

Interner Bericht
DESY F15-97-04
September 1997



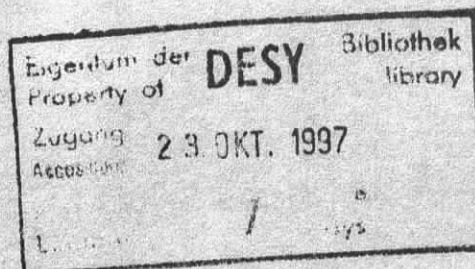
X1997-01994

F

Messung der leptonischen Zerfallskonstante des D_s^+ -Mesons mit dem ARGUS-Detektor

von

O. Mai



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

**Messung der leptonischen Zerfallskonstante
des D_s^+ -Mesons
mit dem ARGUS-Detektor**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Oliver Mai ✓
aus Dortmund

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. F.-W. Büßer

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. B. Naroska

Datum der Disputation:

23.09.1997

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

Zur Bestimmung der leptonischen Zerfallskonstante des D_s^+ -Mesons wird das Verhältnis der Übergangsraten $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ und $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ aus den Daten des ARGUS-Experiments bestimmt. Der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ wird hierbei aus dem gemessenen Myon und dem fehlenden Impuls im Ereignis rekonstruiert, wobei der Untergrund mit Hilfe von Kombinationen aus Elektronen und fehlendem Impuls bestimmt wird. Man findet

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.178 \pm 0.101 \pm 0.055 < 0.33 \quad \text{bei 90 \% Sicherheit.}$$

Für die D_s -Zerfallskonstante folgt hieraus ein Wert von

$$f_{D_s} = (279_{-95}^{+70} {}_{-51}^{+43}) \text{ MeV.}$$

Dieses Ergebnis ist verträglich mit Resultaten früherer Messungen sowie den Vorhersagen theoretischer Berechnungen aufgrund von Gitter-QCD, QCD-Summenregeln und Potentialmodellen.

In dem zur Normierung verwendeten Zerfall $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ wird eine Partialwellenanalyse durchgeführt, die zu dem Ergebnis

$$\frac{\tilde{\Gamma}(D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 0.89 \quad \text{bei 90 \% Sicherheit}$$

führt. Dieser Wert ist konsistent mit der Annahme, daß der $s\bar{s}$ -Anteil im $f_0(980)$ -Meson 100 % beträgt.

Abstract

In order to determine the leptonic decay constant of the D_s^+ meson, the ratio of the transition rates $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ and $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ is measured using data of the ARGUS experiment. The decay $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ is reconstructed from the measured muon and the missing momentum in the event, the background is determined using combinations of electrons and missing momentum. The result

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.178 \pm 0.101 \pm 0.055 < 0.33 \quad \text{at 90 \% CL}$$

is obtained. This implies a D_s^+ decay constant of

$$f_{D_s} = (279_{-95}^{+70} {}_{-51}^{+43}) \text{ MeV,}$$

which is compatible with previous measurements as well as with theoretical calculations using lattice QCD, QCD sum rules and potential models.

In addition, a partial wave analysis of the decay $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$, which is used for normalization, is performed, yielding

$$\frac{\tilde{\Gamma}(D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 0.89 \quad \text{at 90 \% CL.}$$

This value is consistent with the assumption that the $s\bar{s}$ content of the $f_0(980)$ meson is 100 %.

Inhaltsverzeichnis

Die Einleitung	3
1 Die Theorie	5
1.1 Die Physik schwerer Hadronen im Standardmodell	5
1.2 Das D_s^+ -Meson	7
1.3 Die Zerfälle der D -Mesonen	7
1.4 Die Zerfallskonstante	9
1.5 Die theoretischen Verfahren zur Berechnung der Zerfallskonstanten	11
1.5.1 Implikationen der effektiven Theorie schwerer Quarks	11
1.5.2 Zerfallskonstanten aus Gitter-Eichrechnungen	12
1.5.3 Ergebnisse von QCD-Summenregeln	13
1.5.4 Zerfallskonstanten aus Potentialmodellen	13
1.6 Die Messungen von Zerfallskonstanten	14
1.6.1 Die experimentelle Situation bei leptonischen D_s -Zerfällen	14
1.6.2 Weitere Messungen von Zerfallskonstanten	16
1.7 Der Zerfall $D_s^+ \rightarrow f_0(980)\pi^+$	17
2 Das Experiment	20
2.1 Die Produktion der D_s -Mesonen	20
2.2 Der Speicherring DORIS II	21
2.3 Der ARGUS-Detektor	22
2.3.1 Der Detektoraufbau	22
2.3.2 Die Hauptdriftkammer	23
2.3.3 Die Vertexdriftkammer	25
2.3.4 Das Flugzeitsystem	26
2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter	26
2.3.6 Die Myonkammern	27
2.3.7 Das Trigger-System	27
2.3.8 Das Auslesen der Meßdaten	28
2.4 Die Offline-Datenverarbeitung	29
2.4.1 Die Rekonstruktion der Meßdaten	29
2.4.2 Die Selektion der multihadronischen Ereignisse	30
2.4.3 Die Teilchenidentifikation	31
2.4.4 Die Grundlagen der Datenanalyse	32

