1,3	—
3^{--}	—	—	3	1,3,5	3	2,4	—
3^{+-}	—	—	2,4	0,2,4,6	2,4	1,3,5	3
3^{++}	3	1,3,5	—	—	2,4	1,3,5	3

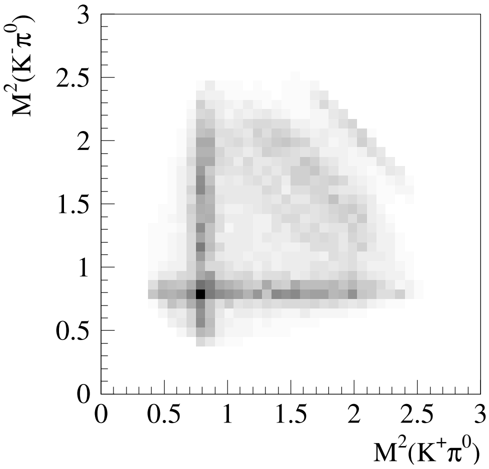
Tabelle 6.1: *mögliche Drehimpulse der verschiedenen Resonanzen aus den Anfangszuständen J^{PC} in Spalte eins*

Die Struktur im Dalitzdiagramm legt eher eine kleinere Breite nahe, so daß das $K_2^*(1430)$ gewählt wurde. Diese Annahme mußte später noch durch das Testen der Konkurrenzhypothese überprüft werden (siehe Abschnitt 6.3.4).

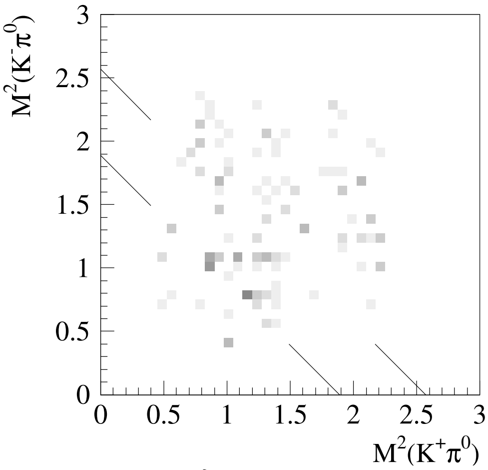
In der Diagonalen, der $K\bar{K}$-Masse, sticht das schmale $\Phi(1020)$ hervor. Daneben gibt es noch eine Anhäufung bei 1300 MeV. Hier kommen zum einen das $f_2(1270)$ als auch das $a_2(1320)$ in Frage. Da diese beiden Teilchen mit der vorliegenden Statistik nicht voneinander zu unterscheiden sind und außerdem die Anzahl der Parameter des Fits nicht zu groß werden sollte, wurde für diesen Bereich nur eine einzige Resonanz zur Beschreibung gewählt, die dann eine Mischung dieser beiden Teilchen darstellt. Für den Bereich bei 1500 MeV gibt es ebenfalls zwei Möglichkeiten. Das $f_0(1500)$ und das $f_2'(1525)$ sind mögliche Kandidaten. Zunächst wurde ersteres benutzt. Allerdings ist hier die Zuordnung nicht so eindeutig, so daß später auch Anpassungen mit einem $f_2'(1525)$ zur Probe der Richtigkeit durchgeführt werden mußten. Als Anfangszustände wurden wie schon erwähnt alle Streuzustände bis $J = 3$ zugelassen.

Bei der Anpassung zeigen sich Schwierigkeiten, wenn bestimmte Massen und Breiten nicht auf die Literaturwerte festgesetzt werden. Das hat seinen Grund darin, daß die Anpassungsprozedur versucht, fehlende Intensitäten in Bereichen in denen keine Resonanzen eingesetzt wurden, mit den vorhandenen Resonanzen zu beschreiben, indem diese deutlich breiter und zu höheren Massen verschoben werden. Dies mußte durch Festlegung dieser Parameter auf die Literaturwerte umgangen werden, was keine wesentliche Einschränkung darstellt. Insgesamt waren es somit 130 freie Parameter für diese Anpassung.

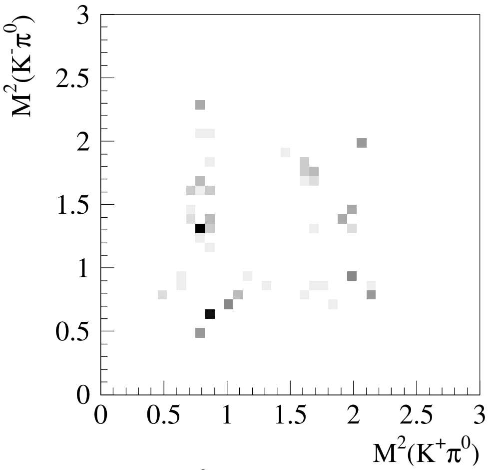
Die Ergebnisse dieser grundlegenden Anpassung sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Der Vergleich zwischen Daten und Anpassung ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Wie auch in allen folgenden Projektionen sind die Daten durch Punkte mit Fehlerbalken und die gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse als schraffierte Flächen gezeichnet. Die Masse des $K_1^*(892)$ stimmt sehr gut mit dem Literaturwert ($891,66\,\mathrm{MeV/c^2}$) überein, auch die Breite liegt noch gut (Literaturwert $50,8\,\mathrm{MeV/c^2}$). Die Massen des f_2/a_2 und des $f_0(1500)$ (Lit.: $m = 1500 \pm 10\,\mathrm{MeV/c^2}$) sind innerhalb der Fehlerbreite auch noch mit den Literaturwerten verträglich.



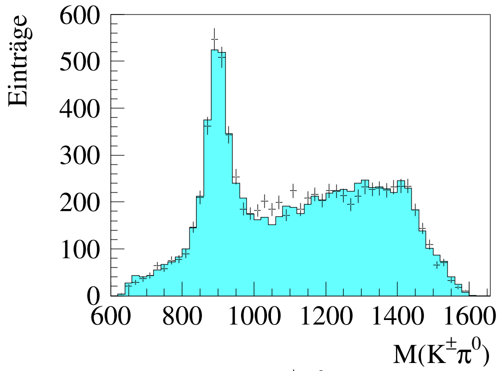
(a) Dalitzdiagramm



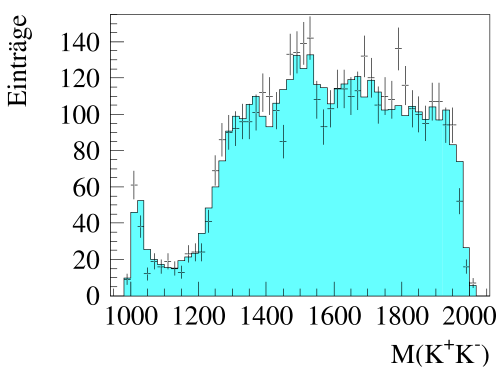
(b) χ^2 Daten > MC



(c) χ^2 MC > Daten



(d) invariante $K^{\pm}\pi^0$-Masse



(e) invariante K^+K^--Masse

Abbildung 6.1: *Die grundlegende Anpassung. Punkte mit Fehlerbalken sind die Daten, die Fläche ist die Anpassung.*

Resonanz	$K_1^*(892)$	$K_2^*(1430)$	$\Phi(1020)$	f_2/a_2	$f_0(1500)$
Masse	$896,6 \pm 3,3$	*1425,6*	*1020,0*	1323 ± 22	1492 ± 13
Breite	$64,4 \pm 8,6$	*98,5*	*15,0*	*185,0*	*112,0*
Anteil	52,0%	18,1%	2,2%	21,2%	6,3%

Tabelle 6.2: *Massen, Breiten und Anteile der verschiedenen Resonanzen bei der grundlegenden Anpassung. Festgelegte Parameter sind kursiv gesetzt.*

6.2 Erweiterte Anpassungen

Weil in der $K\overline{K}$-Massenregion zwischen 1600 MeV/c^2 und 1800 MeV/c^2 noch Intensität fehlt, wurde versucht, in diesem Bereich eine Resonanz einzubauen. Auch im Bereich des Kreuzungspunktes der K^*-Bänder gibt es noch Unterschiede zwischen den Daten und der Anpassung. Zum einen kann das an dem kleinen Untergrundanteil von $\pi^+\pi^-\pi^0$ liegen, der sich in diesem Bereich befindet. Zum anderen wurde hier bei Crystal Barrel bei einem höheren Impuls von 1940 MeV/c eine Resonanz mit den Quantenzahlen 2^{++} in der Anpassung benötigt [44]. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit auch ein f_2 an dieser Stelle eingesetzt. Der Anteil dieser Resonanz kann aber aufgrund des nur unzureichend bekannten Verhaltens des $\pi^+\pi^-\pi^0$-Untergrundes nicht genau bestimmt werden. Sie dient also lediglich zur Stabilisierung der Anpassung. Ihr Anteil wird nicht angegeben.

Die zusätzlichen Resonanzen können bei einer freien Anpassung nicht in den Massen und Breiten festgelegt werden. Deshalb wurde eine Abtastung vorgenommen. Dabei wird bei einer festen Breite die Masse in kleinen Schritten variiert und jeweils festgelegt. Alle weiteren Parameter der Anpassung werden dabei freigelassen. Danach wird die Prozedur für anderen Werten für die Breite erneut durchgeführt. Dabei sollten sich Minima für eine bestimmte Masse und Breite ergeben, falls diese Resonanz vorhanden ist. Man muß jedoch auch das Augenmerk auf die Veränderung der anderen Parameter legen, damit diese Kurven richtig interpretiert werden können.

6.2.1 f_0(1500) oder f_2'(1525) und 1^{--} oder 3^{--}

Im Bereich von 1700 MeV/c^2 gibt es in der Literatur [14] mehrere mögliche Teilchen mit den Quantenzahlen 1^{--}. Eine ist das $\rho(1700)$ ($m = 1700 \pm 20$ MeV/c^2, $\Gamma = 240 \pm 60$ MeV/c^2), das andere das $\Phi(1680)$ ($m = 1680 \pm 20$ MeV/c^2, $\Gamma = 150 \pm 50$ MeV/c^2). Bei einer festen Breite konvergierte die Anpassung mit dem $f_0(1500)$, aber der Beitrag zum Endzustand betrug weniger als 0,2% und kann deshalb vernachlässigt werden. Zusätzlich wurde eine Massenabtastung für dieses J^{PC}=1^{--} durchgefürt (Abbildung 6.2). Man erkennt, daß kein Minimum existiert. Für die Hypothese mit $f_2'(1525)$ konnte keine Anpassung erreicht werden, da bei freier Masse diese nach außerhalb des Phasenraums verschoben wurde und bei freier Breite der Beitrag wieder vernachlässigbar klein wurde.

Für ein Teilchen mit den Quantenzahlen 3^{--}, was z.B. das $\rho_3(1690)$ ($m = 1691 \pm 5$ MeV/c^2, $\Gamma = 160 \pm 10$ MeV/c^2) sein könnte, konnte bei keiner der beiden Möglichkeiten ein Minimum gefunden werden.

Daraus kann man schließen, daß diese Resonanzen nicht zur Beschreibung des Endzustandes gebraucht werden.

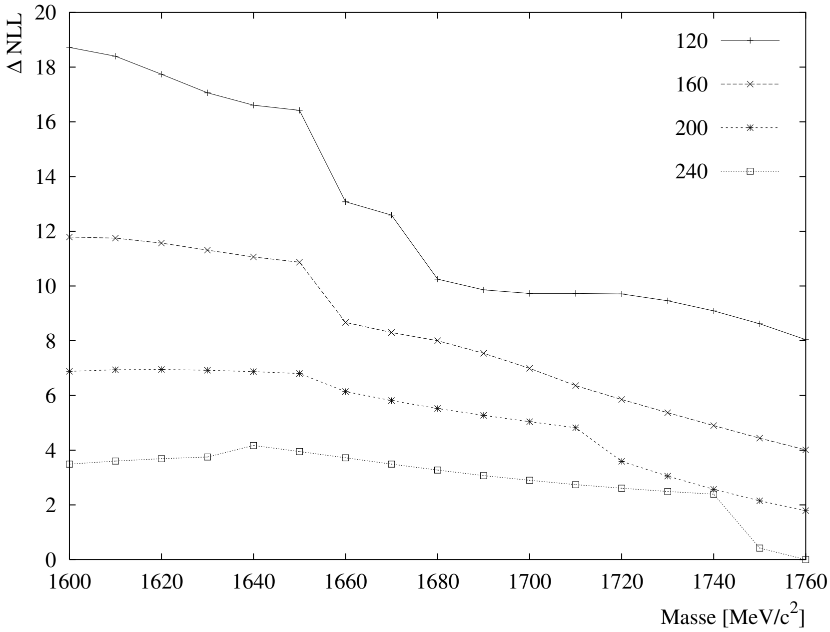


Abbildung 6.2: *Ergebnis der Abtastung für die Hypothese mit $f_0(1500)$ und $\rho(1700)$*

6.2.2 f_0(1500) und 2^{++}(17xx)

In dieser Anpassung wurde ein Teilchen mit den Quantenzahlen 2^{++} im Massenbereich von 1700 MeV/c^2 angesetzt, was einem f_2 oder a_2 entspricht. Die Ergebnisse der Abtastung sind in Abbildung 6.3 zu sehen. Ein Minimum ist bei einer Masse von 1780 MeV/c^2 zu erkennen. Die Anteile der Resonanzen sind in Tabelle 6.3 angegeben. Das Dalitzdiagramm der Anpassung und deren Projektionen findet man in Abbildung 6.4. Die Verbesserung im NLL beträgt 136 für 48 zusätzliche Parameter im Vergleich zur grundlegenden Anpassung.

