

Ruhr-Universität Bochum
Institut für Experimentalphysik I



Resonanzstruktur des Zerfalls

$$D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$$

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Institut für Experimentalphysik
der Ruhr-Universität Bochum

von
Helmut Schmücker
geb. in Bochum

Bochum, Oktober 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Koch
2. Gutachter: HD Dr. Klaus Peters

Summary

The high luminosity of PEP-II in combination with *BABAR*'s vertexing capabilities offer unique opportunities to study light meson spectroscopy. The basic interest in this domain is the search for exotic states: mesons composed only of gluons (glueballs) or states with an additional constituent gluon (hybrids). Many of the candidates for exotic mesons are under heavy discussion because they might mix with conventional mesons, and some of them are only seen in selected reactions. Many ambiguities can be resolved using a clean initial state which restricts the final state to specific quantum numbers. One group of reactions of this kind are those involving weak decays of D , D_s and B mesons into three particles. In particular the decays to three pseudoscalars allow only a few resonances to occur, while the analysis method is fairly simple.

In this framework the selection and the results of a Dalitz plot analysis of the decay $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ are presented. This decay is of particular interest for the discussion of the existence and the spin of isoscalar resonances above $1.5 \text{ GeV}/c^2$. In this mass region the glueball ground state is conjectured to lie and might mix strongly with other isoscalar $J^{PC}=0^{++}$ -states.

$D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ events are selected with high efficiency and low backgrounds from $c\bar{c}$ -fragmentation events. The selection has been optimized with an evolutionary strategy. A partial wave analysis of the selected $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ decays has been performed using an event based log-likelihood method. This analysis shows that the decay proceeds via three dominant channels of similar strength: $D_s^\pm \rightarrow K^*(892)^\pm K_S^0$, $D_s^\pm \rightarrow f_0(1710)\pi^\pm$ and $D_s^\pm \rightarrow K_0^*(1430)\pi^\pm$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das Standard-Modell	1
1.2	Quantenchromodynamik	2
1.3	Mesonenspektroskopie	5
1.4	Skalare Mesonen	7
1.5	Das $f_J(1710)$	8
1.6	Das $f_0(980)$	9
1.7	Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	10
2	Das <i>BABAR</i>-Experiment	12
2.1	Die asymmetrische B-Fabrik PEP II	12
2.2	Der <i>BABAR</i> -Detektor	13
2.2.1	Der Vertexdetektor	15
2.2.2	Die Driftkammer	16
2.2.3	Der Cherenkov-Detektor	17
2.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter	18
2.2.5	Die supraleitende Spule und das instrumentierte Eisenjoch	21
3	Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	23
3.1	Daten	24
3.2	Vorselektion	25
3.2.1	Der D3PS TAG	25
3.2.2	Rekonstruktion des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfalls	26
3.2.2.1	Rekonstruktion der K_S^0	26
3.2.2.2	Rekonstruktion der D_s -Mesonen	29
3.2.2.3	Kinematische Anpassung	29

3.2.3	Selektion von $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm \gamma$	32
3.2.4	Weitere Kriterien der Vorselektion	34
3.3	Optimierung der Selektion	36
3.3.1	Evolutionäre Strategie	37
3.3.2	Anwendung des Algorithmus	40
3.4	Zusammenfassung der Selektionsergebnisse	42
4	Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	47
4.1	Dalitzplots	47
4.2	Dalitzplots des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	49
4.2.1	Selektionseffizienz	50
4.2.2	Diskussion der Messdaten	51
4.3	Partialwellenanalyse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	53
4.3.1	Formalismus der Partialwellenanalyse	55
4.3.1.1	Isobar-Modell	55
4.3.1.2	Winkelverteilungen	56
4.3.1.3	Breit-Wigner-Funktionen	56
4.3.1.4	Flatté-Parametrisierung	57
4.3.1.5	Mehrdeutigkeiten bei skalaren Wellen	58
4.3.1.6	Likelihood-Funktion	58
4.3.2	Behandlung des Untergrundes	59
4.3.3	Partialwellenanalyse des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Signals	66
4.3.3.1	Anpassung einzelner resonanter Zerfallskanäle	68
4.3.3.2	Anpassung von zwei resonanten Zerfallskanälen	71
4.3.3.3	Anpassung von drei resonanten Zerfallskanälen	75
4.3.3.4	Signifikanz der skalaren Natur des $f_J(1710)$	78
4.3.3.5	Masse und Breite des $f_0(1710)$	79
4.3.3.6	Signifikanz weiterer Resonanzen	81
4.3.3.7	Stabilität der gefundenen Lösung	82
5	Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$	87
6	Zusammenfassung	94

A Selektionsresultate der Datensätze D_{20} und D_{30}	96
B Effective Range Parametrisierung	103

Kapitel 1

Einleitung

In unserem heutigen physikalischen Weltbild lassen sich die in der Natur beobachtbaren Phänomene durch vier fundamentale Wechselwirkungen beschreiben. Dies sind zum einen die Gravitation und der Elektromagnetismus, die wegen ihrer großen Reichweite der alltäglichen Erfahrungswelt direkt zugänglich sind. Zum anderen sind dies die schwache und die starke Wechselwirkung, die die subatomare Welt beherrschen. Eine vereinheitlichte Beschreibung dieser Wechselwirkungen, mit all der Komplexität ihrer Erscheinungsformen, durch einfache, allgemeine Prinzipien ist eine grundlegende Bestrebung der Physik.

In diesem Zusammenhang wegweisend war die Formulierung der klassischen Elektrodynamik durch Maxwell im Jahre 1864, die eine einheitliche Beschreibung zweier, bis dahin scheinbar völlig unterschiedlicher Kräfte, der Coulomb- und Lorentz-Kraft, ermöglichte. Im ersten Drittel des zwanzigsten Jahrhunderts wurde das physikalische Weltbild durch die Einführung der Quantenmechanik revolutioniert. Die Anwendung des Konzeptes der Quantisierung des Mikrokosmos auf das elektromagnetische Strahlungsfeld resultierte in der Quantenelektrodynamik (QED). In den sechziger Jahren gelang die Zusammenfassung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zu einer einheitlichen Theorie, der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Quantenchromodynamik (QCD), deren Formulierung auf den gleichen Prinzipien, die auch der QED zugrunde liegen, basiert, beschreibt die Phänomene der starken Wechselwirkung. Gemeinsam mit der elektroschwachen Theorie vermittelt die QCD ein umfassendes Bild der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen, das im Standard-Modell beschrieben wird.

1.1 Das Standard-Modell

Im Rahmen des Standard-Modells lassen sich alle beobachtbaren Teilchen aus zwei Sorten elementarer Fermionen — den Quarks und den Leptonen — aufbauen. Diese lassen sich, wie in Tabelle 1.1 angegeben, in drei Generationen einteilen. Al-

	Leptonen			Quarks			
Fa.	Ladung (e)	Masse MeV/c ²	Flavour	Ladung (e)	Masse MeV/c ²	Farbe	
1)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	0 1	< 0,01 0,511	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ <i>up</i> <i>down</i>	2/3 -1/3	5 9	<i>rgb</i> <i>rgb</i>
2)	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	0 1	< 0,27 106	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ <i>charm</i> <i>strange</i>	2/3 -1/3	1300 180	<i>rgb</i> <i>rgb</i>
3)	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0 1	< 31 1782	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$ <i>top</i> <i>bottom</i>	2/3 -1/3	174000 4700	<i>rgb</i> <i>rgb</i>

Tabelle 1.1: Bausteine der Materie

Wechselwirkungen	Austauschteilchen	Masse [GeV/c ²]	koppelt an
Elektromagnetisch	Photon γ	0	elektr. Ladung
Schwach	W^\pm / Z^0	80,6 / 91,16	schwache Ladung
Stark	8 Gluonen	0	Farbladung

Tabelle 1.2: Fundamentale Wechselwirkungen

le diese Elementarteilchen unterliegen der schwachen und, bis auf die Neutrinos, der elektromagnetischen Wechselwirkung. Nur die Quarks wechselwirken stark. Im Standard-Modell werden die drei fundamentalen Wechselwirkungen durch Eichtheorien beschrieben. Jede Kraft, die ein Elementarteilchen auf ein anderes ausübt, wird dabei durch den Austausch virtueller Teilchen, den Eichbosonen, vermittelt (siehe Tabelle 1.2). Die unterschiedlichen Eigenschaften der Eichbosonen bestimmen den Charakter der jeweiligen Wechselwirkung. So erklärt die Masselosigkeit des Photons die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Kraft, während die schwache Wechselwirkung aufgrund ihrer massiven Eichbosonen (W^\pm, Z^0) nur eine kleine Reichweite aufweist. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung können im Gegensatz zu denen der anderen Wechselwirkungen aneinander koppeln. Daraus resultieren dramatische Auswirkungen auf die Eigenschaften der starken Kraft, die im folgenden diskutiert werden.

1.2 Quantenchromodynamik

Wie die Quantenelektrodynamik (QED), welche die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen über den Austausch virtueller Photonen beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD) der starken Wechselwirkung eine Quantenfeldtheorie. Während in der QED nur ein einziges Eichboson — das Photon

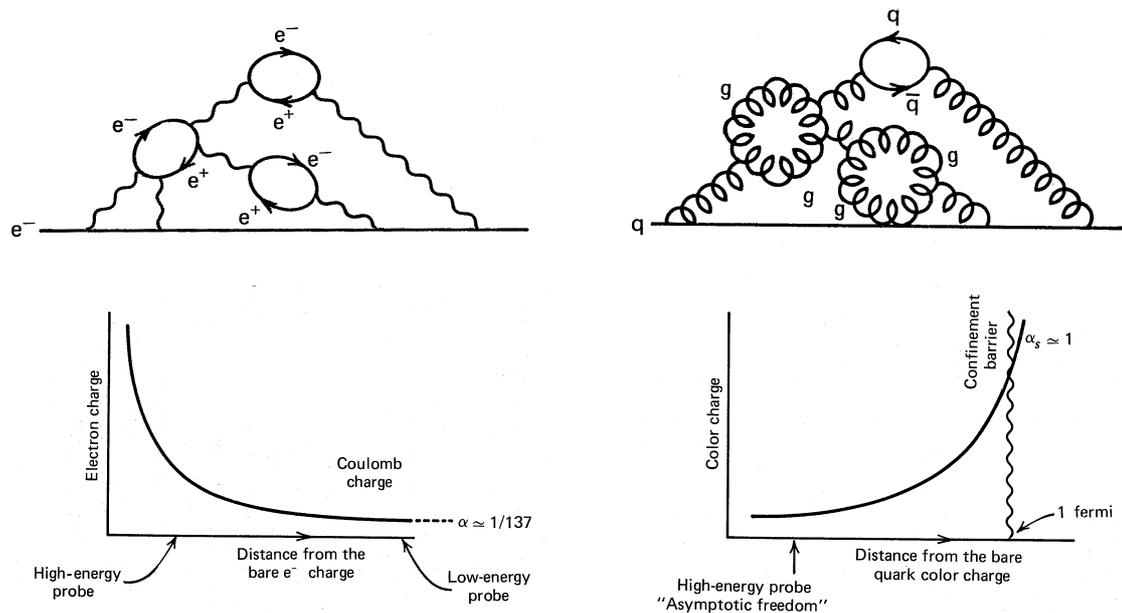


Abbildung 1.1: Der Effekt des “charge-screening” im Modell der QED (links) bzw. der QCD (rechts).

— existiert, gibt es in der QCD acht Eichbosonen — die Gluonen — welche an die Farbladung der Quarks koppeln. Ein bedeutender Unterschied der starken zur elektromagnetischen Wechselwirkung ist, dass die Eichbosonen der QCD im Gegensatz zum Photon selbst eine Farbladung tragen und somit auch eine Wechselwirkung der Gluonen untereinander möglich ist (nichtabelsche Eichtheorie). Diese Selbstkopplung der Eichbosonen führt zu dramatischen Unterschieden der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Dies wird deutlich, wenn man die Effekte des “charge screening” für die QED und QCD betrachtet.

In der Quantenfeldtheorie kann ein Elektron aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation Photonen emittieren, die wiederum in ein e^+e^- -Paar übergehen können. Das Elektron ist somit von einer Ladungswolke umgeben, die so polarisiert ist, dass sie die Ladung des “nackten” Elektrons abschirmt und eine Messung der Elektronenladung abstandsabhängig werden lässt. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Im Grenzfall kleiner Energien bzw. großer Abstände zur Testladung ergibt sich der kleine Wert der Kopplungskonstanten der QED von $1/137$ und damit die Möglichkeit der Anwendung störungstheoretischer Methoden.

Betrachtet man ein Quark, so ist auch dieses von einer Wolke aus Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umgeben. Aufgrund der Selbstkopplung kann ein Gluon nicht nur in ein Quark-Antiquark-Paar sondern auch in ein Gluon-Gluon-Paar übergehen, was zur Folge hat, dass das eben beschriebene Szenario der Ladungsabschirmung nun umgekehrt ist (siehe Abbildung 1.1). Die effektiv gemessene Farbladung wird bei Annäherung an das Quark immer kleiner, bis man letztlich den Bereich

der asymptotischen Freiheit bei sehr geringen Abständen erreicht. Eine perturbative Beschreibung der starken Wechselwirkung ist nur im Bereich der asymptotischen Freiheit bei großen Impulsüberträgen möglich. Betrachtet man Bindungszustände von Quarks, wie z.B. die Nukleonen, so befindet man sich hingegen im Bereich kleiner Energien bzw. großer Abstände. Die Quarks lassen sich nicht mehr als quasi-freie Zustände betrachten und eine störungstheoretische Behandlung ist aufgrund der großen Kopplung nicht möglich.

Das Anwachsen der Kopplung der starken Wechselwirkung mit dem Abstand hat weiterhin zur Folge, dass freie Farbladungen, und damit auch freie Quarks, in der Natur nicht existieren können. Versuchte man z.B. ein Quark und ein Antiquark voneinander zu trennen, so wäre die dafür eingesetzte Energie irgendwann so groß, dass aus dem Vakuum ein zusätzliches Quark-Antiquarkpaar erzeugt würde. Diese auch als Confinement bezeichnete Eigenschaft der starken Wechselwirkung bewirkt, dass alle real existierenden Teilchen Color-Singulets, d.h. farblos, sein müssen, was die Anzahl der erlaubten Bindungszustände aus Quarks, Antiquarks und Gluonen erheblich einschränkt.

Die erlaubten Zustände lassen sich mit Hilfe der Gruppentheorie bestimmen. Die der starken Wechselwirkung zugrunde liegende Symmetrie ist die $SU(3)_{Color}$. Quarks transformieren sich entsprechend der fundamentalen Darstellung $\mathbf{3}$ der $SU(3)_{Color}$, Antiquarks entsprechend der konjugiert komplexen Darstellung $\bar{\mathbf{3}}$ und Gluonen entsprechend der Darstellung $\mathbf{8}$. Aus der Berechnung der Produktdarstellungen für die verschiedenen denkbaren Systeme aus Quarks, Antiquarks und Gluonen ergeben sich die folgenden nach der QCD physikalisch möglichen Color-Singulett-Zustände. Zum einen sind dies die bekannten Baryonen und Mesonen. Zum anderen werden von der QCD auch sogenannte Exoten mit gluonischen Beträgen und Multiquarkzustände postuliert:

- Mesonen ($q\bar{q}$):
Die einfachsten Color-Singulett Systeme sind die konventionellen Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen: $q \otimes \bar{q} = 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$
Das Color-Oktett kann wegen des Postulates der Farblosigkeit in der Natur nicht realisiert sein.
- Baryonen: (qqq)
Für ein System aus 3 Quarks ergibt sich ebenfalls ein Singulett, welches den konventionellen Baryonen entspricht:
 $q \otimes q \otimes q = 3 \otimes 3 \otimes 3 = (6 \oplus \bar{3}) \otimes 3 = (6 \otimes 3) \oplus (\bar{3} \otimes 3) = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$
- Gluebälle: (gg, ggg, \dots)
Ebenso könnten Zustände, die nur aus Gluonen bestehen, in der Natur realisiert sein. Der einfachste Glueball besteht aus zwei Gluonen:
 $g \otimes g = 8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$
- Hybride: ($q\bar{q}g$)

Ein Meson, dessen bindendes Gluonenfeld angeregt ist, lässt sich im Rahmen der QCD als Singulett-Zustand aus einem Quark-Antiquark-Paar und mindestens einem Gluon beschreiben. Ebenso denkbar sind Zustände $qqqq$, die als Hybridbaryonen bezeichnet werden.

- Multiquark-Zustände: $(q\bar{q}q\bar{q}, qqqqqq, \dots)$
Allgemein formuliert sind Zustände $(q\bar{q})^m (qqq)^n$ mit $m + n > 1$ als Color-Singulett erlaubt.

Angesichts der extrem kurzen Lebensdauer vieler konventioneller Mesonen und Baryonen ist es unwahrscheinlich, dass Zustände, die aus mehr als sechs Quarks bzw. zwei Quark-Antiquark-Paaren bestehen, in der Natur verwirklicht sind. Allerdings erwartet man, dass z.B. Glueballs und Hybride existieren. Nachdem Vorhersagen der QCD im perturbativen Bereich gut bestätigt sind, wäre der Nachweis solcher exotischer Bindungszustände eine direkte Bestätigung der QCD im nicht-perturbativen Bereich.

Es wurden bereits mehrere Kandidaten für exotische Teilchen gefunden. Für ihre eindeutige Identifizierung als exotische Zustände ist jedoch die genaue Kenntnis des Spektrums konventioneller Mesonen notwendig, weil sich die messbaren Quantenzahlen von Exoten nicht unbedingt von jenen konventioneller Mesonen unterscheiden.

1.3 Mesonenspektroskopie

Die übliche Interpretation des Mesonenspektrums basiert auf dem Konstituentenquarkmodell. Die Zuordnung der gemessenen Resonanzen zu $q\bar{q}$ -Zuständen erfolgt anhand der in Messungen zugänglichen Eigenschaften:

- Masse und Breite der Resonanz (letztere entspricht der Lebensdauer)
- “Drehimpulsartige” Quantenzahlen: Spin J , Isospin I
Der Spin J eines Mesons ergibt sich durch gewöhnliche LS -Kopplung des Gesamtspins S , der für ein Quark-Antiquarkpaar entweder null oder eins ist, und des relativen Bahndrehimpulses $L_{q\bar{q}}$.
- Multiplikative Quantenzahlen: Räumliche Parität P , Ladungs-Parität C und die G-Parität G .
Diese Quantenzahlen sind durch L, S und I entsprechend der Regeln eines Fermion-Antifermion-Systems festgelegt:
 $J = L \oplus S$; $P = (-1)^{L+1}$; $C = (-1)^{L+S}$; $G = (-1)^{L+S+I}$
- Ladungsartige bzw. additive Quantenzahlen: Elektrische Ladung Q bzw. die dritte Komponente des Isospins I_3 , der Netto-Flavour der Resonanz (strangeness, charmness, ...)

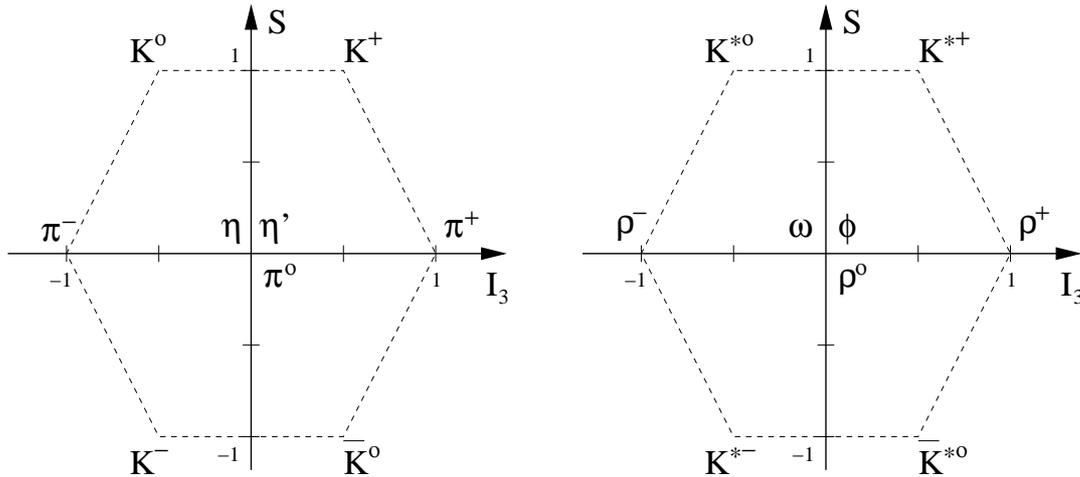


Abbildung 1.2: Nonetts der pseudoskalaren Mesonen (links) und der Vektormesonen (rechts)

- Zerfallsmoden und deren Verzweigungsverhältnisse

Eine Beschreibung der aus schweren Quarks aufgebauten Mesonen ist insofern verhältnismäßig einfach, als sich Charmonium ($c\bar{c}$: J/ψ , ψ -, χ_c -Mesonen) und Bottomium ($b\bar{b}$: Υ , χ_b -Mesonen) deutlich in ihren Massen unterscheiden und somit einfach zu identifizierende Gruppen bilden. Charm-Mesonen ($c\bar{u}$, $c\bar{d}$ bzw. $c\bar{s}$: D - bzw. D_s -Mesonen) und B-Mesonen ($u\bar{b}$, $d\bar{b}$ bzw. $s\bar{b}$, $c\bar{b}$: B - bzw. B_{S^-} , B_C -Mesonen) lassen sich ebenfalls anhand von Flavour und Ladung eindeutig $q\bar{q}$ -Kombinationen zuordnen.

Betrachtet man jedoch die aus den drei leichten Quarks aufgebauten Mesonen so ist deren Einordnung aufgrund der ähnlichen Massen von up-, down- und strange-Quark weit weniger offensichtlich. Die möglichen $q\bar{q}$ -Kombinationen der drei leichten Quarks und deren Antiteilchen lassen sich jedoch wie die drei Farbfreiheitsgrade der QCD durch eine $SU(3)$ -Symmetrie — der $SU(3)_{flavour}$ — beschreiben und in Nonetts anordnen, obwohl die Symmetrie der drei Quarks durch ihre unterschiedlichen Massen gebrochen ist. Nur im Fall von up- und down-Quarks, die ein Isospindublett bilden, sind die Massen entartet, während das strange-Quark etwas schwerer ist. Für jede Kombination von Gesamtspin- und relativem Bahndrehimpuls erhält man ein eigenes Nonett, wobei die Mesonen eines Nonetts ähnliche Massen besitzen. Veranschaulichen lassen sich die Nonetts indem man die Strangeness S gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 aufträgt. Der Ursprung der S - I_3 -Ebene ist hierbei dreifach besetzt, zum einen durch den isoskalaren und einen der isovektoriellen Zustände des Flavour-Oktetts, und zum anderen durch den Flavour-Singulett-Zustand. In Abbildung 1.2 sind exemplarisch die Nonett-Strukturen der pseudoskalaren Mesonen ($L = 0$, $S = 0$ bzw. $J^{P(C)} = 0^{-(+)}$) und der Vektormesonen ($L = 0$, $S = 1$ bzw. $J^{P(C)} = 1^{-(-)}$) dargestellt.

Im Falle der skalaren Mesonen ($J^{P(C)} = 0^{+(+)}$) ist die Situation jedoch sehr verwirrend, weil weit mehr als neun skalare $J^P = 0^+$ Resonanzen nachgewiesen wurden,

deren Einordnung in das Nonett mehr oder weniger umstritten ist. Zudem erwartet man den Glueball-Grundzustand, dessen Quantenzahlen gleich denen der skalaren Mesonen zu $J^{PC} = 0^{++}$ vorausgesagt werden, bei einer Masse von $(1,6 \pm 0,2)$ GeV/ c^2 , d.h. inmitten des Spektrums der skalaren Mesonen [Am 00].

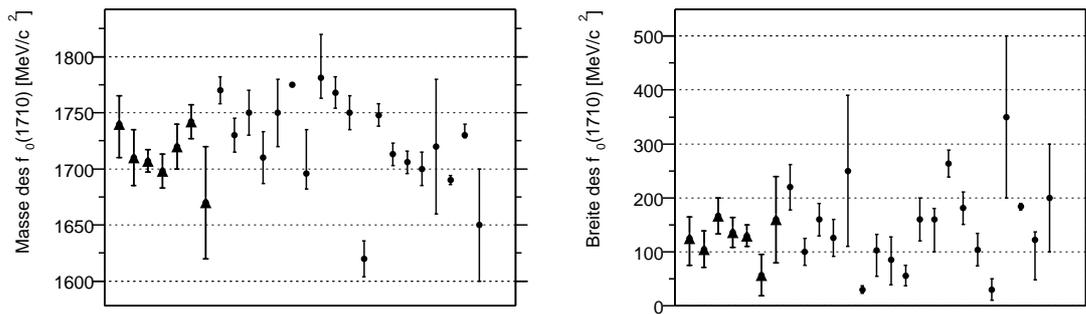
1.4 Skalare Mesonen

Bislang wurden die folgenden skalaren Resonanzen gefunden:

- Die angeregten Kaonen ($I = 1/2$): $K_0^*(1430)$
- Die isovektoriellen Resonanzen ($I = 1$): $a_0(980)$ und $a_0(1450)$
- Die Isoskalaren ($I = 0$): $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ und $f_J(1710)$ (falls der Spin J gleich null ist)

Eine klare Einordnung in das skalare Nonett ist nur für das $K_0^*(1430)$ möglich. Für die isovektoriellen Zustände des Nonetts stehen zwei gemessene Kandidaten — das $a_0(980)$ und das $a_0(1450)$ — zur Verfügung und den beiden freien isoskalaren Zuständen des Nonetts stehen vier gemessene Resonanzen gegenüber.

Man geht davon aus, dass das $f_0(1500)$, das wie das $f_0(1370)$ in verschiedenen Zerfallskanälen in $p\bar{p}$ -Annihilationen beim Crystal Barrel Experiment nachgewiesen und vermessen worden ist, einen vorwiegend gluonischen Charakter besitzt. Allerdings kann es sich bei dem $f_0(1500)$ nicht um den reinen Glueball-Grundzustand handeln, weil dies in Widerspruch zu den gemessenen Verzweungsverhältnissen steht: Für einen reinen gg -Zustand erwartet man, dass er flavour-blind zerfällt, d.h. die Verzweungsverhältnisse in die verschiedenen Endzustände sollten sich wie folgt verhalten: $\pi\pi : \eta\eta : \eta\eta' : K\bar{K}$ wie $3 : 1 : 0 : 4$. Von der Crystal Barrel-Kollaboration wurden diese Verhältnisse hingegen zu $3 : \approx 0,4 : \approx 1,5 : \approx 0,7$ bestimmt. Dieser Umstand könnte jedoch dadurch erklärt werden, dass der reine Glueball-Grundzustand aufgrund der Gleichheit der Quantenzahlen mit den konventionellen Mesonen des skalaren Nonetts mischt. Ein solches Mischungsszenario wurde von Amsler und Close vorgeschlagen [Am 96]. In diesem Szenario erweitert sich das Nonett konventioneller Mesonen durch Hinzunahme des Glueballs zu einem Dekuplett, das sich aus dem Isektor $a_0(1450)$, dem $K_0^*(1430)$ und den drei isoskalaren Resonanzen $f_0(1370)$, $f_0(1500)$ und $f_0(1710)$ zusammensetzt. Letztere ergeben sich hierbei aus der Mischung des reinen gg -Grundzustandes mit den beiden isoskalaren Zuständen des Nonetts. Das $f_0(1500)$ besitzt hierbei hauptsächlich gluonischen Charakter, während das $f_0(1370)$ und $f_0(1710)$ als $(u\bar{u} + d\bar{d})$ - bzw. $(s\bar{s})$ -Zustände mit kleinen gluonischen Beimischungen gedeutet werden. Die Natur des $a_0(980)$ und des $f_0(980)$ bleibt in diesem Modell unberücksichtigt. Sie werden oft als Multiquark-Zustände bzw. $K\bar{K}$ -Moleküle gedeutet, was allerdings eine keineswegs gesicherte Annahme ist.



Abbildungung 1.3: Übersicht der Messergebnisse für Masse und Breite des $f_J(1710)$: Nur die ersten 7 durch Dreiecke gekennzeichneten Werte wurden bei der Berechnung der von der Particle Data Group veröffentlichten Mittelwerte berücksichtigt: $m_{PDG} = 1715 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{PDG} = 125 \pm 12 \text{ MeV}$

Voraussetzung für Interpretationen dieser Art ist die zweifelsfreie Bestimmung des Spins des $f_J(1710)$.

1.5 Das $f_J(1710)$

Da das $f_J(1710)$ in Reaktionen $J/\psi \rightarrow \gamma f_J(1710)$ nachweisbar ist, muss seine C-Parität positiv sein. Weiterhin schließen die gemessenen Zerfälle in Endzustände zweier identischer Bosonen ($K_S^0 K_S^0$ bzw. $\eta\eta$) einen ungeraden Spin J für das $f_J(1710)$ aus, sodass für die Quantenzahlen die beiden Werte $J^{PC} = 0^{++}$ bzw. $J^{PC} = 2^{++}$ möglich sind. Obwohl sich die Hinweise mehren, dass der Spin des $f_J(1710)$ gleich null ist, ist eine absolut zweifelsfreie Bestimmung des Spins bislang nicht gelungen [Do 00]. Entdeckt wurde das $f_J(1710)$ in radiativen J/ψ -Zerfällen ($J/\psi \rightarrow \gamma f_J(1710) \rightarrow \gamma(\eta\eta)$) von der Crystal Ball-Kollaboration. Aus Daten radiativer J/ψ -Zerfälle des Mark III Experimentes ($f_J(1710) \rightarrow K^+ K^-$ bzw. $K_S^0 K_S^0$) wurde der Spin zunächst zu $J = 2$ bestimmt. Bei einer späteren Reanalyse der Mark III Daten, unter Einbeziehung von Daten radiativer Zerfälle in den Endzustand $\pi^+ \pi^-$, ergab sich der Spin des $f_J(1710)$ zu null [Ch 90, Du 98]. Das $f_J(1710)$ konnte in einer Reihe weiterer Experimente beobachtet werden, mit zum Teil widersprüchlichen Resultaten bei der Bestimmung des Spins. Zusammenfassend ergeben sich aus diesen Messungen die Mittelwerte für die Masse $m = (1715 \pm 7) \text{ MeV}/c^2$ und die Breite $\Gamma = (125 \pm 12) \text{ MeV}/c^2$, wobei zu beachten ist, dass die einzelnen Messwerte sehr stark streuen. So reichen die gemessenen Massenwerte von $m = (1638 \pm 10) \text{ MeV}/c^2$ bis $m = (1781 \pm 8_{-30}^{+10}) \text{ MeV}/c^2$ und die Werte für die Breiten von $\Gamma = (30 \pm 20) \text{ MeV}/c^2$ bis $\Gamma = (264 \pm 25) \text{ MeV}/c^2$ [PDG 00]. Eine Übersicht der verschiedenen Messergebnisse findet sich in Abbildung 1.3.

Aufgrund des vergleichsweise großen Verzweigungsverhältnisses in den Endzustand $K\bar{K}$ nimmt man an, dass das $f_J(1710)$ eine starke $s\bar{s}$ -Komponente beinhaltet. Aus-

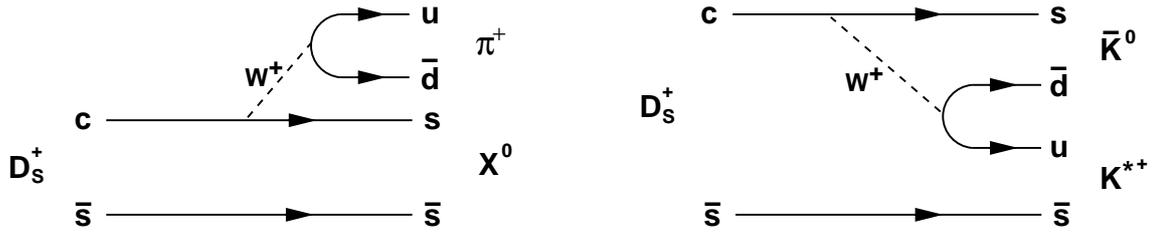


Abbildung 1.4: Feynman-Diagramme der zum Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K\bar{K}\pi^\pm$ beitragenden Prozesse. Bei dem dominanten Prozess (links) zerfällt das D_s -Meson unter Emission eines W^+ in ein geladenes Pion und einen $s\bar{s}$ -Zustand, der wiederum in ein $K\bar{K}$ -Paar zerfällt. Das rechte Diagramm zeigt den farb-unterdrückten Prozess, der entweder über die Produktion von $K^{*0}K^\pm$ in den Endzustand $K^+K^-\pi^\pm$ oder durch Bildung von $K^{*\pm}K^0$ in den Endzustand $K_S^0K_S^0\pi^\pm$ führt.

gehend von dieser Annahme bietet sich der schwache Zerfall des D_s -Mesons in den Endzustand $K\bar{K}\pi^\pm$ — sowohl $K^+K^-\pi^\pm$ als auch $K^0\bar{K}^0\pi^\pm$ — für weitere Untersuchungen des $f_J(1710)$ an, da der dominante Zerfallsprozess $D_s^\pm \rightarrow (s\bar{s})\pi^\pm$ über einen solchen $s\bar{s}$ -Zustand erfolgt. Das Feynman-Diagramm dieser Reaktion ist auf der linken Seite in Abbildung 1.4 gezeigt. Allerdings wird der Endzustand auch über den farb-unterdrückten Prozess, der der Reaktion $D_s^\pm \rightarrow K^*K$ entspricht (Abbildung 1.4 rechts), gespeist. Weiterer kohärenter Untergrund könnte aus dem rechts in Abbildung 1.5 gezeigten Annihilations-Prozess resultieren. Davon abgesehen sollte sich dieser D_s -Zerfall hervorragend zur Untersuchung von Mesonen eignen, die stark an $K\bar{K}$ koppeln. Diese Annahme wird durch Tatsache bestätigt, dass z.B. der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$ zu $\approx 40\%$ über den Zerfallskanal $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm$ verläuft [PDG 00].

1.6 Das $f_0(980)$

Seit langem wird angenommen, dass das $f_0(980)$ wie das $f_J(1710)$ dominant an $K\bar{K}$ koppelt. Aus diesem Grund wird das $f_0(980)$ zusammen mit seinem isovektoriellen Partner, dem $a_0(980)$, oft als $K\bar{K}$ -Molekül gedeutet und in den Mischungsszenarien des skalaren Nonetts mit dem Glueball-Grundzustand vernachlässigt. Allerdings ist die starke $K\bar{K}$ -Kopplung Gegenstand aktueller Diskussionen, da bei Analysen des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ ein starker Beitrag aus der Reaktion $D_s \rightarrow f_0(980)\pi^\pm$ nachgewiesen wurde [Ai 01, De 02]. Somit ist eine starke $K\bar{K}$ -Kopplung und die Interpretation als $K\bar{K}$ -Molekül in Frage gestellt.

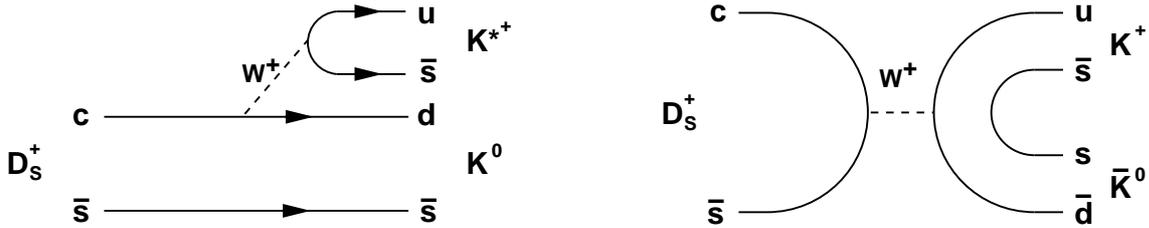


Abbildung 1.5: Feynman-Diagramme der zum Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K \bar{K} \pi^\pm$ beitragenden Prozesse. Links gezeigt ist der doppelt-Cabibbo-unterdrückte Prozess, der nur den $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Endzustand bevölkert. Das rechte Diagramm zeigt den Annihilationsprozess, der abhängig davon, ob das neutrale oder das geladene Kaon angeregt ist, zu dem Endzustand $K^+ K^- \pi^\pm$ bzw. $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ führt.

1.7 Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$

Beide Resonanzen, das $f_J(1710)$ und das $f_0(980)$ wurden bereits in einer Analyse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ untersucht [Fr 95B]. Dabei wurde ein großer Beitrag des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow f_0(980) \pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ von 11 % und nur ein kleiner Beitrag des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow f_J(1710) \pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ von ca. 3,5 % gemessen. Allerdings sind diese Werte mit einem großen statistischen Fehler behaftet, da diese Analyse auf einer sehr kleinen Zahl ($N = 701 \pm 36$) von $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ -Ereignissen basiert. Aufgrund der kleinen Ereigniszahl war eine Bestimmung des Spins des $f_J(1710)$ unmöglich. Die Messung des Beitrags des $f_0(980)$ in dieser Analyse ist schwierig und könnte mit systematischen Fehlern behaftet sein, weil das Signal des $f_0(980)$ durch den starken Beitrag des $\phi(1020)$ von ca. 40 % überlagert ist. Die Trennung der beiden Beiträge wird hierbei zusätzlich durch die komplizierten Linienformen der beiden Resonanzen und der Beschreibung des experimentellen Untergrundes erschwert.

Wertvolle zusätzliche Informationen kann die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ liefern. Von Vorteil ist hierbei, dass für die $K \bar{K}$ -Resonanzen nur gerade Werte für den Spin J erlaubt sind und somit eine Überlagerung der interessierenden Resonanzen durch das $\phi(1020)$ ($J = 1$) ausgeschlossen ist. Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ erfolgt ähnlich wie der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ dominant über die beiden Prozesse, die in Abbildung 1.4 gezeigt sind. Ein kleiner Unterschied besteht allerdings, da der Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ im Gegensatz zu $K^+ K^- \pi^\pm$ auch mit zwei s - bzw. \bar{s} -Quarks — K_S^0 -Mesonen sind eine Mischung von K^0 und \bar{K}^0 — gebildet werden kann. Somit kann der in Abbildung 1.5 links gezeigte, doppelt-Cabibbo-unterdrückte Prozess zusätzlich beitragen und mit den anderen Prozessen interferieren. Dieser Umstand ist bei dem Vergleich der Resultate der beiden Analysen zu berücksichtigen.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert auf Daten, die mit Hilfe des *BABAR*-Detektors am PEP-II Speicherring des Stanford Linear Accelerator Center aufgenom-

men wurden. Die hohe Luminosität des Beschleunigers in Kombination mit dem hohen Auflösungsvermögen des Detektors bietet beste Voraussetzungen für die Untersuchung der Zerfälle von D_s -Mesonen.

Kapitel 2

Das *BABAR*-Experiment

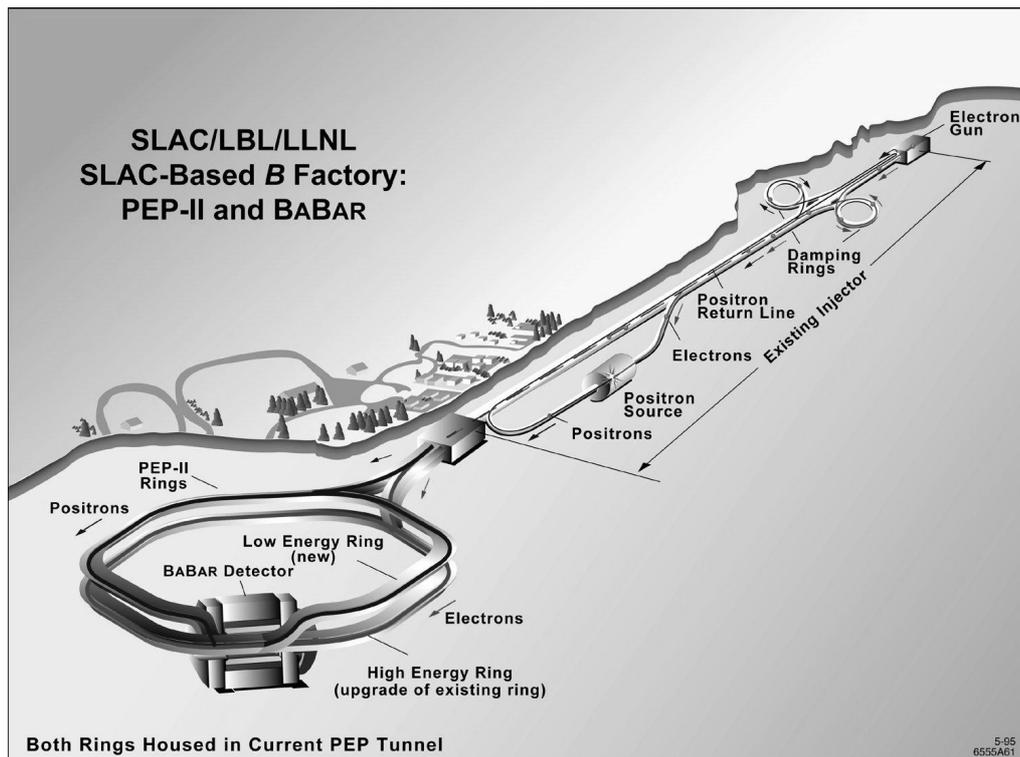
Das Hauptziel des *BABAR*-Experimentes am e^+e^- -Speicherring *PEP-II* des Stanford Linear Accelerator Centers (SLAC) ist wie beim *Belle*-Experiment am e^+e^- -Speicherring *KEKB* die Messung der *CP*-Verletzung im B-Mesonensystem. Erste Resultate auf diesem Gebiet finden sich z.B. in [Au 01].

Darüberhinaus bietet das *BABAR*-Experiment aufgrund der hohen von *PEP-II* gelieferten Luminosität, der sehr hohen Auflösung bei der Spur- und Vertexrekonstruktion geladener Teilchen und der fortschrittlichen Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation hervorragende Voraussetzungen für Untersuchungen in einem weiten Feld der Teilchenphysik. So werden am *BABAR*-Experiment neben den Studien zur *CP*-Verletzung im B-Mesonensystem wichtige Messungen in der *charm*-, τ - und $\gamma\gamma$ -Physik sowie der Mesonenspektroskopie durchgeführt.

2.1 Die asymmetrische B-Fabrik PEP II

Die e^+e^- -Speicherringanlage *PEP-II*, deren Aufbau in Abbildung 2.1 dargestellt ist, zeichnet sich durch zwei außergewöhnliche technische Eigenschaften aus: Zum einen steht in der Wechselwirkungsregion die enorm hohe Luminosität von ca. $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zur Verfügung und zum anderen kollidieren die Elektronen und Positronen mit unterschiedlicher Energie.

In der Linearbeschleunigeranlage des SLAC werden die Elektronen auf 9 GeV und die Positronen auf 3,1 GeV beschleunigt um dann in den Hochenergie- bzw. den Niederenergie-Teil des *PEP-II*-Anlage eingespeist zu werden. Am Wechselwirkungspunkt kollidieren die beiden Teilchenstrahlen bei einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV. Diese Energie entspricht der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, einem mesonischen $b\bar{b}$ -Zustand knapp oberhalb der Schwelle zur $B\bar{B}$ -Mesonproduktion. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zerfällt zu 96 % in ein kohärentes $B\bar{B}$ -Paar, an dem die Effekte der *CP*-Verletzung vermessen werden. Die hierzu notwendige zeitaufgelöste bzw. orts aufgelöste Messung der beiden *B*-Zerfallsvertices ist im Schwerpunktsys-

Abbildung 2.1: Schema des e^+e^- -Speicherrings PEP-II

tem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht möglich, weil sowohl die beiden Zerfallsvertizes der B -Mesonen als auch der primäre e^+e^- -Annihilationsvertex auf einer Geraden liegen. Die Bestimmung der zeitlichen Reihenfolge der beiden B -Zerfälle anhand der Messung der Abstände der B -Zerfallsvertizes zum Primärvertex wird erst durch den Lorentz-Boost des $B\bar{B}$ -Systems aufgrund der Asymmetrie der Elektron- und Positronenergie ermöglicht, da in dem geboosteten System die Positionen aller drei Vertizes ermittelt werden können.

Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten technischen Parameter der PEP-II Anlage. In Tabelle 2.2 sind die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionstypen bei e^+e^- -Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV zusammenfasst. Aus ihr ist ersichtlich, dass der Wirkungsquerschnitt für $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignisse, die die Quelle der in dieser Arbeit untersuchten D_s -Zerfälle sind, von gleicher Größenordnung wie der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $B\bar{B}$ -Paaren ist.

2.2 Der BABAR-Detektor

Der BABAR-Detektor zeichnet sich durch eine gute Orts- und Impulsauflösung bei der Spurrekonstruktion, durch sehr gute Identifikation geladener Teilchen (e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm und p) über einen weiten Impulsbereich, und schließlich durch die hohe

Schwerpunktsenergie	10,580 GeV	
Luminosität	$3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Luminositätslebensdauer	1,55 h	
Umfang	2219,3 m	
Periodendauer	4,2 ns	
Bündelabstand	1,26 m	
Bündellänge	1,0 cm	
Bündelanzahl	1658	
horizontale Strahlausdehnung	155,0 μm	
vertikale Strahlausdehnung	6,2 μm	
	HER	LER
Strahlenergie	9,000 GeV	3,109 GeV
Teilchenzahl pro Bündel	$2,73 \cdot 10^{10}$	$5,91 \cdot 10^{10}$
Strahlstrom	0,986 A	2,140 A

Tabelle 2.1: Parameter des PEP-II-Speicherrings: Die für den e^- -Hochenergieering (HER) und den e^+ -Niederenergieering (LER) unterschiedlichen Parameter sind getrennt aufgeführt.