2.4.5	Die Monte Carlo-Simulation	33
2.5	Die analysierte Datenmenge	34
3	Die Analyse des D_s-Zerfalls in ein Myon und ein Neutrino	35
3.1	Das Prinzip der Analyse	35
3.2	Die Vorselektion	38
3.2.1	Allgemeine Spurkriterien	38
3.2.2	Die Ereignistopologie	38
3.3	Die Korrektur der Leptonspektren	42
3.4	Die Schnitte zur Signalanreicherung	44
3.4.1	Vorüberlegungen	44
3.4.2	Die topologischen Schnitte	45
3.4.3	Der Schnitt auf den D_s -Impuls	48
3.4.4	Der Schnitt auf die Richtung des fehlenden Impulses	49
3.4.5	Der Schnitt auf den D_s -Zerfallswinkel	50
3.4.6	Der Schnitt auf den D_s -Transversalimpuls	50
3.4.7	Der Schnitt auf das Quadrat des fehlenden Viererimpulses	52
3.4.8	Die Gesamtladung der Ereignisse	53
3.4.9	Korrelationen von D_s -Mesonen mit anderen Teilchen	53
3.4.10	Die Gesamtakzeptanz	55
3.5	Die Ergebnisse	56
4	Die Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$	60
4.1	Vorbetrachtungen	60
4.2	Die Rekonstruktion des Zerfalls	60
4.2.1	Die Rekonstruktionstechnik	60
4.2.2	Das untergrundfreie $K^+ K^-$ -Massenspektrum	62
4.2.3	Die Signalanpassung	63
4.3	Die Partialwellenzerlegung	65
4.4	Die Bestimmung des $f_0(980)$ -Anteils	70
5	Die Implikationen für die Zerfallskonstante f_{D_s}	73
5.1	Das Verhältnis der Übergangsraten in die Endzustände $\mu^+ \nu_\mu$ und $\phi \pi^+$	73
5.2	Die Berechnung der Zerfallskonstanten	74
6	Die Zusammenfassung	78
	Abbildungsverzeichnis	80
	Tabellenverzeichnis	82
	Literaturverzeichnis	83
	Danksagung	86

Die Einleitung

Die Elementarteilchenphysik verfügt mit dem Standardmodell der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung über eine Theorie, die grundsätzlich in der Lage ist, alle Prozesse in dem für heutige Experimente zugänglichen Energiebereich zu beschreiben. Das Standardmodell beschreibt die Kräfte zwischen jenen zwölf elementaren Fermionen, aus denen die gesamte uns bekannte Materie besteht. Die einfachsten experimentell beobachtbaren stark wechselwirkenden Teilchen, die Mesonen und die Baryonen, sind jedoch nicht identisch mit den wirklich elementaren Teilchen des Standardmodells, sondern recht komplexe gebundene Zustände von Quarks und Gluonen. Aufgrund der nichttrivialen Struktur der von der Quantenchromodynamik beschriebenen starken Felder ist es in einer Vielzahl von Fällen bis heute nicht gelungen, die Eigenschaften der Hadronen auf die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen Quarks und Gluonen zurückzuführen.

Die in den vergangenen Jahren entwickelte und auf eine wachsende Zahl physikalischer Fragestellungen angewendete effektive Theorie schwerer Quarks hat es nun ermöglicht, die Beschreibung vieler hadronischer Prozesse, an denen die schweren Charm- und Bottom-Quarks beteiligt sind, auf eine sicherere Grundlage zu stellen, wodurch sich das Zurückgreifen auf letztlich nur phänomenologisch begründete Modellannahmen häufig erübrigt hat. Auch schon in der Vergangenheit mit einigem Erfolg angewendete Techniken zur Berechnung hadronischer Systeme, wie Gitter-Eichrechnungen und QCD-Summenregeln, wurden durch die Theorie schwerer Quarks erheblich verfeinert.

Eine der grundlegenden Beobachtungsgrößen, die den von der starken Wechselwirkung bestimmten inneren Aufbau von Hadronen parametrisieren und für die u. a. mit den genannten Verfahren vergleichsweise genaue theoretische Vorhersagen gemacht werden können, ist die Zerfallskonstante pseudoskalarer Mesonen. Sie ist anschaulich ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß sich die Valenzquarks im Innern eines Mesons so nahe kommen, daß sie durch Einfluß der schwachen Wechselwirkung zerfallen können. Modellunabhängige Messungen der Zerfallskonstante gelingen nur durch die Analyse von Annihilationsprozessen mit rein leptonenischen Endzuständen wie $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ oder $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, da nur bei diesen der Übergang nicht durch schwer berechenbare Wechselwirkungen weicher Gluonen beeinflusst wird. Die Zerfallskonstanten der leichten Pionen und Kaonen sind auf diese Weise schon vor längerem mit großer Präzision gemessen worden, bei den schweren Mesonen ist es im wesentlichen nur das D_s -Meson, das heute gute Aussichten auf eine Beobachtung des leptonenischen Zerfalls bietet. Da es aus einem Charm- und einem Strange-Quark besteht und somit zwei Quarks derselben Generation beinhaltet, erwartet man hier nämlich eine weit größere Übergangsrate für leptonenische Zerfälle als bei B -Mesonen und anderen D -Mesonen. Es wurden bisher drei Messungen leptonenischer D_s -Zerfälle veröffentlicht – von WA75, CLEO und BES –, die im Mittel einen höheren Wert für die Zerfallskonstante des D_s -Mesons ergeben, als die meisten theoretischen Berechnungen vorhersagen. Die Abweichung ist jedoch statistisch nicht signifikant, und deshalb ist eine Verbesserung der experimentellen Situation durch eine weitere Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ von größtem Interesse. Der ARGUS-Detektor bietet sich für eine solche Analyse an, da er aufgrund

seiner hohen geometrischen Akzeptanz und seiner sehr guten Myonidentifikation die Aussicht bietet, den gesuchten Zerfall aus gemessenem Myon und dem fehlenden Impuls im Ereignis rekonstruieren zu können. Dabei ist es nicht nur die innere Struktur der Mesonen, über die ein derartiges Experiment Auskunft geben kann, auch fundamentale Parameter der elektroschwachen Theorie würden sich bei einem besseren Verständnis hadronischer Prozesse im allgemeinen und der Zerfallskonstanten im besonderen mit wesentlich verbesserter Genauigkeit aus vorliegenden Beobachtungen ableiten lassen.