Resonanz	$\mathrm{K}_1^*(892)$	$\mathrm{K}_2^*(1430)$	$\Phi(1020)$	$\mathrm{f}_2/\mathrm{a}_2$	$\mathrm{f}_0(1500)$	$\mathrm{f}_2(17\mathrm{xx})$
Masse	$896,3 \pm 3,4$	*1425,6*	*1014,4*	1283 ± 21	1501 ± 13	1780 ± 20
Breite	$49,4 \pm 4,2$	*98,5*	53 ± 20	101 ± 27	85 ± 21	180 ± 40
Anteil	25,0%	35,6%	2,6%	7,9%	2,4%	26,6%

Tabelle 6.3: *Massen, Breiten und Anteile der verschiedenen Resonanzen der Anpassung mit $f_0(1500)$ und $2^{++}(17xx)$. Festgelegte Parameter sind kursiv gesetzt.*

Bei dieser Anpassung fällt auf, daß sie einige Schwachpunkte hat. Da ist an erster Stelle die sehr große Breite des $\Phi(1020)$ zu nennen, die nicht mit dem Literaturwert verträglich ist. Diese wird außerdem hauptsächlich dazu benutzt, durch Interferenz den sehr hohen Anteil des $\mathrm{K}_2^*(1430)$ (der vor allem in Bereichen liegt, in denen die Akzeptanz sehr niedrig ist) in diesem Bereich des Dalitzdiagramms zu verkleinern, um die Anzahl der Daten nicht zu übertreffen. Auch das 2^{++}(17xx) hat einen ungewöhnlich hohen Anteil, der durch gleichartige Beiträge des f_2(19xx) zwischen den beiden Massen weginterferiert wird. Nicht zuletzt variieren die

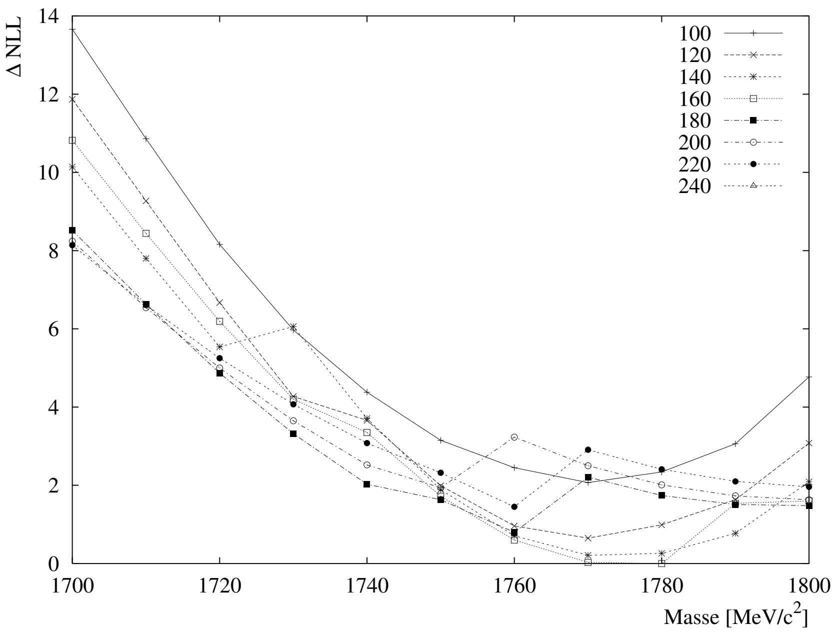


Abbildung 6.3: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei festen Breiten für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $2^{++}(17xx)$

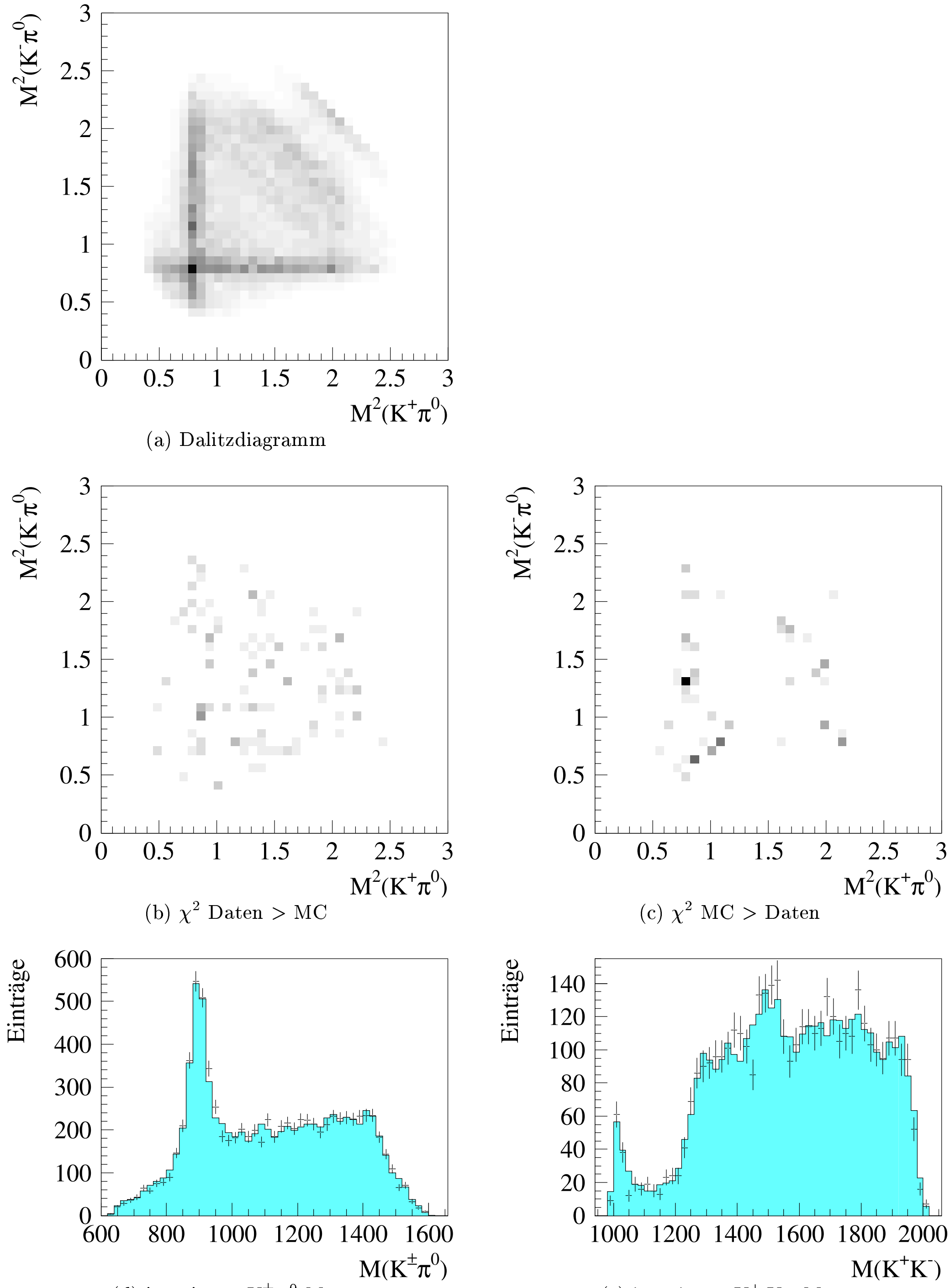
Parameter und Anteile bei verschiedenen Abtastbreiten (und zum Teil auch innerhalb dieser) erheblich. Das kann z.B. beim $K_2^*(1430)$ bis zu einem Faktor zwei ausmachen!

6.2.3 f_0(1500) und 0^{++}(17xx)

Die nächste Hypothese beinhaltet ebenfalls das $f_0(1500)$. Dazu wurde noch ein $0^{++}(17xx)$ benutzt. Man findet hierbei in der Abtastung (Abbildung 6.5) ein Minimum für eine Masse von 1690 MeV/c^2. Die Breite ist nicht so genau bestimmbar. Lediglich für Massen unterhalb 80 MeV/c^2 und oberhalb 240 MeV/c^2 ist kein ausgeprägtes Minimum mehr vorhanden. Die Anteile der Resonanzen und auch die Parameter ändern sich kaum von Breite zu Breite. Nur innerhalb einer Breite ändert sich mit der Masse des $0^{++}(17xx)$ auch die Breite des $f_0(1500)$ ein wenig. Die Massen und Anteile für das Minimum der Anpassung findet man in Tabelle 6.4. Projektionen und Dalitzdiagramm sind in Abbildung 6.6 zu finden. Die Änderung des NLL beträgt hier 105 für 35 zusätzliche Parameter im Vergleich zur grundlegenden Anpassung.

Resonanz	$K_1^*(892)$	$K_2^*(1430)$	$\Phi(1020)$	f_2/a_2	$f_0(1500)$	$f_0(17xx)$
Masse	$894,6 \pm 3,4$	1437 ± 13	*1014,3*	1319 ± 23	1510 ± 12	$1690,0 \pm 30$
Breite	$51,2 \pm 4,3$	*98,5*	$28,7 \pm 13,0$	174 ± 43	58 ± 21	$120,0 \pm 40$
Anteil	65,3%	21,1%	3,1%	7,7%	1,9%	0,9%

Tabelle 6.4: *Massen, Breiten und Anteile der verschiedenen Resonanzen der Anpassung mit* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$. *Festgelegte Parameter sind kursiv gesetzt.*



(a) Dalitzdiagramm

(b) χ^2 Daten > MC

(c) χ^2 MC > Daten

(d) invariante $K^{\pm}\pi^0$-Masse

(e) invariante K^+K^--Masse

Abbildung 6.4: *Die Anpassung für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $2^{++}(17xx)$.

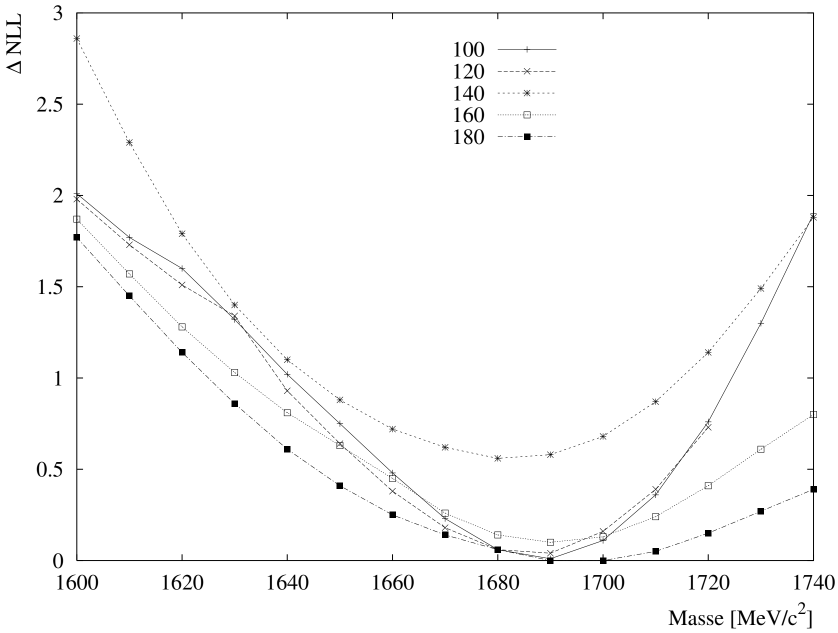


Abbildung 6.5: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei festen Breiten für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$

6.2.4 $f_2'(1525)$ und 0^{++}(17xx)