Reaktionstyp	Wirkungsquerschnitt
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	1,05 nb
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1,30 nb
$e^+e^- \rightarrow s\bar{s}$	0,35 nb
$e^+e^- \rightarrow u\bar{u}$	1,39 nb
$e^+e^- \rightarrow d\bar{d}$	0,35 nb
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0,94 nb
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	1,16 nb
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$\sim 40 \text{ nb}$

Tabelle 2.2: e^+e^- -Wirkungsquerschnitte bei der Energie $E = m_{\Upsilon(4S)}c^2 = 10,58 \text{ GeV}$

Energie- und Ortsauflösung beim Nachweis von Photonen aus. Die einzelnen Detektorkomponenten ordnen sich wie folgt, von innen nach außen, zylindersymmetrisch um die Wechselwirkungsregion an (Die in Klammern angegeben Verweise beziehen sich hierbei auf das in Abbildung 2.2 gezeigte Schema des Detektors.):

- Silizium-Vertex-Detektor (1)
- Driftkammer (2)
- Cherenkov-Detektor (3a: Ausleseseite, 3b: Quarzstäbe)
- Elektromagnetisches Kalorimeter (4a: Fass, 4b: Endkappe)

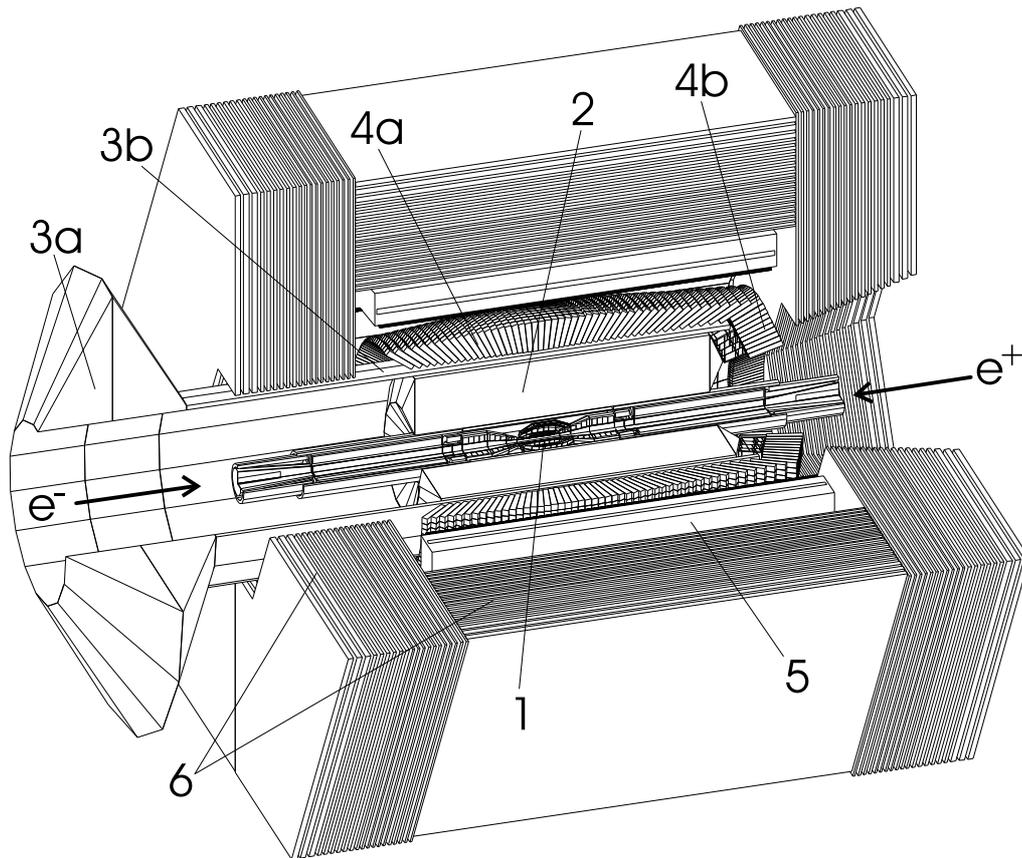


Abbildung 2.2: Schema des BABAR-Detektors mit seinen Subsystemen

- Supraleitende Spule (5) und
- Instrumentiertes Eisenjoch (6).

Die Detektorkomponenten einschließlich des Kalorimeters sind in einem durch die supraleitende Spule erzeugten, homogenen Magnetfeld ($1,5\text{ T}$) eingelagert. Um trotz des Lorentz-Boostes in Richtung des höherenergetischen Elektronenstrahls eine hohe Akzeptanz zu erzielen, sind die einzelnen Komponenten des Detektors asymmetrisch bezüglich dieser Richtung angeordnet. Im folgenden werden kurz die einzelnen Detektorkomponenten und deren Aufgaben erläutert, weitere Details finden sich in [Ha 98, Ba 95].

2.2.1 Der Vertexdetektor

Der das Strahlrohr umschließende Vertexdetektor besteht aus fünf Lagen Silizium-Streifendetektoren. Die äußeren zwei Lagen sind nicht nur wie die inneren Lagen koaxial angeordnet, sondern zusätzlich an den Enden konisch zulaufend, sodass der Vertexdetektor 91% des gesamten Raumwinkels im Schwerpunktsystem abdeckt. Alle weiteren Komponenten des BABAR-Detektors sind so konstruiert, dass sie diesen Raumwinkelbereich nicht weiter einschränken.

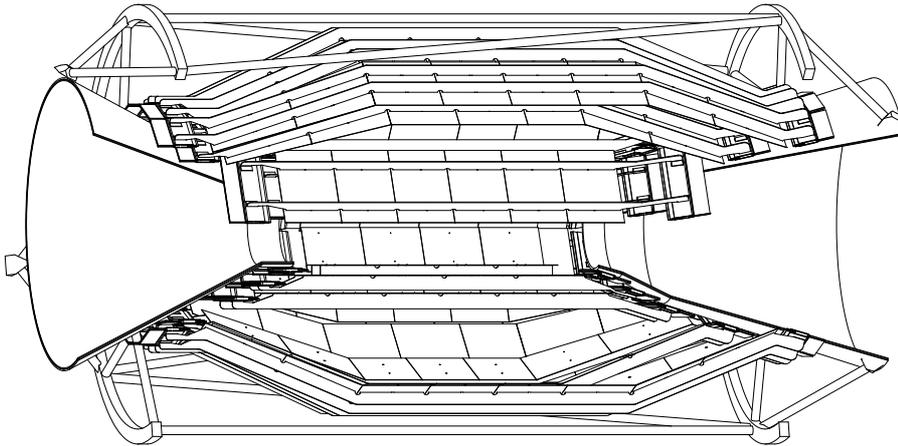


Abbildung 2.3: Der Silizium-Vertex-Detektor

Zusammen mit der Driftkammer dient der Vertexdetektor der Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Infolge der Lorentz-Kraft beschreibt ein geladenes Teilchen im Magnetfeld der Spule eine helixförmige Bahn, aus deren Krümmungsradius sich der Impuls des Teilchens bestimmen lässt. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Vertexdetektor erhält man aus den Durchstoßpunkten in den Silizium-Streifendetektoren bis zu fünf Positionsmesswerte mit einer Einzeltrefferauflösung von ca. $15 \mu\text{m}$. Dies ermöglicht durch eine präzise Rekonstruktion der Teilchenspuren eine genaue Bestimmung der Zerfallsvertizes. Im Falle von B -Mesonen wird eine Auflösung von ca. $90 \mu\text{m}$ erreicht.

Ein weiterer Messwert ist der spezifische Energieverlust dE/dx , den ein geladenes Teilchen beim Durchgang im aktiven Material des Vertexdetektors erfährt. Dieser Energieverlust hängt über $\beta = v/c$ von der Geschwindigkeit v des Teilchens ab. Zusammen mit dem Teilchenimpuls lässt sich aus der dE/dx -Messung die Teilchenidentität ermitteln, wobei Teilchen mit $\beta \approx 1$ nicht mehr mit Hilfe der dE/dx -Messung unterschieden werden können. Mit dem Vertexdetektor kann der spezifische Energieverlust mit einer relativen Auflösung von etwa 14% gemessen werden [Bo 01].

Geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls von $p_t < 0,1 \text{ GeV}/c$ erreichen auf Grund der starken Bahnkrümmung nicht die Driftkammer, sodass zur Spurrekonstruktion und Identifikation dieser Teilchen nur die Messwerte des Vertexdetektors zur Verfügung stehen.

2.2.2 Die Driftkammer

Das sensitive Volumen der Driftkammer setzt sich aus 7104 Driftzellen, die in 40 Lagen konzentrisch um die Zylinderachse angeordnet sind, zusammen. Die $22 \mu\text{m}$ dicken Signaldrähte bestehen aus goldbedampften Wolfram, während die ca. 45000 Potentialdrähte aus $55 \mu\text{m}$ dicker, goldbedampften Aluminium bestehen. Die Kam-

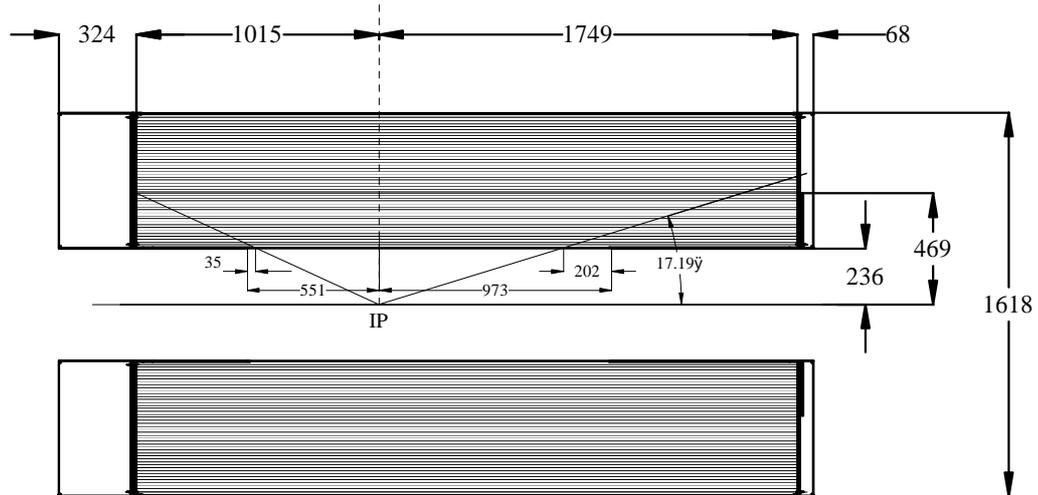


Abbildung 2.4: Schema der Driftkammer (Die Abmessungen sind in mm angegeben)

mer wird mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis von 4 : 1 betrieben. Die Abmessungen der Driftkammer lassen sich Abbildung 2.4 entnehmen.

Die Driftkammer ist das wichtigste System zur Spurrekonstruktion. Beim Durchgang eines Teilchens erhält man aus den ansprechenden Signaldrähten bis zu 40 Positionsmesswerte mit einer Ortsauflösung von $125 \mu\text{m}$. Für Teilchen mit einer transversalen Impulskomponente im Bereich zwischen $0,2 \text{ GeV}/c < p_t < 2,6 \text{ GeV}/c$ beträgt die relative Impulsauflösung

$$\sigma_{p_t}/p_t = 0,21\% + 0,14\% \cdot p_t/\frac{\text{GeV}}{c}.$$

Aus der Messung der Pulshöhen an den Signaldrähten lässt sich der spezifische Energieverlust dE/dx eines Teilchens mit einer relativen Auflösung, abhängig von der Zahl der ansprechenden Drähte, von bis zu 7% messen.

2.2.3 Der Cherenkov-Detektor

Dem Cherenkov-Detektor DIRC — **D**etector of **I**nternally **R**elected **C**herenkov **L**ight — liegt ein neuartiges Konzept zugrunde. Das sensitive Volumen des Detektors ist ein aus 144 Quarzstäben um die Strahlachse aufgebautes zwölfseitiges Polygon. Durchqueren geladene Teilchen diese Stäbe mit einem Impuls oberhalb der Cherenkov-Schwelle $p_{\text{min}} = mc/\sqrt{n^2 - 1}$ ¹, so wird Licht unter dem Cherenkovwinkel

$$\Theta_C(E) = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

emittiert, das nach vielfacher Totalreflexion unter Beibehaltung der ursprünglichen Winkelinformation zur rückwärtigen Ausleseseite gelangt. Das Licht wird mit 11752

¹ $n_{\text{Quartz}} = 1,474$

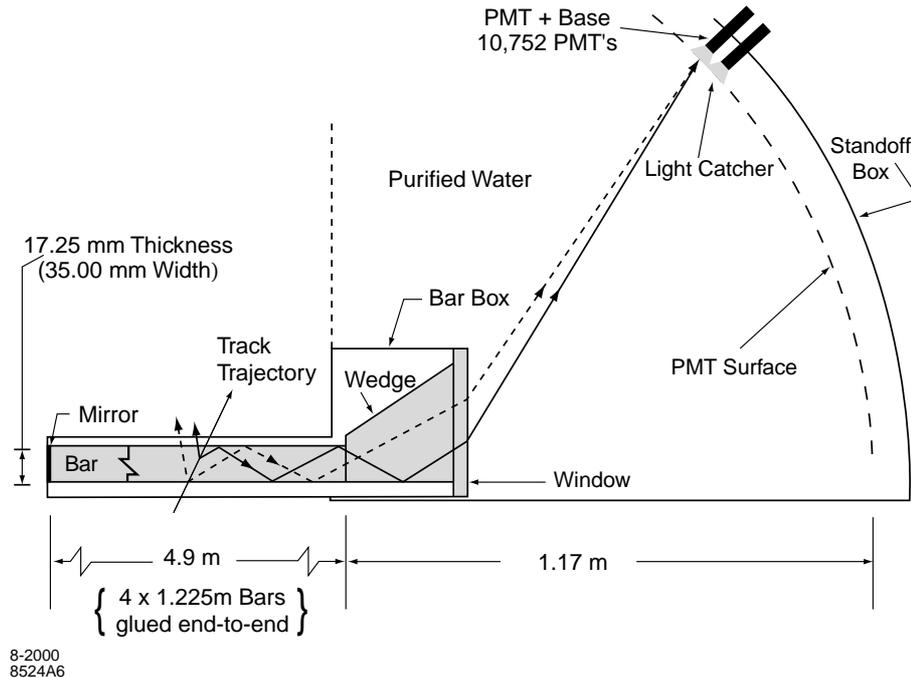


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau des Cherenkov-Detektors DIRC

Sekundärelektronenvervielfachern nachgewiesen, die sich außerhalb des Magnetfeldes befinden. Das in die der Ausleseseite gegenüberliegende Richtung emittiertes Licht wird durch Spiegel — ebenfalls unter Beibehaltung der Winkelinformation — zur Ausleseseite reflektiert. Die Quarzstäbe stellen daher sowohl aktives Detektormaterial, wie auch Transportmedium für das Licht dar. Der schematische Aufbau des DIRC-Detektors ist in Abbildung 2.5 gezeigt.

Oberhalb der Impuls-Schwellenwerte, die in der Tabelle in Abbildung 2.6 angegeben sind, stellt der DIRC zusammen mit dem gemessenen Impuls eines Teilchens ein wichtiges System zur Teilchenidentifikation dar. So ist eine Identifikation von Teilchen auch dann noch möglich, wenn ihre Impulse so hoch sind, dass eine Trennung über die dE/dx -Messung nicht mehr möglich ist. Mit der erzielten Auflösung des Cherenkovwinkels können Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von $4 \text{ GeV}/c$ voneinander separiert werden. Für höhere Impulse ist eine Trennung auch mit dem DIRC nicht mehr möglich, da die Ruheenergie der Teilchen dann gegenüber ihrer kinetischen Energie vernachlässigbar wird.

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Aufgabe des Kalorimeters ist die Messung der Energie und der Flugrichtung von Photonen sowie von Elektronen und Positronen. Das Kalorimeter besteht aus 6580 CsI(Tl)-Kristallen, die in Form eines Fasses mit einem Innenradius von 90,5 cm und einer konischen Endkappe, die sich dem Fasses in Richtung des Lorentz-Boostes anschließt, angeordnet sind. Der schematische Aufbau des Kalorimeters ist in Ab-

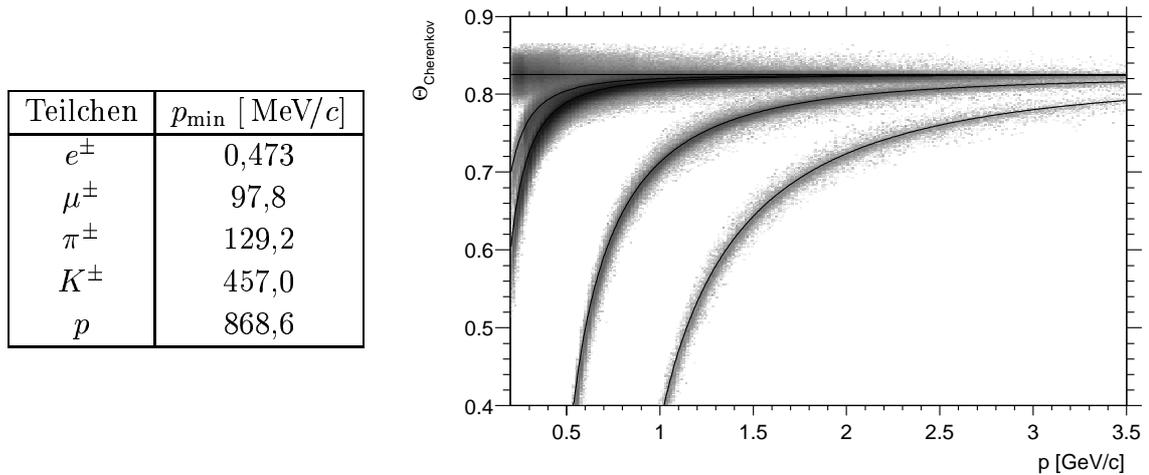


Abbildung 2.6: Die Tabelle gibt die Impulsschwellenwerte für die Auslösung des Cherenkov-Effekts an. In dem Histogramm ist der gemessene Cherenkov-Winkel gegen den Impuls einer großen Anzahl im DIRC nachgewiesener Teilchen aufgetragen. Unterhalb des waagerechten Bandes, das den Elektronen zugeordnet wird, erkennt man von links nach rechts mit aufsteigender Teilchenmasse die Bänder von Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen.

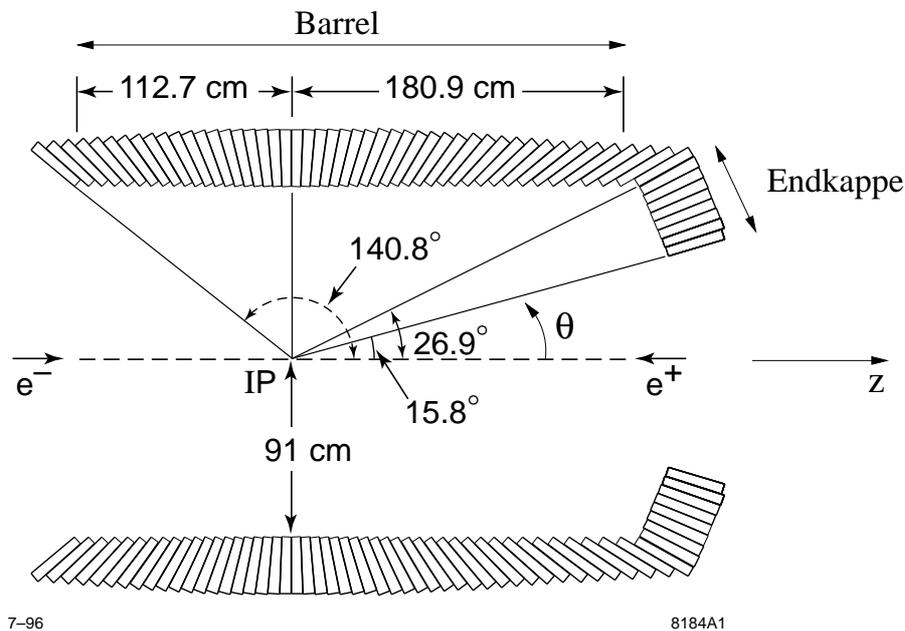


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters

bildung 2.7 gezeigt.

Hochenergetische Photonen lösen im Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer aus. Dabei wird im Coulombfeld der Atomkerne des Kalorimetermaterials ein e^+e^- -Paar erzeugt. Die erzeugten Elektronen und Positronen emittieren Bremsstrahlungsquanten, die wiederum neue e^+e^- -Paare erzeugen können. Es bildet sich

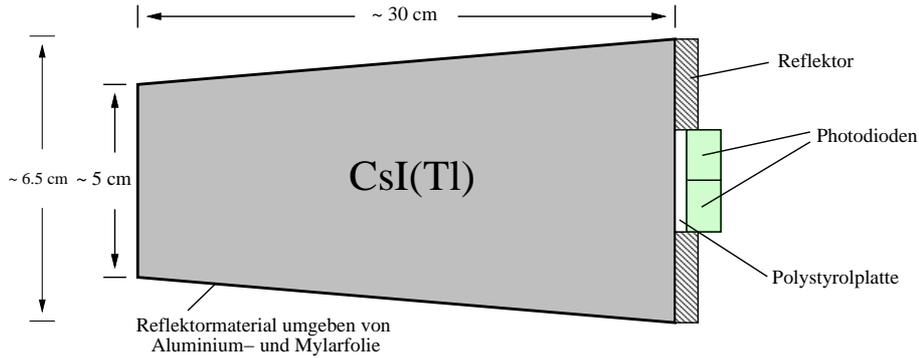


Abbildung 2.8: Aufbau eine CsI(Tl)-Kristall-Moduls des Kalorimeters

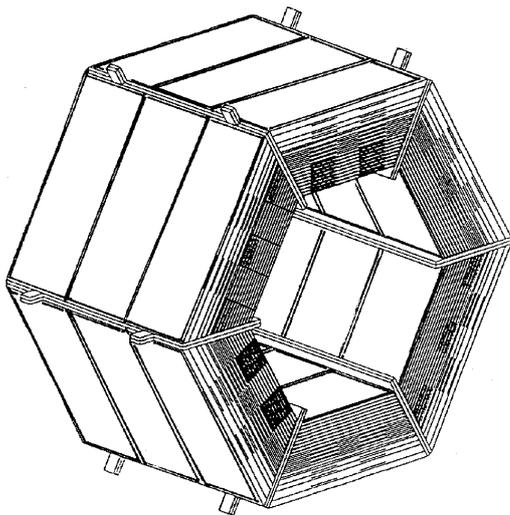
ein elektromagnetischer Schauer aus, der sich solange fortsetzt, bis die Energie der Bremsstrahlungsquanten nicht mehr ausreicht um neue e^+e^- -Paare zu erzeugen. Die dabei in den Kristallen erzeugte Lichtmenge ist proportional zu der im Kalorimeter deponierten Energie eines Schauers.

Als Sensoren für das zu messende Szintillationslicht kommen jeweils zwei Photodioden pro Kristall zur Anwendung, die an der der Wechselwirkungszone abgewandten Seite der Kristalle angebracht sind. Im Gegensatz zu den häufig verwendeten Sekundärelektronenvervielfachern ist deren Einsatz innerhalb des durch die supraleitende Spule erzeugten hohen Magnetfeldes problemlos möglich.

Ein elektromagnetischer Schauer breitet sich konusförmig im Kalorimeter aus. Dabei ist die Ausdehnung in longitudinaler Richtung durch die materialabhängige Strahlungslänge X_0 und in transversaler Richtung durch den ebenfalls materialabhängigen Molière-Radius R_M charakterisiert [Gr 93]. In einem idealisierten Kalorimeter unendlicher Ausdehnung würden 99% der Energie eines Photons in einem Zylinder einer Länge von 16 Strahlungslängen und einem Radius von 3 Molière-Radien deponiert werden.

Die verwendeten CsI(Tl)-Kristalle besitzen eine Strahlungslänge von 1,85 cm und einen Molière-Radius von 3,8 cm. Ihre Länge variiert je nach Position im Kalorimeter zwischen 30 cm und 32,5 cm, was 16 bis 17,5 Strahlungslängen entspricht. Somit deponieren Photonen durch das Auslösen eines elektromagnetischen Schauers fast ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Die Skizze eines Kristalls findet sich in Abbildung 2.8.

Elektronen können ebenfalls elektromagnetische Schauer im Kalorimeter auslösen, wenn die Energie des Bremsstrahlungsquants ausreicht, den oben beschriebenen Prozess auszulösen. Über die deponierte Energie und die Form des ausgelösten elektromagnetischen Schauers kann das Kalorimeter zur Teilchenidentifikation beitragen. Für das Verhältnis zwischen gemessener Energie und Impuls des Elektrons gilt $E/p \approx c$. Für schwerere Teilchen, die nur eine einzelne Ionisationsspur im Kalorimeter hinterlassen, gilt $E/p < c$, sodass eine Trennung von Elektronen möglich ist. Hadronen können zusätzlich über die starke Wechselwirkung mit den Kernen der



Länge der Spule	385 cm
Innenradius der Spule	140 cm
Dicke der Eisenlagen	2 cm bis 5 cm (0,25 bis 0,40 hadronische Strahlungslängen)
RPC-Lagen	17 (Fass) 16 (Endkappe)

Abbildung 2.9: Skizze und Daten des instrumentierte Eisenjochs und der Spule

Kristallatome weitere Hadronen erzeugen und einen hadronischen Schauer auslösen. Dabei kann ebenfalls die gesamte Energie des primären Teilchens an das Kalorimeter abgegeben werden. Zur Trennung von Elektronen und geladenen Hadronen reicht dann E/p alleine nicht mehr aus. Der hadronische Schauer kann aber unter Umständen durch seine größere Absorptionslänge und die Schauerform von einem elektromagnetischen Schauer unterschieden werden.

2.2.5 Die supraleitende Spule und das instrumentierte Eisenjoch

Das als Identifikationssystem für Myonen und neutrale Hadronen arbeitende Eisenjoch dient der Rückführung des von der Spule erzeugten magnetischen Flusses und stellt die äußerste Schale des Detektors dar. Eine Skizze und die Zusammenfassung der wichtigsten technischen Parameter findet sich in Abbildung 2.9. Ein mit einer supraleitenden Spule aus Niobtitan innerhalb einer Aluminiummatrix ausgestatteter Magnet erzeugt eine Feldstärke von $1,5 T$. Die Spule hat einen Durchmesser von $1,40 m$, zusammen mit dem sie umgebenden Kryostaten entspricht dies etwa $0,25$ bis $0,4$ hadronischen Strahlungslängen, was zu einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen im umgebenden Eisenjoch führt. Das Joch der Spule besteht aus mehreren Lagen einzelner Eisenabsorber mit nach außen hin zunehmenden Dicken. Die einzelnen Absorberlagen haben Abstände von jeweils $3 cm$ zueinander, in die hochohmige Plattenkammern (RPCs) als aktive Detektorelemente eingesetzt sind. Mit dieser Detektorkomponente ist eine hohe Nachweiseffizienz niederenergetischer Myonen gewährleistet ($> 90\%$ bei $p_\mu > 0,8 GeV/c$). Als Hadronendetektor wird das Eisenjoch bei der Vermessung der Emissionswinkel langlebiger neutraler Kaonen verwendet. Daneben ist unter Einbeziehung von Informationen aus dem Kalorimeter und der Driftkammer eine ausreichende Pion-Kaon-Trennung im gesamten kinema-

tischen Bereich der zu untersuchenden Zerfälle erreichbar.

Kapitel 3

Rekonstruktion des Zerfalls

$$D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$$

Die Selektion eines seltenen Dreikörperzerfalls aus über 850 Millionen Ereignissen, die durchschnittlich 10 Spuren geladener Teilchen enthalten, stellt eine große Herausforderung dar. Bevor Methoden zur Untergrundreduktion entwickelt werden konnten, musste zunächst ein Weg gefunden werden, diese enorme Datenmenge in akzeptabler Zeit zu prozessieren.

Nachdem die vom Detektor aufgenommenen Rohdaten den Trigger passiert und von einer zentralen Rechnerfarm prozessiert worden sind, werden die nunmehr rekonstruierten und kalibrierten Daten in einer objektorientierten Datenbank abgelegt. Ausgehend von einer durchschnittlichen Ereignisgröße von ca. 100 *KB* und einer Rate von ca. $1,6 \cdot 10^9$ aufgenommenen Ereignissen pro Jahr, summiert sich die zu speichernde Datenmenge auf jährlich etwa 150 *TB*. Da diese große Datenmenge nicht schnell zugreifbar auf Festplatten sondern auf relativ langsamen Magnetbändern vorgehalten wird, ist eine Analyse basierend auf diesem Datensatz nicht in einer adäquaten Zeitspanne durchführbar. Aus diesem Grund werden viele der Analysen auf Basis eines vorverarbeiteten und komprimierten Datensatzes durchgeführt, der nur noch die Vierervektoren und Kovarianzmatrizen der nachgewiesenen Teilchen, die relevanten Detektorinformationen zur Teilchenidentifizierung und einige Größen, die die Ereignistopologie beschreiben, zur Verfügung stellt. Dieser Datensatz wird als Micro-Datensatz bezeichnet. Eine weitere Methode zur Beschleunigung einer Reihe von Analysen ist die Verwendung von zentral vorselektierten Teildatensätzen, die nur die für diese Analysen relevanten Ereignisse enthalten. Da für die hier vorgestellte Selektion keiner dieser Teildatensätze verfügbar ist, wurde die Datenverarbeitung durch eine Vorselektion anhand der sogenannten TAG-Datenbank, die lediglich eine Zusammenfassung ausgewählter Ereignisseigenschaften enthält, beschleunigt. Zu diesem Zweck wurde die Rekonstruktionssoftware um ein Modul erweitert, das dieser Datenbank die für eine schnelle Vorselektion notwendigen Informationen hinzufügt (Abschnitt 3.2.1).

Die Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ wurde mit Hilfe des am Lehrstuhl für Experimentalphysik I der Ruhr Universität Bochum entwickelten RHO Analyse-Frameworks [Ku 00] realisiert, das konsequent im Hinblick auf Verarbeitungsgeschwindigkeit und einfache Bedienung optimiert wurde. Das RHO-Framework beschränkt sich hierbei auf den Micro- und TAG-Datensatz. Um die hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit und die einfache Portabilität der Daten zu gewährleisten, wurde zu deren Speicherung nicht die objektorientierte Datenbank verwendet, sondern das vom ROOT-Framework zur Verfügung gestellte Datenformat gewählt [Ro 02]. Dieser Ansatz der Datenspeicherung wurde inzwischen auch für das *BABAR*-Analyseframework übernommen und wird von der *BABAR*-Kollaboration weiterentwickelt.

Der Funktionsumfang des RHO-Analyse-Frameworks reicht für einfache Untersuchungen aus. Eine Schnittstelle zur BaBar-Analyse-Software ermöglicht es auch deren komplexe Algorithmen, z.B. zur kinematischen Anpassung von komplizierten Zerfallsbäumen, oder die BaBar-spezifischen und kalibrationsabhängigen Funktionen zur Teilchenidentifizierung zu nutzen.

Nach der Rekonstruktion der $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfälle und einer ersten Vorselektion, wurden die relevanten Informationen der gefundenen D_s -Zerfallskandidaten zur weiteren, interaktiven Bearbeitung in Form eines ROOT-trees [Ro 02] zusammengefasst. Zur Optimierung der Selektionkriterien wurde eine evolutionäre Strategie verwendet.

3.1 Daten

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Analyse basiert auf Messdaten, die zwischen Oktober 1999 und Januar 2002 mit Hilfe des *BABAR*-Detektors aufgenommen worden sind. Dieser Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $62,83 \text{ fb}^{-1}$ und umfasst sowohl Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie gemessen wurden, die der Masse der $\Upsilon(4s)$ -Resonanz ($10,58 \text{ GeV}/c^2$) entspricht, als auch Daten, die bei einer unterhalb der Resonanz liegenden Schwerpunktsenergie aufgenommen wurden (Verhältnis 8,84:1).

Zur Durchführung einer Effizienzkorrektur bei der in Kapitel 4 beschriebenen Partialwellenanalyse wurden etwa 400.000 Monte Carlo-Simulationsergebnisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ generiert. Dazu wurden aus simulierten $c\bar{c}$ -Fragmentationsreaktionen jene Ereignisse ausgefiltert, die mindestens ein D_s -Meson mit einem Impuls im Schwerpunktsystem von mehr als $1,5 \text{ GeV}/c$ enthalten. Da in $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen D_s -Mesonen oftmals paarweise auftreten, wurde jeweils nur das positiv bzw. negativ geladene D_s -Meson in den Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ gebracht. Dies verhindert, dass der zu untersuchende Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ mehrfach in einem simulierten Ereignis vorkommt, was in der Natur aufgrund des kleinen Verzweungsverhältnisses äußerst selten auftritt. Die Simulation des Zerfalls der D_s -Mesonen in den Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ geschah ohne die Formation intermediärer Resonanzen, sodass

die simulierten Zerfälle in dem zur Verfügung stehenden Phasenraum flach verteilt sind. Die erzeugten K_S^0 -Mesonen wurden ausschließlich in den Endzustand zweier geladener Pionen gebracht. Durch die Extraktion der D_S -Mesonen aus simulierten $c\bar{c}$ -Ereignissen wird sichergestellt, dass die Impuls- und Winkelverteilungen der simulierten D_S -Mesonen denen der Messdaten entsprechen. Auch in den Messdaten sind ausschließlich Zerfälle von D_S -Mesonen aus der $c\bar{c}$ -Fragmentation enthalten, da D_S -Ereignisse aus anderen Produktionsmechanismen durch die verwendeten Selektionskriterien unterdrückt sind.

3.2 Vorselektion

3.2.1 Der D3PS TAG

Eine schnelle Vorselektion von $c\bar{c}$ -Ereignissen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit den Zerfall eines D^0 -, D^\pm - oder eines D_S -Mesons in drei pseudoskalare Mesonen (π^\pm , π^0 , K^\pm , K_S^0 , η)¹ enthalten, wurde durch Abfrage des D3PS-TAGs [Sc 01] noch vor dem zeitaufwendigen Einlesen der Ereignisdaten realisiert. Der D3PS-TAG markiert diejenigen Ereignisse, in denen sich durch Kombination dreier Kandidaten², von denen jeder als eines der oben genannten pseudoskalaren Mesonen identifiziert worden ist, ein mit einem $D_{(s)}$ -Meson kompatibler Kandidat bilden lässt. Die resultierenden $D_{(s)}$ -Kandidaten müssen eine Masse innerhalb des Intervalls $1,7 \text{ GeV}/c^2 < m < 2,3 \text{ GeV}/c^2$ und einen Impuls im Schwerpunktsystem von mehr als $1,5 \text{ GeV}/c$ aufweisen³. Die Information über Ladung und Zerfall aller gefundenen $D_{(s)}$ -Kandidaten wird schließlich in einem Bitfeld kodiert (siehe Tabelle 3.1). Ereignisse, die einen $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfall enthalten könnten, werden dann durch einen Schnitt auf die D3PS-Markierung selektiert. Der verwendete Schnitt entspricht der Bedingung, dass in dem Ereignis ein D-Kandidat gefunden wurde, dessen Endzustand

- zwei geladene und einen neutralen Mesonkandidaten,
- mindestens ein π^\pm und

¹folgende Zerfälle wurden berücksichtigt: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Um eine hohe Effizienz bei der Selektion der Mesonkandidaten zu gewährleisten, wurden nur sehr schwache Selektionsbedingungen verwendet.

²In der *BABAR*-Software wird ein Objekt, das alle Informationen eines direkt gemessenen Teilchens oder eines aus gemessenen Zerfallsprodukten rekonstruierten Teilchens enthält, als "Kandidat" bezeichnet. Ein Kandidat stellt den Vierervektor, die Kovarianzmatrix, die Helixparameter für geladene Spuren, bzw. die Trefferkoordinaten im Kalorimeter für Photonen, Verweise auf Tochter bzw. Mutterteilchen und Verweise auf Informationen aus den verschiedenen Detektorkomponenten zur Verfügung.

³Der Schnitt auf den Impuls der $D_{(s)}$ -Kandidaten wurde nachträglich auf $2,0 \text{ GeV}/c$ angehoben. Diese Änderung betrifft alle Daten die mit Version 12.2.2 oder späteren Versionen der Rekonstruktionssoftware prozessiert wurden.

D3PS-Bit	Darstellung
0	mindestens eine gültige neutrale Kombination
1	mindestens eine gültige geladene Kombination
2	min. eine Kombination mit drei neutralen Kandidaten
3	min. eine Kombination mit zwei neutralen und einem geladenen Kandidaten
4	min. eine Kombination mit zwei neutralen und zwei geladenen Kandidaten
5	min. eine Kombination mit drei geladenen Kandidaten
6 & 7	maximale Anzahl geladener Pionen in den gültigen Kombinationen
8 & 9	maximale Anzahl neutraler Pionen in den gültigen Kombinationen
10 & 11	maximale Anzahl geladener Kaonen in den gültigen Kombinationen
12 & 13	maximale Anzahl neutraler Kaonen in den gültigen Kombinationen
14 & 15	maximale Anzahl an η -Mesonen in den gültigen Kombinationen

Tabelle 3.1: Bedeutung der einzelnen Bits der D3PS-Markierung

- mindestens zwei K_S^0

enthält. Während der Verlust von Signalereignissen vernachlässigbar ist, konnte die zu verarbeitende Datenmenge auf 8% reduziert werden.

3.2.2 Rekonstruktion des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfalls

Der Endzustand des zu rekonstruierenden Zerfalls besteht aus fünf geladenen Pionen, von denen vier aus den beiden $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Zerfällen stammen. Eine explizite Selektion der Pionen anhand von Energieverlustsmessungen in der Driftkammer bzw. in dem Silizium-Vertexdetektor oder anhand des im DIRC gemessenen Cherenkov-Winkels wurde in diesem frühen Stadium der Rekonstruktion noch nicht durchgeführt, vielmehr wurde jede im Detektor gemessene Spur als die eines Pions gedeutet.

Zur Rekonstruktion des gesamten Zerfallsbaumes wurde zunächst eine Liste von K_S^0 -Kandidaten, die einige einfache Selektionsbedingungen erfüllen müssen, erzeugt. Aus diesen vorselektierten K_S^0 wurden sodann alle möglichen Zweierkombinationen gebildet und mit den verbleibenden Pionen-Kandidaten zu D_s -Kandidaten, die wiederum einige einfache Selektionsbedingungen erfüllen müssen, kombiniert.

3.2.2.1 Rekonstruktion der K_S^0

Die $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfälle wurden durch Kombination aller entgegengesetzt geladener Spuren unter Anwendung eines einfachen geometrischen Vertex-Algorithmus rekonstruiert.

Die verwendeten Daten stellen für die Kandidaten geladener Teilchen die Helixparameter bzw. Impulsvektoren der gemessenen Spuren am Ort ihrer nächsten Annäherung zur z-Achse des Detektor-Koordinatensystems zur Verfügung. Zur Rekonstruk-

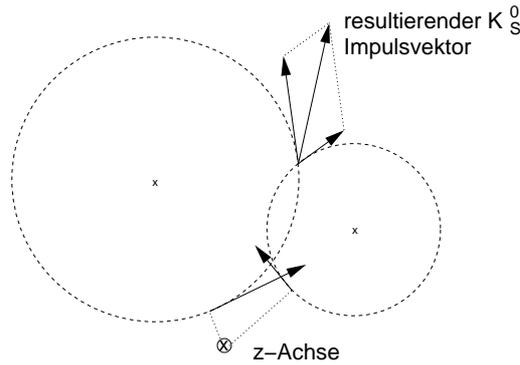


Abbildung 3.1: Veranschaulichung der Funktionsweise des geometrischen Vertex-Algorithmus

tion des K_S^0 -Impulses müssen allerdings die π^\pm -Impulsvektoren am Ort des K_S^0 -Zerfallsvertex, der aufgrund der langen Lebensdauer von K_S^0 -Mesonen sehr weit von der Wechselwirkungsregion entfernt liegen kann, addiert werden.

Der Vertex Algorithmus bestimmt nun den potentiellen K_S^0 -Zerfallsvertex, d.h. den Schnittpunkt zweier geladener π^\pm -Spuren, propagiert die beiden π^\pm -Impulsvektoren zu diesem Punkt und addiert sie dort. Dies ist in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Die Bestimmung des Schnittpunktes erfolgt anhand der Projektion der beiden Spuren entlang der z-Achse. Da innerhalb des Spurrekonstruktions-Volumens das Magnetfeld in z-Richtung zeigt, können die Projektionen der beiden Spuren in guter Näherung als Kreise beschrieben werden, wenn Energieverluste entlang der Spur vernachlässigt werden. Schneiden sich die beiden Kreise, wird derjenige Schnittpunkt als Vertex interpretiert, bei dem die entsprechenden Punkte der Helizes im dreidimensionalen Raum den kleineren Abstand aufweisen. Schneiden sich die beiden Kreise nicht, wird der Punkt, der mittig zwischen den Kreisen auf der Verbindungslinie der Mittelpunkte der beiden Kreise liegt, als Zerfallsvertex gedeutet. Durch Rotation in der Projektions-Darstellung werden dann die x/y-Komponenten der beiden Impulsvektoren zu dem Vertex propagiert. Die resultierenden Impulsvektoren werden mit der Pion-Nominalmasse zu Vierervektoren erweitert, aus denen sich durch Addition der Vierervektor des K_S^0 -Kandidaten ergibt. Die resultierenden K_S^0 -Kandidaten müssen die folgenden Bedingungen erfüllen um im weiteren Verlauf der Rekonstruktion berücksichtigt zu werden:

- Der minimale Abstand der beiden π^\pm -Spuren muss kleiner als 2,0 cm sein.
- Die Masse des K_S^0 -Kandidaten muss mit der K_S^0 -Masse verträglich sein:
 $|m_{\pi\pi} - m_{K_S^0}| < 25 \text{ MeV}/c^2$
- Der Winkel zwischen dem resultierenden K_S^0 -Impulsvektor und der Verbindungslinie von Primärvertex und K_S^0 -Vertex muss kleiner als 1.0 rad sein, d.h. der K_S^0 -Produktionsvertex muss mit der Wechselwirkungsregion kompatibel sein.

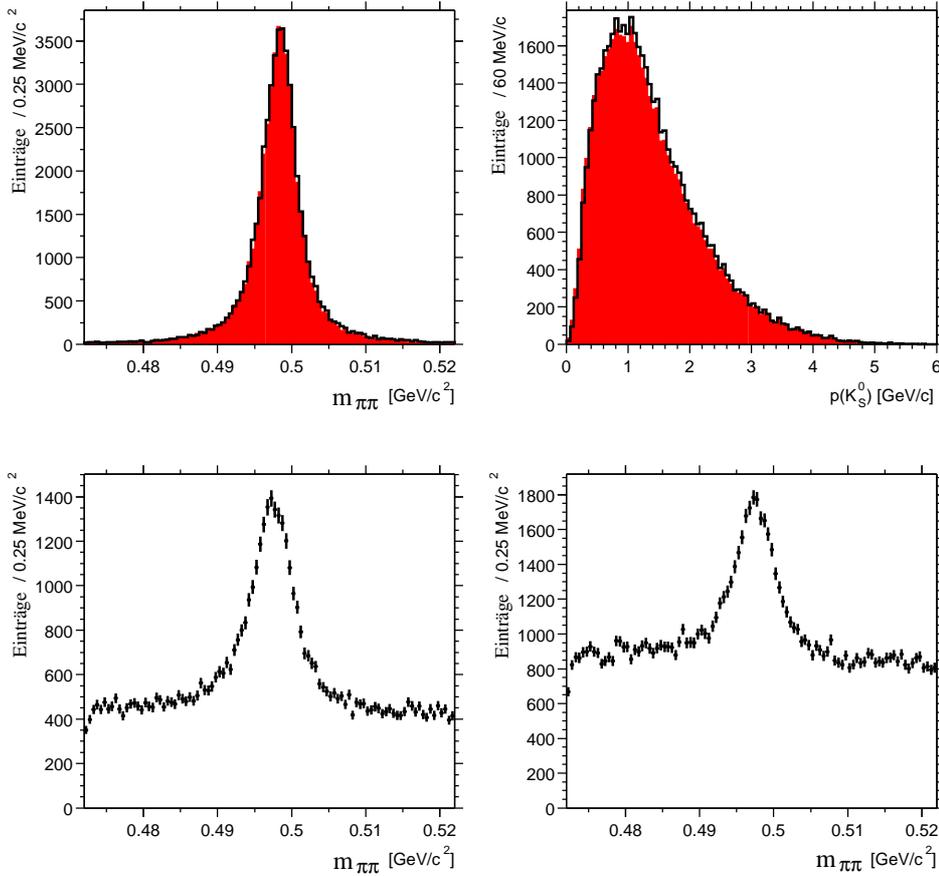


Abbildung 3.2: Das linke obere Histogramm zeigt K_S^0 -Massenspektren, die aus simulierten $c\bar{c} \rightarrow X D_s^\pm \rightarrow X K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Ereignissen rekonstruiert wurden. Beim ausgefüllten Spektrum wurde zur Rekonstruktion der Geokin-Vertexer verwendet, wobei gefordert wurde, dass das Konfidenz-Niveau der Vertexanpassung größer als 1 % ist. Das durch die Linie angedeutete Spektrum resultiert aus einer Anpassung mit dem geometrischen Algorithmus unter Verwendung der im Text beschriebenen Selektionskriterien. Rechts oben sind die entsprechenden Impulsspektren gezeigt. Die unteren beiden Massenspektren wurden mit Hilfe der oben beschriebenen Methoden aus den Messdaten rekonstruiert, links mit dem geometrischen Algorithmus und rechts mit dem Geokin-Modul der BABAR-Software.