Zerfälle von D_s -Mesonen können aber nicht nur unser Wissen über die Dynamik schwerer Hadronen erweitern. Der Übergang $D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$ kann wertvolle Hinweise über die skalare $f_0(980)$ -Resonanz geben, deren innere Struktur immer noch umstritten ist. Die Größe der Übergangsrates gibt nämlich Auskunft über den $s\bar{s}$ -Gehalt des f_0 , da die Resonanz in diesem D_s -Zerfall als (fast) reiner $s\bar{s}$ -Zustand erzeugt wird. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit erstmals eine Partialwellenanalyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ vorgestellt.

1 Die Theorie

1.1 Die Physik schwerer Hadronen im Standardmodell

Das Standardmodell der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung stellt die Grundlage des heutigen Verständnisses der Elementarteilchenphysik dar. Es hat sich als äußerst erfolgreich erwiesen – aus dem Standardmodell abgeleitete Vorhersagen konnten mit oft bemerkenswerter Präzision bestätigt werden, und es gibt noch keinerlei experimentelle Ansatzpunkte für eine Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Dennoch stößt man bei dem Versuch, aus der Theorie der elektroschwachen und starken Wechselwirkung quantitative Aussagen über die Physik der Hadronen zu gewinnen, häufig auf Schwierigkeiten, die es erforderlich machen, auf nicht aus Grundprinzipien ableitbare Modelle zurückzugreifen. Auf die Ursachen dieser Probleme soll im folgenden kurz eingegangen werden.

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ist eine Eichtheorie, die auf einer spontan gebrochenen $SU(2) \times U(1)$ -Gruppe basiert [Wei67]. Für die folgenden Ausführungen interessant ist insbesondere die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms, die einzige Kraft, die ein Quark einer bestimmten „Flavour“ (Sorte) in ein Quark einer anderen Flavour umwandeln kann, und zwar durch Wechselwirkung mit dem W^\pm -Boson. Der Term in der Lagrangedichte, der die beiden Komponenten (ψ_1, ψ_2) eines Fermiondubletts an das W -Feld koppelt, lautet¹

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^- \bar{\psi}_2 \gamma^\mu \psi_1 + W_\mu^+ \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2 \right\}, \quad (1.1)$$

wobei es sich bei (ψ_1, ψ_2) um die Felder der linkshändigen elementaren Fermionen $(\nu_e, e)_L$, $(u', d')_L, \dots$ handelt. Während die Neutrino-Felder im Standardmodell masselos sind, handelt es sich bei den Quarkfeldern, an die die schwache Wechselwirkung koppelt, nicht um die physikalisch beobachtbare Teilchen definierter Masse (u, d) , (c, s) , (t, b) , sondern diese sind Linearkombinationen der Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Dabei wählt man deren Basis so, daß die Quarks u, c und t gleichzeitig schwache Eigenzustände u', c' und t' sind, während die sogenannten „Down type quarks“ d, s und b durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix² M_{CKM} auf die Basis der Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung transformiert werden [Kob73]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

¹In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet ($\hbar = c = 1$), so daß beispielsweise 1 GeV die Einheit sowohl der Energie als auch der Masse und des Impulses ist.

²Diese sei im folgenden kurz als CKM-Matrix bezeichnet.

Da die CKM-Matrix im Standardmodell mit drei Generationen von Fermionen unitär sein muß, wird sie durch vier voneinander unabhängige Parameter bestimmt. Diese Parameter jedoch können – wie auch die Ruhemassen der Fermionen – nicht aus der elektroschwachen Theorie abgeleitet werden, sondern sind experimentell zu bestimmen. Diese Tatsache stellt eine Schwäche des Standardmodells dar. Gerade Zerfälle schwerer Hadronen eignen sich zwar prinzipiell gut zur Messung vieler CKM-Parameter, jedoch muß immer berücksichtigt werden, daß die Quarks, an die die schwache Wechselwirkung koppelt, in Hadronen eingeschlossen sind und mit anderen Quarks und Gluonen stark wechselwirken. Es ist also vielfach ein gutes Verständnis von Prozessen der starken Wechselwirkung erforderlich, um freie Parameter der schwachen Wechselwirkung experimentell zu bestimmen.

Die Quantenchromodynamik QCD ist die heutige Theorie der starken Wechselwirkung. Sie ist – wie die Theorie der schwachen Wechselwirkung – eine nichtabelsche Eichtheorie, allerdings mit der SU(3) als Eichgruppe und den masselosen Gluonen als Eichbosonen. Die QCD ist insofern einfacher als die elektroschwache Theorie, als ihre Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} + \sum_i \bar{q}^i \left\{ i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig_s G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \right) - m_i \right\} q^i \quad (1.3)$$