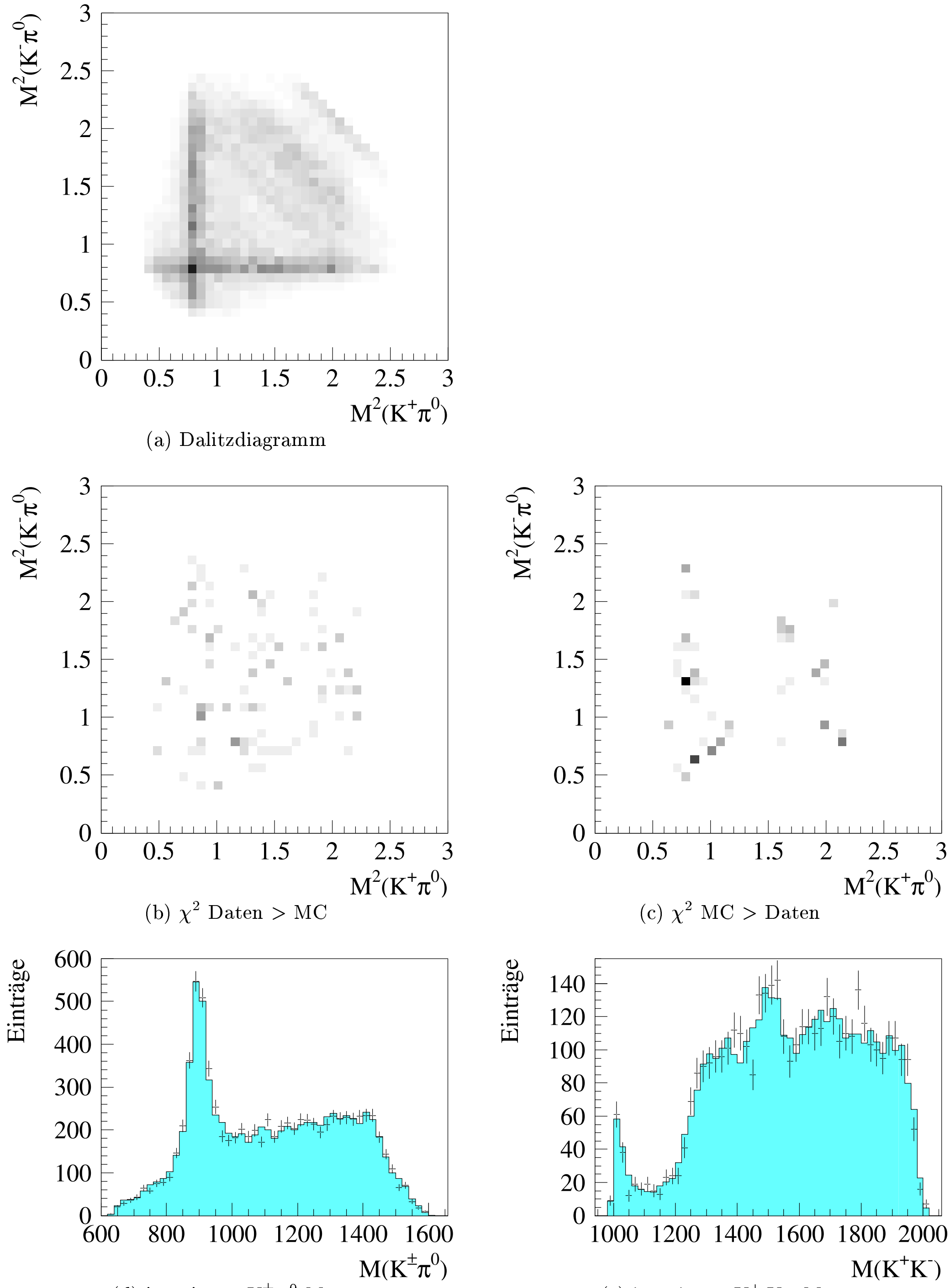
Bei der letzten Hypothese für die es ein Minimum bei der Abtastung gab, wurde das $f_0(1500)$ durch das $f_2'(1525)$ ersetzt und ein 0^{++}(17xx) abgetastet. Die Abtastungsergebnisse findet man in Abbildung 6.7. Wie man aus Tabelle 6.5 ablesen kann, ergibt sich wie schon bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Anpassung ein Minimum bei einer Masse etwas unterhalb von 1700 MeV/c^2. Allerdings gerät bei dieser Anpassung die Breite des f_2/a_2 viel zu schmal. In Abbildung 6.8 sind die Anpassungsergebnisse dargestellt. Die Verbesserung in NLL beträgt hier 126 für 49 zusätzliche Parameter im Vergleich zur grundlegenden Anpassung.

Resonanz	$K_1^*(892)$	$K_2^*(1430)$	$\Phi(1020)$	f_2/a_2	$f_2'(1525)$	f_0(17xx)
Masse	$894,8 \pm 4,2$	1427 ± 13	*1014,3*	1276 ± 21	1523 ± 12	1660 ± 30
Breite	$51,8 \pm 3,0$	*98,5*	20 ± 9	77 ± 26	68 ± 17	180 ± 40
Anteil	49,9%	40,4%	1,1%	3,5%	3,6%	1,6%

Tabelle 6.5: *Massen, Breiten und Anteile der verschiedenen Resonanzen der Anpassung mit* $f_2'(1525)$ *und* $0^{++}(17xx)$. *Festgelegte Parameter sind kursiv gesetzt.*

6.2.5 Bewertung der erweiterten Anpassungen

Zum Vergleich der drei möglichen Kombinationen, für die bei den Abtastungen ein Minimum gefunden wurde, wird zunächst die relative Verbesserung des NLL pro Parameter betrachtet.



(a) Dalitzdiagramm

(b) χ^2 Daten > MC

(c) χ^2 MC > Daten

(d) invariante $K^{\pm}\pi^0$-Masse

(e) invariante K^+K^--Masse

Abbildung 6.6: *Die Anpassung für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$.

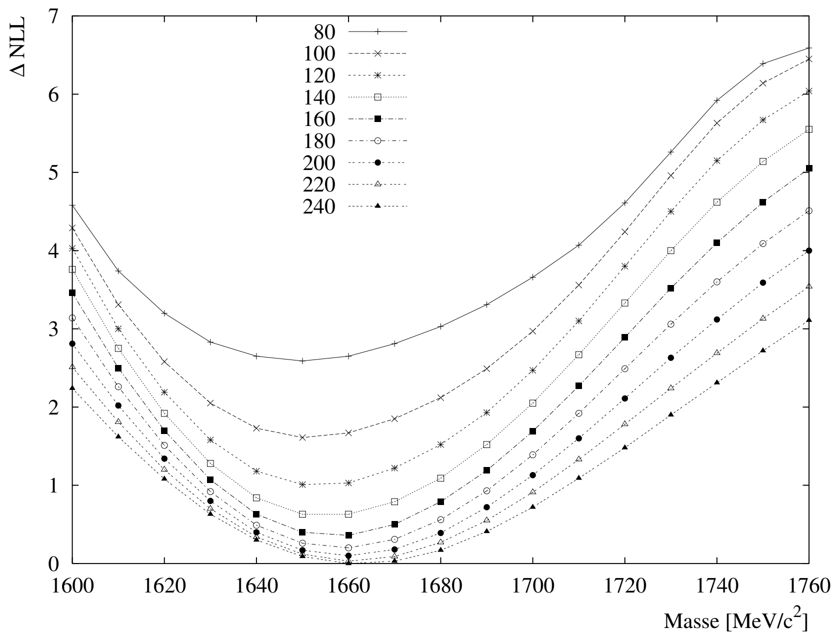


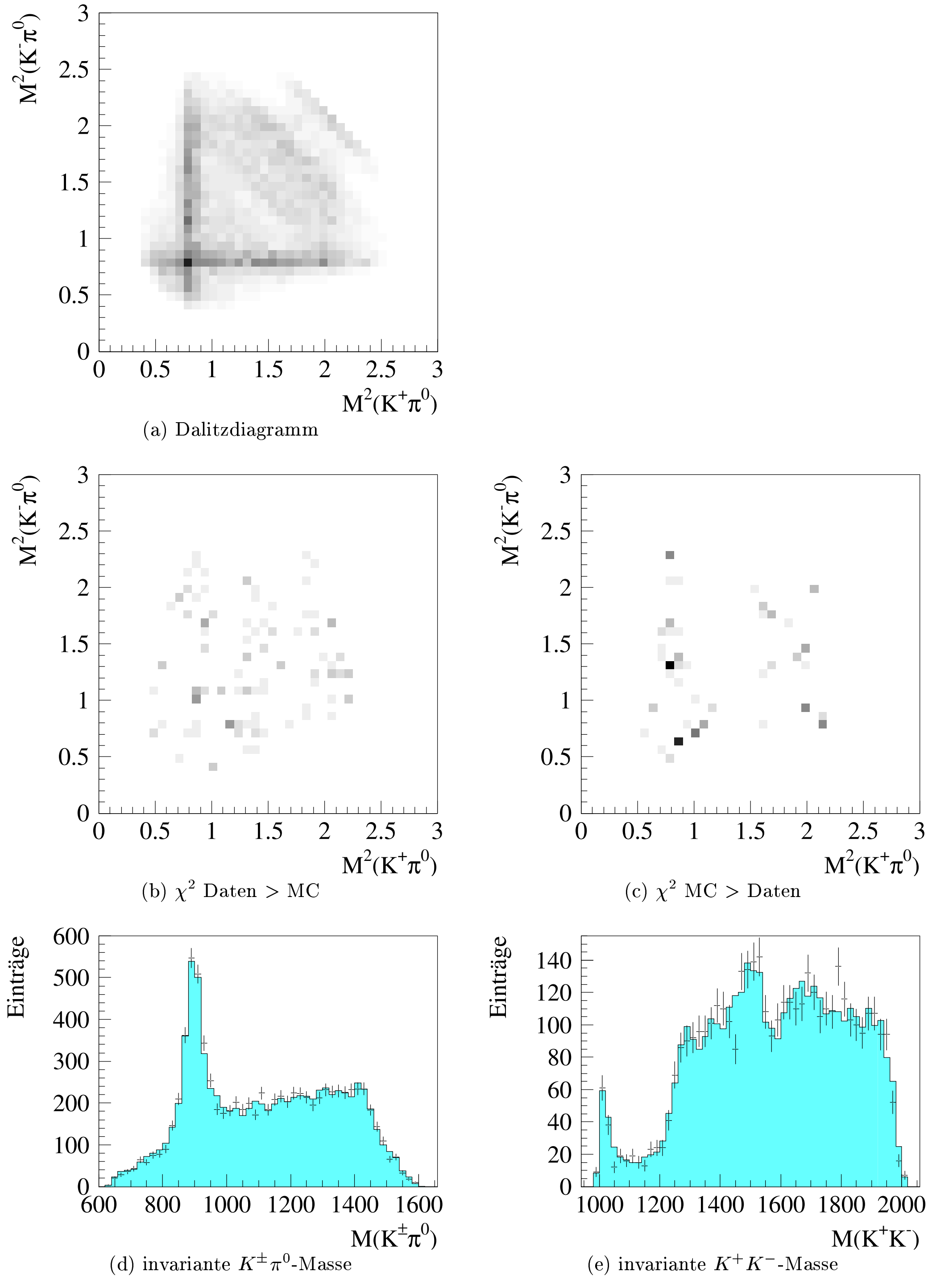
Abbildung 6.7: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei festen Breiten für die Hypothese* $f_2'(1525)$ *und* $0^{++}(17xx)$

Dabei ist festzustellen, daß die größte Verbesserung bei der Kombination mit zwei skalaren Mesonen erreicht werden konnte. Allerdings sind die beiden anderen Möglichkeiten nicht viel schlechter.

Wenn man mal die Kombination mit dem $\mathrm{f}_2'(1525)$ wegen der dort beschriebenen Schwachpunkte (siehe Abschnitt 6.2.4) außer Acht läßt, so läßt sich feststellen, daß die beiden übrigen Anpassungen miteinander verträgliche Werte für ein skalares Teilchen bei einer Masse von 1660–1690 MeV/c^2 liefern.

Um die Entscheidung zwischen diesen beiden Lösungen zu erleichtern, wurde eine vorläufige Anpassung des Kanals $\pi^+\pi^-\pi^0$ vorgenommen. Dieser enthält hauptsächlich $\rho(770)$ und $\mathrm{f}_2(1270)$, aber auch ein Signal im Bereich von 1500 MeV/c^2 in $\pi^+\pi^-$. Für die Beschreibung wurden obige Resonanzen, das $\rho_3(1690)$ sowie die $\pi\pi$-S-Welle aus [45] verwendet, die unter anderem einen Pol für das $\mathrm{f}_0(1500)$ enthält. Diese Anpassung liefert einen Beitrag von ca. 4,5% für das $\mathrm{f}_0(1500)$. Hochgerechnet auf den Kanal $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^0$ mit dem relativen Verzweigungsverhältnis in $\mathrm{K}\bar{K}$ erwartet man dort etwa 250 Ereignisse, was einen Großteil des Signals bei 1500 MeV/c^2 ausmacht. Dies untermauert die Annahme, an dieser Stelle das $\mathrm{f}_0(1500)$ einzusetzen.