Trotz der Einfachheit des verwendeten Algorithmus, sind die Resultate für eine Vorselektion ausreichend und durchaus mit denen des im BABAR-Framework enthaltenen *GeoKin*-Moduls, das den Vertex mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate mit Lagrange-Multiplikatoren anpasst, vergleichbar (siehe Abbildung 3.2). In Hinblick auf die Verarbeitungsgeschwindigkeit ist der geometrische Algorithmus dem *GeoKin*-Modul weit überlegen.

3.2.2.2 Rekonstruktion der D_s -Mesonen

Zur Rekonstruktion des gesamten Zerfallsbaumes wurden nun die vorselektierten K_S^0 -Kandidaten, die keine Überschneidungen⁴ im Endzustand aufweisen, paarweise mit den verbleibenden π^\pm -Kandidaten kombiniert, wobei zunächst die Masse und der Impuls der resultierenden D_s -Kandidaten durch eine Addition der Vierervektoren bestimmt wurde. Für weitere Untersuchungen wurden nur jene D_s -Kandidaten akzeptiert, die eine Masse innerhalb des Intervalls $1,7 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} < 2,3 \text{ GeV}/c^2$ und einen Impuls von mehr als $2,4 \text{ GeV}/c$ im Schwerpunktsystem aufweisen. Eine Rekonstruktion von D_s -Mesonen mit niedrigerem Impuls ist nicht sinnvoll, da der kombinatorische Untergrund bei kleinen Impulsen sehr stark anwächst und die Selektion eines sauberen Signals unmöglich macht.

Desweiteren werden durch die Beschränkung auf D_s -Kandidaten hohen Impulses D_s -Mesonen aus Zerfällen von B -Mesonen vollständig unterdrückt (siehe Abb. 3.3), sodass in dem Datensatz lediglich D_s -Zerfälle aus $c\bar{c}$ -Fragmentations-Ereignissen verbleiben. Dieser Umstand erleichtert die Produktion von geeigneten Monte Carlo-Simulationsdaten (siehe 3.1) für die Effizienzkorrektur bei der in Kapitel 4 beschriebenen Partialwellenanalyse.

Die vorselektierten D_s -Kandidaten wurden im nächsten Rekonstruktionsschritt einer kinematischen Anpassung unterzogen.

3.2.2.3 Kinematische Anpassung

Das Auflösungsvermögen bei der Rekonstruktion eines Zerfalls wird durch die bei der Messung auftretenden Fehler beschränkt. Bei der kinematischen Anpassung eines gemessenen Zerfallsbaumes versucht man die Messwerte innerhalb ihrer Fehlertoleranzen so zu variieren, dass neben Energie- und Impulserhaltung zusätzliche, aus der Zerfallshypothese abgeleitete geometrische und kinematische Randbedingungen exakt erfüllt sind. Ist die Anpassung innerhalb der Fehlertoleranzen möglich, so ergibt sich durch die zusätzliche Information der gestellten Randbedingungen eine verbesserte Auflösung. Können die Randbedingungen durch eine Variation der Messwerte innerhalb ihrer Fehlerintervalle nicht erfüllt werden, ist der betrachtete Zerfallsbaum mit der Zerfallshypothese unvereinbar und wird verworfen.

Zur kinematischen Anpassung der vorselektierten D_s -Kandidaten unter der $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ Zerfallshypothese wurde der im *BABAR*-Framework *Beta* enthaltene *GeoKin*-Algorithmus, der auf der Methode der kleinsten Quadrate basiert, verwendet. Der Algorithmus minimiert in einem iterativen Verfahren die zu den Messwerten addierten Korrekturterme, wobei die gestellten Randbedingungen durch die Methode der Lagrange-Multiplikatoren berücksichtigt werden. Dieses Ver-

⁴Es ist durchaus möglich, dass derselbe Pion-Kandidat zur Formation mehrerer K_S^0 -Kandidaten herangezogen wird. Diese K_S^0 -Kandidaten, die dieselben Teilchen im Endzustand enthalten, dürfen nicht als Zerfallsprodukte eines Teilchens interpretiert werden.

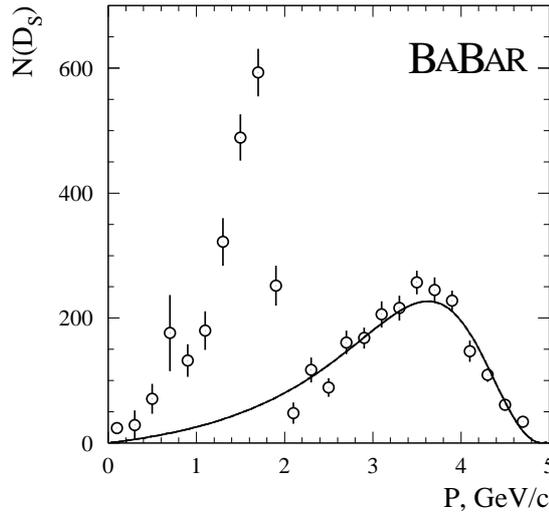


Abbildung 3.3: Effizienz-korrigiertes, anhand des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ aus BABAR-Daten rekonstruiertes Impulsspektrum von D_s -Mesonen. Die Kurve zeigt die an die Daten angepasste Petersen-Parametrisierung für die Impulsverteilung von D_s -Mesonen aus der $c\bar{c}$ -Fragmentation. Die starke Überhöhung bei Impulsen kleiner als $2,0 \text{ GeV}/c$ entstammt D_s -Mesonen aus Zerfällen von B -Mesonen des Typs $B^{0\pm} \rightarrow D^{0\pm(*)} D_s^{(*)}$. Aufgrund des kleinen Impulses der B -Mesonen sind diese D_s -Mesonen bei einem Impuls von ca. $2,0 \text{ GeV}/c$ kinematisch limitiert.

fahren soll im folgenden für den vorliegenden Fall der Anpassung des Zerfallsbaumes $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Darstellung der Funktionsweise findet sich in [Ve 01, Br 92].

Grundlage für die Anpassung sind die gemessenen Impuls- und Ortsvektoren der fünf π^\pm -Kandidaten und deren Messfehler am Punkt der nächsten Annäherung zur z-Achse des Detektor-Koordinatensystems. Zunächst werden, durch Anpassung der entsprechenden π^\pm -Kandidaten an gemeinsame Vertizes, die beiden K_S^0 -Kandidaten gebildet, wobei gefordert wird, dass die Masse der resultierenden Kandidaten gleich der nominellen K_S^0 -Masse ist (*mass-constraint*). Mit der aus der Anpassung gewonnenen Kovarianzmatrix sind die beiden K_S^0 -Kandidaten nunmehr äquivalent zu direkt gemessenen Teilchen und werden mit dem verbleibenden π^\pm -Kandidaten unter Forderung eines gemeinsamen Vertex zu einem D_s -Kandidaten kombiniert. Man kann zeigen, dass die beschriebene, sequentielle Vorgehensweise äquivalent zu einer simultanen Anpassung des gesamten Zerfallsbaumes ist [Av 99].

Die helixförmige Spur eines geladenen Teilchens, bzw. die gerade Flugbahn eines neutralen Teilchens, kann durch fünf unabhängige Parameter beschrieben werden. Damit erhält man aus der Forderung eines gemeinsamen Vertex für jeden der an den Vertex anzupassenden Kandidaten 2 unabhängige Randbedingungen⁵. Aus der

⁵Die Bedingungsgleichungen für einen gemeinsamen Vertex finden sich in linearisierter Form in

Festlegung der Masse M des anzupassenden Kandidaten resultiert eine zusätzliche Randbedingung:

$$\left(\sum_s^{n_{\text{Kandidaten}}} E_s \right)^2 - \left| \sum_s^{n_{\text{Kandidaten}}} \vec{p}_s \right|^2 - M = 0 \quad (3.1)$$

Stellt man die n gemessenen Werte x_i , die zu minimierenden Korrekturen δ_i und die sich daraus ergebenden angepassten Werte $y_i = x_i + \delta_i$ als Vektoren dar, so lassen sich die m Randbedingungen a_j mit den l noch zu bestimmenden Parametern η_k (z.B. Vertex-Koordinaten) in folgender allgemeinen Form schreiben:

$$\begin{aligned} a_j(x_i + \delta_i, \eta_k) = 0 &\rightarrow \vec{a}(\vec{y}, \vec{\eta}) = \mathbf{0} \\ &\text{mit} \\ i = 1 \dots n \quad ; \quad j = 1 \dots m \quad ; \quad k = 1 \dots l \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die korrigierten Werte y_i , die die Randbedingungen erfüllen und gleichzeitig die geringsten quadratischen Abweichungen δ zu den gemessenen Werten x aufweisen, werden durch die Minimierung der folgenden Funktion bestimmt:

$$\chi^2 = \vec{\delta}^T \mathbf{V}_x^{-1} \vec{\delta} + 2 \vec{\lambda}^T \vec{a}(\vec{y}, \vec{\eta}) \quad , \quad (3.3)$$

wobei die Messfehler und deren Korrelationen durch die symmetrische Kovarianzmatrix⁶ \mathbf{V}_x berücksichtigt werden und $\vec{\lambda}$ den Vektor von Lagrange-Multiplikatoren bezeichnet. Da im Minimum der Funktion χ^2 das totale Differential $d\chi^2$ verschwindet, ergibt sich bei n Messwerten, mit m Randbedingungen und l unbekanntem Parametern η_k ein System aus folgenden $n + m + l$ Gleichungen, das es zu lösen gilt:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial y_{1 \dots n}} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda_{1 \dots m}} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \eta_{1 \dots l}} = 0 \quad (3.4)$$

Dazu wird zunächst eine lineare Näherung der Randbedingungen vorgenommen, um dann in einem zweiten Schritt das Gleichungssystem in eine Form zu bringen, in der es iterativ gelöst werden kann.

Die Anpassung eines Ereignisses ist erfolgreich, wenn eine stabile Lösung gefunden wird, ansonsten wird das Ereignis verworfen. Das aus den angepassten Messwerten y_i berechnete χ_{min}^2 beschreibt die Güte der Anpassung. Dieser Wert gibt an, in wie weit die Messgrößen Korrekturen bezüglich ihrer Messfehler erfahren müssen, um die Randbedingungen zu erfüllen. Für die Selektion wird allerdings üblicherweise das Konfidenzniveau (CL⁷) als Gütekriterium betrachtet, da es die Qualität der Anpassung unabhängig von der Anzahl der Freiheitsgrade wiedergibt. Die Anzahl der

[Av 99].

⁶Im Falle unkorrelierter Messwerte wären nur die Diagonalelemente $V_{ii} = \sigma_i^2$ der Kovarianzmatrix von Null verschieden und die zu minimierende Funktion vereinfachte sich wie folgt:

$$\chi^2 = \sum_i (\delta_i / \sigma_i)^2 + 2 \vec{\lambda}^T \vec{a}(\vec{y}, \vec{\eta})$$

⁷Confidence Level

Freiheitsgrade einer Anpassung ergibt sich mit der Zahl der zu erfüllenden Randbedingungen m und der Zahl der zu bestimmenden Parameter l zu $f = m - l$.⁸ Unter der Annahme, dass die angepassten Werte um ihren "wahren" Wert gaußförmig verteilt sind, kann das Konfidenzniveau wie folgt berechnet werden:

$$CL = \frac{1}{2^{f/2} \Gamma(f/2)} \int_{x^2}^{\infty} x^{f/2-1} e^{-x/2} dx \quad (CL \in [0, 1]) \quad (3.5)$$

Das Konfidenzniveau nimmt nur Werte zwischen 0 und 1 an. Für den Idealfall der ausschließlichen Anpassung von Signalereignissen, welche die gestellten Randbedingungen erfüllen, sind die Werte des Konfidenzniveaus gleichverteilt. Aus der Anpassung von Ereignissen, die nicht der Anpassungshypothese entsprechen, resultieren hingegen kleine Werte für das Konfidenzniveau. Werden nun bei einem gegebenen Datensatz Untergrundereignisse mit einem Selektionskriterium der Art $CL > x$ % unterdrückt, lässt sich der prozentuale Anteil der Signalereignisse, die ebenfalls durch die gestellte Bedingung verworfen werden, zu x % abschätzen. Die Anpassung der vorselektierten D_s -Kandidaten resultierte in einer CL -Verteilung, die in einem weiten Bereich nahezu flach verteilt ist und zu Null hin sehr stark ansteigt. Ereignisse mit einem sehr kleinen CL lassen sich nur schlecht unter der $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Hypothese anpassen und wurden durch einen Schnitt $CL \geq 10^{-3}$, der in etwa einem Verlust von 0,1% der Signalereignisse entspricht, verworfen.

Für weitere Untersuchungen und die Realisierung zusätzlicher Selektionskriterien wurden die beiden $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfälle eines jeden D_s -Kandidaten nochmals angepasst, wobei die resultierende K_S^0 -Masse keiner Zwangsbedingung unterworfen wurde, sondern nur die Bedingung eines gemeinsamen Vertex der beiden π^\pm -Mesonen gestellt wurde. Desweiteren wurden die D_s -Kandidaten unter verschiedenen Massenbedingungen angepasst: Zum einen wurde die Masse der D_s -Kandidaten auf den Wert fixiert, der sich als Schwerpunkt des D_s -Signals im Massenspektrum der ohne Massenbedingung angepassten D_s -Kandidaten ergab. Zum anderen wurden für eine Parametrisierung des Untergrundes verschiedene Massenwerte in der Seitenbandregion des Signals für die Massenbedingung (siehe Abbildung 4.10) gewählt.

3.2.3 Selektion von $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm \gamma$

D_s -Ereignisse mit einem Impuls von weniger als 2,4 GeV/c wurden aufgrund der Untergrund-Problematik bei niedrigen Impulsen bereits in einem frühen Stadium der Vorselektion verworfen. Um im Impuls-Intervall von 2,5 GeV/c bis ca. 3,5 GeV/c den

⁸Für die Anpassung der $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Vertizes mit Massenbedingung berechnet sich die Zahl der Freiheitsgrade wie folgt: Mit den jeweils zwei Vertex-Randbedingungen der beiden Pion-Spuren und der Massen-Randbedingung ergeben sich insgesamt $2 \cdot 2 + 1 = 5$ Randbedingungen. Nach Abzug der drei zu bestimmenden Raumkoordinaten des Vertex verbleiben zwei Freiheitsgrade. Bei der Anpassung des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Vertex werden drei Kandidaten an einen gemeinsamen Vertex angepasst, woraus $3 \cdot 2 = 6$ Randbedingungen resultieren. Abzüglich der drei Raumkoordinaten des Vertex ergibt sich die Zahl der Freiheitsgrade zu $6 - 3 = 3$.

kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, wurde die Bedingung gestellt, dass die gefundenen D_S -Kandidaten aus dem Zerfall $D_S^{*\pm} \rightarrow D_S^\pm \gamma$ stammen. Rund 67% der in $c\bar{c}$ -Fragmentations-Ereignissen vorkommenden D_S -Mesonen haben ihren Ursprung in diesem Zerfall. Zur Anwendung dieses zusätzlichen Selektionskriteriums wurden zunächst die $D_S^{*\pm} \rightarrow D_S^\pm \gamma$ Zerfälle durch eine Kombination der vorselektierten D_S -Kandidaten mit den im Ereignis gefundenen Photonen rekonstruiert. Die hierzu in Frage kommenden Photonen wurden wie folgt selektiert:

- Der Energieeintrag des Photon-Kandidaten im elektromagnetischen Kalorimeter darf keiner geladenen Spur zugeordnet werden können. Die deponierte Energie muss mehr als 50 MeV betragen.
- Der von dem Teilchen im Kalorimeter verursachte elektromagnetische Schauer muss drei oder mehr Kristalle umfassen. Für das zweite Schauermoment, das die laterale Energieverteilung im elektromagnetischen Schauer beschreibt, wurde ein Wert von weniger als 0,003 gefordert.
- Das Photon darf nicht aus einem $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfall stammen. Zum Test dieses Kriteriums wurde aus den Photon-Kandidaten, die die ersten beiden Bedingungen erfüllen, durch Addition der γ -Vierervektoren π^0 -Kandidaten erzeugt. Photon-Kandidaten, aus denen sich π^0 -Kandidaten mit einem Impuls von mehr als 350 MeV/c im $\Upsilon(4S)$ -System und einer Masse innerhalb des Intervalls $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 26 \text{ MeV}/c^2$ bilden lassen, wurden nicht zur Rekonstruktion von $D_S^{*\pm} \rightarrow D_S^\pm \gamma$ Zerfällen verwendet.
- Die Energie des Photons im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz muss größer als 100 MeV sein.

Die Selektion derjenigen D_S -Kandidaten, die aus einem $D_S^{*\pm} \rightarrow D_S^\pm \gamma$ Zerfall stammen könnten, wurde schließlich durch einen Schnitt auf die $D_S^* D_S$ -Massendifferenz realisiert. Dies ist sinnvoll, da das D_S^* -Signal in der Massendifferenz-Verteilung, die nur durch die Messgenauigkeit der Photonen bestimmt ist, eine bessere Auflösung aufweist als das Signal in der Massen-Verteilung der D_S^* -Kandidaten. Abbildung 3.4 zeigt das $D_S^* D_S$ -Massendifferenz-Spektrum.

Obwohl die Bedingung, dass das D_S -Meson aus einem $D_S^{*\pm} \rightarrow D_S^\pm \gamma$ Zerfall stammt, die Selektions-Effizienz stark erniedrigt — rund 70 % der Signaleinträge werden durch die Bedingung verworfen — ermöglicht sie die Präparation eines sauberen Signals bei kleinen Impulsen. Bei D_S -Kandidaten hohen Impulses ($p_{D_S} \gtrsim 3,5 \text{ GeV}/c$) ist jedoch der Anteil kombinatorischen Untergrundes weitaus kleiner und eine Selektion kann ohne die D_S^* -Bedingung effizienter durchgeführt werden. Der genaue Impulswert bis zu dem dieses Selektionskriterium sinnvoll ist wurde in der später durchgeführten interaktiven Optimierung der Selektion bestimmt.

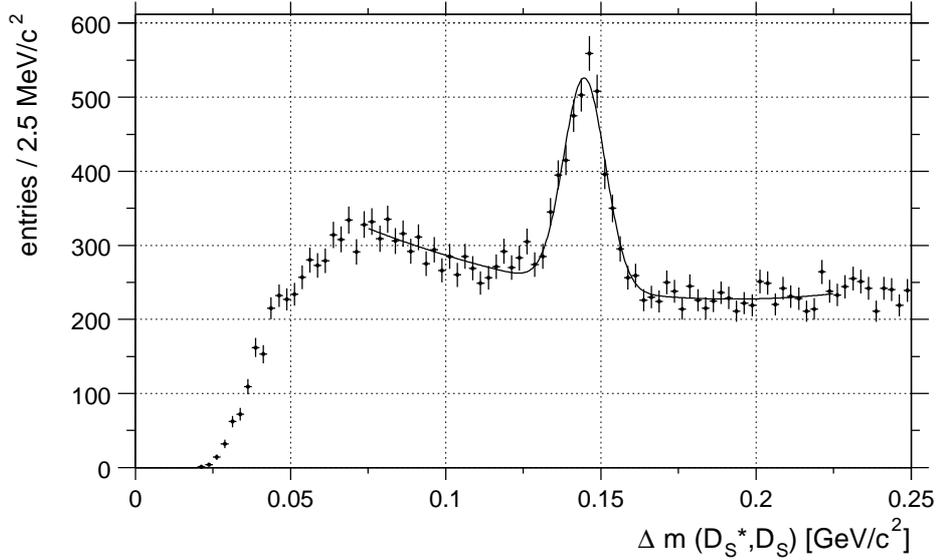


Abbildung 3.4: $D_s^*-D_s$ -Massendifferenzspektrum: Die Anpassung einer Gaußfunktion an das Signal mit parabolischer Parametrisierung des Untergrunds ergibt eine Massendifferenz $\Delta m = (144,7 \pm 0,3) \text{ MeV}/c^2$ und eine Breite von $\sigma = (6,7 \pm 0,3) \text{ MeV}/c^2$.

3.2.4 Weitere Kriterien der Vorselektion

Für weitere Untersuchungen und die Anwendung weiterer Selektionsschritte wurden die relevanten Daten der D_s -Kandidaten in einem ROOT-Tree [Ro 02] zusammengefasst. Um die Datenmenge auf ein handhabbares Maß zu reduzieren wurden hierbei die folgenden Selektionsbedingungen gestellt:

- Die Masse beider K_S^0 -Kandidaten muss innerhalb eines $20 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervalls um den Wert der gemessenen K_S^0 -Masse⁹ liegen.

$$|m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0(\text{fit})}| < 10 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.6)$$

$m_{\pi^+\pi^-}$ ist hierbei die Masse die sich aus der Vertexanpassung mit dem *GeoKin*-Fitter ergab.

- Das Konfidenzniveau beider K_S^0 -Vertex-Anpassungen muss größer als 10^{-4} sein.
- Die Lebensdauer der beiden K_S^0 -Kandidaten, die sich aus dem räumlichen Abstand Δs des K_S^0 -Zerfallsvertexes zum D_s -Zerfallsvertex, d.h. dem K_S^0 -Produktionsvertex, und dem Impuls $p_{K_S^0}$ berechnen lässt, muss größer als 1,9 %

⁹Die K_S^0 -Masse wurde durch die Anpassung einer Lorentzkurve an das K_S^0 -Signal im $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum zu $(497,645 \pm 0.01) \text{ MeV}/c^2$ bestimmt. Der Wert entspricht in etwa dem von der Particle Data Group (PDG) veröffentlichten Wert $m_{K^0} = (497.672 \pm 0.03) \text{ MeV}/c^2$ [PDG 00].

der mittleren K_S^0 -Lebensdauer sein.

$$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau = \frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot \frac{\Delta s \cdot m \cdot c}{p} > 1,9 \% \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta s}{p} > 0,1 \text{ cm} \cdot c \quad (3.7)$$

Neben einem großen Anteil des kombinatorischen Untergrundes unterdrückt diese Bedingung auch Ereignisse aus der Untergrund-Reaktion $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm$, die sich als Überhöhung bei einer Masse von $2,01 \text{ GeV}/c^2$ im Massenspektrum der D_S -Kandidaten zeigen. Der Vertex des aus dem D^0 -Zerfall stammenden $\pi^+ \pi^-$ -Paares, das in der Rekonstruktion als K_S^0 -Meson fehlinterpretiert wird, liegt bei dieser Reaktion aufgrund der im Vergleich zur K_S^0 -Lebensdauer sehr kurzen Lebensdauer des D^0 -Mesons sehr nah am vermeintlichen D_S -Zerfallsvertex. Notwendig ist die Deselektion dieser Ereignisse, weil das D^* -Signal im $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum durch die aufgrund der nicht zu vernachlässigenden Lebensdauer des D^0 -Mesons unzulässige Anpassung eines gemeinsamen D_S -Vertexes künstlich verbreitert wird und dadurch Ausläufer des Signals bis in die Signalregion des $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfalls reichen. Das Massenspektrum der vorselektierten D_S -Kandidaten in Abbildung 3.5 (rechts) weist zwar noch eine leichte Überhöhung in der $D^*(2010)^\pm$ Massenregion auf, doch in nachfolgenden Selektionsschritten wird dieses Untergrundsignal vollständig eliminiert.

- Um weitere Ereignisse aus der Reaktion $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ zu unterdrücken, wurde zusätzlich zu der K_S^0 -Lebensdauer-Bedingung, die Bedingung gestellt, dass die Massendifferenz ($m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - m_{K_S^0 K_S^0}$) größer als $150 \text{ MeV}/c^2$ sein muss (Die $D^*(2010)^\pm D^0$ -Massendifferenz beträgt $145.4 \text{ MeV}/c^2$).
- D_S -Kandidaten mit einem Impuls von weniger als $2,9 \text{ GeV}/c$ im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz müssen mit einem Photon-Kandidaten zu einem D_S^* -Kandidaten kombiniert werden können, dessen Massendifferenz zum ursprünglichen D_S -Kandidaten um weniger als $20 \text{ MeV}/c^2$ vom Massenschwerpunkt des D_S^* -Signals im $D_S^* D_S$ -Massendifferenz-Spektrum, das in Abbildung 3.4 gezeigt ist, abweicht. Die Differenz von 20 MeV entspricht in etwa der dreifachen Standardabweichung σ des D_S^* -Signals.

$$|m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \gamma} - m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 144,7 \text{ MeV}/c^2| < 20 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.8)$$

- Der einzelne π^\pm -Kandidat aus dem $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfall darf nicht als Kaon identifiziert werden können. Für diese Veto-Bedingung wurde der SMS-Selektor des *BABAR*-Analyseframeworks verwendet. Dieser Selektor ermittelt aus den Messwerten für den relativen Energieverlust in der Driftkammer bzw. im Vertexdetektor und dem gemessenen Cherenkovwinkel im DIRC-Detektor für jede der drei Detektorkomponenten eine Wahrscheinlichkeit für die drei Teilchenhypothesen Kaon, Pion und Proton. Abhängig vom gemessenen Impuls des betrachteten Kandidaten werden diese Wahrscheinlichkeiten dann

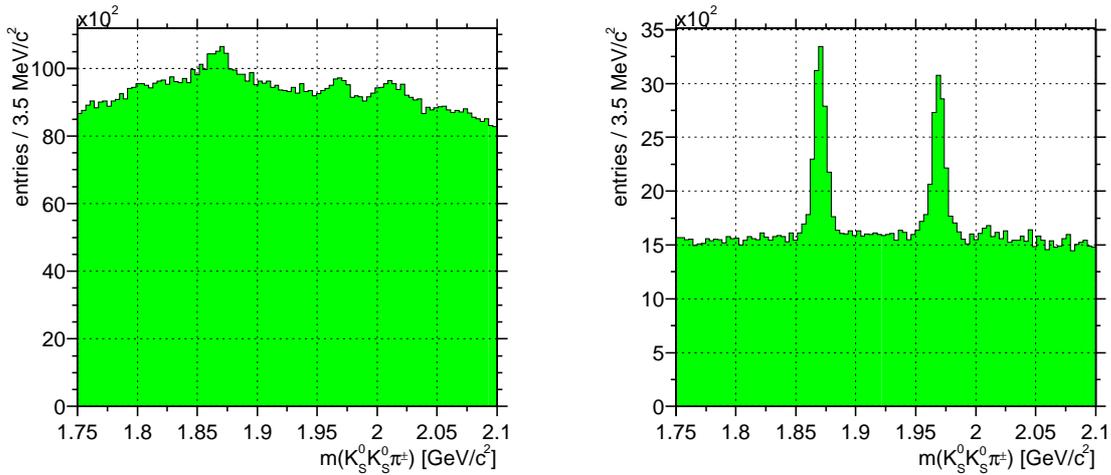


Abbildung 3.5: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum vor (links) bzw. nach (rechts) der Anwendung der im Text beschriebenen Vorselektionskriterien. In beiden Spektren sind die Signale der Zerfälle $D^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ ($m_{D^\pm} = 1,87 \text{ GeV}/c^2$) und $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ ($m_{D_s^\pm} = 1,97 \text{ GeV}/c^2$) zu erkennen. Das linke Spektrum zeigt zusätzlich ein breites Signal der Untergrundreaktion $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ bei einer Masse von ca. $2,01 \text{ GeV}/c^2$. (Das linke Spektrum basiert auf einem älteren Datensatz, der in etwa ein fünftel der Datenmenge des zur Analyse verwendeten Datensatzes umfasst.)

verglichen um eine Entscheidung zu treffen, ob der Kandidat mit der Kaonhypothese vereinbar ist. Für das Veto wurden der Selektor im “tight”-Modus betrieben. Eine detailliertere Beschreibung des Selektors findet sich in [Ma 01].

3.3 Optimierung der Selektion

Zur Optimierung der Selektion wurde eine evolutionäre Strategie verwendet. Diese Methode entspricht im wesentlichen der Automatisierung der manuellen Vorgehensweise, bei der durch wiederholte Anpassung der Selektionskriterien und Beurteilung der Resultate die Güte der Selektion interaktiv optimiert wird. Die Verwendung eines klassischen Gradientenabstiegsverfahrens ist ebenfalls vorstellbar. Allerdings ist hierbei die Gefahr, daß die Anpassung anstatt im globalen Optimum in einem lokalen Nebenmaximum konvergiert, weitaus größer als bei einer evolutionären Strategie.

Als weitere Option wurde die Selektion mit Hilfe eines neuronalen Netzwerks — eines überwacht trainierten Perzeptrons — in Betracht gezogen. Ein solches Netzwerk errechnet aus geeigneten Eingabegrößen eine Wahrscheinlichkeit für die Zugehörigkeit der Eingabemuster zu einer bestimmten Klasse. Bei der hier beschriebenen Anwendung sind die zu separierenden Klassen Signal- bzw. Untergrundereignisse.

Die Funktionsweise eines Perzeptrons lässt sich als Anwendung einer logischen Verknüpfung von $(n-1)$ -dimensionalen, nicht linearen Schnitten in dem von n Eingabeparametern aufgespannten Raum interpretieren. Die Anpassung eines Perzeptrons auf ein spezielles Problem erfolgt durch einen überwachten Trainingsprozess, bei dem dem Netzwerk wiederholt Eingabemuster — mit bekannter Klassenzugehörigkeit — und die gewünschten Netzwerkausgaben präsentiert werden. Dieser Ansatz hat im Vergleich zu klassischen Methoden zwei bedeutende Vorteile. Zum einen ist die Optimierung modellfrei: Es wird kein Selektionskriterium vorgegeben, dessen variable Größen anzupassen sind, sondern das Perzeptron findet die optimalen Selektionsschnitte selbstständig. Zum anderen werden diese Schnitte direkt im evtl. hochdimensionalen Eingaberaum angepasst, was insbesondere bei korrelierten Eingabeparametern von Vorteil ist. Für den Trainingsprozess benötigt man allerdings einen Musterdatensatz, der die exakte Information darüber enthält, ob es sich bei den jeweiligen Eingabemustern um Signal- oder Untergrundereignisse handelt. Ein solcher Trainingsdatensatz lässt sich nur aus Simulationsdaten extrahieren. Für die Signalereignisse stellt dies kein Problem dar, aber Untergrundereignisse lassen sich nur unvollständig simulieren, da zum einen der Generator für die $c\bar{c}$ -Fragmentation kein perfektes Abbild der natürlichen Phänomene liefert und zum anderen viele der möglichen Untergrundreaktion nur schlecht untersucht bzw. gar nicht bekannt sind. Desweiteren besteht aufgrund der vielen freien inneren Netzwerkparameter — typisch sind 20–100 —, immer die Gefahr, daß das Netzwerk während des Trainings die speziellen Eigenschaften des Musterdatensatzes adaptiert und die Fähigkeit zu generalisieren verliert. Aus diesen Gründen wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

Im Gegensatz dazu erfolgt die Optimierung der Selektion mit einer evolutionären Strategie nur anhand der gemessenen Daten ohne die Verwendung von Simulationsdaten.

3.3.1 Evolutionäre Strategie

Eine evolutionäre Strategie ist ein Optimierungsalgorithmus, dessen grundlegende Funktionsweise sich an den Prinzipien der natürlichen Evolution orientiert. Im Gegensatz zu klassischen Verfahren, z.B. Gradientenabstiegsalgorithmen, die durch gerichtete Manipulation einen einzigen Lösungsansatz anpassen, optimiert eine evolutionäre Strategie ein ganzes Ensemble (Population) von möglichen Lösungsansätzen (Genomen), wodurch das Risiko der Konvergenz in einem lokalen - anstatt im globalen Minimum verringert wird. Die Optimierung geschieht schrittweise durch die in jeder Generation wiederholte Bewertung, Kreuzung, Mutation und Selektion der Genome. Die Bewertung der Genome durch eine vom Anwender zu definierende Fitnessfunktion ist hierbei von zentraler Bedeutung, da sowohl die paarweise Auswahl der Genome, aus denen durch Kreuzung neue Genome erzeugt werden, als auch die Selektion der Genome, die in der Population verbleiben, abhängig von der Genomfit-

ness erfolgt. Mit jeder neuen Generation vergrößert sich so die Fitness der gesamten Population und strebt den maximal möglichen Wert an.

In der hier beschriebenen Anwendung einer evolutionären Strategie zur Optimierung der Selektion von $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfällen beschreibt jedes Genom einen bestimmten Satz von Selektionskriterien. Die Fitness der Genome ergibt sich nach Anwendung der entsprechenden Selektionskriterien aus der Güte des D_s -Signals im $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum. Hierbei wurden zwei verschiedene Ansätze für die Fitnessfunktion verwendet:

- Zum einen wurde die Dilution δ , die sich als Produkt aus Selektionseffizienz ϵ und Reinheit des Signals ρ ergibt, maximiert:

$$\delta = \epsilon \cdot \rho = \frac{S}{S_0} \cdot \frac{S}{N + S} \quad (3.9)$$

Hierbei bezeichnen S und N jeweils die Anzahl der Signal- bzw. Untergrundeignisse in der Signalregion. S_0 , die unbekannte Gesamtanzahl von Signalereignissen in dem untersuchten Datensatz, bleibt während der Optimierung konstant und wird daher bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt, d.h. sie wird willkürlich auf eins gesetzt. Da der Untergrund in der Nähe des Signals in guter Näherung als flach angesehen werden kann, lassen sich die Zahlen S und N aus den Ereigniszahlen in der Signalregion A_{sr} und der Seitenbandregion A_{sbr} berechnen.

$$S = A_{sr} - \frac{1}{x} A_{sbr} \quad N = \frac{1}{x} A_{sbr} \quad (3.10)$$

wobei x die Breite der Seitenbandregion im Verhältnis zur Breite der Signalregion bezeichnet. Damit ergibt sich für die Fitness folgender Ausdruck:

$$f = \frac{S^2}{S + N} = \frac{(A_{sr} - \frac{1}{x} A_{sbr})^2}{A_{sr}}, \quad (3.11)$$

Das Seitenband wird typischerweise breiter als die Signalregion gewählt um den statistischen Fehler der Dilution möglichst gering zu halten.

- Um den Einfluss des Untergrundes auf die Resultate der Partialwellenanalyse systematisch untersuchen zu können wurden weitere Datensätze mit unterschiedlich hohem Untergrund in der Signalregion erzeugt. Bei diesen Datensätzen wurde die Anzahl der Signaleinträge S bei fest vorgegebenen Verhältnis α von Signal- zu Untergrundeinträgen maximiert. Die zu optimierende Fitnessfunktion wurde zu diesem Zweck wie folgt angesetzt:

$$f = S \cdot \begin{cases} 1 & : S/N \geq \alpha \\ \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{S/N - \alpha}{\sigma_{S/N}}\right)^2\right) & : S/N < \alpha \end{cases} \quad (3.12)$$

Falls das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N größer oder gleich dem geforderten Wert α ist, ist die Fitness gleich der Anzahl von Signaleinträgen S . Bei

kleineren S/N hingegen wird S mit der abfallenden Flanke einer Gaußkurve gewichtet. In den frühen Stadien der Optimierung wird die Breite $\sigma_{S/N}$ der Gaußflanke groß gewählt damit die Eigenschaften aller Genome — auch jener, die einer Selektion mit einem kleineren S/N -Wert als dem geforderten Wert α entsprechen — berücksichtigt werden. Die Breite wird dann in jeder zehnten Generation an die Streuung der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse in der entsprechenden Population angepasst, d.h. die Breite wird im Laufe der Optimierung immer weiter verkleinert bis die Gaußflanke in den späten Stadien der Optimierung einer Stufenfunktion nahekommt.

Die Optimierung der Selektion erfolgt durch eine Anpassung der variablen Schnittgrößen in einem vom Anwender fest vorgegebenen Selektionskriterium, wobei jede der Schnittgrößen nur innerhalb eines vorgegebenen Intervalls erlaubter Werte variiert wird. Jedes Genom — eine Kette von Fließkomma- und Ganzzahlen — enthält einen vollständigen Satz der variablen Schnittgrößen.

Zunächst werden die Genome der ersten Generation mit zufälligen Werten aus den Intervallen erlaubter Werte initialisiert. Daraufhin wird in jeder neuen Generation eine temporäre Population, die halb so groß ist wie die ursprüngliche Population, mit den aus der Kreuzung zweier “Eltern”-Genome hervorgehenden “Kind”-Genomen gefüllt, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Genome der ursprünglichen Population, als “Eltern”-Genom ausgewählt zu werden, gleichverteilt ist. Bei der Kreuzung werden die Werte des “Kind”-Genoms zufällig aus den Intervallen, die durch die beiden entsprechenden Werte der “Eltern”-Genome aufgespannt werden, bestimmt. Anschließend werden die Werte der “Kind”-Genome der temporären Population mit einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit mutiert, d.h. die Werte werden mit einer Lorentz-Verteilung verschmiert, wobei sich die Breite der Lorentz-Verteilung an der Breite des Intervalls der erlaubten Werte orientiert und die resultierenden Werte durch die Intervallgrenzen limitiert sind. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelner Wert eines Genoms mutiert wird, wird in regelmäßigen Abständen an die Streuung der Genome in der ursprünglichen Population angepasst: Bei einer kleiner Streuung, d.h. ähnlichen Eigenschaften der Genome, wird die Mutations-Wahrscheinlichkeit erhöht. Die “Kind”-Genome der temporären Population werden dann durch die Fitness-Funktion bewertet und der ursprünglichen Population hinzugefügt. Nach einer Sortierung wird die so erweiterte Population durch Entfernung der Genome mit den kleinsten Fitnesswerten auf den ursprünglichen Umfang gebracht.

Die Implementation der beschriebenen Selektionsoptimierung erfolgte unter Verwendung der Funktionalität des ROOT-Frameworks [Ro 02] und den von der GALIB-Programmibibliothek [Ga 00] bereitgestellten Algorithmen und Hilfsmitteln für die Realisierung von Anwendungen, die auf evolutionären Strategien oder genetischen Algorithmen basieren. Obwohl das Optimierungsprogramm für die in dieser Arbeit vorgestellte Selektion entwickelt wurde, lässt sich das Programm durch eine Anpassung der Fitnessfunktion und der Steuerungsdatei auf eine Vielzahl anderer

Optimierungsprobleme anwenden.

3.3.2 Anwendung des Algorithmus

Die Optimierung der Selektion mit Hilfe einer evolutionären Strategie wird auf Basis der Messdaten durchgeführt, die auch für die spätere Analyse herangezogen werden. Diese Vorgehensweise hat einerseits den Vorteil, daß mögliche Unzulänglichkeiten der Simulationsdaten die Selektion nicht negativ beeinflussen können, andererseits ist besondere Vorsicht geboten, da neben echten Signalereignissen auch statistische Fluktuationen des Untergrundes in der Signalregion angereichert werden könnten.

Um diesen Effekt von vornherein zu unterbinden, wurde zunächst der vorselektierte Datensatz in zwei Hälften unterteilt, die Optimierung auf beiden Hälften unabhängig voneinander durchgeführt und für die endgültige Auswahl der Ereignisse die aus den beiden Optimierungen resultierenden Selektionskriterien auf die jeweils andere Hälfte der Daten angewendet. Eine mögliche Anreicherung statistischer Fluktuationen des Untergrundes in der Signalregion wird durch diese Vorgehensweise ausgeschlossen.

Die Aufteilung des vorselektierten Datensatzes in zwei Hälften geschah zufällig. Die Anzahl von Signal- und Untergrundeignissen in den beiden Hälften unterliegt hierbei statistischen Schwankungen. Um kompatible, d.h. auf den jeweils anderen Datensatz anwendbare, Resultate aus den beiden Teiloptimierungen zu erhalten, sollte allerdings die Verteilung von Signal und Untergrundeignissen in den beiden Teildatensätzen möglichst gleichmäßig sein. Eine geeignete Zufallszahlenreihe, die eine gleichmäßige Aufteilung der vorselektierten Ereignisse gewährleistet, wurde wie folgt ermittelt: Basierend auf dem gesamten Datensatz wurde mit Hilfe der evolutionären Strategie ein Satz von Selektionskriterien ermittelt, der die Dilution des D_s -Signals im $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Massenspektrum maximiert. Der Datensatz wurde daraufhin wiederholt anhand von Zufallszahlenreihen in zwei Hälften unterteilt. Auf jede dieser Hälften wurden die ermittelten Selektionskriterien angewendet und die Zahlen von Signal- und Untergrundeinträgen in den beiden resultierende Massenspektren bestimmt und miteinander verglichen. Diejenige Aufteilung, die die kleinsten Unterschiede aufwies wurde für die separate Optimierung der Selektion verwendet.

Der endgültigen Optimierung der Selektion ging eine ausgiebige Testphase des Algorithmus voraus, in der der Einfluss der einzelnen Selektionskriterien auf das Gesamtergebnis untersucht wurde und die Stabilität der Selektionsresultate bei verschiedenen Optimierungszielen (maximale Signifikanz des Signals bzw. maximales Signal bei verschiedenen S/N -Verhältnissen) und bei verschiedenen den Algorithmus steuernden Parametern, z.B. Umfang der Population und Mutationswahrscheinlichkeit, überprüft wurde. Hierbei zeigte sich, dass die Methode bei den untersuchten Optimierungsszenarien stabile und reproduzierbare Ergebnisse liefert. Weiterhin stellte sich heraus, dass die Anzahl der bis zur Konvergenz der Optimierung benötigten

Generationsschritte sehr stark mit der Zahl der anzupassenden Selektionsschritte ansteigt und dadurch die benötigte Rechenzeit — man bedenke, dass für die Neubewertung eines jeden Genoms der gesamte vorselektierte Datensatz analysiert wird — unverhältnismäßig anwächst. Aus diesem Grund wurden nur diejenigen Bedingungen als Variablen in der Optimierung behalten, die einen starken Einfluss auf das Resultat der Selektion zeigten, d.h. die bei den verschiedenen getesteten Optimierungszielen (unterschiedliche S/N -Verhältnisse), signifikant in ihrer Schnittstärke variierten. Diejenigen Bedingungen, die keine signifikante Änderung in den verschiedenen Optimierungsszenarien zeigten wurden fixiert und zur Minimierung der zu analysierenden Datenmenge in die Vorselektion verlegt. Die in dem Optimierungsprozess für die verschiedenen Datensätze angepassten Bedingungen sind in der folgenden Liste angegeben:

- Der Impuls des D_s -Kandidaten im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz muss größer als der anzupassende Schwellwert x sein:

$$p_{D_s}^{\Upsilon(4S)} > x \text{ GeV}/c \quad \text{mit} \quad x \in [2,5; 3,5] \quad (3.13)$$

- D_s -Kandidaten mit einem Impuls im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz unterhalb des anzupassenden Schwellwertes x müssen mit der Bedingung vereinbar sei, dass sie aus einem $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm \gamma$ -Zerfall stammen könnten:

$$\begin{aligned} |\Delta m_{D_s D_s^*} - 144,7 \text{ MeV}/c^2| < 20 \text{ MeV}/c^2 \\ \text{ODER} \\ p_{D_s}^{\Upsilon(4S)} > x \text{ GeV}/c \quad \text{mit} \quad x \in [2,9; 4,5] \end{aligned} \quad (3.14)$$

Die D_s - D_s^* -Massendifferenz-Bedingung ist hier durch ein logisches ODER mit dem Schnitt auf den Impuls des D_s -Kandidaten verknüpft. Der Sollwert der D_s^* - D_s -Massendifferenz von $144,7 \text{ MeV}/c^2$ wurde durch die Anpassung einer Gaußfunktion an das D_s^* -Signal im D_s^* - D_s -Massendifferenzspektrum gewonnen (Abbildung 3.4).

- Die Lebensdauer der beiden K_S^0 -Kandidaten muss mindestens $x\%$ der mittleren K_S^0 -Lebensdauer betragen:

$$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau = \frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot \frac{\Delta s \cdot m \cdot c}{p} > x \% \quad \text{mit} \quad x \in [1,8; 5,4] \quad (3.15)$$

Die K_S^0 -Lebensdauer lässt sich aus dem räumlichen Abstand Δs des K_S^0 -Zerfallsvertexes zum D_s -Zerfallsvertex — dem K_S^0 -Produktionsvertex — und dem K_S^0 -Impuls p berechnen.

- Die Winkel zwischen den beiden K_S^0 -Impulsvektoren $\vec{p}_{K_S^0}$ und den Verbindungsgeraden des D_s -Vertex mit den jeweiligen K_S^0 -Vertizes müssen kleiner als der anzupassende Wert x sein:

$$\alpha_{D_s} = \cos^{-1} \left(\frac{(\vec{v}_{K_S^0} - \vec{v}_{D_s}) \cdot \vec{p}_{K_S^0}}{|\vec{v}_{K_S^0} - \vec{v}_{D_s}| \cdot |\vec{p}_{K_S^0}|} \right) < x \text{ rad} \quad \text{mit} \quad x \in [0,001; 0,3] \quad (3.16)$$

Mit \vec{v}_{D_s} und $\vec{v}_{K_S^0}$ werden die Ortskoordinaten der angepassten D_s - bzw. K_S^0 -Vertizes bezeichnet, wobei die K_S^0 -Vertizes aus der unabhängigen Anpassung ohne Fixierung der Masse stammen (siehe auch Abschnitt 3.2.2.3).