(dabei sind q^i und G^a die Quark- bzw. Gluon-Felder, λ_a die Gell-Mann-Matrizen) mit der Kopplungskonstanten $\alpha_s = \frac{1}{4\pi} g_s^2$ nur über einen freien Parameter verfügt. Streng genommen ist dieser Parameter α_s jedoch eine Q^2 -abhängige „laufende“ Kopplungsstärke:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (1.4)$$

wobei n_f die Anzahl der Quark-Flavours und Λ ein Parameter ist ($\Lambda \approx 0.2$ GeV). Für hohe Impulsüberträge nimmt die Kopplungsstärke also logarithmisch ab („asymptotische Freiheit“), während sie bei niedrigen Energien – bedingt durch die Kopplung zwischen den Gluonen – stark ansteigt und sogar größer als eins wird. Das aber hat zur Folge, daß das Verfahren der Störungsrechnung – d. h. die Entwicklung nach Potenzen in α_s – in der QCD bei kleinen Energien zusammenbricht. Dementsprechend lassen sich Mesonen, die aus zwei schweren Quarks QQ der Masse $m_Q \gg \Lambda$ bestehen, mit Hilfe der Störungstheorie sehr gut im Rahmen der QCD beschreiben, während man bei aus zwei leichten Quarks qq bestehenden Mesonen häufig auf Modellannahmen angewiesen ist. Das Studium von Hadronen mit einem schweren und einem leichten Quark Qq , wie B - und D -Mesonen, kann eine Brücke zwischen dem gut verstandenen, durch Störungsrechnung zugänglichen Regime und dem nicht auf Grundlage erster Prinzipien berechenbaren Regime niedriger Hadronmassen bilden [Gav88]. Einen großen Fortschritt auf diesem Gebiet stellt die Entwicklung der effektiven Theorie schwerer Quarks HQET³ dar [Isg91]. Diese Theorie beschreibt die Dynamik des Hadrons im Grenzfall $m_Q \rightarrow \infty$ und ermöglicht eine Entwicklung nach Potenzen von $1/m_Q$. Im Grenzfall unendlicher Quarkmasse vereinfacht sich die QCD stark. Auf das leichte Quark wirkt nur noch das Farbfeld des schweren Quarks, andere Freiheitsgrade des schweren Quarks wie Spin und Masse haben keinen Einfluß auf das leichte Quark mehr, und das Hadron und das enthaltene schwere Quark haben dieselbe Geschwindigkeit. Aufgrund der wohldefinierten Entwicklung in $1/m_Q$ ist es im Rahmen der HQET möglich, modellabhängige Aspekte der Beschreibung eines physikalischen Systems von modellunabhängigen zu trennen (s. hierzu [Neu93]).

³HQET steht für „Heavy quark effective theory“.

Die obigen Betrachtungen zeigen, daß das Studium der „schwer-leichten“ Qq -Mesonen von großer Bedeutung für das Verständnis sowohl der starken Wechselwirkungen in Hadronen als auch der elektroschwachen Wechselwirkung ist.

1.2 Das D_s^+ -Meson

Das D_s^+ -Meson⁴ ist ein pseudoskalares Teilchen, das ein „schweres“ Charm-Quark c und ein „leichtes“ Anti-Strange-Quark \bar{s} enthält. In älteren Veröffentlichungen wird das D_s^+ -Meson auch als F^+ bezeichnet. Seine Masse beträgt (1.9685 ± 0.0007) GeV (für einen Vergleich der Eigenschaften des D_s^+ mit denen der anderen pseudoskalaren D -Mesonen siehe Tab. 1.1)⁵.

Meson	Quarks	$I(J^P)$	Ruhemasse [MeV]	Lebensdauer [10^{-12} s]
D^+	$c\bar{d}$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.4 ± 0.4	1.057 ± 0.015
D^0	$c\bar{u}$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.6 ± 0.5	0.415 ± 0.004
D_s^+	$c\bar{s}$	$0(0^-)$	1968.5 ± 0.7	0.467 ± 0.017

Tabelle 1.1: Die Eigenschaften der pseudoskalaren D -Mesonen nach [PDG94].

D_s^+ -Mesonen zerfallen hauptsächlich in rein hadronische Endzustände, wobei es keinen dominanten Kanal gibt, aber auch semileptonisch in $\eta^{(\prime)}\ell^+\nu$ (Verzweigungsverhältnis $(7.4 \pm 3.2)\%$) und $\phi\ell^+\nu$ (Verzweigungsverhältnis $(1.9 \pm 0.3)\%$). Auf die rein leptonischen Zerfallsmoden $\tau^+\nu_\tau, \mu^+\nu_\mu$ – das Thema der vorliegenden Analyse – und $e^-\nu_e$ wird in Abschnitt 1.6.1 eingegangen.

Ein angeregter Zustand ist das Vektormeson D_s^{*+} , dessen Masse um (141.6 ± 1.8) MeV über der des D_s^+ liegt und das dominant in den Kanal $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ zerfällt. Außerdem wird noch das $D_{s1}(2536)^+$ mit den Quantenzahlen $I(J^P) = 0(1^+)$ beobachtet [Alb89b], das hauptsächlich über die starke Wechselwirkung in $D^{*+}K^0$ und $D^{*0}K^+$, möglicherweise auch elektromagnetisch in $D_s^{*+} \gamma$ zerfällt. Schließlich ist seit 1995 auch das $D_{s2}(2573)^+$, eine $0(2^+)$ -Resonanz, im Zerfallskanal D^0K^+ gemessen [Edw95]. D_{s1}^+ und D_{s2}^+ werden zusammen auch als D_s^{*+} bezeichnet.

1.3 Die Zerfälle der D -Mesonen

Da starke und elektromagnetische Wechselwirkung die Flavour eines Quarks nicht ändern, können die pseudoskalaren Grundzustände der charmhaltigen Mesonen, D^+, D^0 und D_s^+ , nur durch die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms zerfallen. In dem einfachsten Modell, das man sich von einem derartigen Prozeß machen kann, zerfällt das schwere c -Quark, während das leichte Quark \bar{q} als mehr oder weniger unbeteiligter „Zuschauer“ agiert (s. Abb. 1.1).

⁴In dieser Arbeit sind die jeweils ladungskonjugierten Zustände immer implizit mit inbegriffen.

⁵Die Zahlenangaben in diesem Abschnitt sind alle [PDG94] entnommen.