Wenn man sich einmal die Dalitzdiagramme dieser drei Anpassungen für den (hypothetischen) Fall einer flachen Akzeptanzverteilung ansieht (Abbildung 6.9), so stellt man fest, daß sie in den Bereichen, in denen keine Datenereignisse mehr vorliegen, sehr große Beiträge haben. Dies läßt den Schluß zu, daß die Anpassungen überbestimmt sind. Deshalb muß man noch bei physikalisch sinnvoller Reduktion der Parameter untersuchen, ob diese hier gefundenen Minima weiterhin Bestand haben. Dies wird im nächsten Abschnitt untersucht.



(a) Dalitzdiagramm

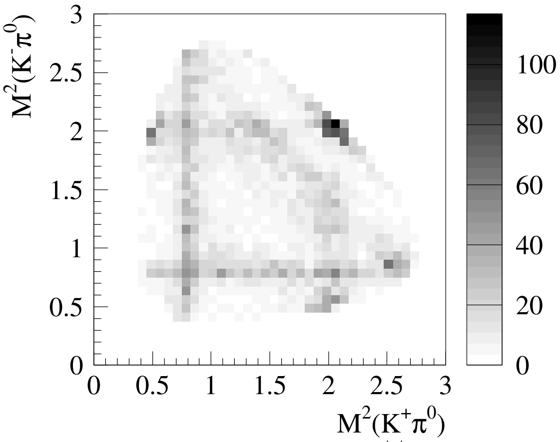
(b) χ^2 Daten > MC

(c) χ^2 MC > Daten

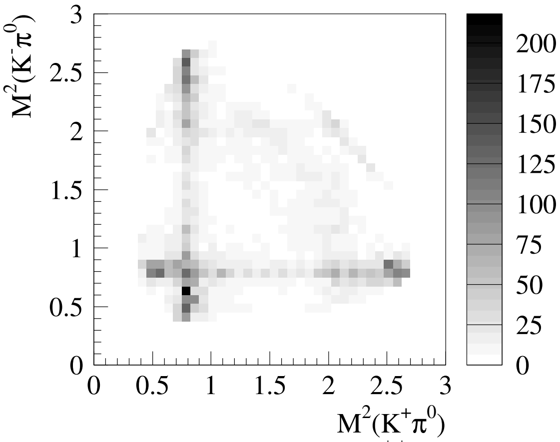
(d) invariante $K^{\pm}\pi^0$-Masse

(e) invariante K^+K^--Masse

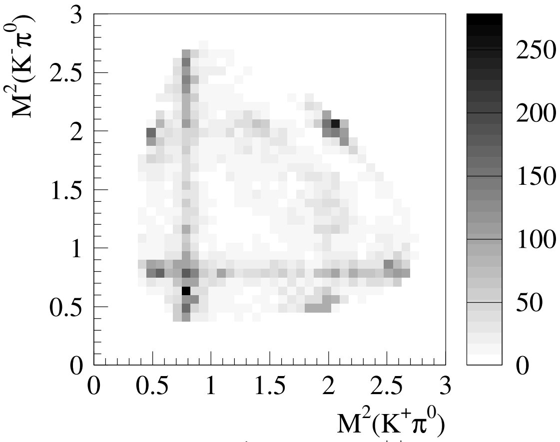
Abbildung 6.8: *Die Anpassung für die Hypothese* $f_2'(1525)$ *und* $0^{++}(17xx)$*.*



(a) Hypothese $f_0(1500)$ und $2^{++}(17xx)$



(b) Hypothese $f_0(1500)$ und $0^{++}(17xx)$



(c) Hypothese $f'_2(1525)$ und $0^{++}(17xx)$

Abbildung 6.9: *Dalitzdiagramme der drei besten Anpassungen für den (hypothetischen) Fall flacher Akzeptanzverteilung*

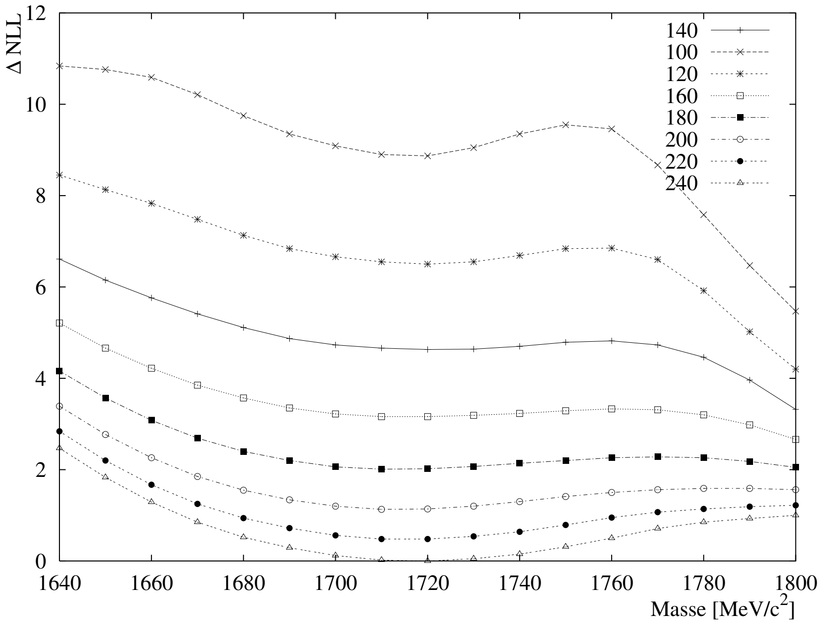


Abbildung 6.10: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei fester Breite für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $2^{++}(17xx)$ *bei reduzierter Parameterzahl*

6.3 Parameterreduktion der Anpassungen

Für die drei Hypothesen wurde nun versucht, durch Einschränkung der Parameterzahl ein besseres Ergebnis zu erzielen. Zunächst wurde der maximal mögliche Drehimpuls bei einem Zerfall eingeschränkt. In [46] wurde festgestellt, daß man pro Einheit Drehimpuls etwa 250 MeV/c Impuls im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens benötigt. Dieser Wert wurde für die Produktion aller möglichen Resonanzen ausgerechnet und großzügig aufgerundet, so daß nicht eine zu starke Einschränkung entsteht. Für alle Resonanzen wurde somit höchstens Drehimpuls $4\hbar$, für $\mathrm{f_0}(1500)$, $\mathrm{f}_2'(1525)$ und $\mathrm{K}^*(1430)$ höchstens Drehimpuls $3\hbar$ und für 0^{++}(17xx) sowie 2^{++}(17xx) höchstens Drehimpuls $2\hbar$ erlaubt. Außerdem wurden alle Beiträge weggelassen, bei denen ein bestimmter Zerfall nur mit anderem Drehimpuls einen mehr als zehnmal größeren Beitrag lieferte.

6.3.1 Die Hypothese f_2'(1525) und 0^{++}(17xx)

Bei der Abtastung der Hypothese $\mathrm{f}_2'(1525)/0^{++}(17\mathrm{xx})$ erhält man nun kein Minimum mehr (siehe Abbildung 6.11). Daher ist diese Kombination nicht zur Beschreibung der Daten relevant.

6.3.2 Die Hypothese $\mathrm{f_0}$(1500) und 2^{++}(17xx)

Diese Hypothese zeigt zwar bei einer Massenabtastung ein kleines Minimum im Bereich 1710–1730 MeV/c^2 (Abbildung 6.10). Jedoch zeigt eine weitergehende Untersuchung der Breiten, daß

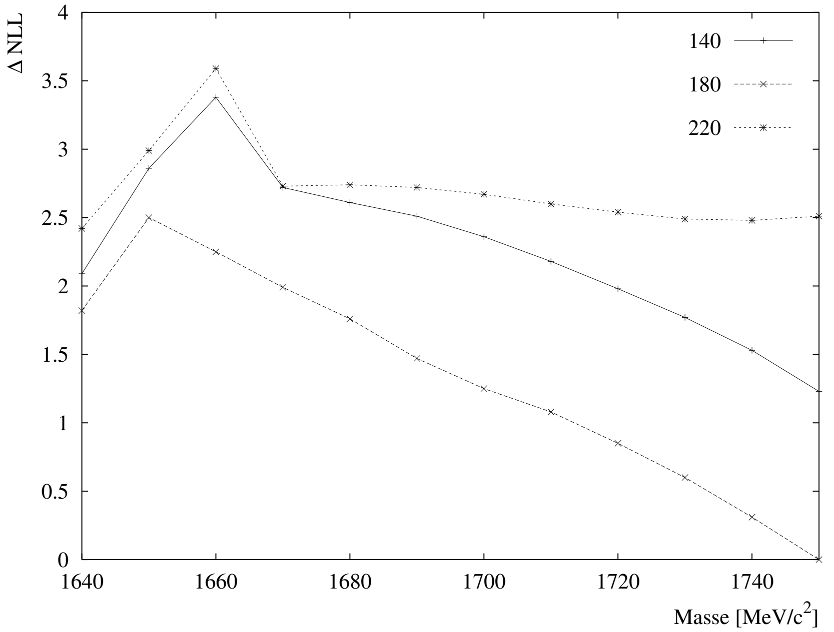


Abbildung 6.11: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei fester Breite für die Hypothese $f_2'(1525)$ und $0^{++}(17xx)$ bei reduzierter Parameterzahl*

in dieser Richtung kein Minimum existiert, weil mit zunehmender Breite die Anpassung immer besser wird. Daher ist kein resonantes Verhalten zu erkennen. Desweiteren ist die Beschreibung der Resonanz f_2/a_2 mit einer Masse von nur 1270 MeV/c^2 und einer Breite von nur 75 MeV/c^2 alles andere als gut. Auch das $f_0(1500)$ wird zu geringerer Masse verschoben (1470 MeV/c^2) und erhält eine riesige Breite ($\approx$ 200 MeV/c^2), die zudem noch mit steigender Breite des 2^{++}(17xx) stark abnimmt. Aus diesen Gründen wird auch diese Hypothese abgelehnt.

6.3.3 f_0(1500) und 0^{++}(17xx)

Die Anpassung dieser Hypothese mit 100 freien Parametern zeigt immer noch ein Minimum (Abbildung 6.12) bei einer Masse von 1680 MeV/c^2. Die Breite ist auch in dieser Anpassung mit einem großen Fehler behaftet. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 6.6 zu finden, die Bilder dazu in Abbildung 6.13. Im Vergleich der NLL verschiedener Breiten am Minimum der Massenabtastung zeigt sich ein kaum ausgeprägtes Minimum, das als Plateau erkennbar ist. Berücksichtigt man, daß bei jeder Hypothese das NLL zu größeren Breiten hin abnimmt (Verbesserung durch Interferenzen mit der „Untergrundresonanz"), so ist von einem Minimum auszugehen. Im Gegensatz zur Hypothese mit dem 2^{++}(17xx) sind auch die Parameter der anderen Resonanzen stabil und verträglich mit den Literaturwerten. In Anhang B sind die Vergleiche der Winkelverteilungen im Bereich der Resonanzen aufgeführt, die ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Anpassung zeigen. In Abbildung 6.14 sind die Fehlerparabeln für die Masse und Breite des 0^{++}(17xx) dargestellt.

Bei der Auftragung der Fitfunktion mit flacher Akzeptanzverteilung (Abbildung 6.15) ist nun auch außerhalb des Phasenraums der gemessenen Daten die Beschreibung in Ordnung,

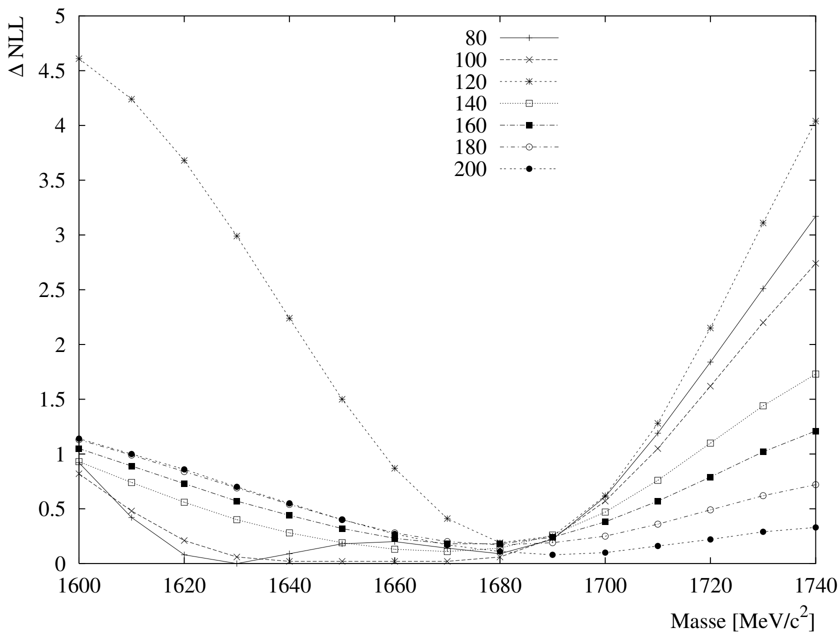


Abbildung 6.12: *NLL-Differenz der Massenabtastung bei festen Breiten für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$ *bei reduzierter Parameterzahl*

wie man sie in den Kanälen $K^{\pm}\pi^{\mp}K_L$ z.T. erkennen kann.