Für die systematische Untersuchung der Resultate der Partialwellenanalyse wurden vier verschiedene Datensätze präpariert, deren zugrundeliegende Selektionskriterien bei einem der Datensätze in Hinblick auf maximale Dilution (siehe Gleichung 3.11) und bei den drei anderen Datensätzen in Hinblick auf maximale Signalhöhe bei vorgegebenem S/N -Verhältnis (siehe Gleichung 3.12) optimiert wurden. Die S/N -Verhältnisse wurden hierbei auf die Werte 2,0 und 3,0 fixiert. Die Zahlen von Signal- und Untergrundereignissen wurden bei der Optimierung direkt den $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren entnommen. Hierbei wurde zunächst durch eine Anpassung der D_s -Signalform mit einer Gauß-Funktion auf einer flacher Untergrundverteilung der Massenschwerpunkt des D_s -Signals bestimmt. Die Zahlen von Signal- und Untergrundereignissen wurden dann durch Abzählen der Einträge in den symmetrisch um den vorher bestimmten Massenschwerpunkt m_{fit} positionierten Signal- und Seitenbandregionen ermittelt. Für die halbe Breite der Signalregion wurde ein Wert von $12 \text{ MeV}/c^2$ gewählt, der in etwa der zweifachen Standardabweichung σ des Signals entspricht. Um statistische Schwankungen bei der Bestimmung der Zahl der Untergrundereignisse klein zu halten, wurde die Breite der Seitenbandregion dreimal so groß wie die der Signalregion gewählt.

$$\begin{aligned} \text{Signalregion:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - m_{\text{fit}}| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\ \text{Seitenbandregion:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - m_{\text{fit}}| > 24 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{UND} \\ & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - m_{\text{fit}}| < (24 + 3 \cdot 12) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Bei allen Optimierungsdurchgängen wurden die gleichen Parameter für den Algorithmus gewählt: Die Anzahl der Genome in einer Population wurde auf 500 festgesetzt und die Mutationswahrscheinlichkeit wurde zwischen 2 % und 30 % abhängig von der Ähnlichkeit der Genome zueinander variiert. Die Optimierungsschritte wurden solange wiederholt bis keine weitere Erhöhung der maximal erreichten Fitness über 100 aufeinanderfolgende Generationen feststellbar war. Die Optimierung wurde jedoch nicht vor der 1500. Generation abgebrochen. Zur Selektion wurden dann die Kriterien des Genoms maximaler Fitness gewählt.

3.4 Zusammenfassung der Selektionsergebnisse

Im folgenden werden exemplarisch die Ergebnisse der Selektionsoptimierung für den Datensatz maximaler Dilution D_{MD} zusammengefasst. Die entsprechende Informationen für die übrigen Datensätze finden sich in Anhang A.

Die Selektionskriterien, die aus den separaten Optimierungen anhand der beiden Teildatensätze resultieren, sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Abbildung 3.6 zeigt die

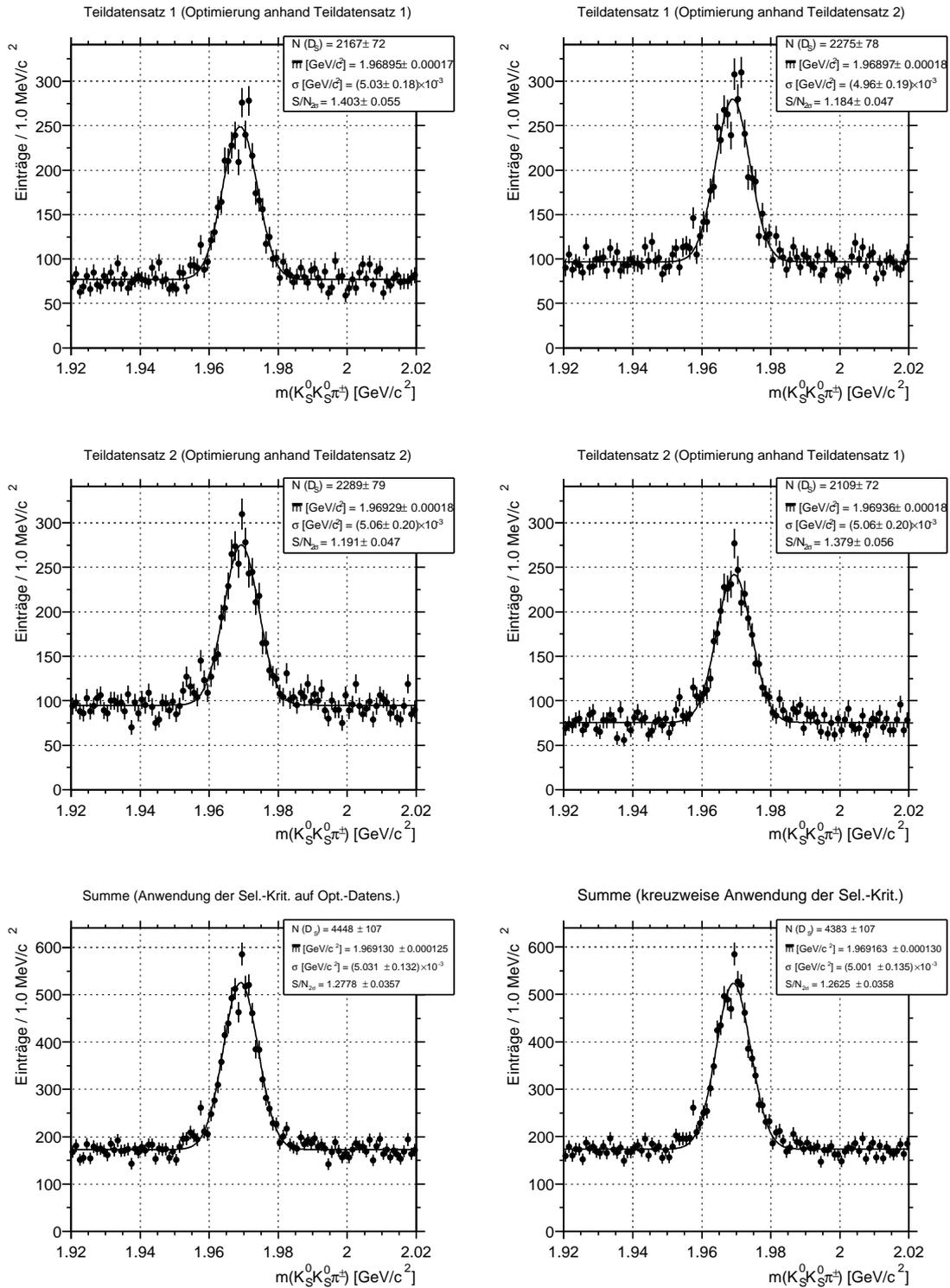


Abbildung 3.6: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren nach Anwendung der optimierten Selektionskriterien (maximale Dilution) auf die verschiedenen Teildatensätze. Die drei Spektren auf der linken Seite resultieren aus der Anwendung der Selektionskriterien auf die Datensätze, anhand derer die Kriterien optimiert wurden. Das untere Histogramm ergibt sich hierbei als Summe der beiden oberen Histogramme. Die Spektren der rechten Spalte resultieren aus der kreuzweisen Anwendung der Selektionskriterien. Das untere Spektrum — die Summe der beiden oberen Spektren — repräsentiert die endgültige Selektion mit maximaler Dilution.

Selektionskriterium	Teildatensatz I	Teildatensatz II
$p_{D_s}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	2,62	2,60
$ \Delta m_{D_s D_s^*} - 144,7 \text{ MeV}/c^2 < 20 \text{ MeV}/c^2$ ODER $p_{D_s}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	2,85	3,05
$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau > x \text{ ‰}$	2,23	2,31
$\alpha_{K_S^0} < x \text{ rad}$	0,119	0,153

Tabelle 3.2: Selektionskriterien wie sie sich aus den separaten Optimierungen (Maximierung der Dilution des D_s -Signals) anhand der beiden Teildatensätze ergeben.

Massenspektren, die sich aus der Anwendung dieser Selektionskriterien auf die beiden Teildatensätze ergeben. Die beiden unteren Spektren basieren jeweils auf dem gesamten Datensatz. Zur Erstellung des linken Spektrums wurden die separat optimierten Selektionskriterien auf diejenigen Teil-Datensätze angewendet, anhand derer die Kriterien optimiert wurden. Das rechte Spektrum geht aus einer kreuzweisen Anwendung der Kriterien hervor. Die beiden Spektren weisen keine signifikanten Unterschiede auf. Folglich scheint eine Verstärkung statistischer Fluktuationen durch die Optimierung der Selektionskriterien mittels einer evolutionären Strategie nicht aufzutreten, was bei der geringen Zahl und Art der zu optimierenden Selektionskriterien auch nicht zu erwarten war.

Durch eine Anpassung der folgenden Gauß-Funktion mit flacher Untergrundverteilung

$$f_{fit}(m) = S B \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(m - \bar{m})^2}{\sigma^2}\right) + \frac{1}{4\sigma S/N_{2\sigma}} \right] \quad (3.18)$$

(B : Binbreite)

an die in Abbildung 3.6 gezeigten Massenspektren, wurde jeweils die Anzahl der Signaleinträge S und die Signal zu Rausch-Verhältnisse $S/N_{2\sigma}$ in einer 2σ -breiten Region um den Massenschwerpunkt \bar{m} bestimmt. Diese Werte und die daraus erchenbaren Werte für die Dilution des Signals sind für die verschiedenen Selektions-Szenarien in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Vergleicht man die erzielten Dilutionwerte, zeigt sich auch hier keinerlei Anzeichen einer Anreicherung statistischer Fluktuationen innerhalb der Signalregion. Die Dilutionwerte stimmen innerhalb ihrer Fehlergrenzen überein. Dieses Ergebnis wird durch die Resultate der anderen Optimierungen, bei denen die Anzahl der Signaleinträge bei fest vorgegebenen Signal zu Rausch-Verhältnis maximiert wurde, bestätigt (siehe Anhang A).

Optimierung anhand Teildatensatz	Anwendung auf Teildatensatz	S	$S/N_{2\sigma}$	Dilution $D_{2\sigma}$
I	I	2167 ± 72	$1,403\pm 0,055$	1207 ± 45
	II	2109 ± 72	$1,379\pm 0,056$	1167 ± 45
II	II	2289 ± 79	$1,191\pm 0,047$	1188 ± 46
	I	2275 ± 78	$1,184\pm 0,047$	1177 ± 45
Gesamtdatensatz: I+II				
Anwendung der Selektionkriterien auf die Optimierungs-Datensätze		4448 ± 107	$1,278\pm 0,036$	2381 ± 64
Kreuzweise Anwendung der Selektionskriterien		4383 ± 107	$1,263\pm 0,036$	2334 ± 64

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Signal-Charakteristika, die aus der Anwendung der Selektionskriterien (maximale Dilution) auf die verschiedenen Datensätze resultieren. Angegeben sind die Anzahl der Einträge S , das Signal zu Rausch-Verhältnis $S/N_{2\sigma}$ in einer 2σ breiten Signalregion und der entsprechende Wert der Dilution $D_{2\sigma}$.

Für weitere Untersuchungen wurden trotzdem nur diejenigen Datensätze verwendet, die sich aus der kreuzweisen Anwendung der Selektionskriterien ergeben. Dadurch wird eine Anreicherung von Fluktuationen in der Signalregion apriori ausgeschlossen. Abbildung 3.7 zeigt das Massenspektrum des Datensatzes D_{MD} . Aus einer Anpassung der in Gleichung 3.18 angegebenen Gauß-Kurve an das Spektrum ergibt sich für den Masseschwerpunkt des Signals ein Wert von $(1969,14 \pm 0,12)$ MeV/ c^2 , der gut mit dem von der Particle Data Group veröffentlichten Wert für die D_s -Masse — $m_{PDG} = (1968,6 \pm 0,6)$ MeV/ c^2 [PDG 00] — übereinstimmt. Die Breite des Signals ist ausschließlich durch die experimentelle Auflösung bedingt.

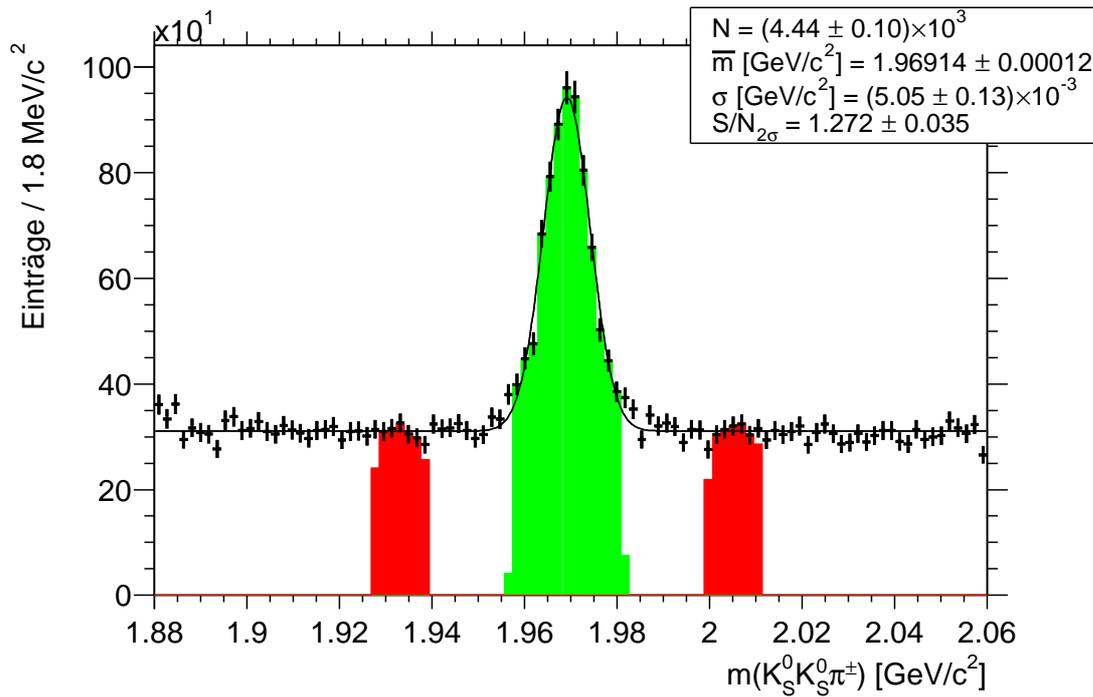


Abbildung 3.7: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum des Datensatzes D_{MD} (maximale Dilution). Aus der Anpassung der Linienform des D_S -Signals mit einer Gauß-Funktion auf flacher Untergrundverteilung ergibt sich für die Masse ein Wert von $(1969,14 \pm 0,12) \text{ MeV}/c^2$ und für die Breite ein Wert von $(5,05 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$. Die grauen Unterlegungen deuten die Signal- und Seitenband-Regionen an, die für die Seitenband-Subtraktion bei der Erstellung von Untergrund-korrigierten Dalitzplots verwendet wurden.

Kapitel 4

Resonanzstruktur des Zerfalls

$D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$

4.1 Dalitzplots

Die Dynamik des Zerfalls eines D_S -Mesons in drei pseudoskalare Mesonen ist vollständig durch zwei unabhängige kinematische Größen bestimmt.

Ausgehend von den drei gemessenen Teilchen im Endzustand reduzieren sich die $3 \cdot 4 = 12$ kinematischen Variablen der 3 Vierervektoren aufgrund verschiedener Randbedingungen auf lediglich zwei unabhängige Observablen: Aus der Kenntnis der Massen der Mesonen im Endzustand resultieren drei Randbedingungen. Weitere vier Randbedingungen ergeben sich aus Energie- und Impulserhaltung. Da das D_S -Meson keinen Spin trägt, ist bei dem Zerfall keine Vorzugsrichtung im Raum ausgezeichnet. Somit lassen sich die drei Eulerwinkel eliminieren und man endet schließlich bei zwei unabhängigen Observablen.

Zur Visualisierung der Zerfalldynamik wählt man die beiden unabhängigen Observablen dergestalt, dass sich bei deren gegenseitigem Auftragen in einem Diagramm für phasenraumverteilte Zerfälle, d.h. Ereignisse ohne Bildung intermediärer Resonanzen, eine flache Verteilung ergibt. Eine solche Darstellung wird als Dalitz-Plot bezeichnet. Die am häufigsten verwendete Art von Dalitzplots, erhält man durch die gegenseitige Auftragung von zwei der drei möglichen invarianten Massenquadrate, die aus der Kombination von jeweils zwei Teilchen des Endzustandes resultieren. Ein Schema eines solchen Diagramms, ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Die drei Massenquadrate berechnen sich zu

$$m_{ij}^2 = (E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2 \quad (4.1)$$

und erfüllen dabei die Relation

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = \text{const}, \quad (4.2)$$

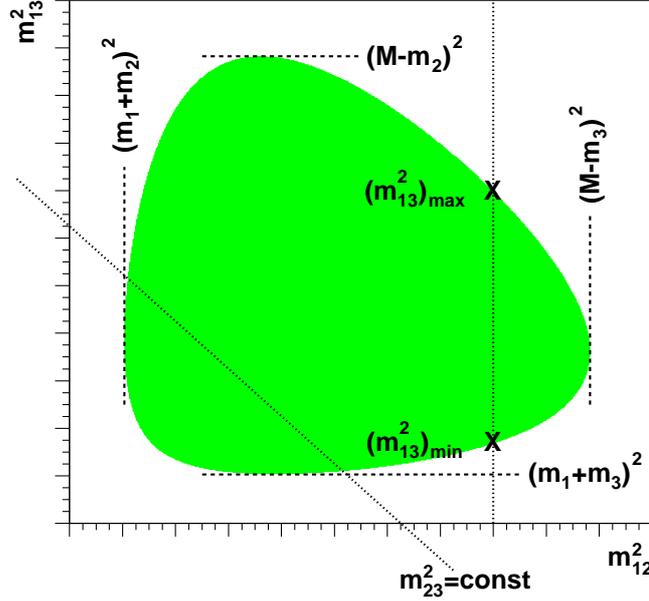


Abbildung 4.1: Schema des Dalitzplots eines Zerfalls in einen Dreikörper-Endzustand. Gegeneinander aufgetragen sind die invarianten Massenquadrate von zwei der drei möglichen Kombinationen zweier Endzustandsteilchen. Die schattierte Region deutet den kinematisch erlaubten Bereich des Phasenraumes des Endzustandes an.

wobei M die Ruhemasse des Anfangszustandes und $m_{(1,2,3)}$ die Ruhemassen der drei Endzustandsteilchen bezeichnen. Die kinematischen Grenzen für den erlaubten Bereich des Phasenraums sind durch die beiden folgenden Gleichungen festgelegt:

$$(m_{ij}^2)_{min} = (\tilde{E}_i + \tilde{E}_j)^2 - \left(\sqrt{\tilde{E}_i^2 - m_i^2} + \sqrt{\tilde{E}_j^2 - m_j^2} \right)^2 \quad (4.3)$$

$$(m_{ij}^2)_{max} = (\tilde{E}_i + \tilde{E}_j)^2 - \left(\sqrt{\tilde{E}_i^2 - m_i^2} - \sqrt{\tilde{E}_j^2 - m_j^2} \right)^2 \quad (4.4)$$

mit den beiden Hilfsgrößen:

$$\tilde{E}_i = \frac{m_{ik}^2 + m_i^2 - m_k^2}{2m_{ik}} \quad (4.5)$$

$$\tilde{E}_j = \frac{M^2 - m_{ik}^2 - m_j^2}{2m_{ik}} \quad (4.6)$$

Bei dem hier betrachteten Fall eines skalaren Anfangszustandes ist der Wirkungsquerschnitt in Dalitzplot-Variablen gegeben durch

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{32}{M^3} |\mathcal{M}|^2 dm_{ij}^2 dm_{jk}^2. \quad (4.7)$$

Aus dieser Gleichung wird anhand der Gestalt des Phasenraumfaktors sofort ersichtlich, dass bei einem konstanten invarianten Matrixelement $|\mathcal{M}|$ der Dalitzplot eine

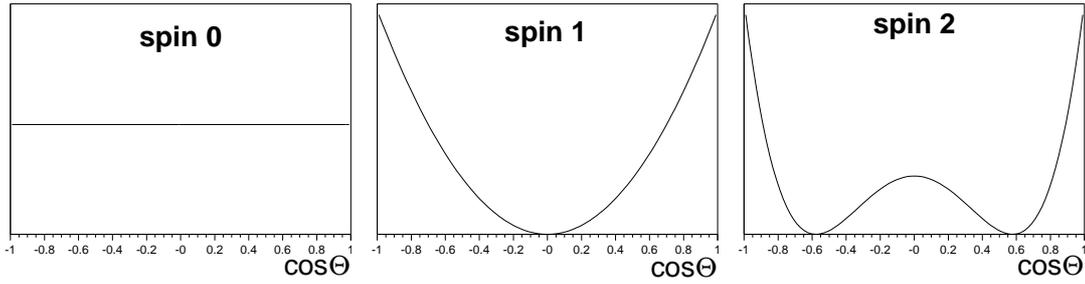


Abbildung 4.2: Winkelverteilungen

gleichförmige Dichteverteilung aufweist. Jede Abweichung von einer flachen Dichteverteilung im Dalitzplot deutet auf eine resonante Zerfallsdynamik hin. Verläuft der Zerfall über eine Resonanz der Masse m , die in die beiden Endzustands-Teilchen i und j zerfällt, so erscheint diese als bandartige Struktur im Dalitzplot, deren Lage durch die Beziehung $m_{ij} = m^2$ bestimmt ist. Im Falle eines horizontalen bzw. vertikalen Bandes lässt sich die Masse der entsprechenden Resonanz direkt ablesen. Die einem diagonalen Band zuzuordnende Masse lässt sich mit Gleichung 4.2 einfach aus den beiden aufgetragenen Massenquadraten berechnen.

Die Dichteverteilung entlang eines Bandes spiegelt die Winkelverteilung des Zerfalls im Ruhesystem der Resonanz wieder, die Aufschluss über den Spin der Resonanz liefert. Hierbei besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Kosinus des Zerfallswinkels Θ und der Position auf dem entsprechenden Band. Für vertikale und horizontale Strukturen lässt sich dieser Zusammenhang wie folgt schreiben:

$$\cos \Theta_{ij} = \frac{m_{ik}^2 - (m_{ik}^2)_{\min} - (m_{ik}^2)_{\max}}{(m_{ik}^2)_{\min} - (m_{ik}^2)_{\max}} \quad (4.8)$$

Beispiele für solche Winkelverteilungen, die durch die Kugelflächen-Funktionen Y_0^J beschrieben werden, sind in Abbildung 4.2 gegeben.

Tauchen im Endzustand ununterscheidbare Teilchen auf, werden aufgrund der Vertauschungs-Symmetrie alle Paare invarianter Massenquadrate in den Dalitzplot eingetragen, die sich aus den möglichen Permutationen der identischen Teilchen im Endzustand ergeben. Der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ verfügt über eine zweifache Symmetrie, weshalb jedes Zerfalls-Ereignis zwei Einträge im Dalitzplot liefert.

4.2 Dalitzplots des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$

Im folgenden werden exemplarisch die Dalitzplots des Datensatzes maximaler Dilution (D_{MD}), dessen Selektion in Kapitel 3 beschrieben ist, diskutiert. Die Dalitzplots der anderen Datensätze zeigen unabhängig vom eingestellten S/N -Verhältnis sehr ähnliche Strukturen. Alle abgebildeten Dalitzplots sind aufgrund der Unun-

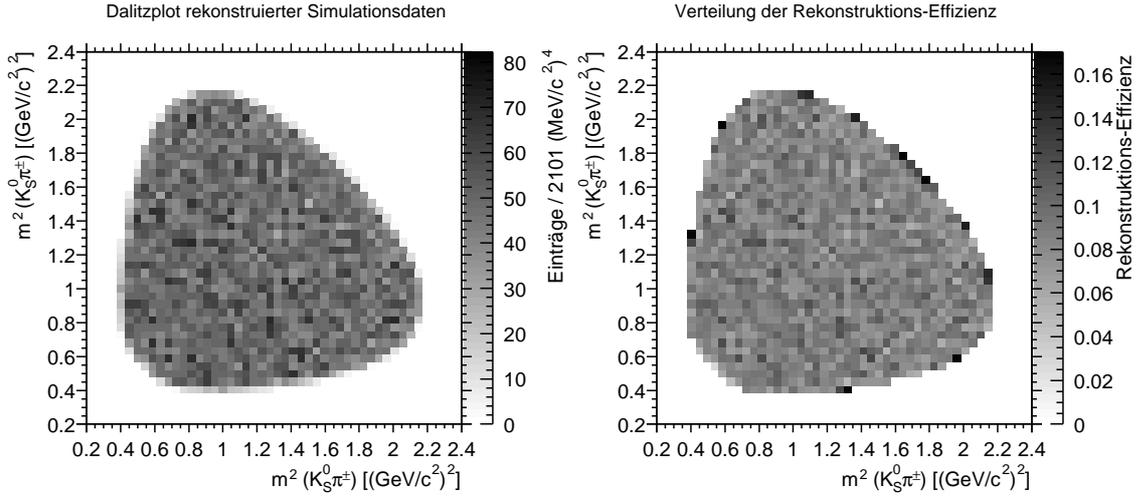


Abbildung 4.3: Das linke Diagramm zeigt den Dalitzplot rekonstruierter und selektierter $c\bar{c} \rightarrow D_s^\pm X \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm X$ Simulationsereignisse, bei denen der $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfall phasenraumverteilt, d.h. nicht resonant, generiert wurde. Aus einem Vergleich der Anzahl der rekonstruierten und selektierten Ereignisse mit der Anzahl der ursprünglich generierten Ereignisse resultiert die auf der rechten Seite abgebildete Effizienzverteilung.

terscheidbarkeit der beiden K_S^0 -Mesonen im Endzustand symmetrisch bezüglich der Hauptdiagonalen.

4.2.1 Selektionseffizienz

Um sicherzustellen, dass es sich bei den in den Dalitzplots erkennbaren Strukturen nicht um Artefakte der Selektion, d.h. von der Position im Dalitzplot abhängige Schwankungen der Selektions-Effizienz, handelt, wurde die Abhängigkeit der Effizienz von den im Dalitzplot aufgetragenen Größen anhand von Simulationsdaten (siehe Abschnitt 3.1) untersucht.

Zu diesem Zweck wurden die simulierten Ereignisse derselben Selektion, die auch bei den Messdaten angewendet wurde, unterworfen und in einen Dalitzplot eingetragen, der in Abbildung 4.3 gezeigt ist. Da die simulierten D_s -Zerfälle phasenraumverteilt sind, sollten sich bei einer gleichförmig verteilten Akzeptanz keine Strukturen in diesem Dalitzplot zeigen. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, ist diese Forderung bei den verwendeten Selektionskriterien im Rahmen statistischer Schwankungen sehr gut erfüllt. Aus diesem Grund wurde bei den im folgenden gezeigten Dalitzplots der Messdaten auf eine Akzeptanz-Korrektur verzichtet.

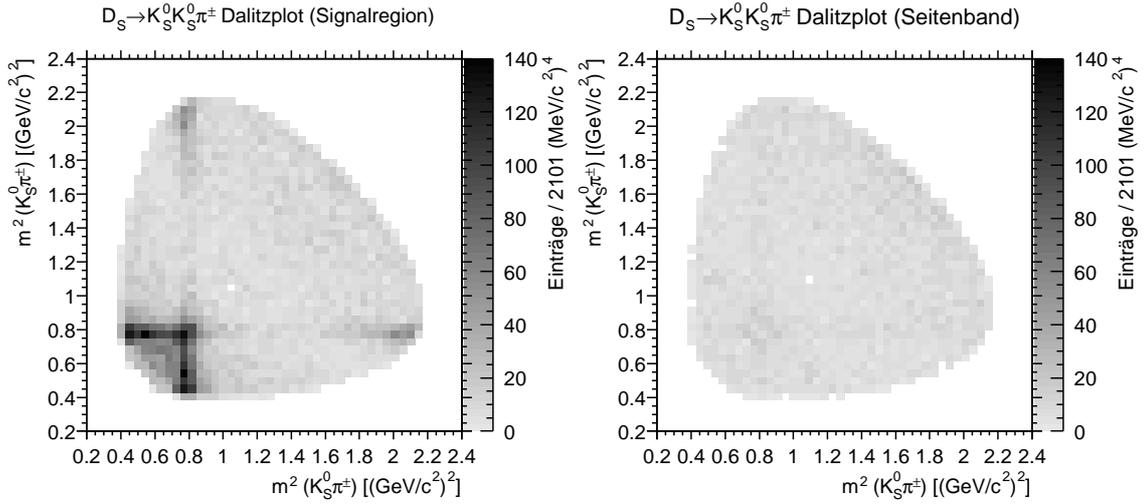


Abbildung 4.4: Dalitzplots gemessener Daten des Datensatzes D_{MD} für Ereignisse aus der Signalregion (links) und der Seitenbandregion (rechts).

4.2.2 Diskussion der Messdaten

Abbildung 4.4 zeigt die Dalitzplots der Messdaten für die im Massenspektrum der Abbildung 3.7 angedeuteten, gleich breit gewählten Signal- und Seitenbandregionen, die wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned}
 \text{Signalregion:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,9692 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\
 \text{Seitenbandregion:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,9692 \text{ GeV}/c^2| > 24 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{UND} \\
 & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,9692 \text{ GeV}/c^2| < (24 + 12) \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Durch eine Subtraktion des Seitenband-Dalitzplots vom Dalitzplot der Signalregion erhält man den in Abbildung 4.5 gezeigten untergrund-korrigierten Dalitzplot des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Signals. Wegen der unterschiedlichen Massen der $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Kandidaten in der Signal- und Seitenbandregion weichen allerdings die Phasenraumgrenzen der Dalitzplots der beiden Regionen voneinander ab (Gleichung 4.6). Dies kann zu Artefakten in den Randregionen des aus der Subtraktion resultierenden untergrund-korrigierten Dalitzplots führen. Um diesen Effekt zu unterbinden, wurden in den Dalitzplots die Massenquadrate derjenigen $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Kandidaten gegeneinander aufgetragen, deren Masse mit Hilfe einer kinematischen Anpassung auf den Zentralwert der Signalregion von $1,9692 \text{ GeV}/c^2$ festgelegt wurde. Die aus dieser Anpassung für die Ereignisse des Seitenbandes zwangsläufig resultierenden systematischen Abweichungen sind für den Zweck der Visualisierung der Daten vernachlässigbar. Ein Vergleich der Dalitzplots der Ereignisse des Seitenbandes, die mit bzw. ohne die Massenbedingung angepasst wurden, zeigte, dass die grundlegenden Untergrund-Strukturen, die im Vergleich zu den Signal-Strukturen sehr schwach ausgeprägt sind, unverändert bleiben.

Diese vergleichsweise simple Art der Abschätzung und Behandlung des Untergrundes

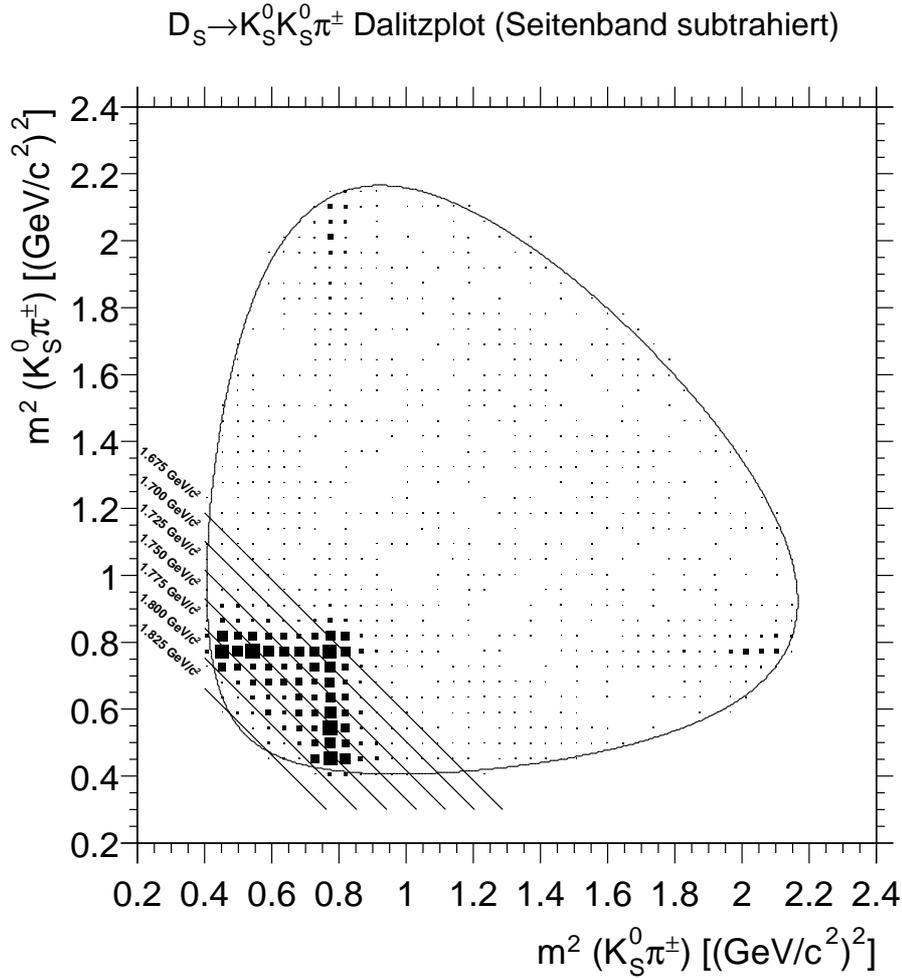


Abbildung 4.5: Untergrundkorrigierter Dalitzplot des Datensatzes D_{MD} , der sich aus der Subtraktion der beiden Dalitzplots in Abbildung 4.4 ergibt. In der unteren linken Region sind Hilfslinien konstanter Masse $m_{K_S^0 K_S^0}$ eingezeichnet. Die geschlossene Kurve deutet die Grenze des zugänglichen Phasenraumes an.

in der Signalregion dient hier lediglich der besseren Visualisierung der Daten. Bei der Partialwellen-Analyse wurde eine wesentlich differenziertere Untergrundbehandlung, die in Abschnitt 4.3.2 beschrieben ist, durchgeführt.

Bei der Betrachtung des untergrund-korrigierten Dalitzplot fällt zunächst auf, dass außer in der Region kleiner Massenquadrate sowie am rechten und oberen Rand des erlaubten Phasenraumes kaum Einträge vorhanden sind. Aufgrund dessen ist ein nennenswerter Beitrag von nicht-resonanten D_S -Zerfällen in den Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ auszuschließen. Die beobachtete Dichteverteilung lässt sich teilweise durch den Zerfall $D_S \rightarrow K_S^0 K^*(892) \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ erklären, dessen Auftreten sich in dem horizontalen und dem vertikalen Band bei einem Wert für das invariante Massenquadrat von $m_{K_S^0 \pi^\pm}^2 \approx 0,8 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ manifestiert. In Abbildung 4.13 sind simulierte Dalitzplotverteilungen des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K^*(892) \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ und anderer

möglicher resonanter Beiträge gezeigt. Da beide der im Endzustand vorhandenen K_S^0 -Mesonen aus einem Zerfall des $K^*(892)$ stammen können, interferieren die beiden Bänder in ihrem Kreuzungspunkt. Die einem Teilchen mit Spin 1 entsprechende parabel-förmige Dichteverteilung entlang der beiden Bänder ist deutlich zu erkennen. Allerdings zeigt die Winkelverteilung eine starke Asymmetrie. Die starke Überhöhung bei kleinen Massenquadraten kann durch die konstruktive Interferenz der beiden Bänder mit einer diagonalen Struktur bei einem Wert für das invariante Massenquadrat $m_{K_S^0 K_S^0}^2$ von rund $(1750 \text{ MeV}/c^2)^2$ erklärt werden. Das diagonale Band ließe sich in diesem Fall dem Zerfallskanal $D_S^\pm \rightarrow f_J(1710)\pi^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ zuordnen. Ausgehend von dieser Annahme erscheint eine Bestimmung des Spins des $f_J(1710)$ durch eine Interpretation der Dichteverteilung entlang des diagonalen $f_J(1710)$ -Bandes möglich. Dabei ist zu beachten, dass die starke Asymmetrie der Dichteverteilung der $K^*(892)$ -Bänder nicht ausschließlich durch den $f_J(1710)$ -Beitrag sondern teilweise durch Interferenzen mit anderen zusätzlichen resonanten Beiträgen erklärt werden könnte. Denkbar ist zum Beispiel eine Abschwächung der $K^*(892)$ -Strukturen am oberen und rechten Rand des Dalitzplots durch destruktive Interferenz mit einem Beitrag des Zerfallskanals $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_0^*(1430) \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ (siehe Abbildung 4.13). Eine eindeutige Aufschlüsselung der Resonanzstruktur des Zerfalls ermöglicht erst die im nächsten Kapitel beschriebene Partialwellenanalyse.

Die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die Projektionen der Dalitzplots, d.h. die Massenspektren der möglichen Zweierkombinationen der drei Teilchen im Endzustand. Das Massenspektrum der beiden möglichen $K_S^0 \pi^\pm$ -Kombinationen weist ein deutliches $K^*(892)$ -Signal auf, das einer kastenförmigen Struktur überlagert ist, die dem $f_J(1710)$ zugeordnet werden kann. Desweiteren ist zu erkennen, dass die Untergrundereignisse ebenfalls ein schwaches Signal des $K^*(892) \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfalls zeigen. Diese und eventuell andere Strukturen im Untergrund werden bei der Partialwellenanalyse durch die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene Untergrundbehandlung berücksichtigt. Im $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum fällt die starke Überhöhung bei einer Masse oberhalb von $1600 \text{ MeV}/c^2$ auf, die als eine Überlagerung der Signale des $K^*(892)$ und des $f_J(1710)$ interpretiert werden kann. Bei der Überhöhung in Masseregion um $1250 \text{ MeV}/c^2$ handelt es sich um eine Reflexion des $K^*(892) \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ -Signals in das $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum.

4.3 Partialwellenanalyse des Zerfalls

$$D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$$

Aufgrund der einfach zu interpretierenden Strukturen im Dalitzplot des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ ließen sich bereits durch eine Inaugenscheinnahme des Plots die wichtigsten Charakteristika der Zerfalldynamik qualitativ herausarbeiten. Ziel der Partialwellenanalyse ist es, die relativen Beiträge, Massen und Breiten der bereits identifizierten Resonanzen zu ermitteln und zu überprüfen ob für eine vollständige

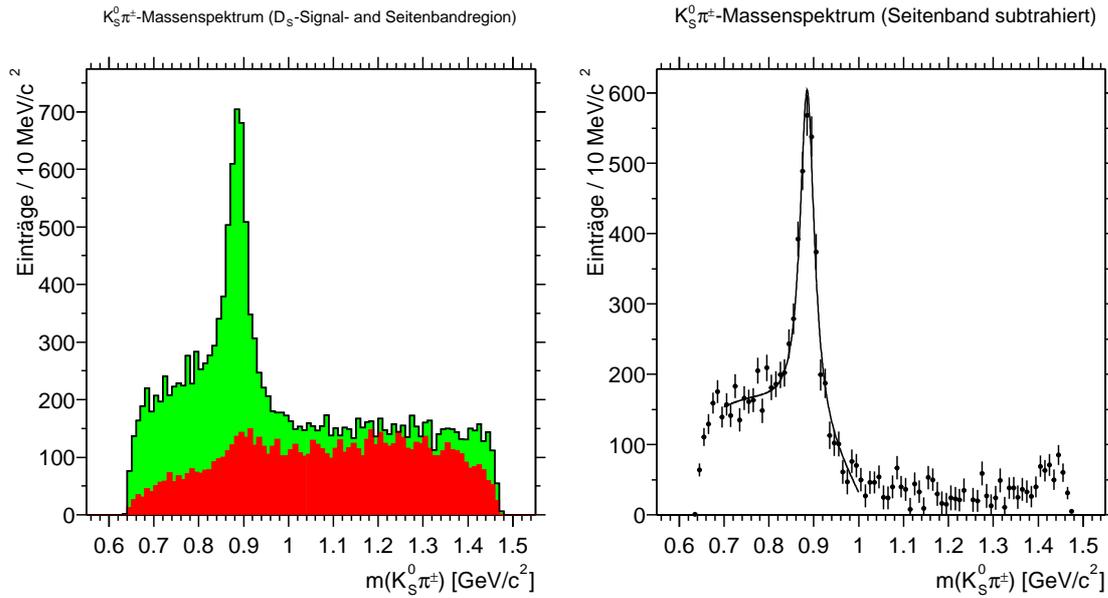


Abbildung 4.6: $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren: Das linke Diagramm zeigt die beiden Massenspektren für die Signal- sowie die Seitenband-Region, aus dessen Subtraktion das untergrund-korrigierte Spektrum auf der rechten Seite resultiert.

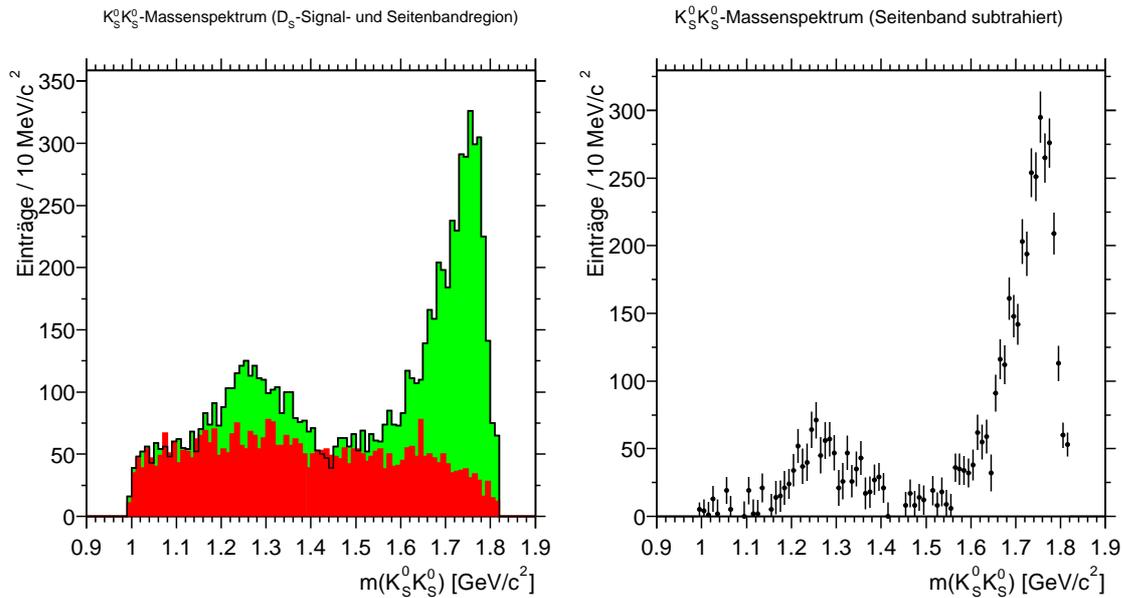


Abbildung 4.7: $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektren: Das linke Diagramm zeigt die beiden Massenspektren für die Signal- sowie die Seitenband-Region, aus dessen Subtraktion das untergrund-korrigierte Spektrum auf der rechten Seite resultiert.

Beschreibung der Zerfallsdynamik weitere Resonanzen bei dem Zerfall berücksichtigt werden müssen.

Zur Anpassung der freien Parameter des verwendeten Zerfallsmodells — Beitragsstärken, Phasen, Massen und Breiten der resonanten Zerfallskanäle — wurde eine

ereignisbasierte Likelihood-Methode angewendet. Die Anpassungen wurden mit dem Programmpaket *TARA* durchgeführt, das zur Untersuchung von $p\bar{p}$ -Annihilationen beim Crystal Barrel-Experiment entwickelt wurde [De 99].

4.3.1 Formalismus der Partialwellenanalyse

4.3.1.1 Isobar-Modell

Die angewandte Partialwellenanalyse basiert auf dem Isobar-Modell nach Jackson [Ja 64], in dem beliebige Mehrkörper-Zerfälle als Folge von Zweikörperzerfällen beschrieben werden. Nach diesem Modell ist der direkte Zerfall eines Mesons in einen Dreiteilchen-Endzustand nicht möglich. Vielmehr zerfällt das Meson zunächst in ein Betrachterteilchen und eine Resonanz, die wiederum in zwei Teilchen zerfällt. Der in dieser Arbeit analysierte Zerfall des D_s -Mesons in den Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ erfolgt demnach über die beiden Zweige

$$D_s^\pm \rightarrow X^0 \pi^\pm \quad \text{und} \quad X^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 \quad (4.10)$$

$$D_s^\pm \rightarrow Y^\pm K_S^0 \quad \text{und} \quad Y^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm. \quad (4.11)$$

Bei der Annahme, dass Mehrkörperzerfälle als Folge von Zweikörperzerfällen beschrieben werden können, handelt es sich nicht um eine willkürliche Vereinfachung der Partialwellenanalyse sondern um ein auf experimentelle Beobachtung gestütztes Modell. Der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall bestätigt diese Regel, da der in Abbildung 4.5 gezeigte Dalitzplot außerhalb der resonanten Strukturen kaum Einträge aufweist und daher der direkte Zerfall des D_s -Mesons in den $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Endzustand nicht nennenswert beiträgt.