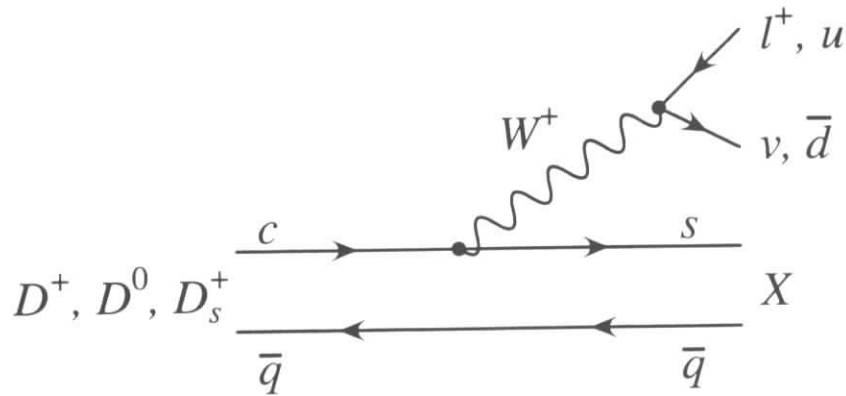


Abbildung 1.1: Zerfälle von D -Mesonen im Zuschauermodell

Dieses Zuschauer-Modell ist aber nicht in der Lage, Beobachtungen wie die verglichen mit D_s^+ - und D^0 -Mesonen mehr als doppelt so große Lebensdauer der D^+ -Mesonen (s. Tab. 1.1) zu erklären. Es müssen also weitere Zerfallsmechanismen wie Annihilation und Zerfall durch internen W -Austausch (s. Abb. 1.2) auftreten. Der interne W -Austausch kann nur bei D^0 -Mesonen, die Annihilation nur bei D_s^+ -Mesonen und D^+ -Mesonen (bei denen dieser Prozeß aber durch das CKM-Matrixelement V_{cd} unterdrückt ist) auftreten.

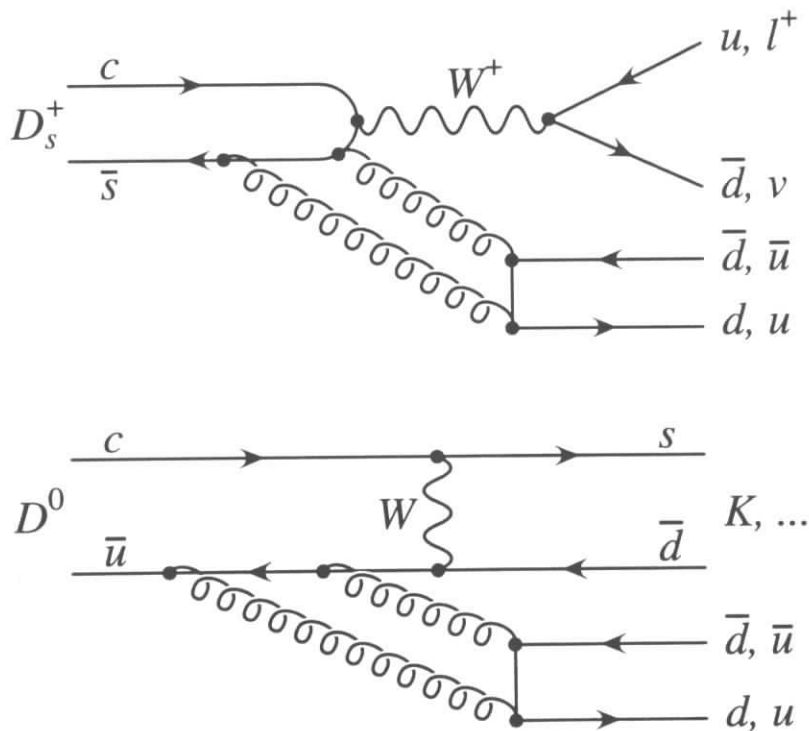


Abbildung 1.2: Zwei typische Feynman-Graphen, die D -Zerfälle durch Annihilation (oben) und durch internen W -Austausch (unten) darstellen.

Bei allen angeführten Zerfallsmechanismen ist die Berücksichtigung von QCD-Effekten für eine quantitative Beschreibung erforderlich. Der folgende Abschnitt zeigt, daß die leptonenischen Zerfälle von D_s^+ -Mesonen eine einzigartige Möglichkeit darstellen, experimentelle Daten über den Annihilationsprozeß dieser Teilchen zu gewinnen und dabei die theoretischen Vorstellungen von der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks in Qq -Mesonen zu überprüfen.

1.4 Die Zerfallskonstante

Leptonische Zerfälle von D_s^+ -Mesonen in die Endzustände $\tau^+ \nu_\tau$, $\mu^+ \nu_\mu$ und $e^+ \nu_e$ werden in erster Ordnung Störungsrechnung durch den in Abb. 1.3 dargestellten Annihilationsgraphen beschrieben. Dieser ist völlig analog zum Zerfall des geladenen Pions $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. In der Nähe-

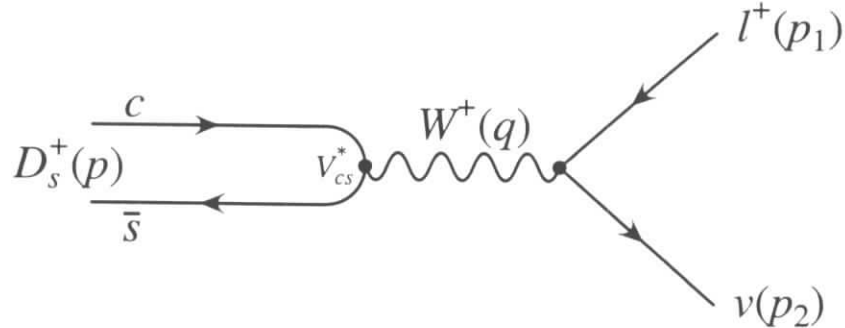


Abbildung 1.3: Der Feynman-Graph für leptonische D_s^+ -Zerfälle.