Zusammengenommen kann man sagen, daß diese Hypothese die beste Beschreibung der Daten liefert und somit die endgültige Anpassung darstellt.

Resonanz	$K_1^*(892)$	$K_2^*(1430)$	$\Phi(1020)$	f_2/a_2	$f_0(1500)$	$f_0(17xx)$
Masse	$895,3 \pm 3,3$	1402 ± 16	*1014,3*	1315 ± 17	1482 ± 14	1680 ± 30
Breite	$54,5 \pm 4,3$	*98,5*	28 ± 9	174 ± 34	95 ± 35	140 ± 40
Anteil	48,4%	8,4%	8.5%	25,6%	6,6%	2,6%

Tabelle 6.6: *Massen, Breiten und Anteile der verschiedenen Resonanzen der Anpassung mit* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$ *bei reduzierter Parameterzahl. Festgelegte Parameter sind kursiv gesetzt.*

6.3.4 $K_0^*(1430)$ statt $K_2^*(1430)$

Eine Anpassung, bei der das $K_2^*(1430)$ durch ein $K_0^*(1430)$ ersetzt wurde, bringt keine Verbesserung der Anpassung — im Gegenteil. Das NLL wird um etwa 3 pro Parameter schlechter. Bei freier Masse wird diese zu höheren Massen hin verschoben und liegt immer deutlich über $1500\,\mathrm{MeV/c^2}$. Außerdem werden dann die beiden Resonanzen f_2/a_2 und f(1500) deutlich schmäler, letztere unter $50\,\mathrm{MeV/c^2}$.

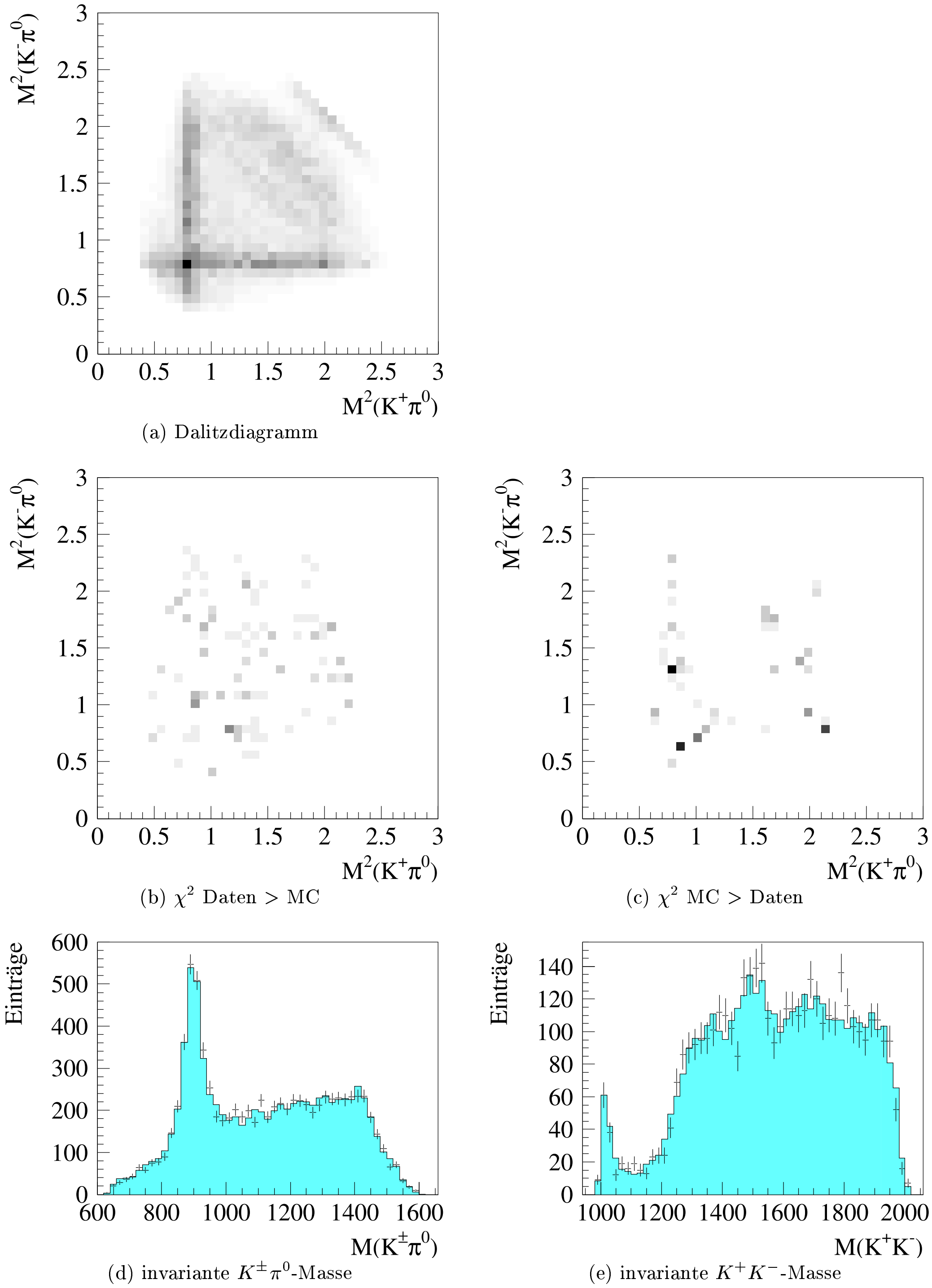
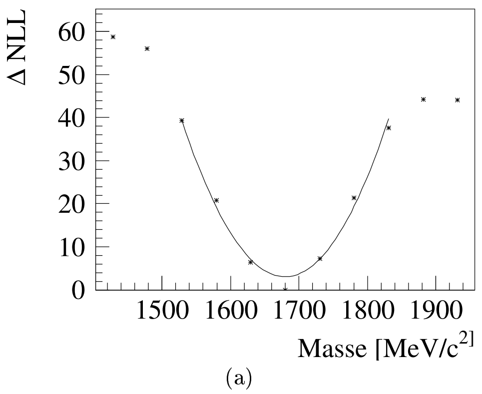


Abbildung 6.13: *Die Anpassung für die Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(17xx)$ *mit reduzierter Parameterzahl.*



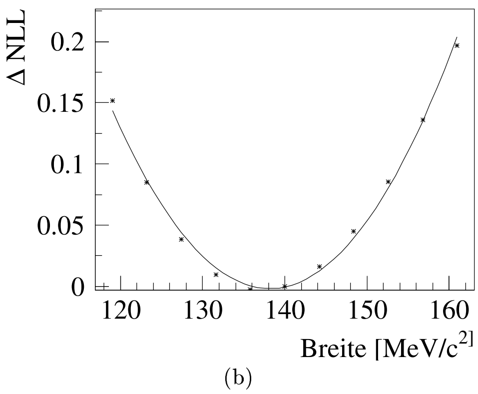


Abbildung 6.14: *Fehlerparabeln für Masse (a) und Breite (b) des* 0^{++}*(17xx)*

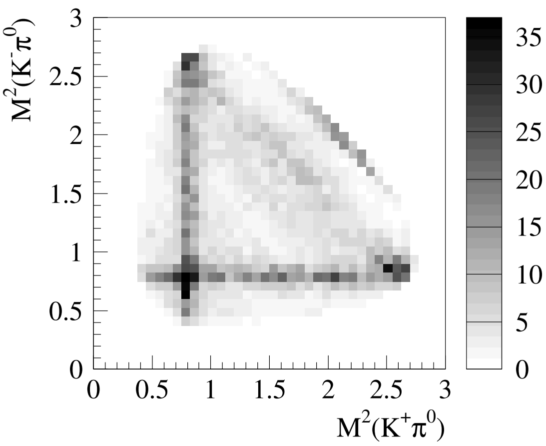


Abbildung 6.15: *Dalitzdiagramm der parameterreduzierten Anpassung für den (hypothetischen) Fall flacher Akzeptanzverteilung der Hypothese* $f_0(1500)$ *und* $0^{++}(1700)$

6.3.5 Zusätzliches $a_0(980)$

Das $a_0(980)$ verbessert die Anpassung kaum. Die Masse und Breite läßt sich außerdem nicht bestimmen, vor allem, weil es am Rande des Phasenraums liegt und nur Ausläufer zu den Daten beitragen können. Aus anderen Kanälen (z.B. $\pi^+\pi^-\eta$) läßt sich aber feststellen, daß diese Resonanz auch zu einem kleinen Teil beiträgt. Der Anteil im Kanal $K^+K^-\pi^0$ läßt sich aber ohne deren Analyse nicht vorhersagen. Bei einer Anpassung wird der Anteil des $a_0(980)$ praktisch vollständig von dem des $\Phi(1020)$ abgezogen und kann bis zu etwa 3% betragen.

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Der Endzustand $K^+K^-\pi^0$ ist eine Mischung von vielen Zweikörperreaktionen. Durch die beschränkte Statistik müssen Kompromisse bei der Beschreibung eingegangen werden. Idealerweise sollten diese aber keinen großen Einfluß auf die Beschreibung des Kanals haben.

Die Zusammenfassung der Zustände $f_2(1270)$ und $a_2(1320)$ läßt sich nicht umgehen, da sie nicht getrennt voneinander aufgelöst werden können. Dadurch entsprechen in diesem Bereich die Phasen nicht ganz der physikalischen Realität, was aber keinen Einfluß auf die Beschreibung der restlichen Bereiche zu haben scheint.

Auch im Bereich des $\Phi(1020)$ wurde von der Verwendung des $a_0(980)$ abgesehen. Zum einen um die Anzahl der Parameter nicht in die Höhe zu treiben und zum anderen, weil die Paramter nicht gut bestimmbar sind. So kann man lediglich eine obere Grenze für dessen Anteil angeben, den man dann vom Anteil des $\Phi(1020)$ zu subtrahieren hat.

Die beste Anpassung erhält man bei Verwendung des $f_0(1500)$ und einer skalaren Resonanz bei 1680 MeV/c^2. Vergleiche mit anderen Endzuständen erhärten diese Hypothese. Aus dieser Analyse allein läßt sich der Isospin der skalaren Resonanz bei 1680 MeV/c^2 nicht festlegen. Eine gekoppelte Analyse mit den Daten aus $K^{\pm}\pi^{\mp}K_L$ hätte hier weiterhelfen können, da hier nur $I = 1$ erlaubt ist, war aber mit den vorliegenden Daten nicht möglich, weil (neben den bei der Selektion beschriebenen Schwierigkeiten) auch der Beitrag dieser Resonanz klein ist. Der Vergleich mit Messungen anderer Experimente in diesem Bereich legt trotzdem den Schluß nahe, daß es sich hierbei um das $f_J(1710)$ handelt. Die in dieser Analyse bestimmte Masse und Breite sind mit den Werten der Literatur für dieses Teilchen ($m = 1712 \pm 5\,\mathrm{MeV/c^2}$, $\Gamma = 133 \pm 14\,\mathrm{MeV/c^2}$) verträglich.

Diese Zuordnung vorausgesetzt, wäre das $f_J(1710)$ der mögliche $s\bar{s}$-Partner im skalaren Nonett und würde dieses vervollständigen. Die Zuordnung wäre dann genau die in Abbildung 1.5 aufgezeigte. Es liegt auch in dem Massenbereich von 1600–1700 MeV/c^2, die in der dort zugrunde liegenden Arbeit für den $s\bar{s}$-Partner vorhergesagt wurde.

Zur genaueren Bestimmung dieses Zustandes könnten auch weitere, bei anderen Antiprotonimpulsen genommene, Daten des Crystal Barrel Experiments beitragen. Diese Analysen sind aber bis jetzt noch nicht abgeschlossen.

Kapitel 7

Die Normierung der Daten

Um eine Aussage über den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion treffen zu können, muß die Zahl der einfliegenden Antiprotonen bei der Datennahme bekannt sein. Gegen Ende des Experimentes hatte man deshalb Zählerinformationen auf Band aufgezeichnet, aus denen man direkt diese Zahl ausrechnen kann. Beim vorliegenden Datensatz war das noch nicht der Fall und so kann nur der Umweg über bekannte Reaktionen beschritten werden. Die Anforderungen an die Reaktion sind

- bereits gut vermessene Reaktion
- einfach und ohne nennenswerten Untergrund analysierbar
- ausreichend hohe Ereigniszahl

Eine gut vermessene Reaktion ist die elastische Streuung, bei der es aber zu große Nachteile gibt:

- Der Raumwinkelbereich für den Nachweis ist sehr klein
- Die Trennung mittels dE/dx ist nur für Impulse von weniger als 800 MeV/c möglich
- Das Monte-Carlo-Programm ist nicht für die Beschreibung der elastischen Streuung ausgelegt.