Ausgehend von dem Isobar-Modell lässt sich Dichteverteilung der Einträge im Dalitzplot als kohärente Summe der Amplituden der beitragenden resonanten Zerfallskanäle beschreiben. Die den einzelnen Resonanzen zugeordneten Amplituden ergeben sich aus dem Produkt der Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte und den dynamischen Funktionen, die die reduzierten Matrixelemente der Elementarprozesse widerspiegeln. Die Zerfallswinkel werden direkt aus den Vierervektoren der Endzustandsteilchen gewonnen. Sie sind linear abhängig von den im Dalitzplot aufgetragenen Massenquadraten, so dass sich die winkelabhängigen Faktoren der Amplituden auch als Funktionen der invarianten Massenquadrate formulieren lassen.

$$I(\Omega) = \sum_M |A_M(\Omega)|^2 \quad (4.12)$$

$$A_M(\Omega) = A_{M,K_1 K_2}(\Omega) + A_{M,K_1 \pi}(\Omega) + A_{M,K_2 \pi}(\Omega) \quad (4.13)$$

$$A_{M,i}(\Omega) = \sum_{J=0,\dots,2} Z_M^J(\phi_i, \theta_i) \sum_{r=Reso} F_r(m_i, J) \quad (4.14)$$

Die Amplituden $A_M(\Omega)$ sind kohärente Summen der möglichen Zweiteilchen-Amplituden und addieren sich zu der beobachteten Intensitätsverteilung $I(\Omega)$ im Dalitzplot. Die Abkürzung Ω steht für die Phasenraumkoordinaten des betrachteten

Ereignisses im Dalitzplot. Z_M^J beschreibt die Winkelverteilung beim Zerfall einer auftretenden Resonanz in den entsprechenden Endzustand. Dabei sind J der Spin der jeweiligen Resonanz und M seine z-Komponente. ϕ und θ sind die relativen Zerfallswinkel einer Resonanz und m_i deren invariante Masse. Zur Beschreibung der Winkelverteilung wurde der Helizitätsformalismus, der in Abschnitt 4.3.1.2 beschrieben wird, verwandt. Die energieabhängige Zerfallsdynamik wird durch die relativistischen Breit-Wigner-Funktionen $F_r(m_i, J)$ parametrisiert (siehe Abschnitt 4.3.1.3).

4.3.1.2 Winkelverteilungen

Die zur Ableitung der Winkelverteilungen angewandte Methode ist der Helizitätsformalismus. Alternativ ließen sich ebenso der Zemach- oder Rarita-Schwinger-Ansatz verfolgen. Eine vollständige Beschreibung der Formalismen findet sich in [Ch 71].

Der vollständige Ausdruck für den Anteil Z_M^J der Zerfallsamplituden lautet:

$$Z_M^J(\Phi, \Theta) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} f_{\lambda_1, \lambda_2}^J D_{M, \lambda_2 - \lambda_1}^{J*}(\Phi, \Theta) \quad (4.15)$$

mit den Helizitäten λ_i und dem winkelabhängigen Anteil

$$D_{M, M'}^J(\Phi, \Theta) = \exp(-iM'\Phi) d_{M, M'}^J(\cos \Theta). \quad (4.16)$$

Ein Verzeichnis der Funktionen $d_{M, M'}^J$ ist in [PDG 00] gegeben. Da die betrachteten Endzustandsteilchen keinen Spin tragen, gilt

$$D_{M, 0}^{J*}(\Phi, \Theta) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_M^J(\Phi, \Theta), \quad (4.17)$$

so dass sich die Amplituden zu dem Ausdruck

$$Z_0^J = f_{0,0}^J Y_0^J(\Phi, \Theta) \quad (4.18)$$

vereinfachen lassen. Die Winkelfunktionen Y_0^J der betrachteten Spins sind:

$$Y_0^0(\Phi, \Theta) = 1 \quad (4.19)$$

$$Y_0^1(\Phi, \Theta) = \cos \Theta \quad (4.20)$$

$$Y_0^2(\Phi, \Theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2} \quad (4.21)$$

4.3.1.3 Breit-Wigner-Funktionen

Die energieabhängige Dynamik $F(m, J)$ der partiellen Zerfallsamplituden $A_{M,i}(\Omega)$ wird durch die relativistischen Breit-Wigner-Funktionen parametrisiert:

$$F(m, J) = BW(m, J) = \frac{\rho m_0 \Gamma_0 B_J}{(m^2 - m_0^2) - i\rho m_0 \Gamma_0 B_J^2}, \quad (4.22)$$

mit $\rho = 2q/m$, wobei q den Zwei-Körperzerfallsimpuls, m_0 die Masse und Γ_0 die Breite der Resonanz bezeichnet. B_J sind die vom Gesamtdrehimpuls der Resonanz abhängigen Blatt-Weisskopf-Faktoren [Bl 52]. Gleichung 4.22 basiert auf dem allgemeinen Ansatz Aitchisons zur Parametrisierung gekoppelter Zerfälle in mehrere Resonanzen [Ch 95]. Der Parametrisierung von Quigg und Hippel [Hi 72] folgend gilt hierbei:

$$B_J = \frac{H_J(z)}{H_J(z_0)} \quad (4.23)$$

und

$$H_0(z) = 1 \quad (4.24)$$

$$H_1(z) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}} \quad (4.25)$$

$$H_2(z) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9}} \quad (4.26)$$

mit

$$z = (qR)^2 \quad (4.27)$$

und

$$z_0 = (q_0 R)^2 \quad (4.28)$$

Dabei ist q_0 der Zwei-Körperzerfallsimpuls bei der Zentralmasse der betrachteten Resonanz. Die Funktionen B_J sind derart normiert, dass sie an der Stelle der Zentralmasse ($z = z_0$) gleich eins sind. R ist der Skalenparameter der ausgedehnten Resonanz und wurde im Vorfeld als $1/(197 \text{ MeV})$ gewählt.

4.3.1.4 Flatté-Parametrisierung

Als Spezialfall der relativistischen Breit-Wigner-Funktionen läßt sich im Falle einer einzelnen Resonanz mit zwei dominanten Zerfallskanälen die Flatté-Parametrisierung verwenden:

$$F(m, J) = Fl(m, J) = \frac{\rho_i m_0 (\Gamma_1 + \Gamma_2)}{(m^2 - m_0^2) - im_0(\rho_1 \Gamma_1 + \rho_2 \Gamma_2)} \quad (4.29)$$

In der Gleichung bezeichnen die Indizes 1 und 2 die beiden Zerfallskanäle und der Index i den jeweils betrachteten Kanal. Da der Ausdruck bereits unterhalb der jeweiligen Produktionsschwelle gültig ist, geht der Zwei-Körperzerfallsimpuls des Kanals mit den massiveren Sekundärteilchen gegen null, was sich stark auf die Linienform der Resonanz auswirkt. Für die Partialbreiten Γ_i gilt:

$$\Gamma_i = \gamma_i^2 \Gamma_0 \quad \text{mit} \quad \sum_i \gamma_i^2 = 1 \quad (4.30)$$

Diese Parametrisierung wurde zur Beschreibung der $f_0(980)$ -Amplitude, mit ihren beiden Hauptzerfallskanälen $\pi\pi$ und $K\bar{K}$ herangezogen.

4.3.1.5 Mehrdeutigkeiten bei skalaren Wellen

Breit-Wigner- und Flatté-Parametrisierung erlauben eine Variation der Phasen, die es gestattet, schmale skalare Resonanzen von konstantem, inkohärentem Untergrund zu unterscheiden. Im Falle relativ breiter Resonanzen sind dagegen keine eindeutigen Interpretationen der Strukturen möglich. Derartige Unsicherheiten spiegeln sich im systematischen Fehler der Verzweigungsverhältnisse wider.

4.3.1.6 Likelihood-Funktion

Für die Anpassung der Amplitude an die Messdaten wurde die Maximum Likelihood-Methode verwendet. Die zu maximierende Likelihood-Funktion leitet sich aus dem folgenden allgemeinen Ansatz für die Likelihood \mathcal{L} , dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten p_i jedes betrachteten Ereignisses, ab.

$$\mathcal{L} = S! \prod_i^S p_i \quad , \quad (4.31)$$

Hierbei bezeichnet S die Anzahl der Signalereignisse, und der Faktor $S!$ berücksichtigt, dass die Reihenfolge der Ereignisse für die Gesamtwahrscheinlichkeit unerheblich ist. Die Wahrscheinlichkeiten p_i berechnen sich mit den gemessenen Phasenraum-Koordinaten Ω_i aus dem Amplitudenquadrat $I(\Omega, \tilde{x})$, das von den anzupassenden Parametern \tilde{x} abhängt:

$$p_i = \frac{I(\Omega_i, \tilde{x})}{\int I(\Omega, \tilde{x}) \epsilon(\Omega) d\Omega} \quad , \quad (4.32)$$

Das der Normierung der Gesamtwahrscheinlichkeit dienende Phasenraum-Integral berücksichtigt hierbei die Effizienz $\epsilon(\Omega)$, mit der ein Ereignis mit den Phasenraum-Koordinaten Ω detektiert wird. Schwankungen der Selektionseffizienz werden durch diesen Ansatz automatisch korrigiert. Dieses Integral lässt sich anhand von $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Monte Carlo-Ereignissen, die über den zugänglichen Phasenraum gleichverteilt sind (siehe Abschnitt 3.1), numerisch approximieren:

$$\int I(\Omega, \tilde{x}) \epsilon(\Omega) d\Omega \approx \frac{S}{N_{MC}} \sum_{j=1}^{N_{MC}} I(\Omega_j) =: \frac{S}{N_{MC}} \Phi \quad (4.33)$$

Die Güte der Approximation steigt mit Anzahl der N_{MC} der Monte Carlo-Ereignisse. Für die zu maximierende Likelihood-Funktion ergibt sich aus Gleichung 4.32 und 4.33 der folgende Ausdruck:

$$\mathcal{L} = S! \prod_{i=1}^S \frac{I(\Omega_i, \tilde{x})}{\frac{S}{N_{MC}} \Phi} \quad (4.34)$$

Da das Produkt einer großen Zahl von Einzelwahrscheinlichkeiten eine mit numerischen Methoden kaum von Null zu unterscheidende Zahl ist, wird anstelle der

Maximierung von \mathcal{L} , die Minimierung des negativen natürlichen Logarithmus der Likelihood-Funktion (NLL¹) vorgenommen. Unter Verwendung der Stirlingschen Näherung $N! = \sqrt{2\pi N} N^N \exp(-N)$ sowie Vernachlässigung aller konstanten Terme, lässt sich die zu minimierende NLL wie folgt schreiben:

$$NLL := -\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N_s} \ln I(\Omega_i, \tilde{x}) + S \ln \frac{\Phi}{N_{MC}} \quad (4.35)$$

4.3.2 Behandlung des Untergrundes

Der kombinatorische Untergrund in der Signalregion, der von gleicher Größenordnung wie das D_S -Signal ist, muss bei der Partialwellenanalyse gesondert berücksichtigt werden, da jegliche Abweichung von dem Idealfall einer vollkommen gleichmäßigen Verteilung der Untergrundereignisse im erlaubten Phasenraum zu systematischen Fehlern der Resultate der Partialwellenanalyse führen kann.

Die wahrscheinlichste Quelle für Untergrund, der ausschließlich in der Signalregion auftritt und nicht anhand einer Untersuchung der Seitenbänder beurteilt werden kann, ist die Reaktion $D_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\pm$. Eine Test mit ca. 65000 simulierten Ereignissen dieses Zerfallskanals zeigte jedoch, dass die Akzeptanz der Selektion für jene Ereignisse kleiner als 10^{-4} ist und Untergrund aus dieser Reaktion vernachlässigt werden kann.

Eine einfache Methode zur Berücksichtigung des kombinatorischen Untergrundes ist eine Korrektur NLL-Funktion, die bei der Anpassung der Amplitude an die Messdaten minimiert wird. Hierbei wird der Beitrag der Untergrundereignisse zum Wert der NLL durch eine Bestimmung der NLL in der Seitenbandregion abgeschätzt und vom Wert der NLL in der Signalregion abgezogen. Das Resultat dieser Subtraktion ist eine Approximation der NLL untergrundfreier Signalereignisse. Dieser Ansatz erwies sich allerdings als numerisch instabil und wurde nicht weiter verfolgt. Von Nachteil ist ebenfalls, dass die Methode die unterschiedliche Phasenraumabdeckung der Ereignisse aus Signal- und Seitenbandregionen nicht berücksichtigt.

Um systematische Fehler bei der Subtraktion des Untergrundes aufgrund der unterschiedlichen Phasenraumabdeckung in der Signal- und Seitenbandregion zu vermeiden, ist eine von der Masse des $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Systems unabhängige Approximation der Untergrundstrukturen notwendig. Eine solche massenunabhängige Repräsentation des Untergrundes erhält man, indem man die von einer gleichmäßigen Verteilung abweichenden Strukturen als resonante Zerfälle deutet und durch eine Amplitude im Isobarmodell beschreibt. Die zur Modellierung des Untergrundes verwendeten Resonanzen müssen dabei nicht notwendigerweise realen Teilchen entsprechen. Die gleichmäßig im zugänglichen Phasenraum verteilten Untergrundereignisse werden als nichtresonanter Dreikörper-Zerfall in den $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Endzustand gedeutet.

¹NLL: Negative Log Likelihood

Die Untergrund-Amplitude ergibt sich aus der kohärenten Addition der resonanten Partialamplituden zu dem dominanten nicht resonanten Beitrag. Aufgrund der kohärenten Addition können die resonanten Anteile mit dem flach verteilten Beitrag interferieren, wodurch die Modellierung der Untergrundstrukturen vereinfacht wird. So kann z.B. die Beschreibung einer Senke in der Verteilung der Untergrundereignisse durch die destruktive Interferenz einer Resonanz mit dem flach verteilten Anteil beschrieben werden.

Nachdem die Untergrund-Amplitude an die Messwerte eines geeigneten Seitenbandes angepasst wurde, wird sie inkohärent — Interferenzen des Untergrundes mit dem Signal sind ausgeschlossen — zu der Signal-Amplitude addiert. Anschließend wird die Gesamtamplitude an die Messwerte der Signalregion angepasst, wobei die Massen, Breiten und Kopplungsparameter der Untergrundamplitude fixiert bleiben.

An den in Abbildung 4.8 und 4.9 gezeigten Scans des $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum ist deutlich zu erkennen, dass sich die charakteristischen Strukturen des kombinatorischen Untergrundes über einen weiten Bereich der $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Masse nicht verändern. In allen Dalitzplots, in denen die schwach ausgeprägten Strukturen des Untergrundes nicht durch die Signale des $D^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ - oder des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfalls überdeckt sind, ist ein dem $K^*(892) \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfall zuzuordnendes Band deutlich zu erkennen. Da es sich um unkorrelierte $K^*(892)$ handelt, die nicht aus einem D_s -Zerfall stammen, zeigt sich entlang des Bandes eine flache Dichteverteilung und nicht die für ein Teilchen mit Spin 1 erwartete Winkelverteilung. Eine weitere Struktur ist an der Grenze des zugänglichen Phasenraumes, bei kleinen $K_S^0 K_S^0$ -Massenquadraten erkennbar. Diese Überhöhung lässt sich keinem real existierenden Teilchen zuordnen.

Da sich die Merkmale des Untergrundes nicht mit der $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Masse ändern, wurde die Anpassung der Untergrund-Amplitude unter Verwendung mehrerer (zwei bzw. vier), bei unterschiedlichen $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massen liegenden Seitenbändern simultan durchgeführt. Erst durch diese Vorgehensweise stand eine genügend große Anzahl von Seitenband-Ereignissen zur Verfügung, um die Amplitude an die äußerst schwach ausgeprägten Strukturen anzupassen. Die vier verschiedenen Seitenbandregionen und die Signalregion sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 \text{Signalregion:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,9692 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\
 \text{Seitenbandregionen:} \quad & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,82 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\
 & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 1,9212 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\
 & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 2,0172 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2 \\
 & |m_{K_S^0 K_S^0 \pi^\pm} - 2,0772 \text{ GeV}/c^2| < 12 \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Für die Seitenbänder und die Signalregion wurde ein Breite von $12 \text{ MeV}/c^2$ gewählt. Dieser Wert entspricht in etwa der vierfachen Breite σ des D_s -Signals im $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum, sodass ca. 95 % der Signalereignisse in die Signalregion fallen. Die endliche Breite von Signal und Seitenbandregion führen zu einem Ausschmieren der Phasenraumgrenzen im Dalitzplot. Um dies zu verhindern wurden die Massen der

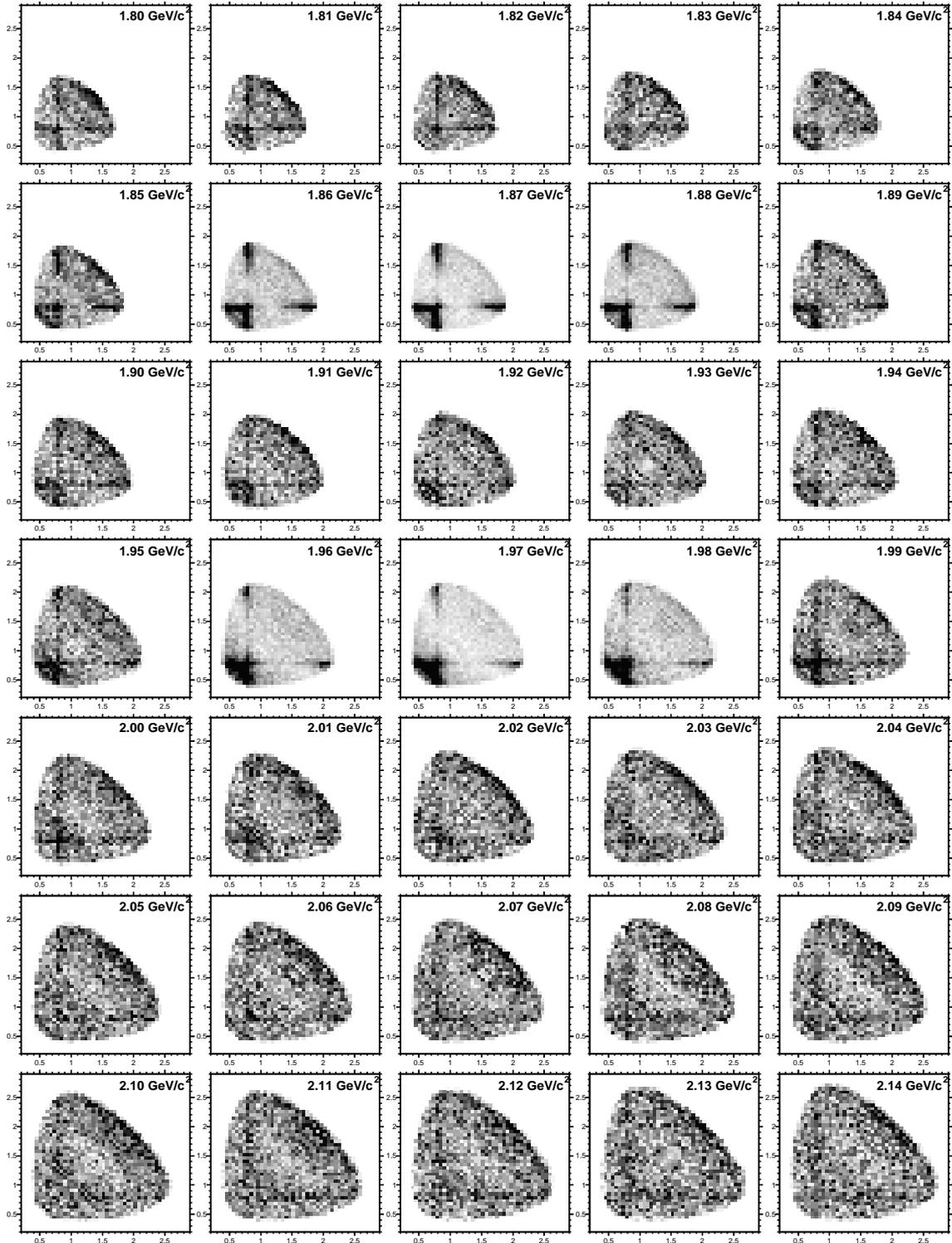


Abbildung 4.8: Scan des in Abbildung 4.10 gezeigten Massenspektrums. In den Dalitzplots sind die beiden möglichen invarianten $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenquadrate der Ereignisse aus einem $20 \text{ MeV}/c^2$ breiten Massenfenster um den oben links im Histogramm angegebenen Wert für die $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Masse gegeneinander aufgetragen. Die Werte der Massenquadrate sind in der Einheit $(\text{GeV}/c^2)^2$ angegeben. In den Massenregionen um $1.87 \text{ GeV}/c^2$ und $1.97 \text{ GeV}/c^2$ sind deutlich die Resonanzstrukturen der Zerfälle $D^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ und $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ zu erkennen. Die in den Dalitzplots des kombinatorischen Untergrunds zu erkennenden Strukturen zeigen keine von der Masse der $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Kandidaten abhängigen Variationen. Die Histogramme sind entsprechend der Eintragszahlen skaliert.

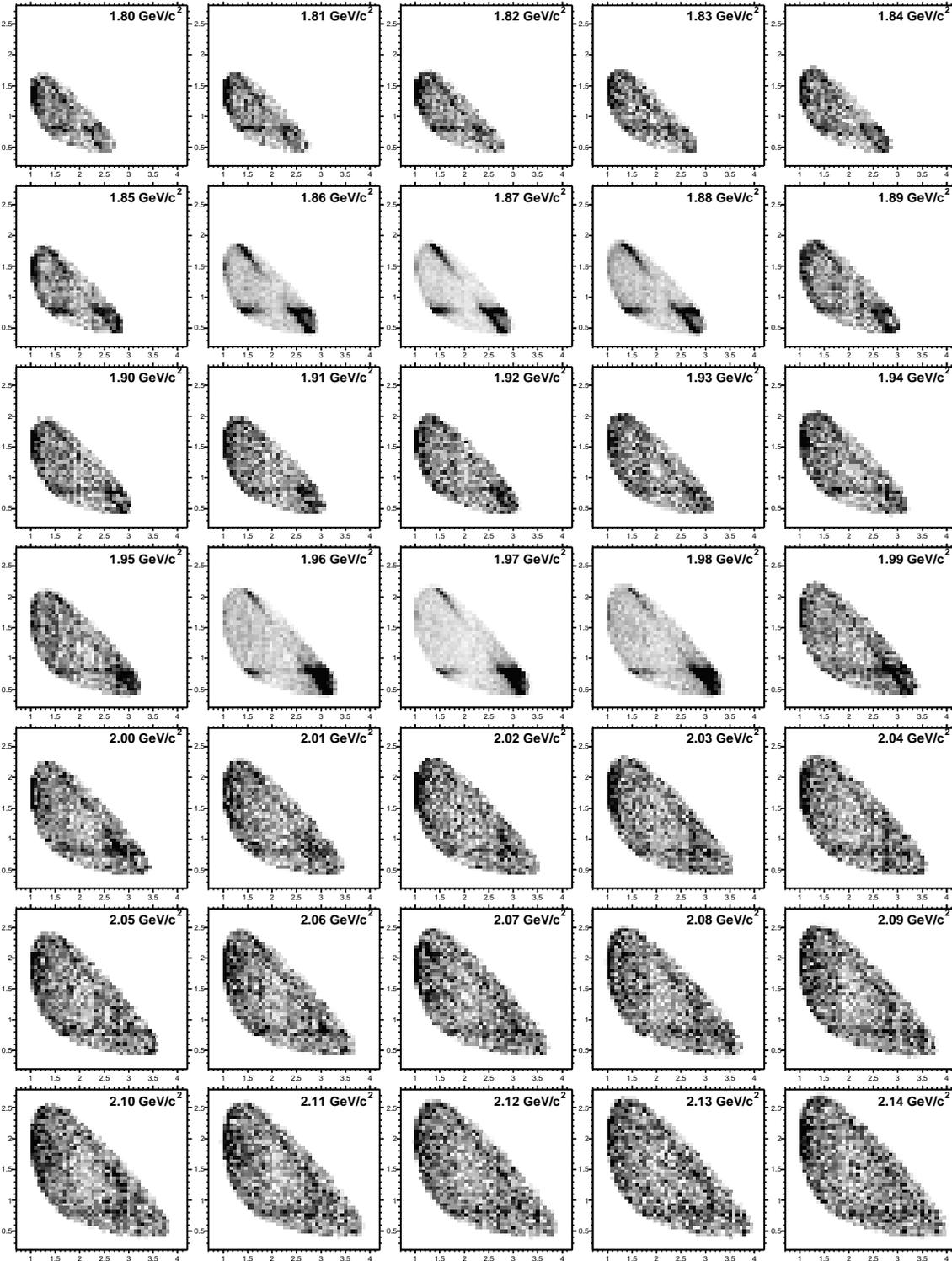


Abbildung 4.9: Scan des in Abbildung 4.10 gezeigten Massenspektrums. In den Dalitz-plots sind die invarianten $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenquadrate (y -Achse) und $K_S^0 K_S^0$ -Massenquadrate (x -Achse) der Ereignisse aus einem $20 \text{ MeV}/c^2$ breiten Massenfenster um den oben links im Histogramm angegebenen Wert für die $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Masse gegeneinander aufgetragen. Die Werte der Massenquadrate sind in der Einheit $(\text{GeV}/c^2)^2$ angegeben. In den Massenregionen um $1.87 \text{ GeV}/c^2$ und $1.97 \text{ GeV}/c^2$ sind deutlich die Resonanzstrukturen der Zerfälle $D^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ und $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ zu erkennen. Die in den Dalitzplots des kombinatorischen Untergrunds zu erkennenden Strukturen zeigen keine von der Masse der $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Kandidaten abhängigen Variationen. Die Histogramme sind entsprechend der Eintragszahlen skaliert.

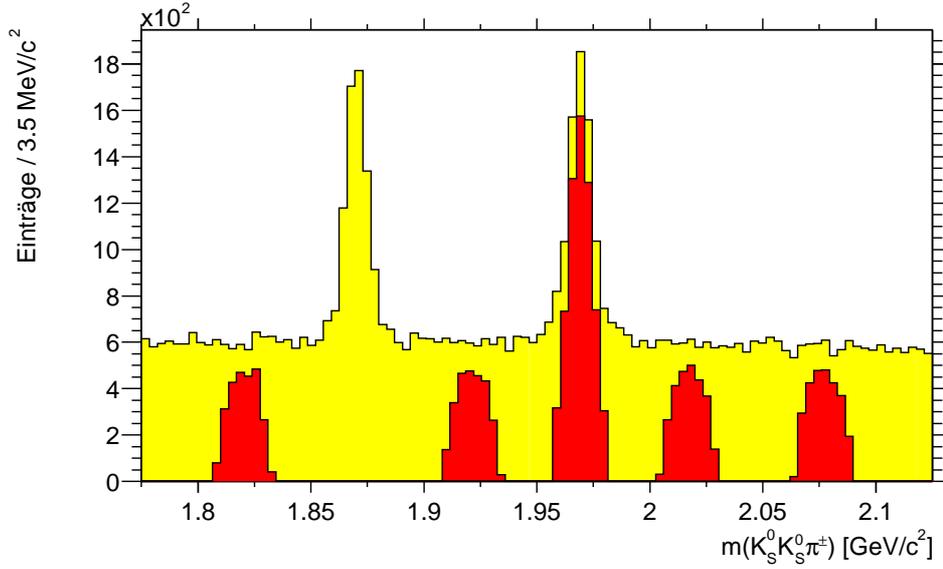


Abbildung 4.10: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum mit den Verteilungen der unangepassten Massen derjenigen Kandidaten, die bei der kinematischen Anpassung mit der zusätzlichen Massenbedingung ein Konfidenzniveau von mindestens 10 % erreichten.

$K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Kandidaten mit Hilfe einer kinematischen Anpassung auf den Zentralwert der Masse des jeweiligen Bandes festgelegt. Bei der Partialwellenanalyse wurden nur diejenigen Kandidaten berücksichtigt, die nach der Anpassung ein Konfidenzniveau von mindestens 10 % aufwiesen. Mit dieser zusätzlichen Bedingung ergibt sich aus der Anzahl der Ereignisse in Signal- und Seitenbandregion für den hier betrachteten Datensatz D_{MD} ein Signal zu Rausch-Verhältnis von:

$$S/N = 1,38 \pm 0,06 \quad (4.37)$$

Abbildung 4.10 zeigt im Vergleich zum gesamten Massenspektrum die Verteilungen der unangepassten Massen derjenigen Kandidaten, die für die Anpassung der Amplituden in der Signal- und Seitenbandregion akzeptiert wurden.

Zur Ermittlung einer geeigneten Parametrisierung des Untergrundes wurden mehrere Hypothesen getestet, die neben dem nicht resonanten Hauptbeitrag verschiedene Kombinationen der in Tabelle 4.1 aufgeführten resonanten Zerfallsamplituden umfassen. Massen und Breiten der Resonanzen sind freie Parameter der Anpassung der Hypothese an die Messdaten. Daher handelt es sich bei den in der Tabelle angegebenen Werten lediglich um Startwerte für die Anpassung. Die Zusammensetzungen der Amplituden der getesteten Hypothesen sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Güte der Parametrisierung der Untergrundstrukturen durch die verschiedenen Hypothesen wurde anhand der in der Anpassung erzielten Log-Likelihood-Werte beurteilt, die in Tabelle 4.3 zusammengefasst sind. Die aus der Anpassung resultierenden Werte für Massen, Breiten und relativen Beitrag der resonanten Zerfallsamplituden finden sich in Tabelle 4.4.

Partielle Zerfallsamplitude		Startwerte für		Winkelverteilung
		Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	
$X \rightarrow K^{*\pm} K_S^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$:	K_{flat}^* (892)	895	50	flach
$X \rightarrow f_0 \pi^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$:	$f_0(\text{low})$	930	60	flach
	$f_0(\text{med})$	1350	70	flach
	$f_0(\text{high})$	1690	100	flach

Tabelle 4.1: Definition der zur Modellierung der Untergrundstrukturen verwendeten Resonanzen

Untergrund- Amplitude	partielle Zerfallsamplituden				
B-I	Non-Res.	K_{flat}^* (892)			
B-II	Non-Res.	K_{flat}^* (892)	$f_0(\text{low})$		
B-III	Non-Res.	K_{flat}^* (892)			$f_0(\text{high})$
B-IV	Non-Res.	K_{flat}^* (892)	$f_0(\text{low})$		$f_0(\text{high})$
B-V	Non-Res.	K_{flat}^* (892)	$f_0(\text{low})$	$f_0(\text{med})$	$f_0(\text{high})$

Tabelle 4.2: Die Tabelle zeigt Definition der zur Modellierung der Untergrundstrukturen verwendeten Amplituden, die sich als aus den Amplituden der aufgeführten Resonanzen zusammensetzen.

Untergrund Amplitude	$-\ln \mathcal{L}$	
	(4 Seitenbänder)	(2 Seitenbänder)
B-I	0	0
B-II	-288,5	-132,5
B-III	-288,5	-132,5
B-IV	-313,9	-150,5
B-V	-334,5	-157,2

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der bei der Anpassung der verschiedenen Untergrund-Amplituden an die Messdaten erzielten NLL-Werte.

Die Anpassung der einfachsten Untergrund-Hypothese B-I, deren einziger resonanter Beitrag das in den Messdaten deutlich erkennbare K_{flat}^* (892) ist, konvergierte nur sehr schlecht. Dieser Umstand ist an dem erzielten NLL-Wert von Null² und an den aus der Anpassung resultierenden, physikalisch unsinnigen Werten für Masse und Breite der Resonanz zuerkennen (Tabelle 4.4, 1.Spalte). Erst durch Hinzunahme einer in zwei K_S^0 -Mesonen zerfallenden Resonanz — Hypothesen B-II und B-III — lässt sich durch die Anpassung eine stabile Lösung finden, was sich in dem erzielten NLL-Wert widerspiegelt. Bemerkenswert ist hierbei, dass die Anpas-

²Ein NLL-Wert von null ergäbe sich aus der “Anpassung” einer im Phasenraum flach verteilten Verteilung: $I(\Omega_i, \tilde{x}) = \text{const}$ — Für ein konstantes Amplitudenquadrat I ist die in Gleichung 4.35 definierte NLL-Funktion immer gleich null.

partielle Zerfalls- amplitude	Beitrag					
	Masse [MeV/ c^2]					
	Breite [MeV/ c^2]					
	B-I	B-II	B-III	B-IV	B-V	B-V
	(4 Seitenbänder)					(2 Seitenbänder)
Non-Res.	>99%	92,7%	92,7%	94,5%	96,1%	96,3%
	—	—	—	—	—	—
	—	—	—	—	—	—
K_{flat}^* (892)	<1%	1,6%	1,6%	1,5%	1,3%	1,0%
	1237 ± 1000	901 ± 4	901 ± 4	898 ± 4	898 ± 4	903 ± 4
	420 ± 1000	51 ± 8	51 ± 8	44 ± 6	45 ± 6	36 ± 9
$f_0(\text{low})$		5,7%		3,5%	1,9%	2,1%
	—	960 ± 13	—	964 ± 8	978 ± 2	978 ± 9
		1 ± 1		1 ± 1	1 ± 1	1 ± 1
$f_0(\text{med})$					0,5%	0,3%
	—	—	—	—	1390 ± 16	1397 ± 23
					100 ± 24	72 ± 35
$f_0(\text{high})$			5,7%	0,5%	0,2%	0,3%
	—	—	960 ± 13	1664 ± 13	1669 ± 12	1662 ± 12
			1 ± 1	89 ± 30	48 ± 17	53 ± 22

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der freien Parameter der verschiedenen Untergrund-Amplituden nach der Anpassung an die Messdaten: Aufgeführt sind der relative Beitrag, Massen und Breiten der angepassten Resonanzen.

sungen der Hypothesen B-II und B-III zu identischen Resultaten führen, obwohl die Startwerte für die Masse der zusätzlichen Resonanz — $f_0(\text{low})$ bzw. $f_0(\text{high})$ — sehr weit auseinander liegen. Die Masse und Breite des K_{flat}^* (892) konvergieren in etwa bei den erwarteten Werten und die Masse der $K_S^0 K_S^0$ -Resonanz ergibt sich zu $960 \text{ MeV}/c^2$. Somit beschreibt diese Resonanz die leichte Überhöhung, die sich in den Dalitzplots der Messdaten an der Phasenraumgrenze bei kleinen $K_S^0 K_S^0$ -Massenquadraten zeigt. Durch die Hinzunahme der zwei $K_S^0 K_S^0$ -Resonanzen $f_0(\text{med})$ und $f_0(\text{low})$ in Hypothese B-V ließ sich die Güte der Parametrisierung weiter verbessern. $f_0(\text{high})$ beschreibt eine leichte Anhebung der Untergrundverteilung bei großen $K_S^0 K_S^0$ Massen und mit $f_0(\text{med})$ kann die leichte Absenkung im Zentrum des Dalitzplots modelliert werden. Die Berücksichtigung weiterer resonanter Beiträge führte zu keiner signifikanten Verbesserung der NLL.

Die Güte der Untergrund-Parametrisierung, die durch Anpassung von Amplitude B-V ermittelt wurde, ist in den Abbildungen 4.11 und 4.12 veranschaulicht. Im Vergleich zu den modellierten Simulationsdaten sind die Massespektren und Dalitzplots der Messdaten aus den vier Seitenbändern gezeigt. Weder die Massenspektren noch die Dalitzplots weisen signifikante Unterschiede auf. Vergleicht man die Resultate der Anpassung von Hypothese B-V an die Messdaten aller vier Seitenbänder mit den Resultaten, die sich aus einer Anpassung an die Daten der zwei an das D_S -Signal

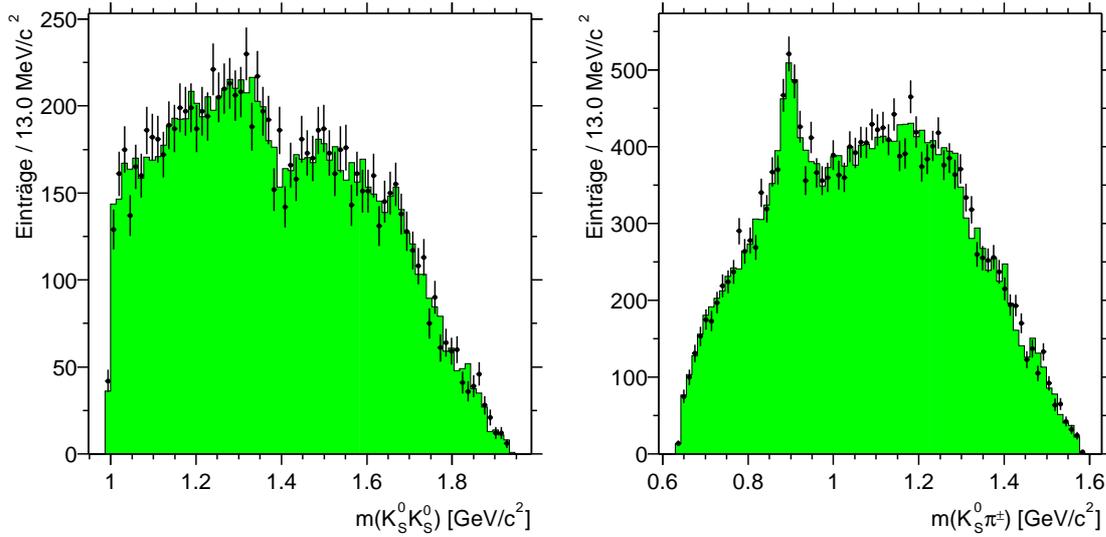


Abbildung 4.11: $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der Simulationsdaten, die mit der Untergrund-Amplitude B-V (nach Anpassung an die Messdaten aller vier Seitenbänder) modelliert wurden: Die Messdaten sind durch Punkte mit Fehlerbalken wiedergegeben, die gewichteten Simulationsdaten sind grau unterlegt dargestellt.

grenzenden Seitenbändern ergeben (Tabelle 4.4), so zeigen sich auch hier keine signifikanten Unterschiede.

Somit liefert Amplitude B-V eine ausreichend gute Beschreibung der Untergrundstrukturen in der Signalregion. Für die Verwendung als Untergrund-Amplitude, die bei der Partialwellenanalyse des D_s -Signals inkohärent zu der Signal-Amplitude addiert wird, wurden die freien Parameter — Massen, Breiten und Kopplungsparameter — auf diejenigen Werte fixiert, die mit Hilfe der Anpassung an die Messdaten aller vier Seitenbänder ermittelt wurden.

4.3.3 Partialwellenanalyse des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Signals

Der erste Schritt bei der Bestimmung der Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ mit Hilfe einer Partialwellenanalyse ist die Anpassung einfacher Zerfallshypothesen, die lediglich wenige bekannte Resonanzen umfassen. Die Massen und Breiten sind in diesem Stadium der Analyse auf die von der PDG veröffentlichten Werte fixiert. Diejenigen Hypothesen, welche die wichtigsten Strukturen des Dalitzplot der Messdaten wiedergeben können, werden in den nachfolgenden Schritten der Analyse sukzessiv durch Hinzunahme weiterer resonanter Beiträge erweitert, an die Messdaten angepasst und anhand der Anpassungsergebnisse beurteilt. Nachdem eine Zerfallshypothese gefunden wurde, welche die Strukturen der Messdaten reproduziert, wird die Stabilität dieser Lösung überprüft, indem man die Anpassung in der Form wiederholt, dass Massen und Breiten der Resonanzen der Lösungshypothese

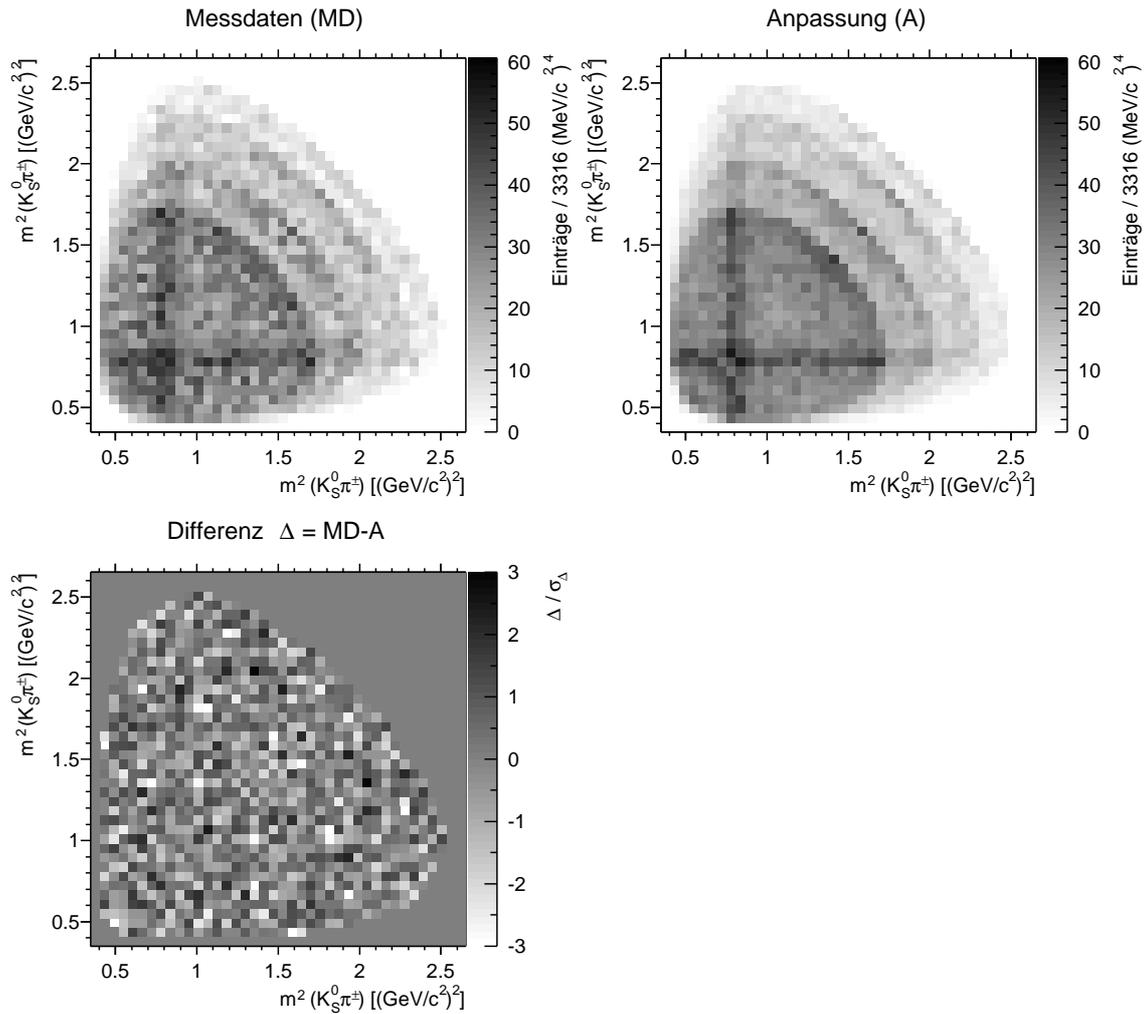


Abbildung 4.12: Dalitzplot der mit Untergrund-Amplitude $B-V$ modellierten Simulationsdaten im Vergleich zum Dalitzplot der Messdaten aus den vier Seitenbändern. Der unten gezeigte Differenzplot zeigt die auf eine Standardabweichung σ_Δ normierte Differenz Δ der beiden Dalitzplots. Der Fehler σ_Δ wurde mit Hilfe der Methode Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet.

freie Parameter sind. Diese Anpassung sollte sich als numerisch stabil erweisen und die Massen und Breiten bereits bekannter Resonanzen müssen bei Werten konvergieren die mit den Resultaten anderer Experimente verträglich sind.

Da bei der Reaktion keine hohen Drehimpulse zu erwarten sind, wurden nur Resonanzen mit einem Spin von maximal 2 bei der Anpassung der Amplituden berücksichtigt. Bei Resonanzen, die in zwei K_S^0 -Mesonen — zwei identische Bosonen — zerfallen, verbietet sich Spin 1, da die Wellenfunktion des $K_S^0 K_S^0$ -Endzustandes bei einem Drehimpuls $J=1$ antisymmetrisch unter Austausch der beiden K_S^0 wäre. Für $K_S^0 \pi^\pm$ -Resonanzen sind die drei möglichen Spineinstellungen 0, 1 und 2 berücksichtigt worden. Eine Übersicht der für die Anpassungen herangezogenen Resonanzen ist in Tabelle 4.5 gegeben. Die Beiträge dieser resonanten Zerfallskanäle zum Da-

partielle Zerfallsamplitude	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	$I^{(G)}(J^{P(C)})$	weitere Parameter	
$D_s^\pm \rightarrow K^{*\pm} K_S^0$ $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$	$K^*(892)$	891,66	50,8	$\frac{1}{2}(1^-)$	—
	$K_{0,BW}^*(1430)$	1412	294	$\frac{1}{2}(0^+)$	—
	$K_{0,Lass}^*(1430)$	1412	294	$\frac{1}{2}(0^+)$	A=4,03 B=1,29 C=1,0
	$K_2^*(1430)$	1425,6	98,5	$\frac{1}{2}(2^+)$	—
$D_s^\pm \rightarrow f_J \pi^\pm$ $f_J \rightarrow K_S^0 K_S^0$	$f_{0,BW}(980)$	980	70	$0^+(0^{++})$	—
	$f_{0,Flatte}(980)$	980	70	$0^+(0^{++})$	$\gamma_{\pi\pi}^2 = 0,67$
	$f_0(1500)$	1500	112	$0^+(0^{++})$	—
	$f_2'(1525)$	1525	76	$0^+(2^{++})$	—
	$f_0(1710)$	1715	125	$0^+(0^{++})$	—
	$f_2(1710)$	1715	125	$0^+(2^{++})$	—

Tabelle 4.5: Übersicht der bei den Anpassungen berücksichtigten Resonanzen. Die Werte für Massen und Breiten sind der Particle Data Table [PDG 00] entnommen. Falls nicht anders angegeben, ist die Linienform der Resonanzen durch eine Breit-Wigner-Funktion gegeben. Im Falle des $f_0(980)$ ist neben der Breit-Wigner- (BW) auch die Flatte-Parametrisierung (siehe Abschnitt 4.3.1.4) verwendet worden. Beim $K_0^*(1430)$ wurde für die Linienform zusätzlich der Effective Range Ansatz der LASS-Kollaboration (siehe Anhang B) benutzt.

litzplot der Reaktion $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ sind anhand der in Abbildung 4.13 gezeigten simulierten Dalitzplotverteilungen veranschaulicht. Eine Zusammenfassung der Anpassungs-Resultate aller getesteten Hypothesen findet sich in Tabelle 4.6.