zung der Strom-Strom-Kopplung, die bei Impulsüberträgen $q^2 = m_{D_s}^2$ angemessen ist, läßt sich die Übergangsrate durch folgenden Ausdruck angeben – aufgrund des rein leptonischen Endzustandes sind hier keine starken Endzustandswechselwirkungen zu berücksichtigen⁶:

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \ell^+ \nu) = \frac{(2\pi)^4}{2m_{D_s}} \left| -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* j_\mu J^\mu \right|^2 \Phi, \quad (1.5)$$

wobei der Phasenraum Φ durch

$$\Phi = \frac{\delta^4(p - p_1 - p_2)}{4(2\pi)^5} m_{D_s} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_{D_s}^2} \right) \quad (1.6)$$

gegeben ist. In Gl. 1.5 stellt j_μ den Leptonstrom

$$j_\mu = \bar{\nu}_\nu(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\ell(p_1) \quad (1.7)$$

dar; J^μ bezeichnet den Hadronstrom

$$J^\mu = \langle 0 | \bar{\mathbf{s}}(0) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \mathbf{c}(0) | D_s^+(p) \rangle. \quad (1.8)$$

Während sich der Leptonstrom unmittelbar ausrechnen läßt, geht in den Hadronstrom die innere Struktur des D_s^+ -Mesons ein. Man kann ihn jedoch in Vektor- und Axialvektorstrom aufspalten:

$$J^\mu = \langle 0 | \bar{\mathbf{s}}(0) \gamma^\mu \mathbf{c}(0) | D_s^+(p) \rangle - \langle 0 | \bar{\mathbf{s}}(0) \gamma^\mu \gamma_5 \mathbf{c}(0) | D_s^+(p) \rangle \quad (1.9)$$

$$= i \tilde{f}_{D_s} p^\mu - i f_{D_s} p^\mu. \quad (1.10)$$

Diese Gleichung gilt, weil der Viererimpuls p des D_s^+ -Mesons der einzige zur Verfügung stehende Vierervektor ist. Aufgrund der Lorentzinvarianz müssen \tilde{f}_{D_s} und f_{D_s} Konstanten sein. Weil nun das D_s^+ ein pseudoskalar Teilchen ist, muß der erste Term $\langle 0 | \bar{\mathbf{s}}(0) \gamma^\mu \mathbf{c}(0) | D_s^+(p) \rangle$ wie ein Pseudovektor, der zweite Term $\langle 0 | \bar{\mathbf{s}}(0) \gamma^\mu \gamma_5 \mathbf{c}(0) | D_s^+(p) \rangle$ wie ein Vektor transformieren. Das ist aber nur für $\tilde{f}_{D_s} \equiv 0$ der Fall, so daß gilt

$$\boxed{J^\mu = -i f_{D_s} p^\mu}. \quad (1.11)$$

⁶Die folgende Darstellung ist an [Nac86] angelehnt.

Die Phase des Zustandsvektors $|D_s^+(p)\rangle$ wird so gewählt, daß f_{D_s} reell ist. f_{D_s} bezeichnet man als die *Zerfallskonstante* des D_s^+ -Mesons⁷. Anschaulich betrachtet gibt sie die Wahrscheinlichkeitsamplitude dafür an, daß sich die Quarks im Innern des Mesons so nahe kommen, daß sie über die sehr kurzreichweitige schwache Kraft miteinander wechselwirken können:

$$f_{D_s}^2 \sim \frac{|\psi(0)|^2}{m_{D_s}}. \quad (1.12)$$

Die Übergangsrate für leptonische D_s^+ -Zerfälle ergibt sich aus Gl. 1.5, 1.6, 1.7 und 1.11 zu

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \ell^+ \nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} |V_{cs}|^2 f_{D_s}^2 m_\ell^2 m_{D_s} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_{D_s}^2}\right)^2. \quad (1.13)$$

Die Zerfallsrate ist also proportional zum Quadrat der Leptonmasse m_ℓ , so daß der Endzustand $e^+ \nu_e$ gegenüber $\mu^+ \nu_\mu$ um einen Faktor $2.4 \cdot 10^{-5}$ unterdrückt ist. Dieser Sachverhalt, auch als *Helizitätsunterdrückung* bekannt, ist eine direkte Folge der $(V - A)$ -Struktur der schwachen Wechselwirkung. Die Unterdrückung des Zerfalls $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ war einer der ersten starken Hinweise auf die $(V - A)$ -Kopplung.

Gl. 1.13 gilt in erster Ordnung Störungsrechnung. Berücksichtigt man Strahlungskorrekturen, kommen Terme der Ordnung $O(\alpha)$ hinzu. Um Infrarotdivergenzen, die aufgrund von Vertexkorrekturtermen in der nächsten beitragenden Ordnung der Störungsrechnung auftreten, zu eliminieren, ist es erforderlich, Zerfallsprozesse mit Abstrahlung eines weichen Photons zu berücksichtigen: $D_s^+ \rightarrow \ell^+ \gamma \nu_\ell$. Streng genommen kann f_{D_s} also nur aus der kombinierten Übergangsrate $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \ell^+ (\gamma) \nu_\ell)$ bestimmt werden⁸. Der Beitrag höherenergetischer Photonen hierzu ist allerdings zu vernachlässigen.