Da die räumliche Akzeptanz für rein neutrale Reaktionen größer ist als für Reaktionen mit geladenen Teilchen, wurde für die Normierung der Endzustand $\pi^0\pi^0$ gewählt. Für diesen gibt es aus den späteren Datennahmeperioden mit Zählerinformationen bei mehreren Antiprotonimpulsen Meßwerte [47, 48]. Für 1200 MeV/c gibt es allerdings keinen Datensatz aus dieser Zeit, so daß dieser aus benachbarten Meßpunkten (1050 MeV/c und 1350 MeV/c) interpoliert wurde. Dabei wurde nicht nur der Endzustand $\pi^0\pi^0$ benutzt, sondern alle Endzustände mit 4 bzw. 4–8 Photonen. Dies ist nötig, um dynamische Einflüsse weitgehend ausschließen zu können. Diese sollten sich so im Mittel aufheben. Der Wirkungsquerschnitt im Winkelbereich $|\cos(\theta)| < 0.85$ beträgt danach:

$$\sigma_{p\bar{p}\rightarrow\pi^0\pi^0} = 65.3 \pm 2.8\mu b \tag{7.1}$$

Gesamtzahl der Ereignisse	1131020
Ereignisse auf Band	1151113
unphysikalische Ereignisse	204
Rekonstruktion mißlungen	117057
mehr als 20 PEDs	5557
schlechte Spuren	2731545
keine gute Vertexanpassung	481352
Anzahl der PEDs > 9	53989
akzeptierte Ereignisse	1917140
Anzahl der rekonstruierten $\pi^+\pi^-\pi^0$	1536
Anzahl der rekonstruierten $K^+K^-\pi^0$	78
Anzahl der rekonstruierten $\pi^0\pi^0\omega$	224
Anzahl der rekonstruierten $\pi^+\pi^-\omega$	171

Tabelle 7.1: *Anzahl der Ereignisse im Minimum-Bias Datensatz*

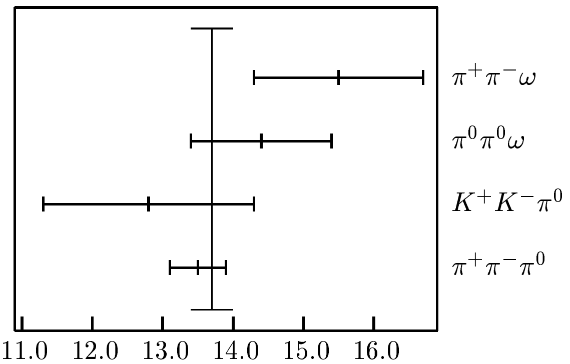


Abbildung 7.1: *Anreicherungsfaktoren zwischen 2-prong und Minimum-Bias Datensatz. Die waagerechten Balken sind die Meßwerte, der senkrechte Balken stellt den gewichteten Mittelwert dar.*

7.1 Der Minimum-Bias Datensatz

Damit der Kanal $\pi^0\pi^0$ mit den Daten der vorliegenden Arbeit verglichen werden kann, muß man beide auf einen gemeinsamen Datensatz beziehen. Dafür eignet sich nur der Minimum-Bias-Datensatz, bei dem auf keine bestimmte Ereignistopologie getriggert wurde. Dieser Datensatz enthält $1,1$ Millionen Ereignisse. Sie wurden in zwei Stufen analysiert. In der ersten Stufe wurden dieselben Schnitte verwendet, wie sie auch bei den 2-prong-Daten angewandt wurden. Danach erfolgte die Selektion in die vier angegebenen Kanäle (Tabelle 7.1). Die beiden Kanäle mit dem ω-Meson stammen aus [49]. Diese vier Kanäle wurden benutzt, um den Anreicherungsfaktor des 2-prong-Triggers zu bestimmen (Abbildung 7.1). Er beträgt

$$f_A = 13,7 \pm 0,3 \tag{7.2}$$

	Daten	Monte-Carlo
Ereignisse auf Band	1151113	250000
unphysikalische Ereignisse	204	0
Rekonstruktion mißlungen	19889	0
mehr als 20 PEDs	254	0
Ereignisse mit Spuren	818074	10962
Anzahl der PEDs > 9	4101	0
Anzahl der Photonen $\neq 4$	294698	72956
Vertrauensniveau $\pi^0\pi^0 > 10\%$	216	93526

Tabelle 7.2: *Ereigniszahlen im Minimum-Bias und dem Monte-Carlo Datensatz bei den angegebenen Schnitten*

7.1.1 Der Kanal $\pi^0\pi^0$

Um die Ereignisse im Kanal $\pi^0\pi^0$ zu bestimmen, wurden die Daten nun auf Ereignisse ohne geladene Spuren selektiert. Der Unterschied zur Selektion der 2-prong Daten ist nur, daß nun keine geladenen Teilchen gefunden werden dürfen. Die Schnitte bei den neutralen Teilchen bleiben gleich. Am Ende bleiben noch 308591 Ereignisse übrig. Diese werden nun auf vier Photonen selektiert und einer Anpassung an die Hypothesen $\pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta$ und $\eta\eta$ unterworfen. Ereignisse mit einem Vertrauensniveau von mehr als 10% für $\pi^0\pi^0$, das außerdem größer sein muß als das der anderen Hypothesen, werden ausgewählt. Danach bleiben noch 216 Ereignisse.

Auf die gleiche Weise wurden nun auch Monte-Carlo Ereignisse behandelt. Von 250000 erzeugten Ereignissen überstanden 93526 alle Auswahlschritte (siehe Tabelle 7.2).

Die Verteilung der $\pi^0\pi^0$-Ereignisse hängt nur vom Winkel zwischen der Strahlachse und der Flugrichtung der π^0 ab und ist in der Nähe der Strahlachse ($|\cos(\Theta)| \approx 1$) aufgrund der Akzeptanz Null (Abbildung 7.2). Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen und direkt mit dem Wirkungsquerschnitt aus [47] vergleichen zu können, wurden nur der Bereich $|\cos(\Theta)| < 0.85$ benutzt. Die Anpassung erfolgte mit Legendrepolynomen, deren Koeffizienten aus [48] entnommen wurde. Die relative Stärke ergibt sich dann zu

$$r = 0,222 \pm 0,012. \tag{7.3}$$

Der systematische Fehler wurde aus der Schwankungsbreite der Zahl der Ereignisse unter dieser Kurve bei verschiedenen Segmentbreiten des Histogramms zu 5% abgeschätzt. Daraus ergibt sich für die Anzahl der $\pi^0\pi^0$-Ereignisse:

$$N^{corr}_{\pi^0\pi^0,|\cos(\Theta)|<0.85} = 412 \pm 21.7_{stat} \pm 20.6_{sys} \tag{7.4}$$

7.2 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\mathrm{p\bar{p}} \rightarrow \mathrm{K^+K^-}\pi^0$

Bei der Bestimmung der korrigierten Anzahl der Ereignisse im Kanal $K^+K^-\pi^0$ muß man, wegen der großen Bereiche in denen die Akzeptanz Null ist, auf die hochgerechnete Anzahl von Ereignissen aus der besten Anpassung zurückgreifen. Diese erhält man, wenn man die ursprünglich erzeugten phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse mit der besten Anpassung

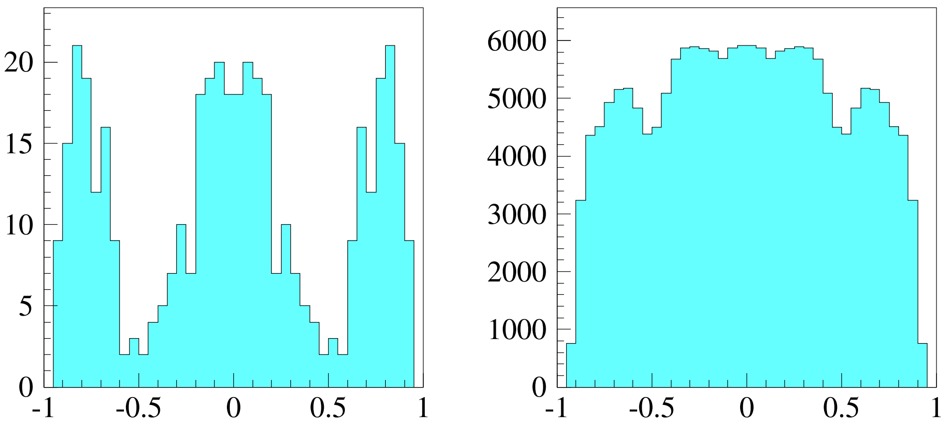


Abbildung 7.2: *Winkelverteilung des Kanals* $\pi^0\pi^0$ *für Daten und Monte-Carlo*

gewichtet. Der systematische Fehler, der für Monte-Carlo-Ereignisse bei unserem Experiment üblicherweise 5% beträgt, wurde aufgrund der Unsicherheit der Extrapolation der Anpassung in Bereiche mit geringer oder keiner Akzeptanz zu 10% abgeschätzt. Damit ergibt sich als akzeptanzkorrigierte Anzahl;

$$N_{K^+K^-\pi^0} = 113569 \pm 11357 \tag{7.5}$$

Der Wirkungsquerschnitt errechnet sich nun nach folgender Formel:

$$\sigma_{p\bar{p}\to K^+K^-\pi^0} = \frac{N^{corr}_{K^+K^-\pi^0}}{f_A N^{corr}_{\pi^0\pi^0}} \frac{N_{MinBias}}{N_{Daten}} \sigma_{\pi^0\pi^0} \tag{7.6}$$

Mit den Werten aus 7.1, 7.4 und 7.5 ergibt sich dann:

$$\sigma_{p\bar{p}\to K^+K^-\pi^0} = 307 \pm 41\mu b \tag{7.7}$$

Um den Wirkungsquerschnitt einzelner Zweikörperreaktionen zu erhalten muß man lediglich den Anteil dieser Reaktion mit dem Gesamtwirkungsquerschnitt multiplizieren. Der Anteil für das K*(892) bei der besten Anpassung beträgt 48,4%. Der relative Fehler wurde zu 10% abgeschätzt. Damit erhält man als Wirkungsquerschnitt für $K^{*\pm}(892)K^{\mp}$ (korrigiert für alle Zerfälle des K*(892)):

$$\sigma_{p\bar{p}\to K^{*\pm}(892)K^{\mp}} = 224 \pm 37\mu b \tag{7.8}$$

In Abbildung 7.3 ist ein Vergleich dieses Wertes mit den Werten aus der Literatur [50] zu sehen. Die Übereinstimmung zwischen den Literaturwerten und dem gemessenen Wert ist sehr gut und liegt deutlich innerhalb der Fehlergrenzen.

Als weiteren Test, ob die Normierung richtig ist, kann man auch noch den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^+\pi^-\pi^0$ betrachten, den man aus den selektierten Ereignissen gewinnen kann. Hier kann man die Akzeptanzkorrektur ohne Extrapolation durchführen, da sie über den Bereich des Phasenraums weitgehend konstant ist. Es ergibt sich dann für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{p\bar{p}\to\pi^+\pi^-\pi^0} = 2,4 \pm 0,2mb \tag{7.9}$$

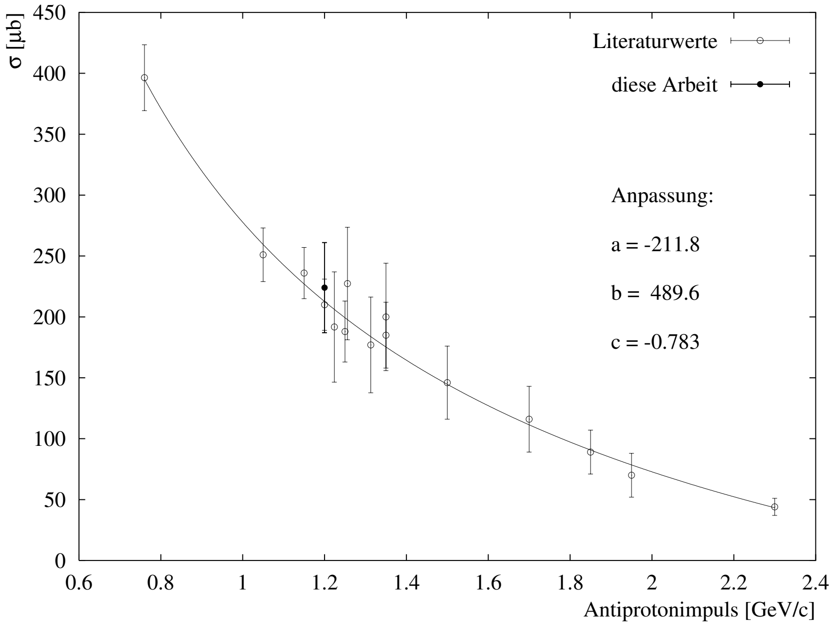


Abbildung 7.3: *gemessene Wirkungsquerschnitte der Reaktion* $p\bar{p} \to K^-K^{*+}(892)$ *bei verschiedenen Laborimpulsen des Antiprotons. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung einer Funktion* $f(P) = A + B * P^C$

Dieser liegt ebenfalls im Bereich der Literaturwerte aus [50], wie man aus der Auftragung in Abbildung 7.4 ersehen kann. Die Anpassung der Literaturwerte liefert für den vorliegenden Impuls $2,11 mb$.