Die an die Messdaten anzupassende Gesamt-Amplitude setzt sich aus der kohärenten Summe der resonanten Beiträge, der Untergrund-Parametrisierung und einem zusätzlichen nicht resonanten Beitrag zusammen. Die drei Anteile werden inkohärent addiert und können bei der Anpassung frei skaliert werden. Entsprechend des Isobarmodells sollte sich der nicht resonante Beitrag bei Anpassung einer sinnvollen Hypothese, die eine ausreichende Beschreibung der Resonanzstruktur des D_s -Zerfalls gewährleistet, zu null ergeben. Weiterhin sollte das Verhältnis des resonanten Anteils zum Beitrag des parametrisierten Untergrundes dem Signal zu Rausch-Verhältnis entsprechen, das anhand des $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrums bestimmt wurde und in Gleichung 4.37 angegeben ist.

4.3.3.1 Anpassung einzelner resonanter Zerfallskanäle

Begonnen wurde die Analyse mit der separaten Anpassung der resonanten Zerfallskanäle, die im Dalitzplot der Messdaten offensichtlich sind. Dies sind die Zerfälle, in denen ein $K^*(892)$ oder die bei einer Masse 1700–1800 MeV/c² liegende $K_S^0 K_S^0$ -

Hypo- these	- ln $\mathcal{L} + 3037,8$					Partielle Zerfallsamplituden
	Massen und Breiten:					
	Alle frei (free-A)	Alle fixiert (fix-A)	Nur $f_J(17xx)$ frei (free-f)	Nur $f_J(17xx)$ $K^*(892)$ frei (free-fk)	Nur $f_J(17xx)$ $f_0(980)$ frei (free-ff)	
H-1	1845.3	2380.8	1845.3	1845.3	1845.3	$f_2(1710)$
H-2	827.5	1386.7	827.5	827.5	827.5	$f_0(1710)$
H-3	439.9	510.7	510.7	439.9	510.7	$K^*(892)$
H-4	281.1	422.6	395.3	281.1	395.3	$K^*(892) f_2(1710)$
H-5	—	330.5	311.1	231.9	189.9	$K^*(892) f_2(1710) f_{0,Flatte}(980)$
H-6	—	377.6	369.4	273.5	236.2	$K^*(892) f_2(1710) f_{0,BW}(980)$
H-7	—	416.2	400.6	272.8	400.6	$K^*(892) f_2(1710) f_2(1525)$
H-8	—	406.2	367.9	242.1	367.9	$K^*(892) f_2(1710) f_0(1500)$
H-9	58.8	202.2	175.3	139.7	175.3	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430)$
H-10	10.4	136.7	111.2	99.5	7.5	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_{0,Flatte}(980)$
H-11	1.7	182.0	159.2	130.5	116.6	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_{0,BW}(980)$
H-12	—	175.9	135.9	109.5	135.9	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_2(1525)$
H-13	—	120.4	112.9	90.1	112.9	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_0(1500)$
H-14	-14.5	52.9	0.0	-2.8	0.0	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_0(1710)$
H-15	—	166.4	146.7	116.7	146.7	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,LASS}^*(1430) K_2^*(1430)$
H-16	—	410.6	353.3	244.4	353.3	$K^*(892) f_2(1710) K_2^*(1430)$
H-17	—	199.9	186.4	115.4	186.4	$K^*(892) f_2(1710) K_{0,BW}^*(1430)$
H-18	71.3	237.7	88.3	71.3	88.3	$K^*(892) f_0(1710)$
H-19	—	142.6	41.4	40.5	34.1	$K^*(892) f_0(1710) f_{0,Flatte}(980)$
H-20	—	189.8	68.9	61.2	35.0	$K^*(892) f_0(1710) f_{0,BW}(980)$
H-21	—	203.5	75.9	57.0	75.9	$K^*(892) f_0(1710) f_2(1525)$
H-22	—	226.2	68.5	62.5	68.5	$K^*(892) f_0(1710) f_0(1500)$
H-23	68.0	186.9	69.3	68.0	69.3	$K^*(892) f_0(1710) f_2(1710)$
H-24	3.5	89.8	22.2	17.1	22.2	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430)$
H-25	-7.1	51.3	14.7	11.2	6.5	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_{0,Flatte}(980)$
H-26	-3.8	79.7	21.6	15.6	4.2	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_{0,BW}(980)$
H-27	—	79.7	4.0	1.1	4.0	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_2(1525)$
H-28	—	60.6	21.4	16.3	21.4	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_0(1500)$
H-29	-14.5	52.9	0.0	-2.8	0.0	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) f_2(1710)$
H-30	—	80.6	15.6	9.9	15.6	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,LASS}^*(1430) K_2^*(1430)$
H-31	—	217.3	88.3	71.2	88.3	$K^*(892) f_0(1710) K_2^*(1430)$
H-32	15.8	90.8	37.6	33.3	37.6	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,BW}^*(1430)$
H-33	-9.5	68.6	21.9	13.6	21.9	$K^*(892) f_0(1710) K_{0,BW}^*(1430) f_2(1710)$
H-34	83.4	267.7	267.7	215.5	267.7	$K^*(892) K_{0,LASS}^*(1430)$
H-35	—	508.0	508.0	438.8	508.0	$K^*(892) K_2^*(1430)$
H-36	—	297.7	297.7	232.6	297.7	$K^*(892) K_{0,BW}^*(1430)$

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der NLL-Werte aller durchgeführten Anpassungen: Für jede getestete Zerfalls-Hypothese (H-1—H-36) sind die erzielten NLL-Werte für die verschiedenen Anpassungs-Szenarien angegeben:

free-A: Massen und Breiten aller Resonanzen sind freie Parameter der Anpassung.

fix-A: Massen und Breiten aller Resonanzen sind fixiert auf die PDG-Werte.

free-f: Nur die Massen und Breiten des $f_0(1710)$ bzw. $f_2(1710)$ sind freie Parameter.

free-fk: Nur die Massen und Breiten des $f_0(1710)$ bzw. $f_2(1710)$ und des $K^*(892)$ sind frei.

free-ff: Nur die Massen und Breiten des $f_0(1710)$ bzw. $f_2(1710)$ und des $f_0(980)$ sind frei.

Die NLL-Werte sind relativ zu dem mit der Anpassung von Hypothese H-29(*free-ff*) erzielten NLL-Wert von -3037,8 angegeben.

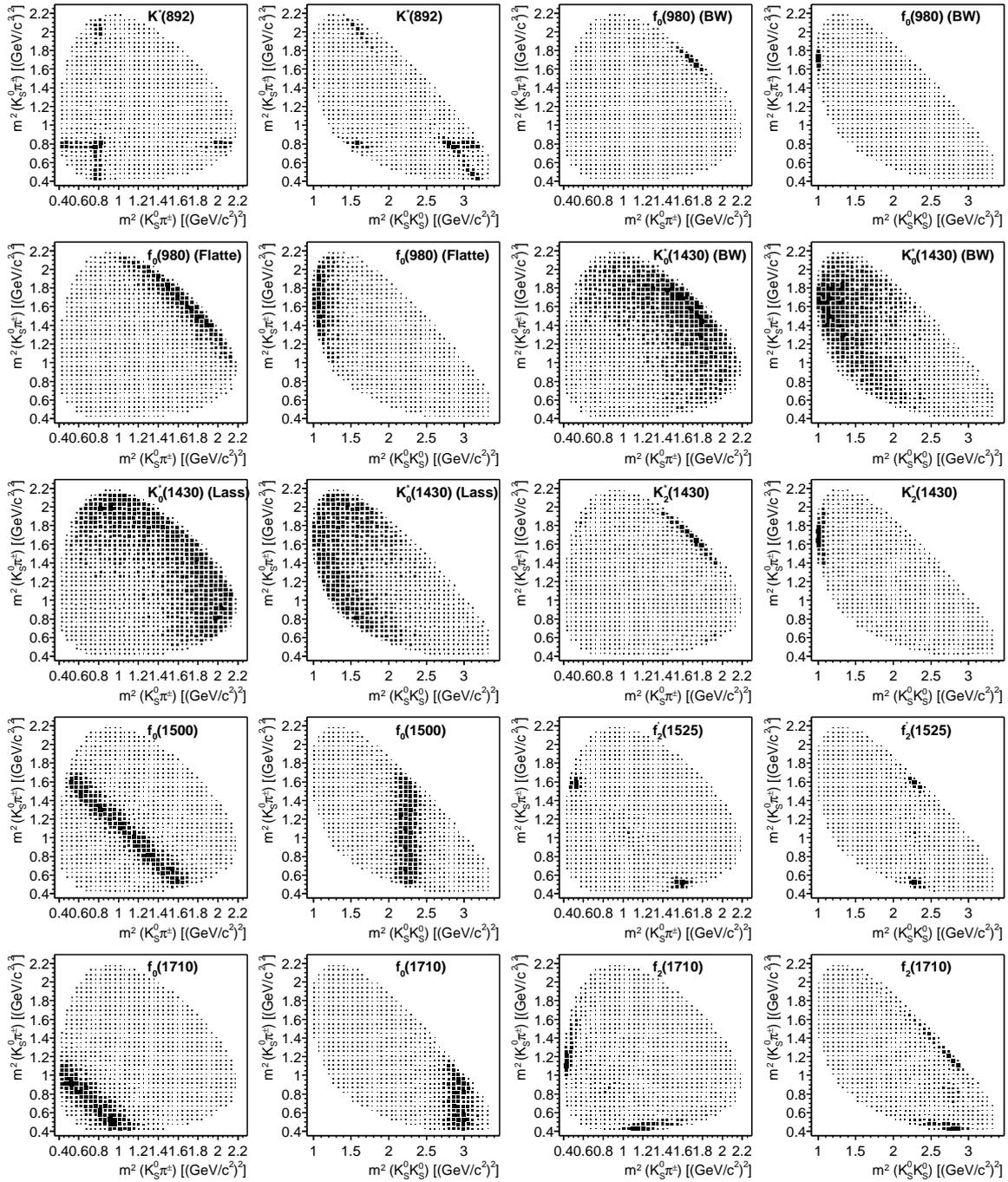


Abbildung 4.13: Dalitzplots simulierter Ereignisse des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ unter ausschließlicher Beteiligung der jeweils angegebenen Resonanz. Im Falle des $f_0(980)$ sind die Dalitzplots sowohl für die Breit-Wigner- (BW) als auch für die Flatté-Parametrisierung der Linienform gezeigt. Beim $K_0^*(1430)$ ist zusätzlich der Dalitzplot für die Effective Range-Parametrisierung der LASS-Kollaboration gezeigt.

Resonanz — das $f_0(1710)$ bzw. $f_2(1710)$ — auftritt. Bei diesem ersten Test zeigte sich, dass keine dieser Zerfalls-Hypothesen für sich allein die Strukturen im Dalitzplot der Messdaten befriedigend reproduzieren kann. Vergleicht man die bei den

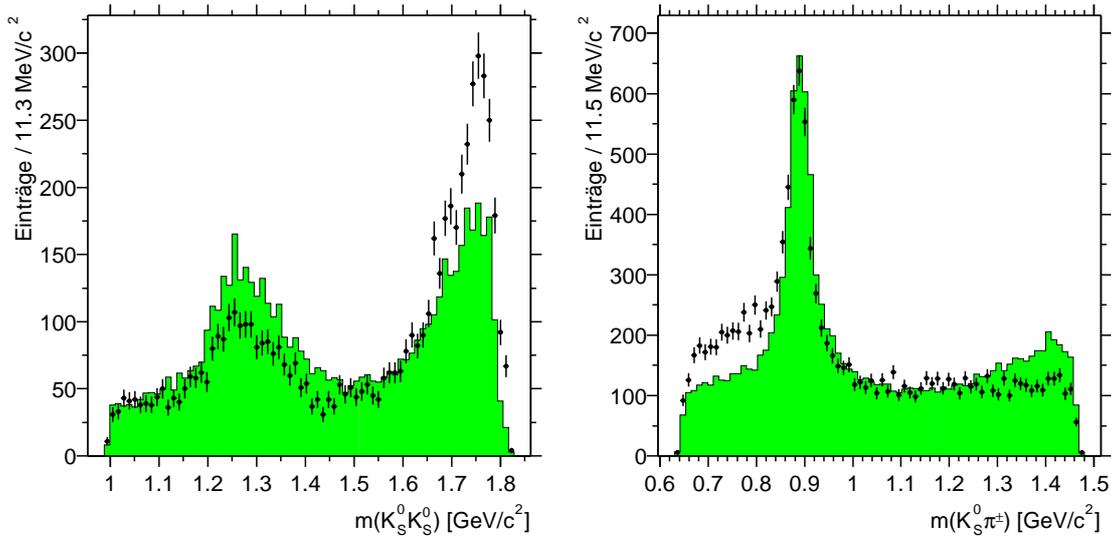


Abbildung 4.14: $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der mit Hypothese H-3 (fix-A) ($K^*(892)$ Masse und Breite fixiert) gewichteten Simulationsdaten: Die Messdaten sind durch Punkte mit Fehlerbalken wiedergegeben, die modellierten Simulationsdaten sind grau unterlegt dargestellt.

Anpassungen erzielten NLL-Werte (Tabelle 4.6, H-1, H-2 und H-3), so wird der Beitrag des $K^*(892)$ als dominante Struktur im Dalitzplot bestätigt. Abbildung 4.14 zeigt die unter Verwendung dieser Hypothese parametrisierten Massenspektren im Vergleich zu den Messdaten. Das $K^*(892)$ -Signal im $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum wird zwar korrekt wiedergegeben, allerdings gelingt weder die Modellierung der Schulter links vom $K^*(892)$ -Signal, noch die Beschreibung der Überhöhung bei großen $K_S^0 K_S^0$ -Massen. Der Vergleich der entsprechenden Dalitzplots in Abbildung 4.15 veranschaulicht, dass die Asymmetrie der Dichteverteilung der beiden $K^*(892)$ -Bänder nicht reproduziert werden kann.

4.3.3.2 Anpassung von zwei resonanten Zerfallskanälen

Im nächsten Schritt der Analyse wurde die eindeutig nachgewiesene $K^*(892)$ Hypothese mit jeweils einem weiteren resonanten Beitrag kombiniert und an die Daten angepasst. Hierbei wurden neben dem $f_J(1710)$ in den beiden Spineinstellungen $J=0$ und $J=2$, das in früheren Messungen ($D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ [Fr 95B]) nachgewiesene $K_0^*(1430)$ und das $K_2^*(1430)$ berücksichtigt. Die dynamische Amplitude des $K_0^*(1430)$ wurde sowohl in Form einer Breit-Wigner-Funktion als auch mit Hilfe des “Effective Range”-Ansatz der LASS-Kollaboration parametrisiert. Aus dem Vergleich der Anpassungs-Resultate, zum einen anhand der Spektren in Abbildung 4.16 und zum anderen anhand der in Tabelle 4.7 aufgeführten NLL-Werte, geht hervor, dass die Beschreibung der Messdaten mit der Hypothese H-18 — der Kombination von $K^*(892)$ und $f_0(1710)$ — am besten gelingt. Diese einfache Hypothese kann

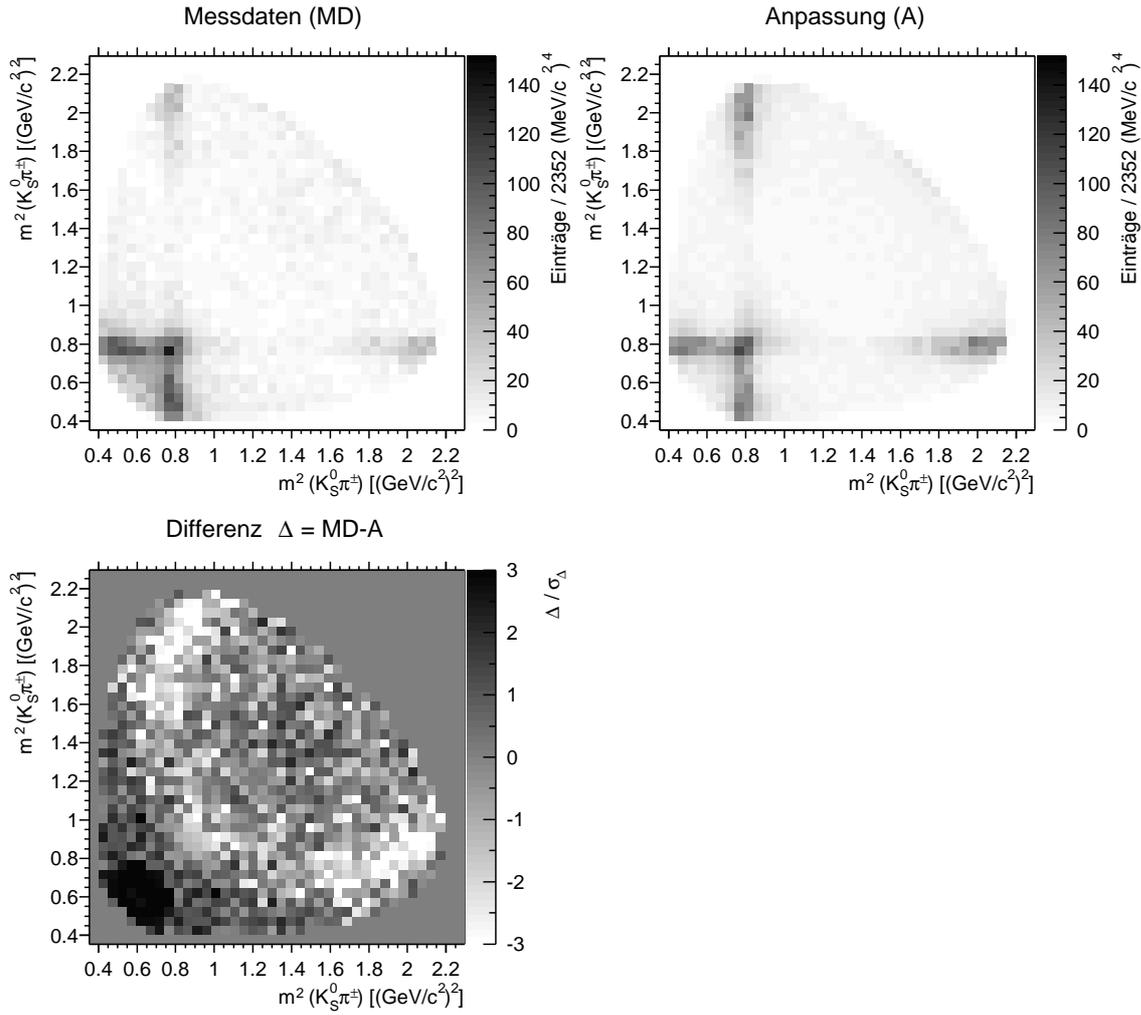
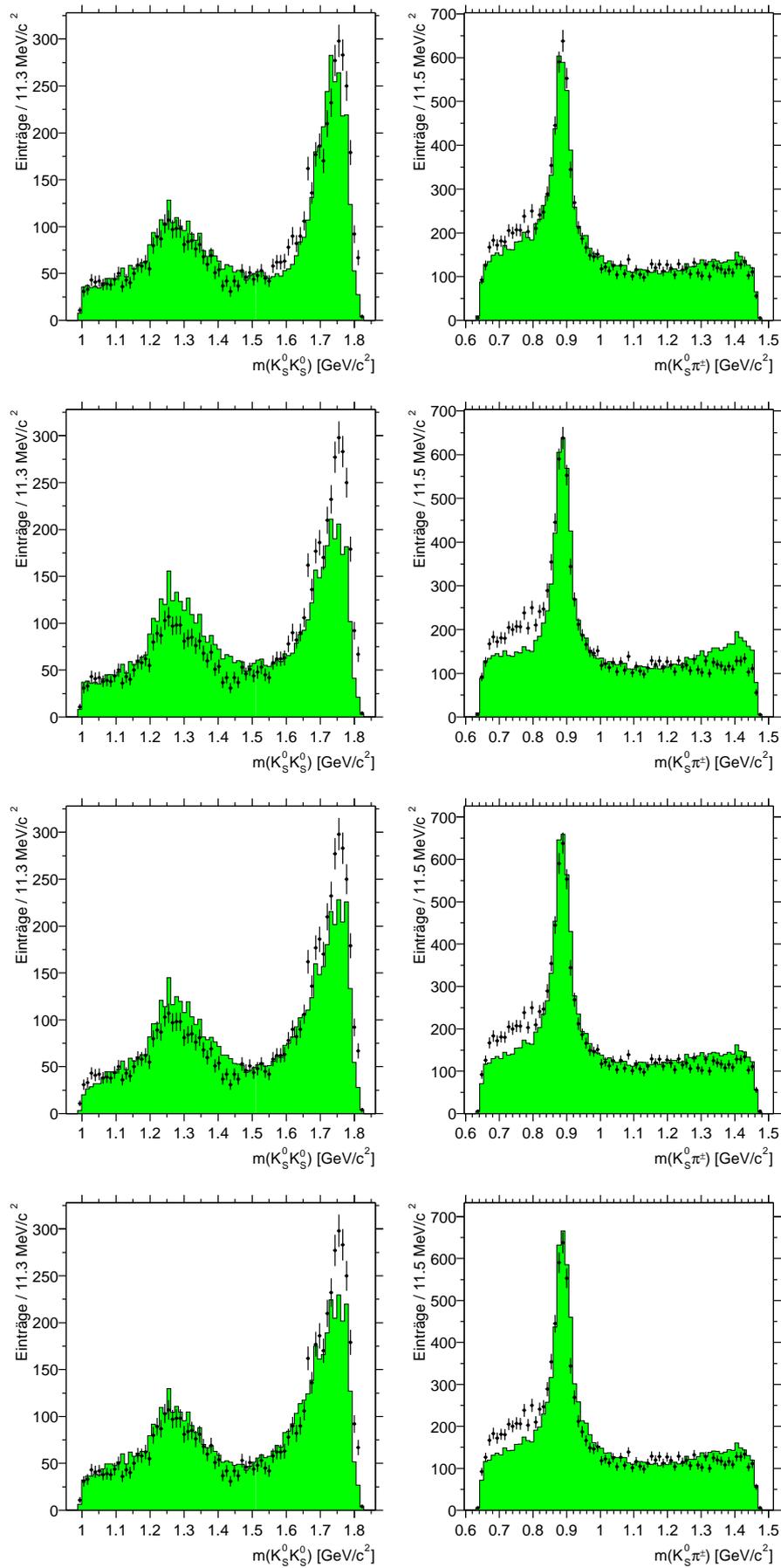


Abbildung 4.15: Dalitzplot der mit Hypothese H-3 (fix-A) ($K^*(892)$ Masse und Breite fixiert) modellierten Simulationsdaten im Vergleich zum Dalitzplot der Messdaten. Der unten gezeigte Differenzplot zeigt die auf eine Standardabweichung σ_Δ normierte Differenz Δ der beiden Dalitzplots. Der Fehler σ_Δ wurde mit Hilfe der Methode Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet.

bereits die wichtigsten Charakteristika der gemessenen Spektren wiedergeben. Mit Hilfe der anderen Hypothesen, die neben dem $K^*(892)$ den Beitrag eines $f_2(1710)$, $K_0^*(1430)$ bzw. $K_2^*(1430)$ enthalten, ist es nicht möglich, die gemessenen Strukturen korrekt zu modellieren, weder die Region großer $K_S^0 K_S^0$ -Massen, noch die Schulter im $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum unterhalb der $K^*(892)$ -Masse.

Die geringen NLL-Werte, die bei den Anpassungen mit freien Massen und Breiten der Hypothesen $K^*(892)f_0(1710)$ und $K^*(892)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ erzielt wurden, scheinen eine klare Favorisierung einer der beiden Hypothesen auszuschließen. Allerdings ergeben sich Masse und Breite des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ bei der freien Anpassung zu physikalisch sinnlosen Werten von $m \approx 2,7 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma \approx 23 \text{ GeV}/c^2$. Folglich wird mit Hilfe des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ lediglich eine flacher kohärenter Untergrund modelliert.



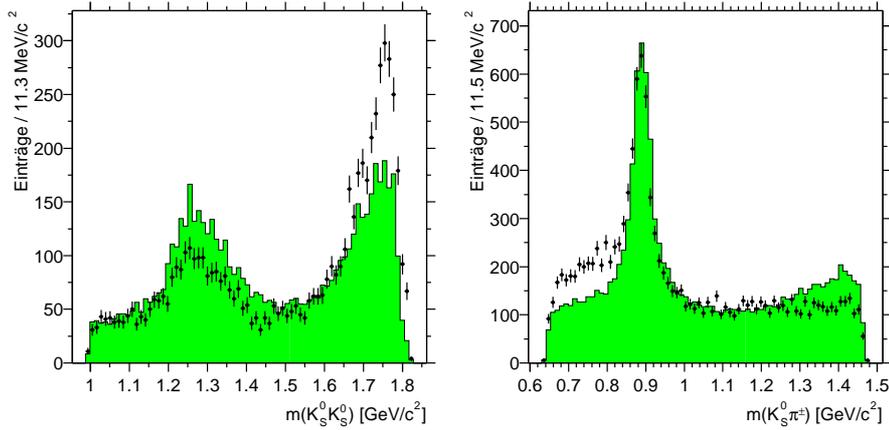


Abbildung 4.16: Resultate der Anpassungen mit zwei partiellen Zerfallsamplituden: Gezeigt sind die $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der gewichteten Simulationsdaten für die Hypothesen:

1. Zeile: H-18 (fix-A) ($K^*(892)$ und $f_0(1710)$, Massen und Breiten fixiert)
2. Zeile: H-4 (fix-A) ($K^*(892)$ und $f_2(1710)$, Massen und Breiten fixiert)
3. Zeile: H-36 (fix-A) ($K^*(892)$ und $K_{0,BW}^*(1430)$, Massen und Breiten fixiert)
4. Zeile: H-34 (fix-A) ($K^*(892)$ und $K_{0,Lass}^*(1430)$, Massen und Breiten fixiert)
5. Zeile: H-35 (fix-A) ($K^*(892)$ und $K_2^*(1430)$, Massen und Breiten fixiert)

Die Messdaten sind durch Punkte mit Fehlerbalken wiedergegeben, die modellierten Simulationsdaten sind grau unterlegt dargestellt.

Hypothese	$-\ln \mathcal{L}$	
	Massen und Breiten	
	fixiert (fix-A)	frei (free-A)
$K^*(892) f_0(1710)$	237,7	71,3
$K^*(892) f_2(1710)$	422,6	281,1
$K^*(892) K_{0,BW}^*(1430)$	297,7	—
$K^*(892) K_{0,Lass}^*(1430)$	267,7	83,4
$K^*(892) K_2^*(1430)$	508,0	—

Tabelle 4.7: NLL -Werte der Anpassungen von zwei Resonanzen

Im Gegensatz dazu behält das $f_0(1710)$ seinen resonanten Charakter und sowohl Masse als auch Breite konvergieren bei sinnvollen Werten:

$$\begin{aligned}
 f_0(1710): \quad m &= (1821 \pm 9) \text{ MeV}/c^2 & \Gamma &= (101 \pm 10) \text{ MeV}/c^2 \\
 K^*(892): \quad m &= (886 \pm 1) \text{ MeV}/c^2 & \Gamma &= (48 \pm 3) \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Die Abweichung der Masse des $f_0(1710)$ zu großen Werten hin ist durch die Unvollständigkeit der Hypothese bedingt. Somit stellt die Kombination der beiden Resonanzen $K^*(892)$ und $f_0(1710)$ die bislang beste Hypothese dar, die als einzige die wichtigsten Charakteristika der Messdaten reproduzieren kann. Sie dient in den folgenden Analyseschritten als Basis-Hypothese.

	- ln \mathcal{L}			
	fixiert	Massen und Breiten:		frei
nur $f_J(1710)$ frei		nur $f_J(1710)$ $K^*(892)$ frei		
$K^*(892) f_0(1710)$	237,7	88,3	71,3	71,3
$K^*(892) f_2(1710)$	422,6	395,3	281,1	281,1
$K^*(892) f_0(1710) f_2(1710)$	186,6	69,3	68,0	68,0
$K^*(892) f_0(1710) K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	89,3	22,2	17,1	3,5
$K^*(892) f_2(1710) K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	202,2	175,3	139,7	(58,8)

Tabelle 4.8: Vergleich der NLL-Werte der Basis-Hypothesen mit denen, die bei der Anpassung von Hypothesen mit drei Resonanzen erzielt wurden.

4.3.3.3 Anpassung von drei resonanten Zerfallskanälen

Im nächsten Schritt der Analyse wurde die Basis-Hypothese $K^*(892)f_0(1710)$ um einen dritten resonanten Beitrag erweitert (Hypothesen H-19 – H-24 in Tabelle 4.6) und an die Messdaten angepasst. In Konkurrenz dazu wurden diese Anpassungen ein zweites Mal durchgeführt, wobei in der Basis-Hypothese das skalare $f_0(1710)$ durch das tensorielle $f_2(1710)$ ersetzt wurde (Hypothesen H-5 – H-9 in Tabelle 4.6). Aus dem Vergleich der erzielten NLL-Werten folgt eindeutig, dass die Resonanzstruktur der Messdaten durch eine Parametrisierung mit Hilfe des skalaren $f_0(1710)$ besser wiedergegeben wird. Weiterhin zeigt sich für beide Basis-Hypothesen, dass die Hinzunahme des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ zu einer deutlichen Verbesserung der NLL-Werte führt.

Aus dem Vergleich der NLL-Werte, die bei der Anpassung derjenigen Hypothesen erzielt werden, die ein $K_{0,\text{BW}}^*(1430)$ bzw. ein $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ enthalten, folgt, dass der “Effective Range”-Ansatz zu etwas besseren Resultaten führt. Dies zeigt sich auch bei den anderen in Tabelle 4.6 aufgeführten Hypothesen, die sich nur durch die Parametrisierung der Dynamik des $K_0^*(1430)$ unterscheiden. Aus diesem Grund schließen die folgenden Ausführungen nur noch das $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ ein.

Von allen getesteten Hypothesen mit drei resonanten Beiträgen reproduziert die Kombination $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ die Resonanzstruktur des Zerfalls $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ mit Abstand am besten. Tabelle 4.8 vergleicht die mit dieser Hypothese erzielten NLL-Werte mit denen der beiden Basis-Hypothesen und anderen denkbaren Resonanz-Kombinationen, in denen das $K_0^*(1430)$ bzw. das $f_0(1710)$ durch ein $f_2(1710)$ ersetzt wurden. Die angegebenen Werte bestätigen die Signifikanz des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ -Beitragtes und die Dominanz der skalaren Komponente des $f_J(1710)$. Dieses Resultat wird durch die in in Abbildung 4.17 gezeigten Spektren veranschaulicht: Ohne den Beitrag des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ bzw. $f_0(1710)$ ist eine Beschreibung der Überhöhung bei großen $K_S^0 K_S^0$ -Massen nicht möglich.

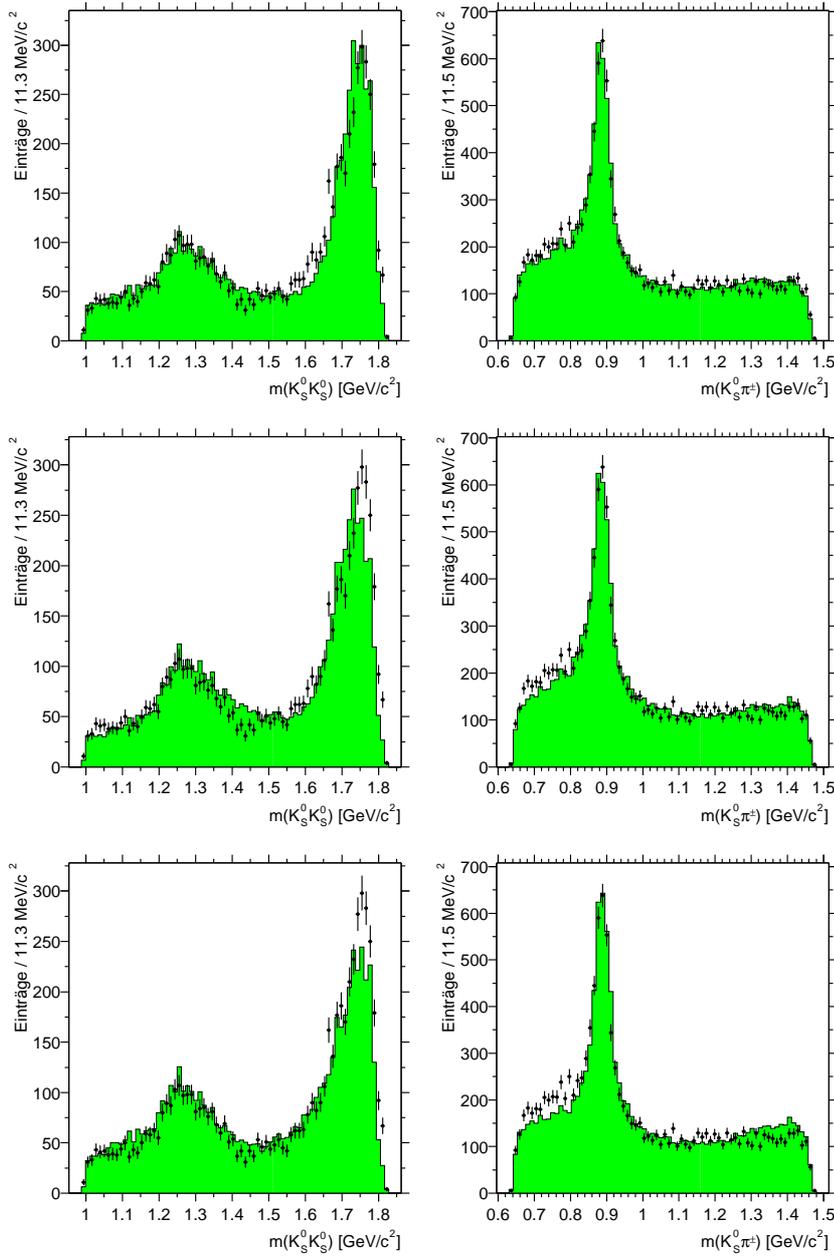


Abbildung 4.17: Resultate der Anpassungen mit drei partiellen Zerfallsamplituden: Gezeigt sind die $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der gewichteten Simulationsdaten für die Hypothesen:

1. Zeile: H-24 (fix-A) ($K^*(892)$, $f_0(1710)$ und $K_{0,Lass}^*(1430)$, Massen und Breiten fixiert)
 2. Zeile: H-23 (fix-A) ($K^*(892)$, $f_0(1710)$ und $f_2(1710)$, Massen und Breiten fixiert)
 3. Zeile: H-9 (fix-A) ($K^*(892)$, $K_{0,Lass}^*(1430)$ und $f_2(1710)$ Massen und Breiten fixiert)
- Die Messdaten sind durch Punkte mit Fehlerbalken wiedergegeben, die modellierten Simulationsdaten sind grau unterlegt dargestellt.

Abbildung 4.18 zeigt die mit Hilfe der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,Lass}^*(1430)$ parametrisierte Dichteverteilung des Dalitzplot im Vergleich zum Dalitzplot der Messdaten. Die wichtigsten Strukturen können durch die Kombination der drei reso-

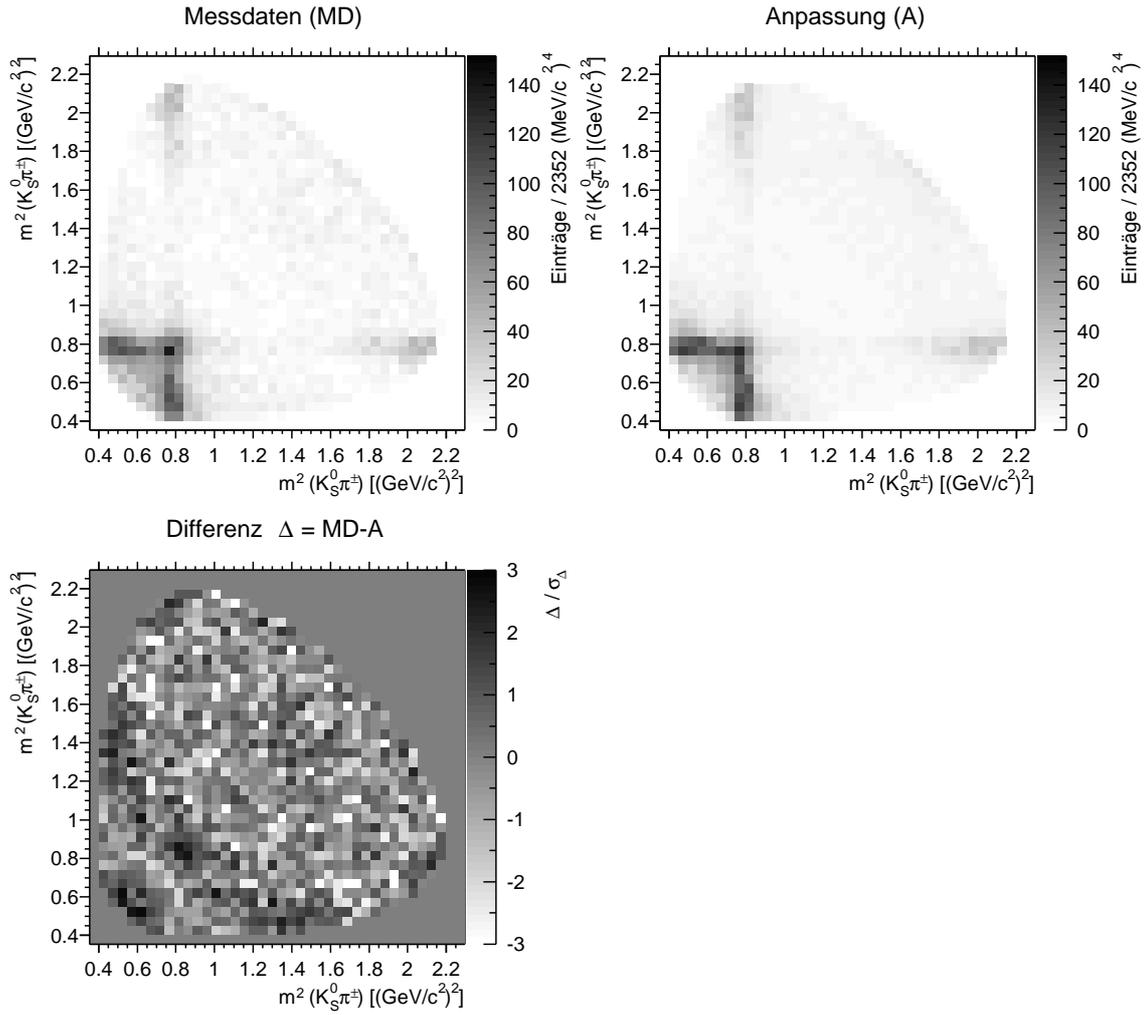


Abbildung 4.18: Dalitzplot der mit Hypothese H-24 (fix-A) ($K^*(892)$, $f_0(1710)$ und $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$, Massen und Breiten fixiert) modellierten Simulationsdaten im Vergleich zum Dalitzplot der Messdaten.

nanten Beiträge gut reproduziert werden. Allerdings zeigen sich in dem Histogramm der normierten Differenz der beiden Dalitzplots signifikante Unterschiede der Parametrisierung zu den Messdaten in der Peripherie des $f_0(1710)$ -Bandes. Obwohl sich die Abweichungen durch eine Justierung der Masse und Breite des $f_0(1710)$ teilweise korrigieren lassen (siehe auch Abbildung 4.19), weist die diagonale, aus drei Höckern bestehende Struktur, die bei einer $K_S^0 K_S^0$ -Masse etwas unterhalb der $f_0(1710)$ -Masse liegt, deutlich auf einen tensoriellen Beitrag hin, der in der Zerfalls-Hypothese unberücksichtigt ist. Um diese Struktur weiter zu untersuchen, wurde zusätzlich zum skalaren $f_0(1710)$ dem Fit eine tensorielle Komponente angeboten. Die Resultate dieser Anpassungen sind im nächsten Kapitel abgehandelt.

		Hypothese:					
		$K^*(892)$ $f_0(1710)$ $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$		$K^*(892)$ $f_0(1710)$ $f_2(1710)$		$K^*(892)$ $f_0(1710)$ $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ $f_2(1710)$	
		fix-A	free-f	fix-A	free-f	fix-A	free-f
$-\ln \mathcal{L}$		89,8	22,2	186,9	69,3	52,9	0,0
Beiträge [%]:	Untergrund	37,5	45,5	36,3	34,9	40,8	42,0
	D_s -Signal	53,3	54,5	63,7	65,1	59,2	58,0
	nicht resonant	9,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Anteil am D_s -Signal [%]:	$K^*(892)$	51,3	35,6	44,1	36,7	45,7	35,6
	$f_0(1710)$	26,6	28,8	50,3	53,4	30,0	29,7
	$f_2(1710)$	—	—	5,6	9,9	5,0	1,6
	$K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	22,1	35,6	—	—	19,3	33,1
Anpassung des $f_0(1710)$ (free-f):	Masse [MeV/ c^2]	1758±17		1768±4		1742±18	
	Breite [MeV/ c^2]	330±42		129±15		327±35	
Anpassung des $f_2(1710)$ (free-f):	Masse [MeV/ c^2]	—		1763±20		1518±24	
	Breite [MeV/ c^2]	—		212±177		157±63	

Tabelle 4.9: Resultate der Anpassungen der Hypothesen H-24, H-23 und H-29: Die Werte sind für die beiden Anpassungsszenarien fix-A (Massen und Breiten aller Resonanzen fixiert) und free-f (Massen und Breiten des $f_0(1710)$ und des $f_2(1710)$ sind frei) angegeben.

4.3.3.4 Signifikanz der skalaren Natur des $f_J(1710)$

Die Signifikanz des skalaren $f_0(1710)$ gegenüber dem tensoriellen $f_2(1710)$ wurde anhand der genauen Inspektion der Anpassungsergebnisse derjenigen Hypothesen überprüft, die neben dem Beitrag des $f_0(1710)$ auch das $f_2(1710)$ enthalten. Dies sind die beiden Hypothesen H-23 ($K^*(892)f_0(1710)f_2(1710)$) und H-29 ($K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2(1710)$), deren Anpassungsergebnisse in Tabelle 4.9 mit den Ergebnissen der bislang besten Hypothese H-24 ($K^*(892)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_0(1710)$) verglichen werden. Wie an den aus den Anpassungen resultierenden Werten für den Beitrag der verschiedenen resonanten Zerfallskanäle deutlich wird, geht das skalare $f_0(1710)$ im Vergleich zum $f_2(1710)$ eindeutig als dominante Struktur aus den simultanen Anpassungen der beiden Resonanzen hervor. Dies gilt für die Anpassungen beider getesteter Hypothesen, sowohl mit fixierten als auch freien Werten für Massen und Breiten der beiden $f_J(1710)$ -Resonanzen. Interessant in diesem Zusammenhang ist das Ergebnis der Anpassung von Hypothese H-29, die durch Hinzunahme des $f_2(1710)$ aus der bislang besten Hypothese, der Kombination der Resonanzen $K^*(892)$, $f_0(1710)$ und $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$, hervorgeht. Anhand der Erniedrigung der NLL-Werte zeigt sich, dass mit Hilfe des zusätzlichen tensoriellen Beitrags eine deutlich bessere Beschreibung der Strukturen der Messdaten gelingt. Nach Anpassung von Masse und Breite der

beiden $f_J(1710)$ -Beiträge konvergiert die Masse des $f_2(1710)$ bei einem Wert von (1518 ± 24) MeV/ c^2 . Folglich handelt sich bei dem tensoriellen Beitrag nicht um das $f_2(1710)$ sondern um das $f'_2(1525)$, das die gleichen Quantenzahlen wie das $f_2(1710)$ aufweist. Somit ist eine nennenswerte tensorielle Komponente des $f_J(1710)$ ausgeschlossen.