Die Kenntnis einer einzigen reellen Konstante ist also hinreichend, D_s^+ -Annihilationsgraphen korrekt zu beschreiben. Selbstverständlich tritt die Zerfallskonstante aber auch bei der Produktion von D_s^+ -Mesonen aus dem Vakuum, wie z. B. im Zerfall $B \rightarrow D^{(*)} D_s$ auf (s. u., S. 17). Ein weiteres Beispiel für die Bedeutung der Zerfallskonstanten schwer-leichter Mesonen stellt der Zusammenhang zwischen dem CKM-Matrixelement V_{td} und den beobachteten Oszillationen im B_d^0 -System (s. Abb. 1.4) dar [Hag79]:

$$x_d = \frac{\Delta M}{\Gamma_{\text{tot}}} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 m_B \tau_B m_t^2 |V_{tb}^* V_{td}|^2 F \left(\frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \eta_{\text{QCD}}, \quad (1.14)$$

wobei die Meßgröße x_d die Frequenz der B_d^0 -Oszillationen beschreibt; der „Bag factor“ $B_B \approx 1$ ist ein Korrekturfaktor, der den Fehler durch das verwendete Näherungsverfahren der „Vacuum insertion“ beschreibt, und der funktionale Zusammenhang F ist bekannt [Ina81]:

$$F(y) = 1 - \frac{3y(1+y)}{4(1-y)^2} \left[1 + \frac{2y}{1-y^2} \ln(y) \right]. \quad (1.15)$$

Bei besserer Kenntnis der B -Zerfallskonstante f_B – sie tritt aufgrund der „Vacuum insertion“-Technik in dieser Gleichung auf – ließe sich V_{td} mit wesentlich erhöhter Genauigkeit aus der gemessenen Oszillationsrate [Alb87] ableiten. Da die Verhältnisse der Zerfallskonstanten der verschiedenen schwer-leichten Mesonen vergleichsweise exakt zu berechnen sind (s. Abschnitt

⁷In manchen Darstellungen wird stattdessen $f_{D_s}/\sqrt{2}$ als Zerfallskonstante f_D gewählt.

⁸siehe hierzu auch [PDG94], S. 1443.

1.5), würde die genaue Messung der Zerfallskonstante auch eines D -Mesons hier einen signifikanten Fortschritt darstellen. Da das D_s^+ -Meson das einzige schwere Hadron ist, dessen leptonischer Zerfall nicht durch ein nichtdiagonales und dadurch sehr kleines CKM-Matrixelement unterdrückt ist, bietet sein Studium in besonderem Maße die Aussicht, die Zerfallskonstante eines schwer-leichten pseudoskalaren Mesons zu messen.

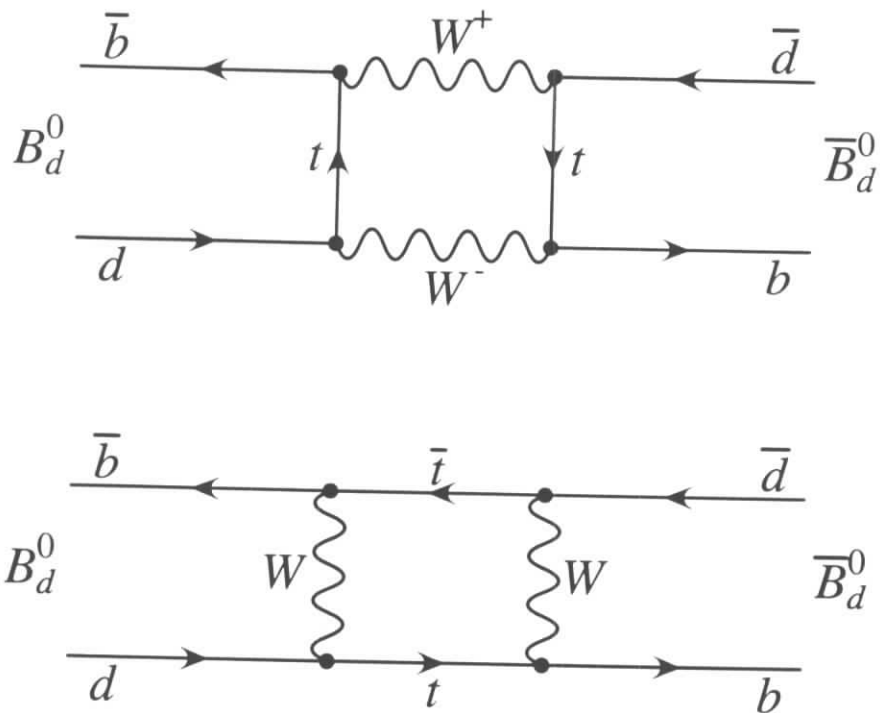


Abbildung 1.4: Feynman-Graphen der B_d^0 -Oszillationen.

1.5 Die theoretischen Verfahren zur Berechnung der Zerfallskonstanten

1.5.1 Implikationen der effektiven Theorie schwerer Quarks

Die HQET ermöglicht eine strenge Berechnung der Abhängigkeit der Zerfallskonstanten schwer-leichter Mesonen von der Masse des schweren Quarks m_Q im Grenzfall $m_Q \rightarrow \infty$. Man findet [Neu93]

$$f_P \sqrt{m_P} = \hat{C}_P(m_Q) F_{\text{ren}} + O(m_Q^{-1}), \quad (1.16)$$

wobei die von der Renormierungsgruppe unabhängige Funktion $\hat{C}_P(m_Q)$ die Massenabhängigkeit des Wilson-Parameters C_P absorbiert und F_{ren} ein ebenfalls renormierungsgruppeninvarianter Parameter ist⁹. Vernachlässigt man Terme der Ordnung $O(m_Q^{-1})$, wird die Zerfallskonstante unabhängig von der Masse des leichten Quarks, und man findet das Skalierungsverhalten

$$f_P \propto \frac{1}{\sqrt{m_P}} \quad \text{für } m_P \rightarrow \infty. \quad (1.17)$$

⁹Für eine ausführlichere Behandlung siehe [Neu93], S. 111 ff.