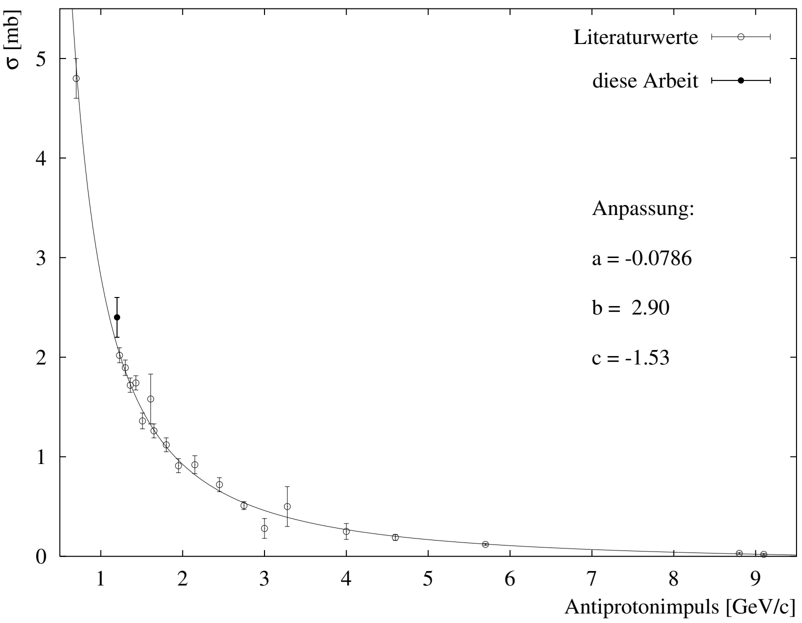


Abbildung 7.4: *gemessene Wirkungsquerschnitte der Reaktion* $\pi^+\pi^-\pi^0$ *bei verschiedenen Laborimpulsen des Antiprotons. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung einer Funktion* $f(P) = A + B * P^C$

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Grundlage dieser Arbeit sind Daten der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge, bei einem Impuls der Antiprotonen von 1200 MeV/c. Diese wurden auf die Reaktionen $K^+K^-\pi^0$ und $K^\pm\pi^\mp K_L$ hin untersucht. Die Ziele waren die Suche nach Teilchen im Massenbereich oberhalb von 1500 MeV/c^2, vor allem dem $f_J(1710)$, sowie die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

Die beiden Endzustände $K^\pm\pi^\mp K_L$ konnten selektiert werden. Aufgrund von nötigen Einschränkungen im Hinblick auf die Reduzierung des Untergrunds zeigt jedoch die Akzeptanz eine große Variation im Bereich des Phasenraums. Diese läßt es nicht zu, eine Partialwellenanalyse durchzuführen. Deshalb können diese beiden Kanäle keine großen Informationen über Resonanzen im hohen Massenbereich liefern.

Beim Endzustand $K^+K^-\pi^0$ konnte außer der Selektion auch eine Partialwellenanalyse zur Bestimmung der beitragenden Resonanzen durchgeführt werden. Bei der Beschreibung mußten kleine Vereinfachungen vorgenommen werden, da ansonsten die Zahl der Parameter im Verhältnis zur Zahl der Daten zu groß geworden wäre. Der Hauptbeitrag dieses Kanals ist das $K_1^*(892)$. Daneben benötigt man zur Beschreibung die Resonanzen $f_2(1270)/a_2(1320)$, $K_2^*(1430)$, $\Phi(1020)$ (bzw. $a_0(980)$) und $f_0(1500)$. Die beste Anpassung erhält man mit einer zusätzlichen skalaren Resonanz mit einer Masse von 1680 ± 30 MeV/c^2 und einer Breite von 140 ± 40 MeV. Der Isospin läßt sich mit dem Kanal $K^+K^-\pi^0$ alleine nicht bestimmen. Die Werte lassen aber den Schluß zu, daß es sich um das schon beobachtete $f_J(1710)$ handelt, dessen Spin in der Literatur mit 0 oder 2 angegeben wird.

Ausgehend von dieser Zuordnung und einem Modell von Amsler und Close [13] wäre das $f_0(1710)$ dann der $s\bar{s}$-Partner des skalaren Nonetts, der in diesem Modell bei einer Masse von 1600–1700 MeV/c^2 vorhergesagt wurde.

Die Wirkungsquerschnitte des gesamten Kanals $K^+K^-\pi^0$ sowie des größten Beitrags dieses Kanals, $K^{*\pm}(892)K^\mp$, wurden bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^+K^-\pi^0) &= (307 \pm 41)\mu b \\ \sigma(p\bar{p}_{1200\,\mathrm{MeV/c}} \to K^{*\pm}(892)K^\mp) &= (224 \pm 37)\mu b \end{aligned}$$

Dabei wurden die Anteile auch in die kleinen Bereiche des Phasenraums extrapoliert, die mit den Daten nicht zugänglich sind. Für die erste Reaktion ist dies die erste Bestimmung. Die zweite stimmt im Rahmen der Fehlerbreite mit früheren Messungen überein.

Eine Bestätigung dieser Ergebnisse wird von weiteren Messungen mit dem Crystal Barrel bei anderen Antiprotonimpulsen erhofft. Untersuchungen dieser Kanäle werden zur Zeit durchgeführt.

Anhang A

Das Dalitzdiagramm

Der Endzustand dreier Teilchen kann anschaulich in einer zweidimensionalen Auftragung, dem Dalitzdiagramm, dargestellt werden [51, 52].

Die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Konfiguration der drei Teilchen zu erhalten, wird durch die Übergangsmatrix M bestimmt. Die Gesamtwahrscheinlichkeit ergibt sich dann aus dem Integral über den gesamten lorentzinvarianten Phasenraum (LIPS)

$$\sigma \propto \int |\mathcal{M}|^2 d(LIPS) \tag{A.1}$$

Der Phasenraum ist gegeben durch das Integral über alle möglichen Konfigurationen der beteiligten Teilchen:

$$LIPS = \frac{dp_1}{2E_1}\frac{dp_2}{2E_2}\frac{dp_3}{2E_3} \tag{A.2}$$

Die Anzahl der unabhängigen Variablen (3 Vierervektoren = 12) wird durch die Nebenbedingungen reduziert:

- (-4) Energie- und Impulserhaltung
- (-3) Massen der Endzustandsteilchen
- (-3) Isotropie des Raumes

Daher bleiben nur zwei unabhängige Variablen übrig, mit der sich die gesamte Kinematik des Prozesses beschreiben läßt. Der Phasenraum nimmt dann die Form

$$LIPS \propto \int dE_1 dE_2 \tag{A.3}$$

an. Anstelle der Energien können auch andere Variablen zur Beschreibung verwendet werden. Üblicherweise werden die Massen je zweier Teilchen verwendet, die aus den Vierervektoren $\vec{p_i}$ gebildet werden:

$$m_{ij}^2 = (\vec{p_i} + \vec{p_j})^2 \tag{A.4}$$

Diese sind durch folgende Beziehung mit den Energien verknüpft:

$$m_{ij}^2 = (P - p_3)^2 = M^2 + m_3^2 - 2ME_3 \tag{A.5}$$

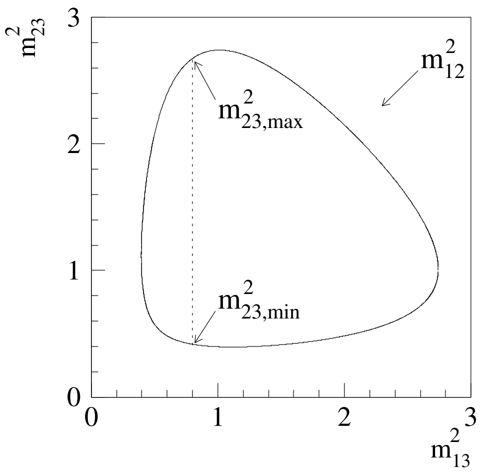


Abbildung A.1: *Dalitzdiagramm eines Dreikörper-Endzustandes. Alle Ereignisse liegen innerhalb der durchgezogenen Linie. Die gepunktete Linie zeigt die Lage einer Resonanz mit Teilchen 1 und 3. Resonanzen zwischen Teilchen 1 und 2 liegen diagonal von links oben nach rechts unten.*

P und M stellen dabei den Viererimpuls bzw. die Masse des zerfallenden Systems dar. Somit kann der Prozeß auch über die Zweiteilchenmassen charakterisiert werden:

$$\sigma \propto \int |\mathcal{M}|^2 dm_{13}^2 dm_{23}^2 \tag{A.6}$$

Eine beispielhafte Auftragung befindet sich in Abbildung A.1.

Wenn nun keine Wechselwirkung zwischen den Teilchen stattfindet, ist das Matrixelement konstant. Damit ist auch Phasenraumdichte konstant. Werden jedoch Resonanzen gebildet, so findet man entsprechend der beiden Teilchen ein horizontales (Teilchen 1 und 3), vertikales (Teilchen 2 und 3) oder diagonales (Teilchen 1 und 2) Band im Dalitzdiagramm. Die Dichteverteilung innerhalb dieses Bandes entspricht dem Zerfallswinkel der Resonanz in die beiden Teilchen

$$\cos\Theta = \frac{2m_{ij}^2 - (m_{ij,min}^2 + m_{ij,max}^2)}{(m_{ij,min}^2 - m_{ij,max}^2)} \tag{A.7}$$

und gibt Aufschluß über die Dynamik dieses Zerfalls.

Bei der Annihilation im Fluge trifft diese einfache Beschreibung nicht mehr ganz zu. Durch die ausgezeichnete z-Richtung, die das einfliegende Antiproton definiert, erhält man zwei weitere Variablen, da die Isotropie des Raumes nicht mehr vollständig erhalten ist. Die Darstellungsform des Dalitzdiagramms kann aber dennoch gewählt werden, da die Resonanzstrukturen davon völlig unberührt bleiben. Nur wird dann in jedem Punkt über die zusätzlichen Variablen integriert.

Anhang B

Winkelverteilungen der besten Hypothese

Für die beste Hypothese sind hier die Winkelverteilungen im Bereich der verschiedenen Resonanzen abgebildet. Dabei wurden alle Ereignisse, die in einem Bereich von einer Breite um die Resonanzmasse liegen in die jeweiligen Histogramme eingetragen. Alle Winkel zeigen innerhalb der Fehler eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Anpassung.

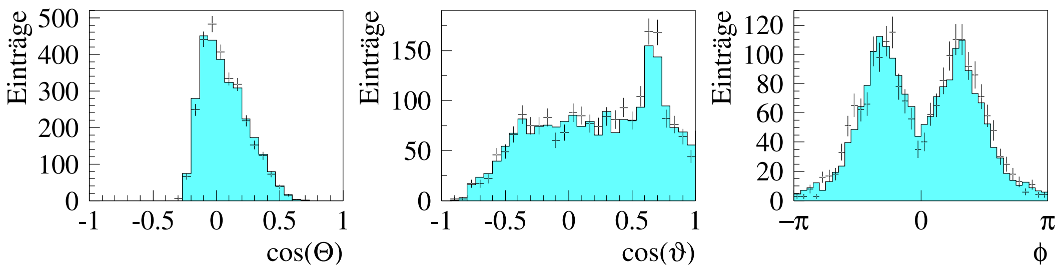


Abbildung B.1: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* $K^*(892)$

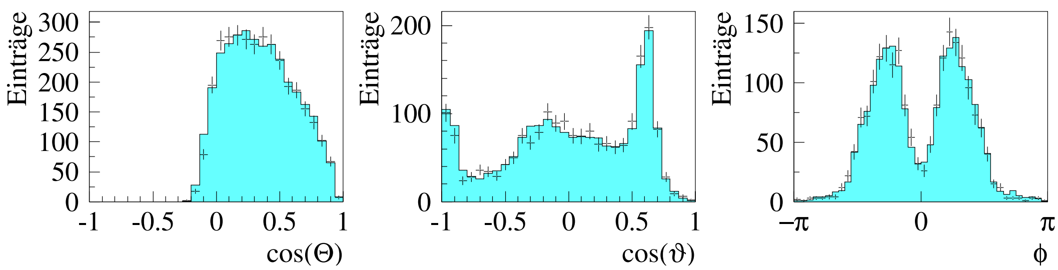


Abbildung B.2: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* $K_2^*(1430)$