Aus der Untersuchung der Signifikanz des $f_0(1710)$ geht die Hypothese $K^*(892)$ - $f_0(1710)K_0^*(1430)$ ($f_2(1710)$ bzw. $f'_2(1525)$) als bislang beste Beschreibung der Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ hervor. Dieses Ergebnis wird durch die in Abbildung 4.19 gezeigten Differenzplots der getesteten Hypothesen veranschaulicht: Weder die Kombination $K^*(892)f_0(1710)K_0^*(1430)$ noch die Hypothese $K^*(892)f_0(1710)f_2(1710)$ liefert — auch nach einer Justierung der Parameter des $f_0(1710)$ und des $f_2(1710)$ — eine vollständige Beschreibung der Messdaten. Für die Reproduktion der gemessenen Strukturen ist sowohl der Beitrag des $K_0^*(1430)$ als auch der tensorielle Beitrag des $f_2(1710)$ bzw. — nach Anpassung von Masse und Breite — des $f'_2(1525)$ notwendig. Dieses Ergebnis wird durch die Anpassungsergebnisse der anderen getesteten Hypothesen mit vier resonanten Beiträgen (H-10–H-15 und H-25–H-30) bestätigt. Ein Vergleich der bei diesen Anpassungen erzielten NLL-Werte (Tabelle 4.6) zeigt, dass die beiden Kombinationen der Basis-Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ mit einem $f'_2(1525)$ (H-27) bzw. mit einem $f_2(1710)$ (H-29), falls dessen Masse ein freier Parameter der Anpassung ist, die Strukturen der Messdaten am besten wiedergeben.

4.3.3.5 Masse und Breite des $f_0(1710)$

Der Wert für die Masse des $f_0(1710)$ ($m_{f_0(1710)} = (1742 \pm 18)$ MeV/ c^2), der aus der Anpassung der Massen und Breiten der beiden $f_J(1710)$ -Beiträge der Hypothese H-29 resultiert (Tabelle 4.9, 3. Spalte), stimmt mit einem großen Teil der bisher durchgeführten Messungen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Eine Übersicht der bislang veröffentlichten Messwerte der Masse und Breite des $f_0(1710)$ findet sich in Abbildung 1.3. Der von der Particle Data Group veröffentlichte Mittelwert für die Masse des $f_0(1710)$ — $m_{f_0(1710),PDG} = 1715 \pm 7$ MeV/ c^2 —, der nur wenige ausgewählte Messungen berücksichtigt, kann nicht innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt werden. Die Abweichung von 1,5 Standardabweichungen ist jedoch gering.

Im Gegensatz dazu konvergiert die Breite des $f_0(1710)$ bei der Anpassung bei einem Wert von (327 ± 35) MeV/ c^2 , der stark von den Resultaten anderer Messungen abweicht. Die Differenz zum Mittelwert der Particle Data Group — $\Gamma_{f_0(1710),PDG} = 125 \pm 12$ MeV/ c^2 — ist größer als fünf Standardabweichungen. Allerdings resultieren aus den Anpassungen der Hypothesen, die dass $K_0^*(1430)$ nicht enthalten, für die Breite des $f_0(1710)$ Werte von (129 ± 15) MeV/ c^2 (Hypothese H-24; Tabelle 4.9, 2. Spalte) und (101 ± 10) MeV/ c^2 (Hypothese H-18, Gleichung 4.38), die mit dem von der Particle Data Group veröffentlichten Wert vereinbar sind. Die scheinbare Verbreiterung des $f_0(1710)$ -Signals bei Hinzunahme des $K_0^*(1430)$

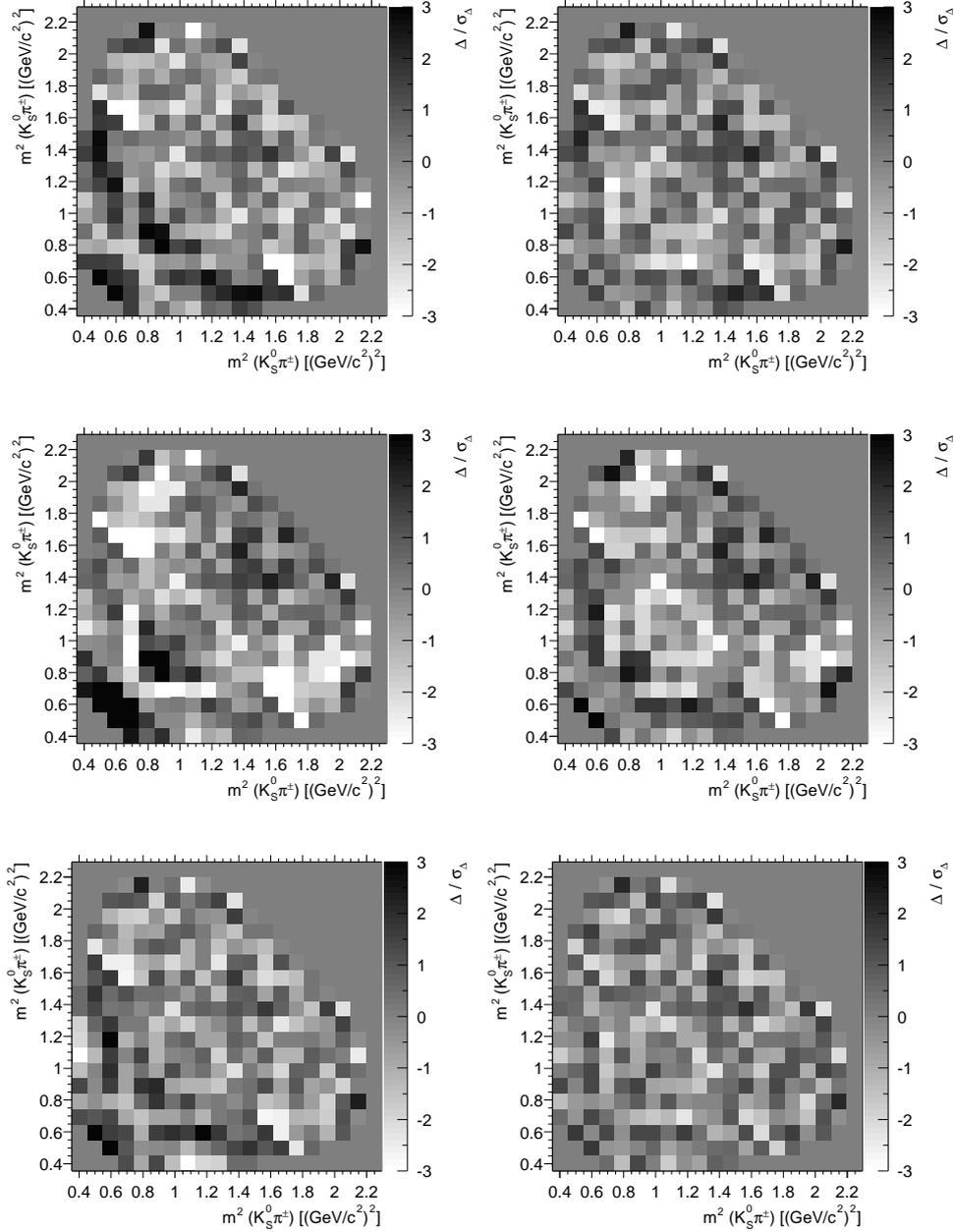


Abbildung 4.19: Vergleich der Anpassungsergebnisse der Hypothesen H-24, H-23 und H-29: Gezeigt sind die normierten Differenzplots, die aus der Subtraktion der mit den genannten Hypothesen parametrisierten Dalitzplots von dem Dalitzplot der Messdaten resultieren. Die Differenz Δ ist auf eine Standardabweichung σ_Δ normiert. Die linke Spalte zeigt die Anpassungsergebnisse bei fixierten Massen und Breiten, die rechte Spalte bei freier Masse und Breite des $f_J(1710)$:

- obere Zeile $K^*(892)f_0(1710)K_{0,Lass}^*(1430)$ (H-24)
- mittlere Zeile $K^*(892)f_0(1710)f_2(1710)$ (H-23)
- untere Zeile $K^*(892)f_0(1710)K_{0,Lass}^*(1430)f_2(1710)$ (H-29)

Basis-Hypothese in Kombi- nation mit:	$K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$			$K^*(892)f_2(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$		
	- ln \mathcal{L}		Beitrag [%]	- ln \mathcal{L}		Beitrag [%]
	fix-A	free-f	fix-A	fix-A	free-f	fix-A
$f_{0,\text{Flatte}}(980)$	51,3	14,7	27,1±2,1	136,7	111,2	30,3±1,6
$f_{0,\text{BW}}(980)$	79,7	21,6	3,2±0,6	182,0	159,2	4,7±0,6
$f_0(1500)$	60,6	21,4	5,6±0,6	120,4	112,9	12,6±0,9
$f_2'(1525)$	79,7	4,0	1,5±0,2	175,9	135,9	1,3±0,2
$K_2^*(1430)$	80,6	15,6	1,9±0,4	166,4	146,7	3,2±0,3
—	89,8	22,2	—	202,2	175,3	—
$f_0(1710)$	—	—	—	52,9	0,0	30,0±0,6
$f_2(1710)$	52,9	0,0	5,0±0,2	—	—	—

Tabelle 4.10: Vergleich der Anpassungsergebnisse der Hypothesen mit vier resonanten Beiträgen, die aus der Kombination der beiden Basis-Hypothesen $K^*(892)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_0(1710)$ und $K^*(892)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2(1710)$ mit den in der ersten Spalte angegebenen resonanten Beiträgen resultieren. Die unteren drei Zeilen geben die Vergleichswerte der reinen Basis-Hypothesen und der bislang besten Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2(1710)$ an. Die NLL-Werte sind für die beiden Anpassungsszenarien *fix-A* (Massen und Breiten aller Resonanzen fixiert) und *free-f* (Massen und Breiten des $f_0(1710)$ und des $f_2(1710)$ sind frei) angegeben.

zur anzupassenden Zerfallshypothese, wird durch die Interferenz der beiden Partial-Amplituden mit der Peripherie der jeweils anderen skalaren Amplitude verursacht. Dieser Effekt spiegelt das bereits in Abschnitt 4.3.1.5 angesprochene, grundsätzliche Problem wider, dass die dynamische Amplitude einer skalaren Resonanz in großer Entfernung zur Nominalmasse durch eine Breit-Wigner-Funktion nur ungenau approximiert wird. Daher können bei einer Superposition mehrerer breiter skalarer Resonanzen die Interferenzphänomene nur unzureichend reproduziert werden und eine eindeutige Auflösung der skalaren Partialamplituden ist nicht möglich. Somit können die Resonanzparameter und die relativen Stärken der Beiträge durch die Anpassung der Gesamtamplitude an die Messdaten nur mit großen Unsicherheiten bestimmt werden.

4.3.3.6 Signifikanz weiterer Resonanzen

Aus den Anpassungen der Amplituden mit vier verschiedenen resonanten Zerfallskanälen ging die Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ als beste Beschreibung der Daten hervor. Desweiteren lassen sich aus den Resultaten dieser Anpassungen Rückschlüsse auf die Signifikanz weiterer resonanter Beiträge ziehen. In Tabelle 4.10 sind die hierfür relevanten Ergebnisse zusammengefasst. Vergleicht man die NLL-Werte der Anpassungen mit freien $f_J(1710)$ -Massen und Breiten derjenigen Hypothesen, die das $f_0(1710)$ enthalten, bestätigt sich die Äquivalenz der beiden Hypothesen $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ und $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ -

$f_2(1710)$. Bei den entsprechenden Werten der Anpassungen mit festen Massen und Breiten fällt auf, dass bei Anpassung der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)-f_{0,\text{Flatte}}(980)$ ähnlich niedrige NLL-Werte erzielt werden wie bei der Anpassung der bislang besten Hypothese. Der bei der Anpassung dieser Hypothese ermittelte Wert für die relativen Anteil $f_{0,\text{Flatte}}(980)$ -Beitrages am D_s -Signal ist mit ca. 30% unerwartet groß. Ähnliche Werte ergeben sich, wenn in der Hypothese das skalare $f_0(1710)$ durch das tensorielle $f_2(1710)$ ersetzt wird (Tabelle 4.10, rechte Seite). Diese Ergebnisse könnten die Vermutung nahe legen, dass der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ zu einem großen Teil über den Kanal $D_s^\pm \rightarrow f_0(980)\pi^\pm$ verläuft. Allerdings wird diese Folgerung nicht durch die Anpassungsergebnisse derjenigen Hypothese bestätigt, bei der die Resonanzform des $f_0(980)$ nicht nach dem Flatte-Ansatz, sondern durch eine konventionelle Breit-Wigner-Funktion parametrisiert ist. Weiterhin zeigte sich, dass das $f_0(980)$ in der Anpassung, bei der Masse und Breite des $f_0(980)$ freie Parameter sind, seinen resonanten Charakter verliert. Unabhängig von der Art der Parametrisierung der Resonanzform des $f_0(980)$ driftet die Masse bei der Anpassung zu physikalisch sinnlos kleinen Werten und die Breite divergiert. Somit wird mit Hilfe des $f_0(980)$ -Beitrags lediglich ein flacher kohärenter Untergrund parametrisiert, und es ist folglich nicht davon auszugehen, dass das $f_0(980)$ signifikant zur Resonanzstruktur des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfalls beiträgt. Ein nennenswerter Anteil der anderen getesteten Resonanzen, des $f_0(1500)$ und des $K_2^*(1430)$ kann bereits anhand der in den Anpassungen erzielten NLL-Werte ausgeschlossen werden.

Da außer den bereits von der bislang besten Hypothese — $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)-f_2'(1525)$ — berücksichtigten Resonanzen keine weiteren resonanten Beiträge nachgewiesen werden konnten, wird im folgenden von der Vollständigkeit dieser Hypothese ausgegangen. Diese Lösung kann die in den Messdaten beobachteten Strukturen sehr gut reproduzieren. Die Massenspektren und Dalitzplots der unter Verwendung der dieser Hypothese gewichteten Simulationsdaten sind in den Abbildungen 4.20 und 4.21 im Vergleich zu den Messdaten gezeigt. In keinem der Histogramme sind signifikante Unterschiede der Parametrisierung zu den Messdaten erkennbar. Mögliche Beiträge weiterer resonanter Zerfallskanäle, die durch diese Hypothese unberücksichtigt blieben, wären so schwach ausgeprägt, dass sie bei der für diese Analyse zur Verfügung stehenden Datenmenge unterhalb der Nachweisschwelle lägen.

4.3.3.7 Stabilität der gefundenen Lösung

Als letzter Schritt in der Analyse wird im folgenden die Stabilität der gefundenen Lösung — der Zerfalls-Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ — anhand der Resultate derjenigen Anpassung untersucht, bei der Massen und Breiten aller beteiligten Resonanzen freie Parameter sind. Diese Anpassungsergebnisse sind in Tabelle 4.11, sowohl für den Fall, dass die Resonanzform des $K_0^*(1430)$ dem Ansatz der LASS-Kollaboration folgend parametrisiert ist, als auch für den Fall, dass die Linienform durch eine konventionelle Breit-Wigner-Funktion gegeben ist, aufgeführt.

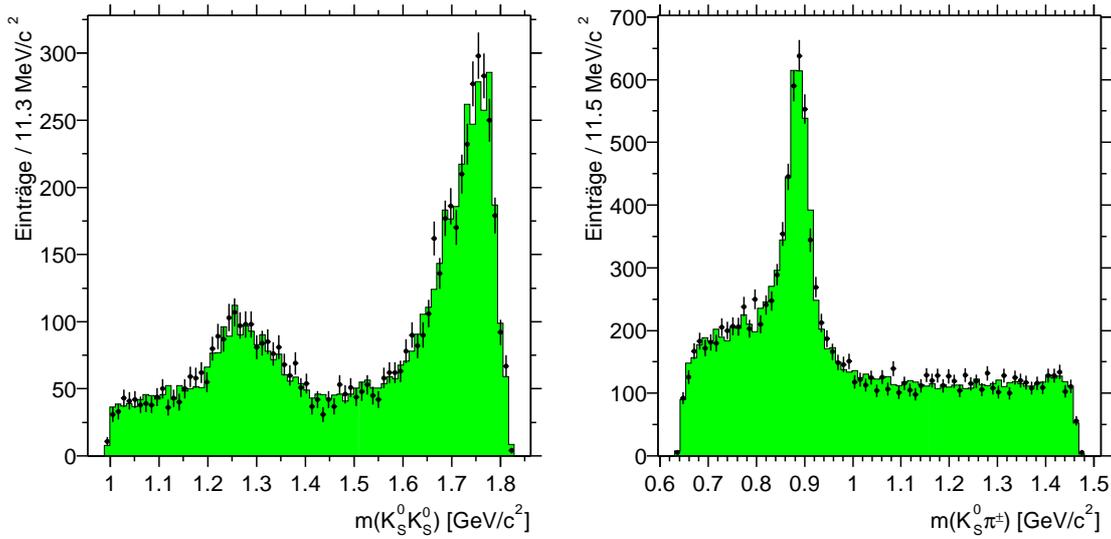


Abbildung 4.20: $K_S^0 K_S^0$ - und $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der mit der Hypothese $K^*(892)-f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ (H-29) gewichteten Simulationsdaten: Massen und Breiten des $f_0(1710)$ und des $f_2'(1525)$ waren freie Parameter der Anpassung. Die Messdaten sind durch Punkte mit Fehlerbalken wiedergegeben, die modellierten Simulationsdaten sind grau unterlegt dargestellt.

Aus beiden Anpassungen resultieren physikalisch sinnvolle Werte für die Massen und Breiten aller beteiligter Resonanzen; keiner der freien Resonanzparameter divergiert:

Bei der Anpassung der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ konvergiert die Masse des $K^*(892)$ bei einem Wert, der um weniger als zwei Standardabweichungen von dem Referenzwert der Particle Data Group abweicht. Der Wert für die Breite des $K^*(892)$ stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit dem PDG-Wert überein. Die aus der Anpassung resultierenden Massen der anderen beitragenden Resonanzen — $f_0(1710)$, $K_0^*(1430)$ und $f_2'(1525)$ — weichen um ca. eine Standardabweichung von den Referenzwerten ab. Die Breite des $f_2'(1525)$ konvergiert bei einem Wert, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Referenzwert der PDG übereinstimmt. Die Ergebnisse für die Breiten der beiden skalaren Beiträge — $K_0^*(1430)$ und $f_0(1710)$ — weichen von den PDG-Werten ab. Die freien Parameter der “Effective-Range”-Parametrisierung konvergieren bei der Anpassung bei Werten, die mit denen von der LASS-Kollaboration veröffentlichten Werten (siehe Anhang B) kompatibel sind.

Parametrisiert man die Linienform des $K_0^*(1430)$ mit Hilfe einer Breit-Wigner-Funktion, ergeben sich aus der Anpassung ähnliche Resultate. Allerdings sind die Ergebnisse für die Massen des $f_0(1710)$, $K_0^*(1430)$ und des $f_2'(1525)$ systematisch zu höheren Werten verschoben. Diese Beobachtung bestätigt, dass die LASS-Parametrisierung die resonanten Eigenschaften des $K_0^*(1430)$ besser reproduziert als eine einfache Breit-Wigner-Funktion.

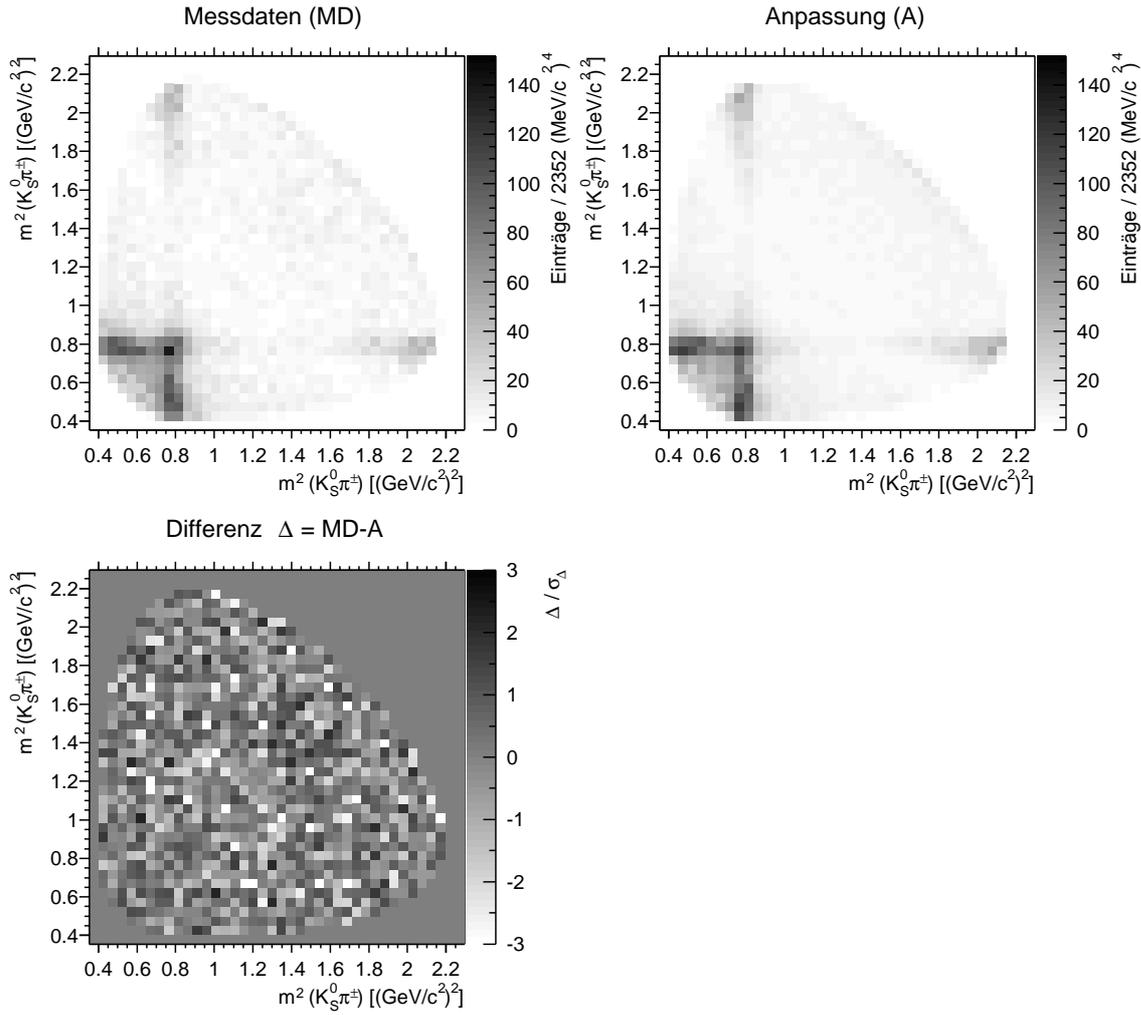


Abbildung 4.21: Dalitzplot der mit der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,Lass}^*(1430)-f_2'(1525)$ (H-29) modellierten Simulationsdaten im Vergleich zum Dalitzplot der Messdaten: Massen und Breiten des $f_0(1710)$ und des $f_2'(1525)$ waren freie Parameter der Anpassung.

Fast alle aus der Anpassung der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,Lass}^*(1430)f_2'(1525)$ resultierenden Resonanzparameter stimmen in etwa mit den Referenzwerten der PDG überein. Lediglich die Werte für die Breiten der beiden skalaren Beiträge — $K_0^*(1430)$ und $f_0(1710)$ — weichen stark von den PDG-Werten ab. Bei diesem Effekt handelt es sich um das grundlegende Problem einer Partialwellenanalyse, dass bei der Anpassung mehrerer Beiträge skalarer Resonanzen diese nur unzureichend aufgelöst werden können und die Ergebnisse mit großen Unsicherheiten behaftet sein können. Aufgrund dieser Eigenschaft der Partialwellenanalyse, die bereits in Abschnitt 4.3.3.5 diskutiert wurde, ist davon auszugehen, dass die Fehler der relativen Stärken der beitragenden Resonanzen größer sind als die in Tabelle 4.11 angegebenen Fehler, die von dem Anpassungsprogramm MINUIT aus der Kovarianzmatrix berechnet wurden. Eine genaue Untersuchung der Unsicherheiten steht

		Hypothese	
		$K^*(892)$	$K^*(892)$
		$f_0(1710)$	$f_0(1710)$
		$K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	$K_{0,\text{BW}}^*(1430)$
		$f_2'(1525)$	$f_2'(1525)$
$-\ln \mathcal{L}$		-15,5	-9,5
Beiträge [%]	D_s -Signal	$57,8 \pm 2,1$	$58,4 \pm 2,3$
	Untergrund	$41,4 \pm 2,2$	$41,6 \pm 2,0$
	nicht resonant	$0,8 \pm 2,4$	0,0
Anteil am D_s -Signal	$K^*(892)$	27,3	37,9
	$f_0(1710)$	$34,3 \pm 2,6$	$29,4 \pm 2,8$
	$K_0^*(1430)$	$37,1 \pm 8,0$	$30,4 \pm 4,1$
	$f_2(1710)$	$1,4 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,4$
$K^*(892)$	Masse [MeV/ c^2]	$894,2 \pm 1,3$	$894,8 \pm 1,2$
	Breite [MeV/ c^2]	$49,5 \pm 3,5$	$53,3 \pm 3,5$
$f_0(1710)$	Masse [MeV/ c^2]	1744 ± 25	1782 ± 17
	Breite [MeV/ c^2]	351 ± 50	283 ± 35
$K_0^*(1430)$	Masse [MeV/ c^2]	1434 ± 13	1481 ± 10
	Breite [MeV/ c^2]	73 ± 23	114 ± 20
$f_2'(1525)$	Masse [MeV/ c^2]	1528 ± 35	1562 ± 42
	Breite [MeV/ c^2]	158 ± 76	221 ± 100
Parameter des $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	A [(GeV/ c) $^{-1}$]	$1,9 \pm 0,8$	—
	B [(GeV/ c) $^{-1}$]	$1,8 \pm 1,1$	—

Tabelle 4.11: Anpassungsergebnisse der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_0^*(1430)f_2'(1525)$: Massen und Breiten aller Resonanzen sind freie Parameter der Anpassung. In der letzten Zeile sind die Parameter der LASS-Parametrisierung der Resonanzform des $K_0^*(1430)$ angegeben (siehe auch Anhang B).

noch aus. Geplant ist eine mehrfache Wiederholung der Analyse mit simulierten $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfallsereignissen, denen die anhand der Messdaten ermittelte Resonanzstruktur aufgeprägt ist. In Tabelle 4.12 sind die relativen Anteile der resonanten Beiträge, die sich aus den verschiedenen Anpassungen der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_{0,\text{Lass}}^*(1430)f_2'(1525)$ ergeben, zusammengefasst. Ein Vergleich der Werte zeigt, dass sich bei den unterschiedlichen Anpassungs-Szenarien für die Beiträge des $K^*(892)$, des $f_0(1710)$ und des $K_0^*(1430)$ zum Teil unterschiedliche Werte ergeben. Große Variationen treten auf, wenn die Resonanzparameter von einer der beiden skalaren Resonanzen bei der Anpassung freigelassen werden. Das grundlegende Ergebnis dieser Partialwellenanalyse, dass die Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ durch die drei dominanten Beiträge des $K^*(892)$, des $f_0(1710)$ und des $K_0^*(1430)$ beschrieben werden kann, ist durch diese Unsicherheiten jedoch nicht in Frage gestellt. Die aus den Anpassungen resultierenden Werte für den relativen Anteil des $f_2'(1525)$ -Zerfallkanals bleiben bei Veränderung Anpassungs-Strategie stabil, wodurch die Si-

$K^*(892)$ $f_0(1710)$ $K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$ $f_2'(1525)$	Beiträge [%]			S/N	Anteil am D_s -Signal [%]			
	D_s -Signal	Untergr.	nicht reso.		$K^*(892)$	$f_0(1710)$	$K_{0,\text{Lass}}^*(1430)$	$f_2'(1525)$
x x x x	56,1±2,0	38,1±1,9	5,8±5,7	1,28±0,18	51,0	21,2±1,5	26,3±1,2	1,5±0,2
x f x x	56,9±2,4	43,1±2,2	0,0	1,32±0,09	37,0	30,5±2,4	31,4±2,5	1,1±0,2
f f x x	57,1±2,4	42,9±2,2	0,0	1,33±0,09	32,6	31,5±2,3	34,8±3,0	1,1±0,2
x f x f	58,0±2,3	42,0±2,3	0,0	1,38±0,09	35,6	29,7±2,4	33,1±2,6	1,6±0,2
f f x f	58,5±2,4	41,5±2,3	0,0	1,41±0,09	32,2	30,8±2,3	35,4±2,7	1,6±0,2
f f f f	57,8±2,1	41,4±1,1	0,8±2,4	1,39±0,1	27,3	34,3±2,6	37,1±8,0	1,4±0,4

Tabelle 4.12: Vergleich der Werte für die relativen Beiträge der einzelnen resonanten Zerfallskanäle, die aus den verschiedenen Anpassungen der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_0^*(1430)f_2'(1525)$ resultieren: Die Zeichenfolge in der linken Spalte gibt Aufschluss darüber, ob Masse und Breite der angegebenen Resonanz bei der Anpassung fixiert (x) bzw. freie (f) Parameter der Anpassung waren. Das Signal zu Rausch-Verhältnis S/N wird aus den in den ersten drei Spalten der Tabelle angegebenen Beiträgen berechnet, wobei der nicht resonante Anteil als Untergrund interpretiert wird.

gnifikanz dieses relativ schwach beitragenden Zerfallskanals bestätigt wird. Bei allen Anpassungen ergibt sich die Stärke des nicht resonanten Zerfallskanals erwartungsgemäß zu Null oder ist innerhalb der Fehler mit Null verträglich, was ein weiteres Indiz für die Stabilität der Lösung ist. Desweiteren stimmen die Signal zu Rausch-Verhältnisse, die aus den Anpassungsergebnissen berechnet wurden (Tabelle 4.12), in allen Fällen mit dem Wert, der sich aus den Ereigniszahlen in Signal und Seitenbandregion des $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrums ergibt (Gleichung 4.37), innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Kapitel 5

Messung des relativen Verzweigungsverhältnisses der beiden Zerfälle $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$

Mit Hilfe der in dieser Arbeit rekonstruierten und selektierten Ereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ und unter Verwendung eines Datensatzes, der ca. 40000 Ereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ umfasst, wurde das relative Verzweigungsverhältnis dieser beiden Zerfälle bestimmt. Bei der Reaktion $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ handelt es sich um den am besten vermessenen Zerfallskanal des D_s -Mesons. Mit Hilfe des absoluten Verzweigungsverhältnisses dieses Zerfalls, das durch mehrere unabhängige Messungen gut bestimmt ist, lässt sich aus dem in dieser Arbeit ermittelten relativen Verhältnis ein Wert für das absolute Verzweigungsverhältnis des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfalls berechnen.

Um eine systematische Abhängigkeit des Verhältnisses vom Impuls der D_s -Mesonen im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließen zu können, wurde das Verhältnis separat in 9 Impuls-Intervallen einer Breite von 20 MeV/c, die den Bereich von $p_{D_s}^{\Upsilon(4S)} = 3,0$ GeV/c bis $p_{D_s}^{\Upsilon(4S)} = 4,8$ GeV/c abdecken, bestimmt. Dazu wurde zunächst in jedem der Impulsintervalle die Nachweiseffizienz ϵ für beide Zerfälle anhand von Simulationsdaten ermittelt. Mit Hilfe dieser Nachweiseffizienzen lässt sich aus der jeweiligen Anzahl der aus den Messdaten rekonstruierten D_s -Ereignisse N_{reko} die ursprüngliche Zahl der Zerfälle $N_0 = N_{reko}/\epsilon$ abschätzen. Das relative Verzweigungsverhältnis der beiden D_s -Zerfälle ergibt sich dann als Quotient der beiden ursprünglichen Ereigniszahlen:

$$\begin{aligned}
 V &= \frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm)}{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)} \\
 &= \frac{\left[\frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{N_{reko}}{\epsilon_{reko}} \right]_{D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm}}{\left[\frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{N_{reko}}{\epsilon_{reko}} \right]_{D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm}} \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

Da die Selektion der beiden Zerfälle auf Datensätzen basiert, denen eine geringfügig unterschiedliche Messdauer zugrundeliegt, wurden die absoluten Ereigniszahlen auf

die integrierte Luminosität \mathcal{L} des entsprechenden Datensatzes normiert. Beide Datensätze wurden zwischen Oktober 1999 und Januar 2002 mit Hilfe des BaBar-Detektors aufgenommen. Für die Selektion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ standen Messdaten zur Verfügung, die einer integrierten Luminosität von $62,83 \text{ fb}^{-1}$ entsprechen. Bei Selektion des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ betrug die integrierte Luminosität $62,17 \text{ fb}^{-1}$.

Die zur Selektion des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ -Zerfalls angewendeten Kriterien entsprechen im Wesentlichen jenen, die bereits in Kapitel 3 beschrieben wurden. Allerdings wurde hier auf die abhängig vom D_s -Impuls eingesetzte Bedingung, dass das D_s -Meson aus einem $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^\pm \gamma$ -Zerfall stammen muss, verzichtet. Zusätzlich zu den in Abschnitt 3.2.4 aufgeführten Kriterien der Vorselektion und den Bedingungen, die sich aus der Definition der 9 Impulsintervalle ergeben, müssen die folgenden Selektionskriterien erfüllt sein:

- Bei der kinematischen Anpassung der D_s -Kandidaten (siehe Abschnitt 3.2.2.3) muss ein Konfidenzniveau von mindestens 1 % erreicht werden.
- Die Masse beider K_S^0 -Kandidaten muss innerhalb eines $10 \text{ MeV}/c^2$ breiten Intervalls um den Wert der gemessenen K_S^0 -Masse¹ liegen.

$$|m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0(\text{fit})}| < 5 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.2)$$

$m_{\pi^+\pi^-}$ ist hierbei die Masse, die sich aus der Vertexanpassung mit dem *GeoKin*-Fitter ergab.

- Die Lebensdauer der beiden K_S^0 -Kandidaten muss mindestens 9,3% der mittleren K_S^0 -Lebensdauer betragen:

$$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau = \frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot \frac{\Delta s \cdot m \cdot c}{p} > 9,3 \% \quad (5.3)$$

Die K_S^0 -Lebensdauer berechnet sich aus dem räumlichen Abstand Δs des K_S^0 -Zerfallsvertexes zum D_s -Zerfallsvertex — dem K_S^0 -Produktionsvertex — und dem K_S^0 -Impuls p .

Der Zerfall $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ wurde durch Anwendung der folgenden Kriterien selektiert. Aufgrund der sehr guten Möglichkeiten zur Diskriminierung von geladenen Kaonen und Pionen ist eine sehr effiziente Selektion des Zerfalls möglich. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Selektionsschritte findet sich in [Gö 02]:

- Der Impuls des π^\pm -Kandidaten im $K^+ K^- \pi^\pm$ -Endzustandes muss größer als $80 \text{ MeV}/c$ im Laborsystem sein.

¹Die K_S^0 -Masse wurde durch die Anpassung einer Lorentzkurve an das K_S^0 -Signal im $\pi^+ \pi^-$ Massenspektrum zu $(497,645 \pm 0.01) \text{ MeV}/c^2$ bestimmt. Der Wert entspricht in etwa dem von der Particle Data Group (PDG) veröffentlichten Wert $m_{K^0} = (497.672 \pm 0.03) \text{ MeV}/c^2$ [PDG 00].

- Die beiden Kaon-Kandidaten im $K^+K^-\pi^\pm$ -Endzustand müssen vom SMS-Selektor des *BABAR*-Analyseframeworks als Kaon identifiziert worden sein. Für die Selektion wurde der Selektor im “loose”-Modus betrieben. Eine detailliertere Beschreibung des Selektors findet sich in [Ma 01].
- Die Anpassung eines gemeinsamen Vertex der drei geladenen Spuren des $K^+K^-\pi^\pm$ -Kandidaten muss konvergieren; d.h. das bei der Anpassung erzielte Konfidenzniveau muss größer als Null sein.
- Die Massendifferenz ($m_{K^+K^-\pi^\pm} - m_{K^+K^-}$) muss größer als $155 \text{ MeV}/c^2$ sein. Mit dieser Bedingung werden Untergrundereignisse aus der Reaktion $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0\pi^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$ unterdrückt (Die $D^*(2010)^\pm$ - D^0 -Massendifferenz beträgt $145.4 \text{ MeV}/c^2$).
- Die Masse des K^+K^- -Paares im $K^+K^-\pi^\pm$ -Endzustand muss der Masse des $\phi(1020)$ -Mesons entsprechen:

$$|m_{K^+K^-} - m_{\phi(1020), PDG}| < 12 \text{ MeV}/c^2 \quad (5.4)$$

Die Anzahl der mit diesen Selektionskriterien aus den Messdaten extrahierten D_s -Zerfallsereignisse wurde für jedes der 9 Impulsintervalle durch Abzählen der Einträge im D_s -Signal des entsprechenden $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ - bzw. $K^+K^-\pi^\pm$ -Massenspektrums ermittelt.

Durch die Beschränkung auf D_s -Kandidaten hohen Impulses ($p^{T(4S)} > 3,0 \text{ GeV}/c$) verbleiben in den untersuchten Datensätzen lediglich D_s -Zerfälle aus $c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen, wodurch die Produktion von geeigneten Monte-Carlo-Datensätzen zur Bestimmung der Rekonstruktions- und Selektionseffizienz vereinfacht wird. Eine genaue Beschreibung der Präparation des $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ -Simulationsdatensatzes findet sich in Abschnitt 3.1. Analog zu der dort beschriebenen Methode wurden 125000 Simulationsereignisse des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$ produziert. Zur Effizienzbestimmung des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ standen 400.000 simulierte Ereignisse zur Verfügung. Aus diesen Simulationsdaten wurden die D_s -Zerfälle mit denselben Rekonstruktions- und Selektionsmethoden, die auch bei den Messdaten verwendet wurden, extrahiert. In jedem der 9 Impulsintervalle ergibt sich dann die Effizienz als Verhältnis der Anzahl der extrahierten Ereignisse zur Zahl der ursprünglich generierten D_s -Zerfälle. Der so ermittelte impulsabhängige Verlauf der Nachweiseffizienz für die beiden Zerfälle ist in den oberen beiden Histogrammen in Abbildung 5.1 gezeigt. In beiden Fällen steigt die Effizienz leicht mit dem Impuls der D_s -Mesonen an. Die beiden unteren Histogramme in Abbildung 5.1 zeigen die Anzahl der jeweils aus den Messdaten rekonstruierten D_s -Ereignisse. Sowohl die Werte der ungewichteten Anzahl (schwarz dargestellt), als auch die Abschätzung der ursprünglichen Zahl der Zerfälle $N_0 = N_{reko}/\epsilon$ (grau dargestellt) weisen für beide D_s -Zerfälle innerhalb der statistischen Fehler einen stetigen Verlauf auf. Die nach Gleichung 5.1 berechnete impulsabhängige Verteilung

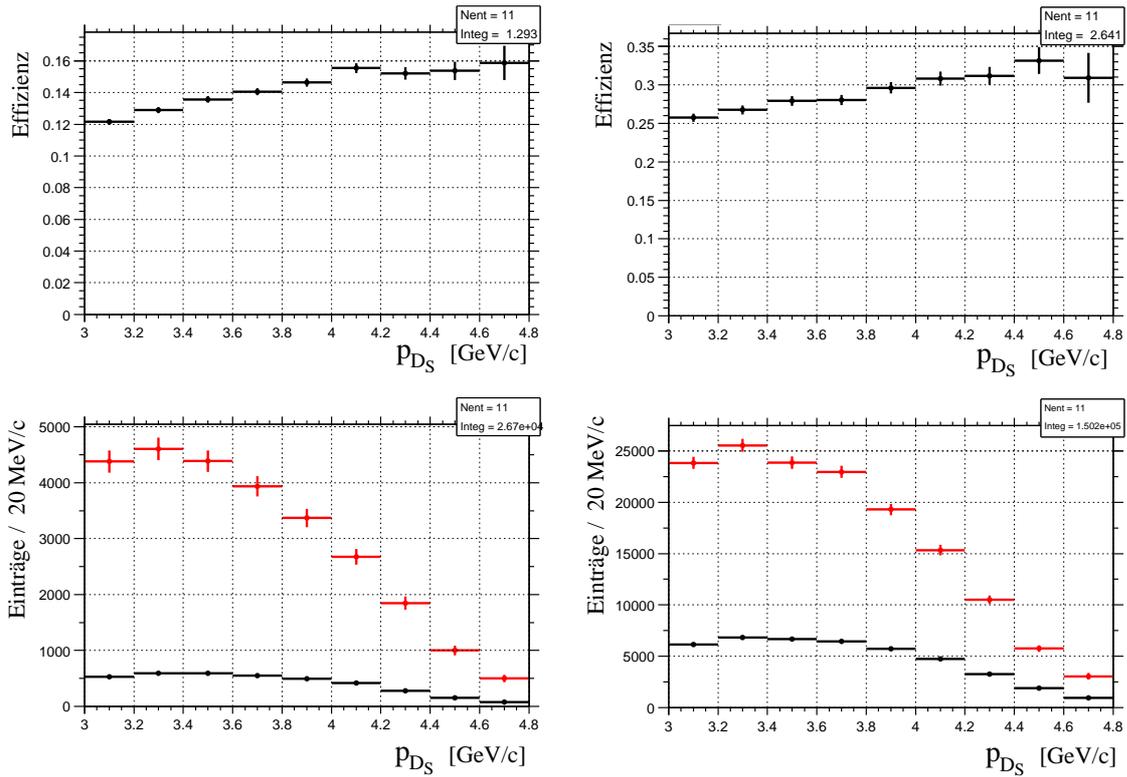


Abbildung 5.1: Nachweiseffizienz und Selektionsresultate der Zerfälle $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ (links) und $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ (rechts): Die oberen beiden Histogramme zeigen die Nachweiseffizienz des jeweiligen Zerfalls abhängig vom Impuls der D_s -Mesonen im Schwerpunktsystem der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die unteren beiden Histogramme zeigen die jeweilige Anzahl der aus den Messdaten rekonstruierten D_s -Ereignisse N_{reko} (schwarz dargestellt) und die Abschätzung der ursprünglichen Anzahl der D_s -Zerfälle N_0 (grau dargestellt).

des Verzweigungsverhältnisses V ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten kann diese Verteilung als flach angesehen werden und für das relative Verzweigungsverhältnis V resultiert aus der Anpassung einer Geraden an die 9 Messwerte ein gewichteter Mittelwert von $\bar{V} = 0.178 \pm 0.004$.