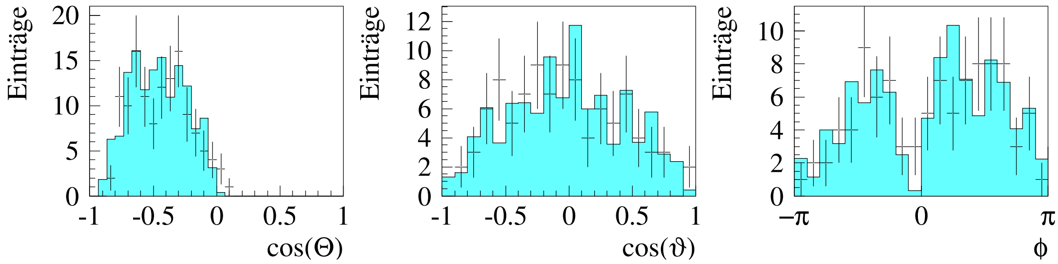


Abbildung B.3: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* Φ(1020)

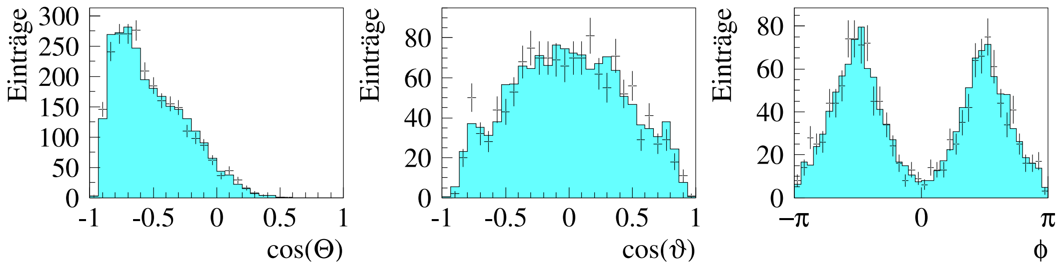


Abbildung B.4: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* $f_2(1270)/a_2(1320)$

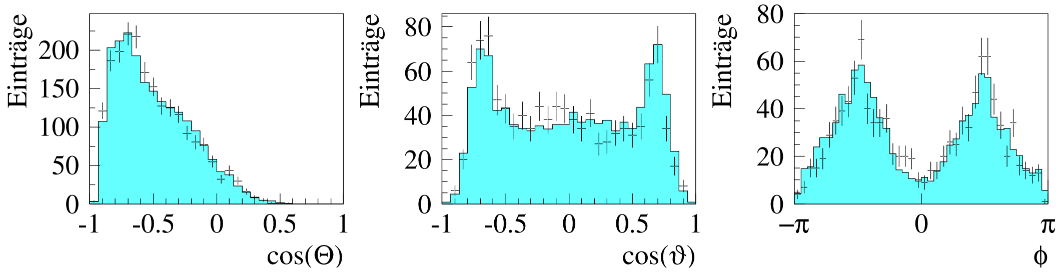


Abbildung B.5: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* $f_0(1500)$

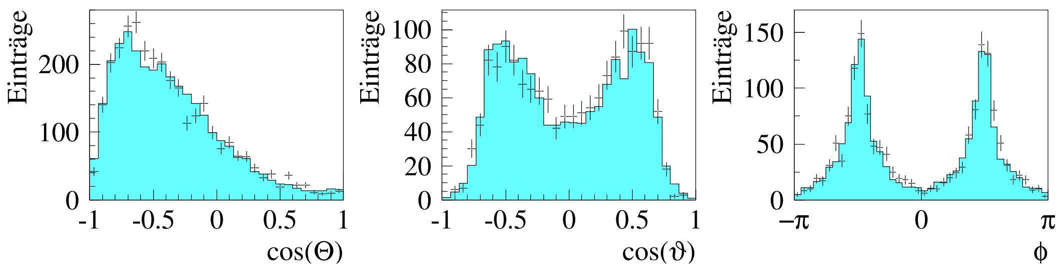


Abbildung B.6: *Produktions- (Θ) und Zerfallswinkel (ϑ, ϕ) im Bereich des* $f_J(1710)$

Literaturverzeichnis

[1] MORI, T.: *The first Year of OPAL on Z^0.* In: *Proc. 25th International Conference on high Energy Physics Singapore*, 1990.

[2] ABE, F. et al.: *Evidence for top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8\,TeV$.* Phys. Rev., **D50**(1994)2966.

[3] ABE, F. et al.: *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ collisions with the Collider Detector at Fermilab.* Phys. Rev. Lett., **74**(1995)2626.

[4] ABACHI, S. et al.: *Observation of the Top Quark.* Phys. Rev. Lett., **74**(1995)2632.

[5] PERKINS, D.: *Hochenergiephysik.* Addison-Wesley, 1991.

[6] SCHMÜSER, P.: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker.* Springer-Verlag, 1988.

[7] AUGUSTIN, I.: *Search for Scalar Gluonium in Proton-Antiproton-Annihilation at Rest.* Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1993.

[8] OKUBO, S.: *Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions.* Progr. Theor. Phys. (Kyoto), **I27**(1962)949.

[9] BALI, G. et al.: *A comprehensive lattice study of SU(3) glueballs.* Phys. Lett., **B309**(1993)378.

[10] SEXTON, J., A. VACCARINO und D. WEINGARTEN: *Numerical Evidence for the Observation of a Scalar Glueball.* Phys. Rev. Lett., **75**(1995).

[11] AMSLER, C. et al.: *Proton-Antiproton Annihilations into $\eta\eta\pi^0$ — Observation of a Scalar Resonance Decaying into $\eta\eta$.* Phys. Lett., **B291**(1992)347.

[12] ANISOVICH, V. V. et al.: *Observation of Two $J^{PC} = 0^{++}$ Isoscalar Resonances at 1365 and 1520 MeV/c^2.* Phys. Lett., **B323**(1994)233.

[13] AMSLER, C. und F. E. CLOSE: *Is $f_0(1500)$ a scalar glueball?* Phys. Rev., **D53**(1996)295.

[14] PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Physics.* Eur. Phys. J. C 3, 1998.

[15] SCHMIDT, P.: *Partialwellenanalyse der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge in* $K^+K^-\pi^0$. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1996.

[16] AKER, E. et al.: *The Crystal Barrel spektrometer at LEAR.* Nucl. Instr. Methods, **A321**(1992)69.

[17] Abele, A.: *Untersuchung der Reaktion* $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ *und* $p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\gamma$ *in Ruhe mit dem Crystal Barrel-Detektor.* Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1998.

[18] Augustin, I.: *Verfahren zur Eichung des Crystal Barrel Kalorimeters.* Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1990.

[19] Kunze, M.: *Aufbau und Test eines Triggersystems für das Crystal Barrel Experiment.* Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1990.

[20] Veenhof, R.: *GARFIELD user guide*, 1989. CERN program library W5050.

[21] Glantz, R.: *Verbesserung der Richtungskonstruktion für Photonen am Crystal Barrel Kalorimeter.* Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993.

[22] Hessey, N.: *Photon energy correction factors, derived from response means.* Crystal Barrel interner Bericht.

[23] Schmidt, P.: *PED-Energy correction function for inflight data.* Crystal Barrel interner Bericht, 1994.

[24] Lüdemann, J.: *Beobachtung von Resonanzen in der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge in drei pseudoskalare Mesonen.* Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Oktober 1995.

[25] Degener, T.: *Untersuchung elektromagnetischer Schauer im Crystal-Barrel-Kalorimeter mit künstlichen neuronalen Netzen.* Diplomarbeit, Universität Bochum, 1993.

[26] Cramer, O.: *Protonium-Vernichtung in* $K_S K_L$. Diplomarbeit, Universität München, 1993.

[27] Dombrowski, S. von: *Proton-Antiproton Annihilation at Rest into* $\pi^0 K_L K_L$. Doktorarbeit, Universität Zürich, 1995.

[28] Peters, K.: *Programmers Guide to GCB 4.xx.* Crystal Barrel interner Bericht.

[29] Brun, R. et al.: *Geant 3.* Technischer Bericht CERN-DD/EE/84-1, 1987.

[30] Noble, T.: *A study of Hadronic Interactions in CBGEANT, FLUKA vs GHEISHA.* Crystal Barrel interner Bericht, Juli 1994.

[31] Mundigl, S., M. V. Vacas und W. Weise: *Two-Meson doorway model of low energy antiproton-proton annihilation.* Nucl. Phys., **A523**(1991)499.

[32] Weise, W.: *Antinucleon-Nucleon Annihilation.* In: *Second Low Energy Antiproton Physics Conference LEAP'92*, Courmayeur, 1992.

[33] Beuchert, K.: *Untersuchungen zur* $\overline{p}p$*-Annihilation im Fluge am Crystal Barrel-Detektor.* Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1995.

[34] Jackson, J. D.: *Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances.* Nuovo Cimento, **34**(1964)1644.

[35] Pisut, J. und M. Roos: *Rho-meson shape.* Nucl. Phys. **B6**(1968)325.

[36] WATSON, K. M.: *The effect of final state interactions on reaction cross sections.* Phys. Rev., **88**(1952)1163.

[37] HIPPEL, F. V. und C. QUIGG: *Centrifugal-Barrier Effects in Resonance Partial Decay Widths, Shapes and Production Amplitudes.* Phys. Rev., **D5**(1988)563.

[38] GOTTFRIED, G. und J. D. JACKSON: *On the connection between Production Mechanism and Decay of Resonances at High Energies.* Nuovo Cimento, **33**(1964)309.

[39] CHUNG, S. U.: *Formulas for Partial-Wave Analysis.* BNL preprint BNL-QGS-93-05, Physics Department, BNL, Upton, NY 11973, U.S.A., März 1995.

[40] CHUNG, S. U. und E. KLEMPT: *$\bar{p}p$ annihilations in flight to three pseudoscalars.* Crystal Barrel interner Bericht, Juni 1992.

[41] MCCRADY, R.: *Using Mathematica to Compute Helicity Amplitudes.* Crystal Barrel interner Bericht, Juli 1996.

[42] AMSLER, C. und J. C. BIZOT: *Simulation of angular distributions and correlations in the decay of particles with spin.* Computer Physics Communication, **30**(1983)21–30.

[43] JAMES, F. und M. ROOS: *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis.* CERN D506 (Long Writeup), 1992.

[44] RATAJCAK, M.: *$K^+K^-\pi^0$ at 1940 MeV/c.* Crystal Barrel interner Bericht.

[45] AMSLER, C. et al.: *Coupled channel analysis of antiproton proton annihilation into $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\eta\eta$ and $\pi^0\pi^0\eta$.* Phys. Lett. B 355, (1995)425.

[46] BUGG, D. V.: *Analysis of $\eta\eta\pi^0$, 600–1350 MeV/c.* Crystal Barrel interner Bericht, Juni 1998.

[47] BUGG, D. V. und A. V. SARANTSEV: *Normalisation of in-flight data.* Crystal Barrel interner Bericht, August 1998.

[48] BUGG, D. V. und A. V. SARANTSEV: *$p\bar{p} \to \pi^0\pi^0$ in flight.* Crystal Barrel interner Bericht, Oktober 1998.

[49] BISCHOFF, S.: *Untersuchung der $\omega\pi^+\pi^-$- und $\omega\pi^0\pi^0$-Endzustände aus der $\overline{p}p$-Annihilation im Fluge.* Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, 1999.

[50] BALDINI, FLAMINIO, MOORHEAD und MORRISON: *Totale Wirkungsquerschnitte für Reaktionen hochenergetischer Teilchen*, Band 12b der Reihe *I*. Landolt-Börnstein New Series, 1988.

[51] DALITZ, R. H.: *On the analysis of τ-Meson Data and the Nature of the τ-Meson.* Phil. Mag., **44**(1953)1068.

[52] FABRI, E.: *A Study of τ-Meson Decay.* Nouvo Cimento, **11**(1954)479.

Danksagung

Am Ende der Arbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen beigetragen haben.

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Engelhardt für die Gelegenheit, am Crystal Barrel Experiment zu promovieren, sowie für die Betreuung während der Arbeit bedanken.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Blüm für die Durchsicht der Arbeit. Auch hatte er stets ein offenes Ohr für Fragen und seine Anmerkungen bei Diskussionen waren stets von großem Wert.

Auch meinen Mitdoktoranden S. Bischoff, A. Herbstrith und C. Holtzhaußen möchte ich einen großen Dank aussprechen. Die fachlichen Gespräche mit ihnen waren sehr hilfreich und auch die gute Arbeitsatmosphäre trug viel zum Gelingen der Arbeit bei. Sie sorgten auch zusammen mit meinen Freunden für einen guten Ausgleich jenseits der Arbeitsräume.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei meinen Eltern für ihre Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit bedanken.

Ich danke auch der Universität Karlsruhe, die mit der Bereitstellung des Parallelrechners diese umfangreiche Analyse erst möglich gemacht hat.