Der Fehler dieser Messgröße ist nicht durch den statistischen Fehler, der sehr klein ist, sondern durch systematische Unsicherheiten dominiert. Bei der hier vorgestellten Messung ist insbesondere bei Bestimmung des Wertes der Nachweiseffizienz anhand von Simulationsdaten mit systematischen Abweichungen zu rechnen. Die Güte dieses Wertes hängt essentiell von der Qualität der Simulationsdaten ab. Für die hier vorgestellte Messung standen lediglich Simulationsdaten zur Verfügung, bei denen die Umgebungsbedingungen der Messung auf Sollwerte fixiert waren, die während der Messzeit von mehr als einem Jahr nicht immer eingehalten wurden. Zu diesen Umgebungsbedingungen zählt z.B. die Hochspannung in der Driftkammer, die während der Messung variiert wurde. Der Wert dieser Spannung hat direkten Einfluss auf

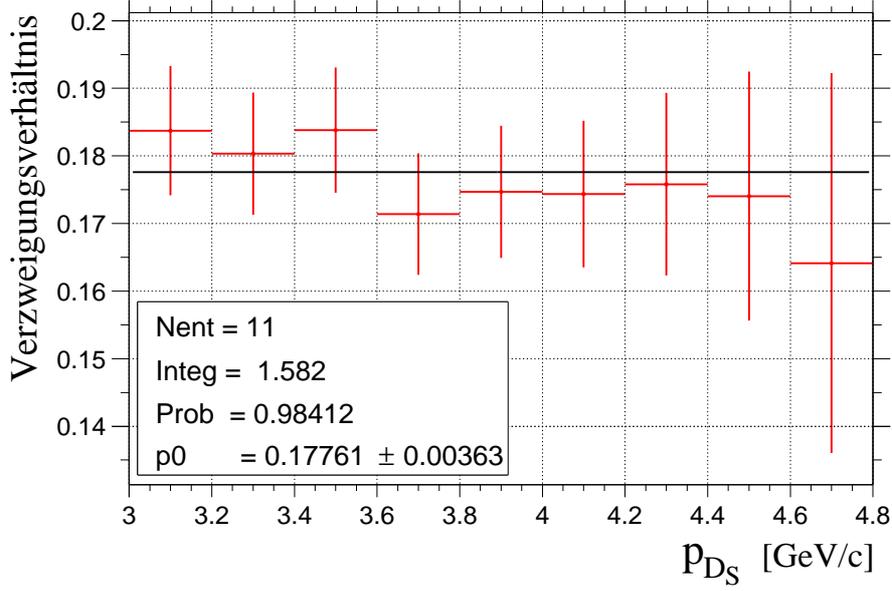


Abbildung 5.2: Impulsabhängige Verteilung des Verzweigungsverhältnisses

die Spurrekonstruktionseffizienz und die Messwerte des relativen Energieverlusts, die wiederum die Effizienz bei der Teilchenidentifikation beeinflussen. Durch einen Vergleich der Resultate für das Verzweigungsverhältnis, die basierend auf verschiedenen Simulationsdatensätzen mit unterschiedlichen Umgebungsbedingungen ermittelt wurden, wurde der relative systematische Fehler auf 30 % abgeschätzt. Damit ergibt sich der Messwert für das relative Verzweigungsverhältnis zu

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm)}{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)} = 0,18 \pm 0,05 \quad , \quad (5.5)$$

das unter Verwendung der absoluten Verzweigungsverhältnisse

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) &= 1/4 \\ \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= 0,6860 \pm 0,0027 \\ \mathcal{B}(\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-) &= 0,492_{-0,007}^{+0,006} \end{aligned}$$

in die folgende Form gebracht werden kann:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm)}{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm)} = 0,75 \pm 0,23 \quad (5.6)$$

Hiermit kann mit Hilfe des in mehreren Messungen bestimmten absoluten Verzweigungsverhältnisses

$$\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm) = (3,6 \pm 0,9) \% \quad (5.7)$$

ein Wert für das absolute Verzweigungsverhältnis des $D_s^\pm \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm$ -Zerfalls berechnet werden:

$$\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm) = (2,7 \pm 1,1) \% \quad (5.8)$$

Diese Ergebnisse werden im folgenden mit Resultaten anderer Messungen verglichen. Bislang existieren lediglich zwei Messwerte für relative Verzweigungsverhältnisse des D_s^\pm -Zerfalls in den Endzustand $K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm$. Aus Daten des CLEO-Experiments wurde der folgende folgende Wert bestimmt [Ch 89]:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^\pm)} = 1,20 \pm 0,21 \pm 0,13 \quad , \quad (5.9)$$

und die E687-Kollaboration hat eine obere Grenze für das Verhältnis veröffentlicht [Fr 95A]:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0)} < 0,9 \quad (CL = 90 \%) \quad (5.10)$$

Aus diesen beiden beiden relativen Verhältnissen lassen sich mit 5.7 und

$$\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0) = (3,6 \pm 1,1) \% \quad (5.11)$$

die entsprechenden absoluten Verhältnisse berechnen, die innerhalb der Fehler gut miteinander vereinbar sind.

$$\text{CLEO: } \mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0) = (4,3 \pm 1,6) \% \quad (5.12)$$

$$\text{E687: } \mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0) < (3,2 \pm 1,0) \% \quad (5.13)$$

Ein Wert für $\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0)$ lässt sich aus dem in dieser Arbeit bestimmten Verzweigungsverhältnis und dem in der Partialwellenanalyse gemessenen relativen Anteil A des $D_s \rightarrow K^*(892)^+ K_S^0$ -Zerfallskanals am $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Signal berechnen:

$$A = \frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^*(892)^+ K_S^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm)}{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm)} = (36 \pm 8) \% \quad (5.14)$$

Dieser Wert für A wurde aus den in Tabelle 4.12 aufgeführten Werte ermittelt. Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\mathcal{B}(K^*(892)^+ \rightarrow K^0 \pi^\pm) = 2/3 \quad (5.15)$$

(Isospin-Clebsch-Gordan-Koeffizienten) ergibt sich der Wert für das absolute Verhältnis $\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0)$ wie folgt:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0) &= A \frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm)}{\mathcal{B}(K^*(892)^+ \rightarrow K^0 \pi^\pm)} \\ &= (1,46 \pm 0,68) \% \end{aligned} \quad (5.16)$$

Während dieser Wert mit dem Ergebnis der E687-Kollaboration (Gleichung 5.13) vereinbar ist, weicht er vom CLEO-Resultat (Gleichung 5.12) um mehr als eine Standardabweichung ab. Hierbei ist zu beachten, dass die Fehler des CLEO-Wertes und des in dieser Arbeit ermittelten Wertes für das absolute Verzweigungsverhältnis korreliert sind, da in die Berechnung beider Werte aus den jeweiligen relativen

Verhältnissen der fehlerbehaftete Wert für $\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm)$ eingeht. Aus diesem Grund sollte der Vergleich direkt anhand der relativen Verhältnisse erfolgen. Mit 5.15 und 5.14 kann das in dieser Arbeit ermittelte relative Verhältnis (5.6) in eine Form gebracht werden, die direkt mit dem entsprechenden CLEO-Wert in 5.9 verglichen werden kann:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+\bar{K}^0)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm)} = 0,41 \pm 0,15 \quad (5.17)$$

Die beiden Werte für das Verzweigungsverhältnis weichen signifikant voneinander ab. Eine mögliche Ursache für die Diskrepanz der beiden Resultate ist die spezielle Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$.

Der von der CLEO-Kollaboration veröffentlichte Wert für das relative Verzweigungsverhältnis (5.9) wurde ähnlich wie bei der hier vorgestellten Messung durch die Selektion und Analyse der beiden Zerfälle

$$\begin{aligned} D_s^\pm &\rightarrow K^*(892)^\pm K_S^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm \\ D_s^\pm &\rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm \end{aligned}$$

bestimmt. Aus der Veröffentlichung ([Ch 89]) geht nicht hervor, mit welcher Methode der Zerfall $K^*(892)^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ selektiert wurde bzw. in welcher Weise der Untergrund des $K^*(892)^\pm$ Signals im $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum untersucht und bei der Analyse berücksichtigt wurde. Die einfachste sich anbietende Methode zur Selektion der $K^*(892)$ -Mesonen ist es, ein Massenfenster geeigneter Breite um das $K^*(892)$ -Signal im $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum zu definieren und alle $K_S^0 \pi^\pm$ -Kombinationen innerhalb des Fensters mit einem weiteren K_S^0 -Kandidaten zu $D_s \rightarrow K^*(892)K_S^0$ -Kandidaten zu kombinieren. Ohne eine geeignete Untergrundbehandlung bleibt hierbei allerdings unberücksichtigt, dass neben dem $K^*(892)$ -Signal auch der Untergrund zum D_s -Signal im $K^*(892)K_S^0$ -Massenspektrum beiträgt. Dieser Umstand wird durch das untergrund-korrigierte $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum in Abbildung 4.6 veranschaulicht. Der größte Teil aller $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfälle häuft sich in der Nähe des $K^*(892)$ -Signals, wobei die Reflexion des $D_s^\pm \rightarrow f_0(1710)\pi^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfallskanals bis unter das $K^*(892)$ -Signal reicht. Falls bei der CLEO-Analyse keine Untergrund-Subtraktion durchgeführt worden ist, wäre der Beitrag zum $D_s \rightarrow K^*(892)K_S^0$ -Signal aus dem Untergrund des $K^*(892)$ -Signals von gleicher Größenordnung wie der des $K^*(892)$ -Signals selbst. Abhängig von der Breite des Massenfensters könnte der Untergrundbeitrag sogar größer als der Signalbeitrag sein. Dies würde dazu führen, dass der Wert für das relative Verzweigungsverhältnis um mehr als einen Faktor zwei zu groß wäre. Leider konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden mit welcher Methode der Untergrund bei der CLEO-Analyse berücksichtigt wurde.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig eine vollständige Partialwellenanalyse des Zerfalls des D_s^\pm -Mesons in den Endzustand $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ durchgeführt.

Die der Analyse zugrunde liegenden Daten wurden mit Hilfe des *BABAR*-Detektors am PEP-II-Speicherring des Stanford Linear Accelerator Centers in Kalifornien aufgenommen. Mit der hohen von PEP-II gelieferten Luminosität, der sehr guten Auflösung bei Spur und Vertexrekonstruktion und den fortschrittlichen Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation bietet das *BABAR*-Experiment hervorragende Bedingungen für die Mesonenspektroskopie. Der Umfang der bei der vorgestellten Analyse betrachteten Daten entspricht einer integrierten Luminosität von $62,83 \text{ fb}^{-1}$.

Zur Optimierung der Selektionskriterien wurde eine Methode entwickelt, die auf der Anwendung einer evolutionären Strategie basiert. Aus den zur Verfügung stehenden Messdaten konnten damit mehr als 4000 $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Ereignisse extrahiert werden, wobei der kombinatorische Untergrund auf ein handhabbares Maß reduziert wurde.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Partialwellenanalyse des Zerfalls basiert auf dem Isobar-Modell. Die Anpassung der Zerfallsamplituden an die Messdaten erfolgte mit einer ereignisbasierten Log-Likelihood-Methode. Die im Vergleich zu den resonanten Strukturen des Signal sehr schwach ausgeprägten Muster des Untergrundes wurden durch eine Analyse der Seitenbänder parametrisiert und inkohärent zur Signalamplitude addiert.

Diese Partialwellenanalyse ergab, dass die Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ durch folgende drei dominante Zerfallskanäle ähnlicher Stärke sehr gut reproduziert werden kann:

$$\begin{aligned} D_s^\pm &\rightarrow K^*(892)^\pm K_S^0 \\ D_s^\pm &\rightarrow f_0(1710)\pi^\pm \\ D_s^\pm &\rightarrow K_0^*(1430)\pi^\pm \end{aligned}$$

Desweiteren konnte ein signifikanter Beitrag (1 % – 2 %) des Zerfallskanals

$$D_s^\pm \rightarrow f_2'(1525)K_s^0$$

identifiziert werden. Da eine Beteiligung des Kanals $D_s^\pm \rightarrow f_2(1710)\pi^\pm$ nicht nachweisbar ist, liefert diese Analyse eine weitere Evidenz für die skalare Natur des $f_J(1710)$. Das $f_0(980)$ trägt nicht signifikant zur Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^\pm$ bei. Somit kann die Hypothese, dass das $f_0(980)$ stark an $K\bar{K}$ koppelt, durch diese Analyse nicht bestätigt werden.

Eine genaue Untersuchung der systematischen Unsicherheiten der Partialwellenanalyse steht noch aus. Geplant ist die Ausdehnung der Analyse auf alle präparierten Datensätze (Anhang A). Desweiteren wird eine Überprüfung der Konsistenz dieser Resultate anhand einer mehrfachen Wiederholung der Analyse mit simulierten $D_s^\pm \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^\pm$ -Zerfallsereignissen, denen die anhand der Messdaten ermittelte Resonanzstruktur aufgeprägt ist, vorbereitet.

Außerdem wurde in dieser Arbeit erstmals das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ relativ zur Reaktion $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ mit folgendem Ergebnis ermittelt:

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm)}{\mathcal{B}(D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm)} = 0,75 \pm 0,23$$

Der aus diesem Resultat unter Verwendung der Ergebnisse der Partialwellenanalyse ermittelte Werte für

$$\frac{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow K^*(892)^+ \bar{K}^0)}{\mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm)} = 0,41 \pm 0,15$$

steht im Widerspruch zu dem von der CLEO-Kollaboration veröffentlichten Resultat [Ch 89]. Da der in dieser Arbeit vorgeschlagene Erklärungsansatz für die Ursache der unterschiedlichen Messwerte noch nicht verifiziert werden konnte, besteht bezüglich dieser Diskrepanz weiterer Diskussionsbedarf.

Anhang A

Selektionsresultate der Datensätze D_{20} und D_{30}

Die im folgenden aufgeführten Tabellen und Abbildungen fassen die Ergebnisse der Optimierung der Selektion von $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Zerfällen bei fest vergebenem Signal zu Rausch-Verhältnis S/N für die Datensätze D_{20} ($S/N = 2,0$) und D_{30} ($S/N = 3,0$) zusammen.

Die Tabellen A.1 und A.3 führen die Selektionskriterien und die Tabellen A.2 und A.4 die mit diesen Kriterien erreichten Selektionsresultate auf. Die Abbildungen A.1 und A.5 zeigen die entsprechenden $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren. Die Dalitzplots der Messdaten finden sich in den Abbildungen A.2 und A.3 bzw. A.6 und A.7, die entsprechenden Dalitzplots der Simulationsdaten sind in den Abbildungen A.4 und A.8 gezeigt.

Selektionskriterium	Teildatensatz I	Teildatensatz II
$p_{D_S}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	2,83	2,70
$ \Delta m_{D_S D_S^*} - 144,7 \text{ MeV}/c^2 < 20 \text{ MeV}/c^2$ ODER $p_{D_S}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	3,44	3,46
$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau > x \%$	2,29	2,24
$\alpha_{K_S^0} < x \text{ rad}$	0,125	0,063

Tabelle A.1: Angegeben sind die Selektionskriterien, die sich aus den separaten Optimierungen (Maximierung der Einträge des D_S -Signals bei einem geforderten Signal zu Rausch-Verhältnis von 2.0) anhand der beiden zufällig ausgewählten Teildatensätze ergeben.

Optimierung anhand Teildatensatz	Anwendung auf Teildatensatz	S	$S/N_{2\sigma}$
I	I	1671 ± 57	$2,098 \pm 0,092$
	II	1651 ± 58	$1,998 \pm 0,088$
II	II	1699 ± 59	$2,096 \pm 0,092$
	I	1653 ± 57	$2,054 \pm 0,093$
Gesamtdatensatz: I+II			
Anwendung der Selektionkriterien auf die Optimierungs-Datensätze		3371 ± 82	$2,057 \pm 0,064$
Kreuzweise Anwendung der Selektionkriterien		3302 ± 82	$1,997 \pm 0,064$

Tabelle A.2: Zusammenfassung der Signal-Charakteristika, die aus der Anwendung der Selektionkriterien (maximale Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 2,0$) auf die verschiedenen Datensätze resultieren. Angegeben sind die Anzahl der Einträge S und das Signal zu Rausch-Verhältnis $S/N_{2\sigma}$ in einer 2σ breiten Signalregion.

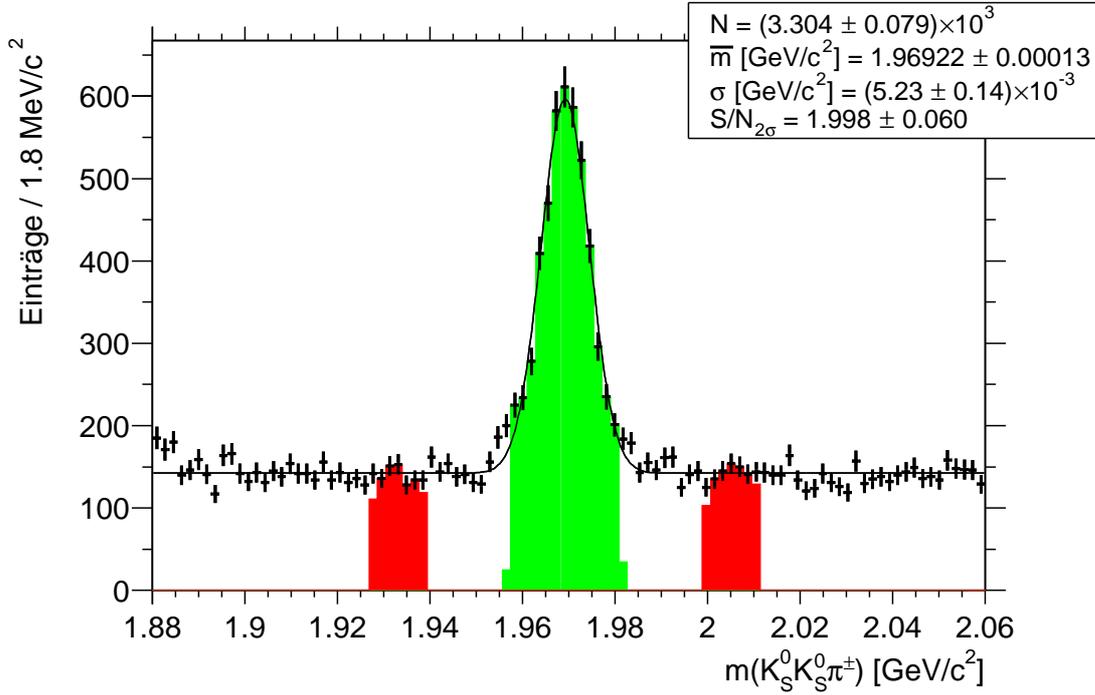


Abbildung A.1: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum des Datensatzes D_{20} (maximale Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 2,0$). Aus der Anpassung der Linienform des D_S -Signals mit einer Gauß-Funktion auf flacher Untergrundverteilung ergibt sich für die Masse ein Wert von $(1969,22 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$ ($m_{PDG} = (1968,6 \pm 0,6) \text{ MeV}/c^2$) und für die Breite ein Wert von $(5,23 \pm 0,14) \text{ MeV}/c^2$. Die grauen Unterlegungen deuten die Signal- und Seitenband-Regionen an, die für die Seitenband-Subtraktion bei der Erstellung des untergrund-korrigierten Dalitzplots verwendet wurden.

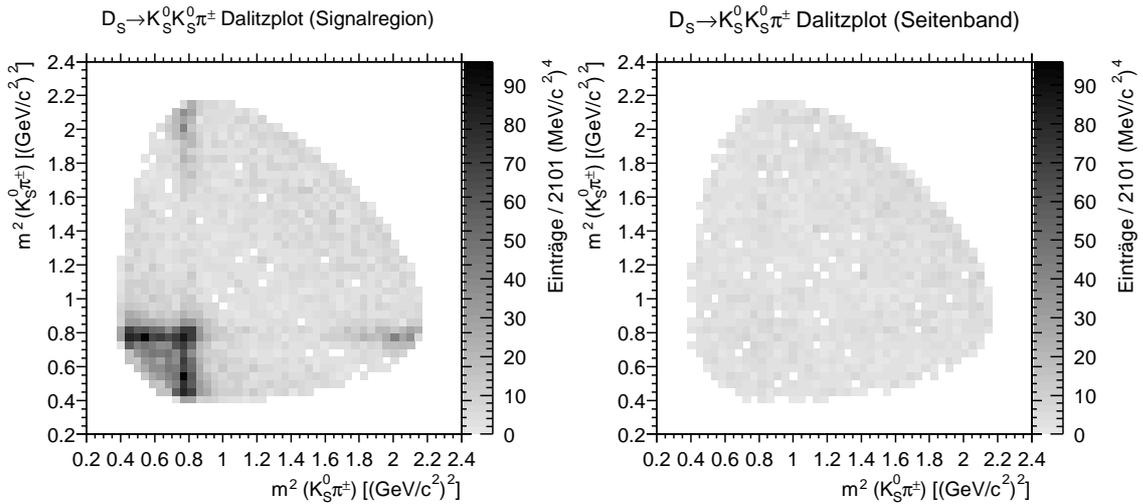


Abbildung A.2: Dalitzplots gemessener Daten des Datensatzes D_{20} für Ereignisse aus der Signalregion (links) und der Seitenbandregion (rechts).

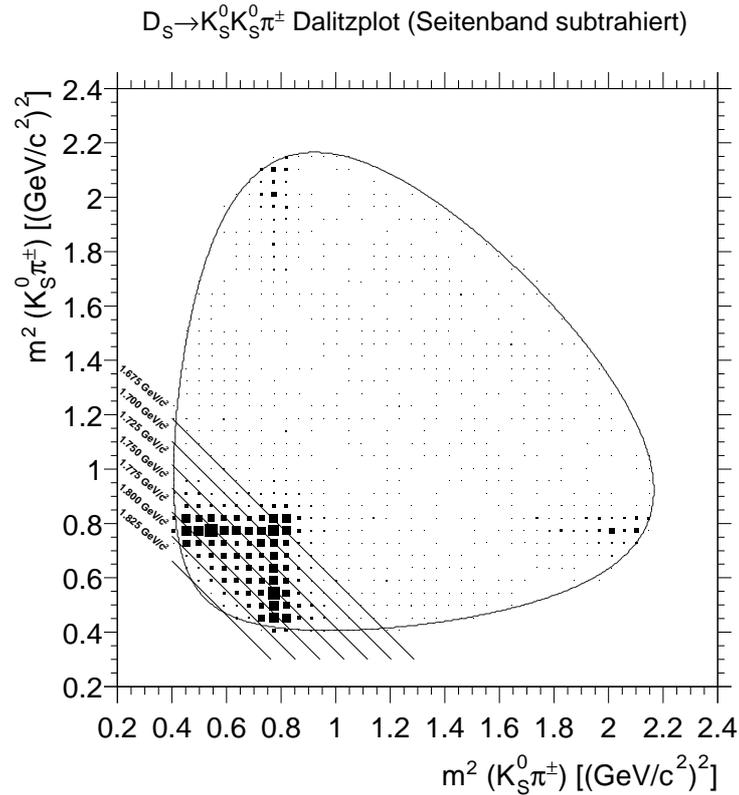


Abbildung A.3: Untergrundkorrigierter Dalitzplot des Datensatzes D_{20} , der sich aus der Subtraktion der beiden Dalitzplots in Abbildung A.2 ergibt. In der unteren linken Region sind Hilfslinien konstanter Masse $m_{K_S^0 K_S^0}$ eingezeichnet. Die geschlossene Kurve deutet die Grenze des zugänglichen Phasenraumes an.

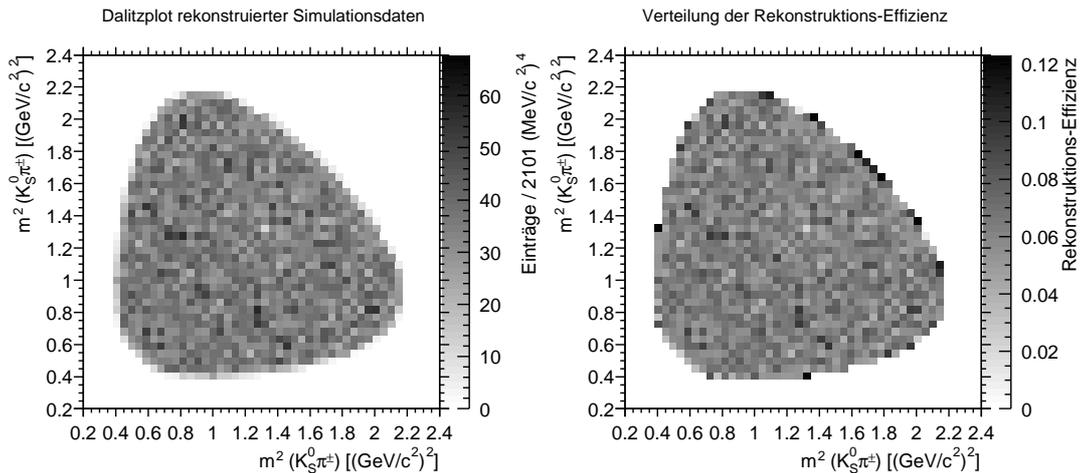


Abbildung A.4: Das linke Diagramm zeigt den Dalitzplot rekonstruierter und selektierter (*maximale* Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 2,0$) $c\bar{c} \rightarrow D_S^\pm X \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm X$ Simulationsereignisse, bei denen der $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfall phasenraumverteilt, d.h. nicht resonant, generiert wurde. Aus einem Vergleich der Anzahl der rekonstruierten und selektierten Ereignisse mit der Anzahl der ursprünglich generierten Ereignisse resultiert die auf der rechten Seite abgebildete Effizienzverteilung.

Selektionskriterium	Teildatensatz I	Teildatensatz II
$p_{D_S}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	3,11	3,08
$ \Delta m_{D_S D_S^*} - 144,7 \text{ MeV}/c^2 < 20 \text{ MeV}/c^2$ ODER $p_{D_S}^{r(4S)} > x \text{ GeV}/c$	3,88	3,83
$\frac{1}{c\tau_{PDG}} \cdot c\tau > x \%$	2,81	2,95
$\alpha_{K_S^0} < x \text{ rad}$	0,122	0,093

Tabelle A.3: Angegeben sind die Selektionskriterien, die sich aus den separaten Optimierungen (Maximierung der Einträge des D_S -Signals bei einem geforderten Signal zu Rausch-Verhältnis von 3.0) anhand der beiden zufällig ausgewählten Teildatensätze ergeben.

Optimierung anhand Teildatensatz	Anwendung auf Teildatensatz	S	$S/N_{2\sigma}$
I	I	1103±43	3,15±0,17
	II	1059±42	3,04±0,17
II	II	1112±44	3,14±0,17
	I	1159±42	2,95±0,16
Gesamtdatensatz: I+II			
Anwendung der Selektionkriterien auf die Optimierungs-Datensätze		2206±61	3,06±0,12
Kreuzweise Anwendung der Selektionkriterien		2208±61	2,92±0,11

Tabelle A.4: Zusammenfassung der Signal-Charakteristika, die aus der Anwendung der Selektionkriterien (maximale Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 3,0$) auf die verschiedenen Datensätze resultieren. Angegeben sind die Anzahl der Einträge S und das Signal zu Rausch-Verhältnis $S/N_{2\sigma}$ in einer 2σ breiten Signalregion.

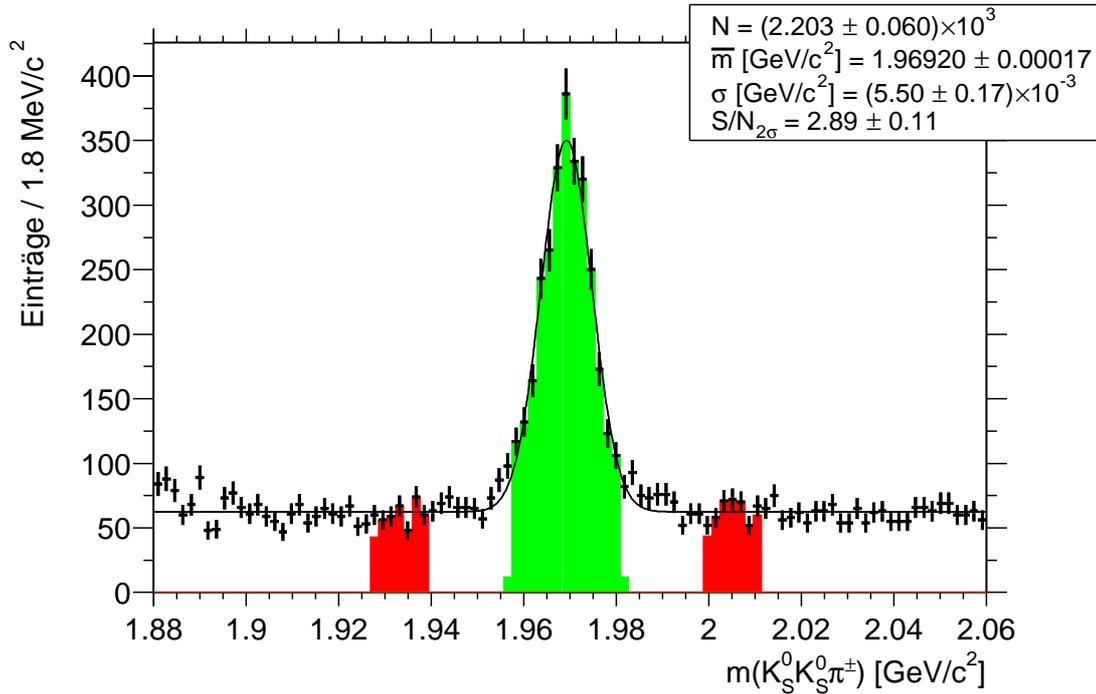


Abbildung A.5: $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum des Datensatzes D_{30} (maximale Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 3,0$). Aus der Anpassung der Linienform des D_S -Signals mit einer Gauß-Funktion auf flacher Untergrundverteilung ergibt sich für die Masse ein Wert von $(1969,20 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$ ($m_{PDG} = (1968,6 \pm 0,6) \text{ MeV}/c^2$) und für die Breite ein Wert von $(5,50 \pm 0,17) \text{ MeV}/c^2$. Die grauen Unterlegungen deuten die Signal- und Seitenband-Regionen an, die für die Seitenband-Subtraktion bei der Erstellung des untergrund-korrigierten Dalitzplots verwendet wurden.

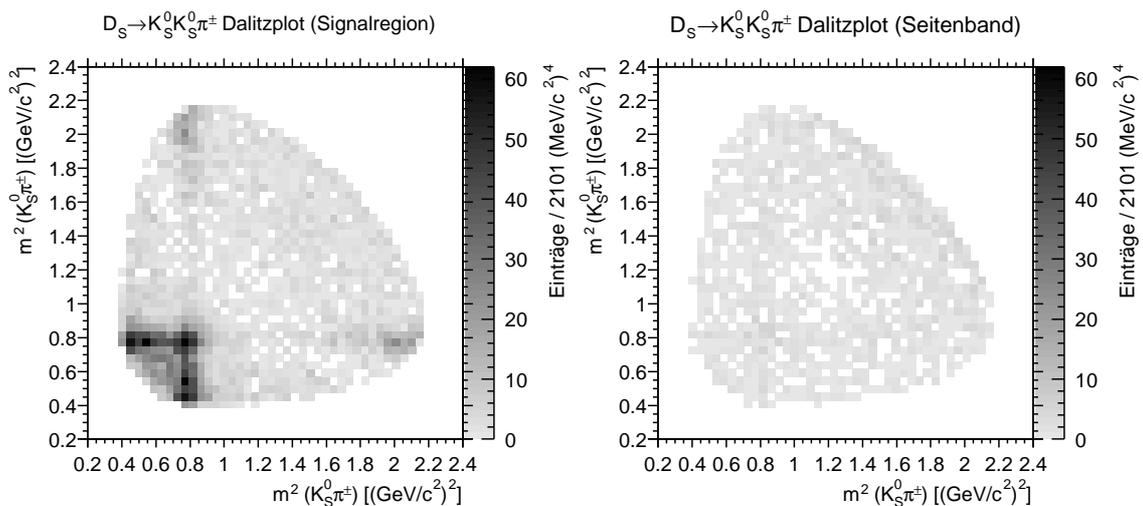


Abbildung A.6: Dalitzplots gemessener Daten des Datensatzes D_{30} für Ereignisse aus der Signalregion (links) und der Seitenbandregion (rechts).

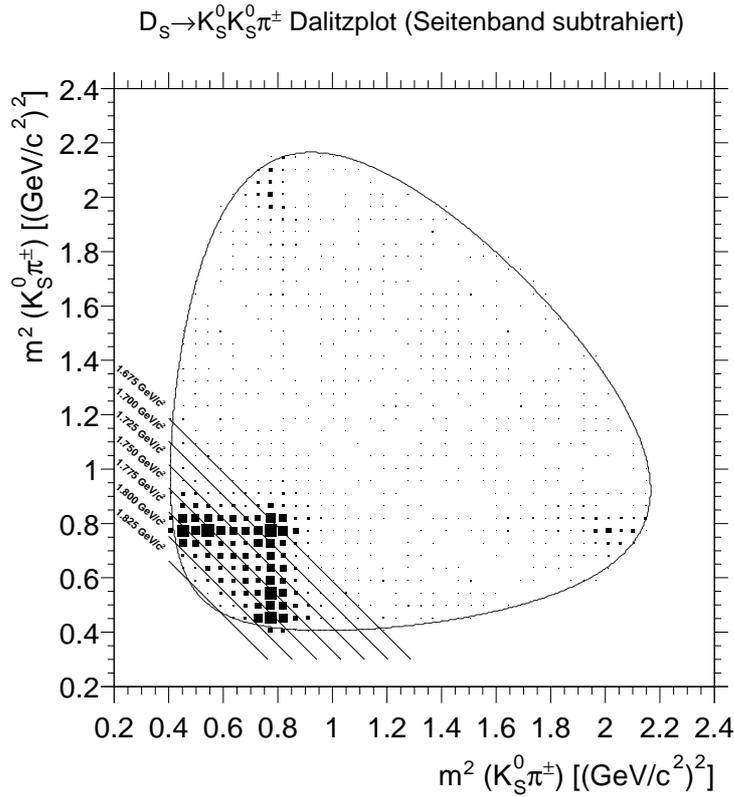


Abbildung A.7: Untergrundkorrigierter Dalitzplot des Datensatzes D_{30} , der sich aus der Subtraktion der beiden Dalitzplots in Abbildung A.6 ergibt. In der unteren linken Region sind Hilfslinien konstanter Masse $m_{K_S^0 K_S^0}$ eingezeichnet. Die geschlossene Kurve deutet die Grenze des zugänglichen Phasenraumes an.

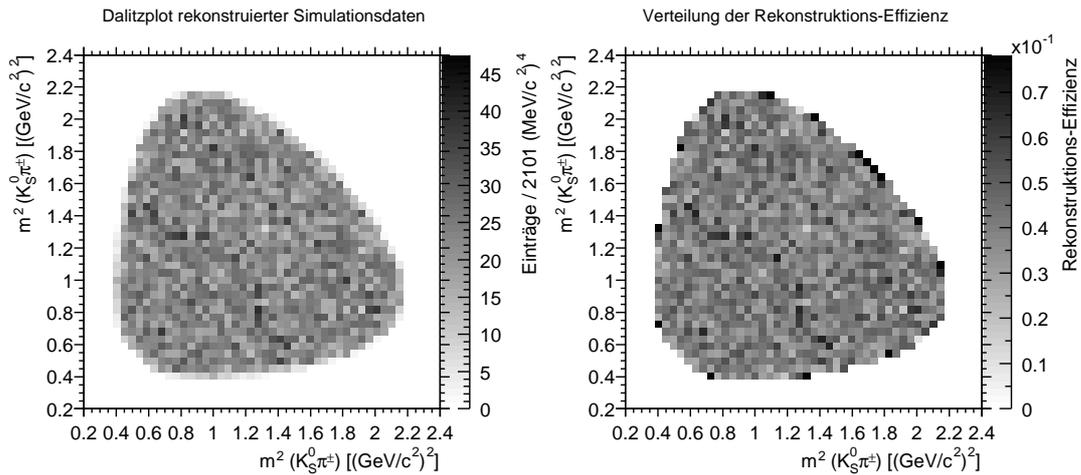


Abbildung A.8: Das linke Diagramm zeigt den Dalitzplot rekonstruierter und selektierter (*maximale* Anzahl von D_S -Signaleinträgen bei $S/N = 3,0$) $c\bar{c} \rightarrow D_S^\pm X \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm X$ Simulationsereignisse, bei denen der $D_S^\pm \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ Zerfall phasenraumverteilt, d.h. nicht resonant, generiert wurde. Aus einem Vergleich der Anzahl der rekonstruierten und selektierten Ereignisse mit der Anzahl der ursprünglich generierten Ereignisse resultiert die auf der rechten Seite abgebildete Effizienzverteilung.

Anhang B

Effective Range Parametrisierung

Der von der Lass Kollaboration vorgeschlagene Ansatz für die Amplitude der $K_0^*(1430)$ -Resonanz ist als Summe einer Breit-Wigner-Funktion (BW) und einem Effective Range-Untergrundterm (ER) parametrisiert [As 88]:

$$F(m) = \text{BW} + \text{ER} \quad (\text{B.1})$$

$$\text{BW} = \frac{m_0 \Gamma_0}{(m_0^2 - m^2) - im_0 \Gamma_0} \quad (\text{B.2})$$

$$\text{ER} = \frac{C e^{2i\delta}}{\cot \delta - i} \quad (\text{B.3})$$

$$\cot \delta = \frac{1}{Aq} + \frac{1}{2} Bq \quad (\text{B.4})$$

Die freien Parameter des Effective Range-Untergrundterms ergaben sich aus einer Partialwellenanalyse der Reaktion $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ n$ wie folgt [As 88]:

$$A = (4,03 \pm 1,72 \pm 0,06) (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (\text{B.5})$$

$$B = (1,29 \pm 0,63 \pm 0,67) (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (\text{B.6})$$

Literaturverzeichnis

- [Ai 01] E.M. Aitala et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 765
- [Am 96] C. Amsler und F.E. Close, 96 PR D53 295
- [Am 00] C. Amsler, Nucl. Phys. A663 (2000) 93
- [Am 00] C. Amsler, *Non- $q\bar{q}$ Mesons*, Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. Jour. C **15** (2000) 682
- [As 88] D. Aston, Nucl. Phys. **B296** (1988) 493
- [Au 01] B. Aubert et al., *Observation of CP-Violation in the B^0 Meson System*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001)
- [Av 99] Paul Avery, Applied Fitting Theory VII: Building Virtual Particles <http://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting.html>
- [Ba 95] BABAR-Kollaboration, Technical Design Report, SLAC-R-457, 1995
- [Bl 52] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1952
- [Bo 01] C. Bozzi et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A461**, 162-167, 2001
- [Br 92] S. Brandt, Datenanalyse mit statistischen Modellen und Computerprogrammen, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1992
- [Ch 71] S.U. Chung, *Spin Formalisms*, CERN 71-8 (1971) 1
- [Ch 89] W.-Y. Chen et al., Phys. Lett. B **226** (1989) 192
- [Ch 90] L. Chen et al., Proc. Hadron 1990, Ed. E. Klempt and K. Peters, St. Goar 1990
- [Ch 95] S.U. Chung et al., *Ann. Phys.* **4** (1995) 404
- [Do 00] M. Doser, "The $f_0(1710)$ ", Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. Jour. C **15** (2000) 470

- [De 99] Th. Degener, *Comp. Phys. Comp.* 118 (1999) 34
- [De 02] T. Deppermann, "Resonanzstruktur des Zerfalls $D_s \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ ", Dissertation, Bochum 2002
- [Du 98] W. Dunwoodie, AIP conf. Proc 432 (1998) 753
- [Fr 95A] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett. B* **346** (1995) 199
- [Fr 95B] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett. B* **351** (1995) 591
- [Ga 00] Matthew Wall, *A C++ Library of Genetic Algorithm Components*, <http://lancet.mit.edu/ga/>
- [Gö 02] K. Götzen, "Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $D_s^\pm \rightarrow \phi(1020)3\pi^\pm$ ", Dissertation, Bochum 2002, unveröffentlicht
- [Gr 93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1993
- [Ha 98] P. F. Harrison et al., *The BABAR Physics Work Book - Physics at an Asymmetric B Factory*, SLAC-R-504, 1998
- [Hi 72] F.v. Hippel and C. Quigg, *Phys. Rev.* **D5** (1972) 624
- [Ja 64] J.D. Jackson *Nuovo Cimento* 34 (1964) 1644
- [Ku 00] Marcel Kunze, Pico Analysis Framework, unveröffentlicht
<http://babar-hn.slac.stanford.edu:5090/HyperNews/get/picoanal.html>,
<http://www.ep1.ruhr-uni-bochum.de/marcel/PAF.html>,
<http://www.slac.stanford.edu/marcel/PAFTutorial/>,
<http://www.slac.stanford.edu/marcel/PAFToolsPackage.html>
- [Ma 01] G. Mancinelli, S. Spanier, Kaon Selektion at the BABAR-Experiment, *BABAR-Note* 116, 2001, unveröffentlicht
<http://www.slac.stanford.edu/babar-internal/BAD/doc/index.html>
- [PDG 00] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Eur. Phys. Jour. C* **15** (2000) 13
- [Pe 95] K. Peters and E. Klempt, *Phys. Lett. B* **352** (1995) 467
- [Ro 02] ROOT homepage, <http://root.cern.ch>
- [Sc 01] H. Schmücker, unveröffentlicht,
<http://www.slac.stanford.edu/~helmut/d3ps.ps>
- [Ve 01] Vertexing and Composition Tools Group, *The BABAR Vertexing*, *BABAR Note* 102, 2001, unveröffentlicht
<http://www.slac.stanford.edu/babar-internal/BAD/doc/index.html>

Abbildungsverzeichnis

1.1	“charge screening” in QED und QCD	3
1.2	Nonetts	6
1.3	Übersicht der Messergebnisse für Masse und Breiten des $f_J(1710)$	8
1.4	Feynman-Diagramme	9
1.5	Feynman-Diagramme	10
2.1	PEP-II	13
2.2	Der <i>BABAR</i> -Detektor	15
2.3	Der Silizium-Vertex-Detektor	16
2.4	Schema der Driftkammer	17
2.5	Cherenkov-Detektor DIRC	18
2.6	Teilchenidentifikation mit dem DIRC	19
2.7	Elektromagnetischen Kalorimeters	19
2.8	CsI(Tl)-Kristall-Modul	20
2.9	Instrumentierte Eisenjoch	21
3.1	Geometrischer Vertex-Algorithmus	27
3.2	K_S^0 -Spektren	28
3.3	D_S -Impuls-Spektrum	30
3.4	$D_S^* D_S$ -Massendifferenzspektrum	34
3.5	$K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum (Vorselektion)	36
3.6	$K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektren der Teildatensätze	43
3.7	$K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ -Massenspektrum	46
4.1	Schema eines Dalitzplots	48
4.2	Winkelverteilungen	49
4.3	Akzeptanzverteilung	50

4.4	Dalitzplot, Signal- und Seitenbandregion	51
4.5	Untergrund-korrigierter Dalitzplot	52
4.6	$K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektrum (D_{MD})	54
4.7	$K_S^0K_S^0$ -Massenspektrum (D_{MD})	54
4.8	Scan des Massenspektrums	61
4.9	Scan des Massenspektrums	62
4.10	$K_S^0K_S^0\pi^\pm$ Massenspektrum	63
4.11	$K_S^0K_S^0$ - und $K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektren der Untergrund-Anpassung im Vergleich zu den Messdaten	66
4.12	Dalitzplots der Untergrund-Anpassung im Vergleich zu den Messdaten	67
4.13	Dalitzplots der reinen Partialwellen	70
4.14	$K_S^0K_S^0$ - und $K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektren der Hypothese H-3 (fix-A)	71
4.15	Dalitzplots der Hypothese H-3 (fix-A)	72
4.16	$K_S^0K_S^0$ - und $K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektren der Anpassungen mit zwei Resonanzen	74
4.17	$K_S^0K_S^0$ - und $K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektren der Anpassungen mit drei Resonanzen	76
4.18	Dalitzplots der Hypothese H-24 (fix-A)	77
4.19	Vergleich der Anpassungsergebnisse der Hypothesen H-24, H-23 und H-29	80
4.20	$K_S^0K_S^0$ - und $K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektren der Hypothese H-24 (free-A)	83
4.21	Dalitzplots der Hypothese H-?? (free-A)	84
5.1	Nachweiseffizienz und Selektionsresultate der Zerfälle $D_S^\pm \rightarrow K_S^0K_S^0\pi^\pm \rightarrow 5\pi^\pm$ und $D_S^\pm \rightarrow \phi(1020)\pi^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$	90
5.2	Impulsabhängige Verteilung des Verzweigungsverhältnisses	91
A.1	$K_S^0K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektrum	98
A.2	Dalitzplot, Signal- und Seitenbandregion (D_{20})	98
A.3	Untergrund-korrigierter Dalitzplot (D_{20})	99
A.4	Akzeptanzverteilung (D_{20})	99
A.5	$K_S^0K_S^0\pi^\pm$ -Massenspektrum	101
A.6	Dalitzplot, Signal- und Seitenbandregion (D_{30})	101
A.7	Untergrund-korrigierter Dalitzplot (D_{30})	102
A.8	Akzeptanzverteilung (D_{30})	102

Tabellenverzeichnis

1.1	Bausteine der Materie	2
1.2	Fundamentale Wechselwirkungen	2
2.1	Parameter des PEP-II-Speicherrings	14
2.2	e^+e^- -Wirkungsquerschnitte bei der Energie $E = m_{\Upsilon(4S)}c^2$	14
3.1	<i>Bedeutung der einzelnen Bits der D3PS-Markierung</i>	26
3.2	Selektionskriterien für den Datensatz D_{MD}	44
3.3	Zusammenfassung der Signal-Charakteristika	45
4.1	Definition der Untergrund-Resonanzen	64
4.2	Definition der Untergrund-Amplituden	64
4.3	Log-Likelihood-Werte der Untergrundanpassung	64
4.4	Resultate des Untergrund-Fits	65
4.5	Übersicht der bei der Resonanzen	68
4.6	Zusammenfassung der erzielten NLL-Werte aller Anpassungen	69
4.7	<i>NLL-Werte der Anpassungen von zwei Resonanzen</i>	74
4.8	Log-Likelihood-Werte der Anpassungen mit drei Resonanzen	75
4.9	Resultate simultaner Anpassungen des $f_0(1710)$ und des $f_2(1710)$	78
4.10	Vergleich der Anpassungsergebnisse der Hypothesen mit vier resonan- ten Beiträgen.	81
4.11	Anpassungsergebnisse der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_0^*(1430)f_2'(1525)$	85
4.12	Anpassungsergebnisse der Hypothese $K^*(892)f_0(1710)K_0^*(1430)f_2'(1525)$	86
A.1	Selektionskriterien für den Datensatz D_{30}	97
A.2	Zusammenfassung der Signal-Charakteristika	97
A.3	Selektionskriterien für den Datensatz D_{30}	100
A.4	Zusammenfassung der Signal-Charakteristika	100

Lebenslauf

Name: Helmut Schmücker
Geburtstag: 31. Juli 1972
Geburtsort: Bochum
Eltern: Helmut Schmücker
Marie-Luise Schmücker, geb. Stirnberg

Schulbildung:
1978-1982 Friederika Grundschule, Bochum
1982-1991 Graf Engelbert-Gymnasium, Bochum
Abitur

Zivildienst:
1991-1992 Familien- und Krankenpflege e.V. Bochum

Studium:
1991-1992 Studium der Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum
seit 1992 Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1994 Diplom-Vorprüfung
1994-1998 Anstellung als studentische Hilfskraft
an der Ruhr-Universität Bochum
1998 Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema
"Clusteranalyse im elektromagnetischen
Kalorimeter des *BABAR*-Experiments" am Institut für
Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum
seit 1998 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich Allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich meinem Themensteller Prof. Dr. H. Koch danken, der mir die Möglichkeit bot, am *BABAR*-Experiment zu promovieren. Mit großem Interesse am Fortgang meiner Arbeit stand er bei allen Fragen als Ansprechpartner zur Verfügung.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn HD Dr. Klaus Peters und Herrn HD Dr. Marcel Kunze für ihre fachliche Betreuung, wertvollen Anregungen und Hilfestellungen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ein großes Dankeschön sei allen Mitgliedern des Lehrstuhls EPI für das angenehm freundschaftliche Arbeitsklima ausgesprochen.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Freundin Sandra für ihre liebevolle Unterstützung in den zurückliegenden Monaten. Nicht zuletzt und besonders herzlich möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, ohne deren Unterstützung all dies erst gar nicht möglich gewesen wäre.