Für das Verhältnis f_B/f_D ergibt sich – ebenfalls bei Beschränkung auf die führende Ordnung in der m_Q^{-1} -Entwicklung – der Wert 0.69. Bei der Berechnung der m_Q^{-1} -Korrekturen treten zwei Parameter auf, die die Modifikation der hadronischen Wellenfunktion durch höherdimensionale Operatoren in der effektiven Lagrangedichte der HQET repräsentieren. Diese Parameter müssen mit einem nicht-störungstheoretischen Verfahren, beispielsweise Gitter-Eichrechnungen oder QCD-Summenregeln, berechnet werden.

1.5.2 Zerfallskonstanten aus Gitter-Eichrechnungen

Lokale Eichtheorien wie die QCD lassen sich diskretisieren, also für ein diskretes Raum-Zeit-Gitter umformulieren¹⁰. Dazu konstruiert man eine Wirkung, die statt auf einem Raum-Zeit-Kontinuum auf dem Gitter definiert ist, aber dieselbe Eichinvarianz wie die kontinuierliche Theorie aufweist. Im Kontinuumsgrenzfall, also bei verschwindender Gitterkonstante a , muß die Wirkung dann in die der ursprünglichen Yang-Mills-Theorie übergehen. Im Falle einer diskretisierten nichtabelschen QCD-Theorie ist außerdem sicherzustellen, daß sie das „Confinement“, also den Einschluß der Quarks in Hadronen aufgrund der zu niedrigen Energien bzw. großen Abständen stark anwachsenden Kopplungsstärke, reproduziert. Der Vorteil von Gitter-Eichtheorien ist, daß sie unmittelbar auf den Grundprinzipien der Physik und nicht auf unsicheren Modellannahmen basieren, dabei aber numerische Berechnungen mit im Prinzip beliebiger Genauigkeit erlauben. Der Nachteil ist, daß sich nur relativ kleine Gitter tatsächlich berechnen lassen. Um aus einer QCD-Gitterrechnung verlässliche Aussagen zu gewinnen, muß das Gitter wesentlich größer als die Confinementskala sein, d. h. $Na \gg R_{\text{had}} \sim \Lambda^{-1}$, auf der anderen Seite aber muß die Gitterkonstante kleiner als die Compton-Wellenlänge der Quarks sein ($a \ll 1/m_Q$) [Neu93]. Die letzte Bedingung kann bei einer Gitter-HQET [Eic88] stark abgeschwächt werden, hier braucht die Gitterkonstante nur kleiner als die durch Fluktuationen des Zustands des schweren Quarks festgelegte Skala sein: $a \ll \Lambda^{-1}$. Die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl der Gitterkonstante wird dadurch minimiert, daß eine genau gemessene Größe – typischerweise die Zerfallskonstante des geladenen Pions f_π – in die Gitterrechnung einbezogen wird und die Resultate entsprechend normiert werden. Ein Problem existierender QCD-Gitterrechnungen ist allerdings die Valenzquarknäherung („Quenched approximation“), bei der nur die Effekte der beiden Valenzquarks Qq berücksichtigt werden und der Einfluß kurzlebiger $q\bar{q}$ -Paare vernachlässigt wird. Der durch diese Näherung induzierte Fehler ist schwer abzuschätzen.

Häufig wird in Ergebnissen von Gitterrechnungen für die Zerfallskonstanten schwer-leichter pseudoskalarer Mesonen der sogenannte statische Grenzwert f_P^{stat} angegeben. Dieser ergibt sich aus Gl. 1.16 bei Vernachlässigung der $O(m_Q^{-1})$ -Korrekturen:

$$f_P^{\text{stat}} = \frac{\tilde{C}_P}{\sqrt{m_P}} F_{\text{ren}}. \quad (1.18)$$

Typische Ergebnisse für $f_{D_s}^{\text{stat}}$ liegen im Bereich um 350 MeV. Die meisten Rechnungen zeigen jedoch, daß die Korrekturen der Ordnung $O(m_Q^{-1})$ sehr groß sind und zu deutlich niedrigeren Zerfallskonstanten führen.

In Tab. 1.2 sind die Ergebnisse einiger Gruppen für die Zerfallskonstante des D_s -Mesons angegeben. Die zitierten Fehler dürften in vielen Fällen nur einen Teil der tatsächlichen systematischen Unsicherheiten widerspiegeln.

¹⁰Für einen Überblick über Gitter-Eichrechnungen siehe [Kog83].

Arbeit	f_{D_s} [MeV]
[Box94]	212^{+4+46}_{-4-7}
[Ber94]	$230 \pm 7 \pm 30 \pm 18$
[Gav88]	215 ± 17
[Gran88]	222 ± 16

Tabelle 1.2: Ergebnisse von Gitter-Eichrechnungen für die D_s -Zerfallskonstante.

Die systematischen Unsicherheiten, die mit der Berechnung der *Verhältnisse* der Zerfallskonstanten schwer-leichter Mesonen verbunden sind, sind niedriger. [Ber94] gibt beispielsweise

$$\frac{f_D}{f_{D_s}} \approx \frac{f_B}{f_{B_s}} \approx \frac{f_B}{f_D} \approx \frac{f_{B_s}}{f_{D_s}} \approx 0.90 \pm 0.05 \quad (1.19)$$

an. So könnte man aus einer genauen Messung der D_s -Zerfallskonstante einen relativ präzisen Wert für die Zerfallskonstante der B -Mesonen ableiten.

1.5.3 Ergebnisse von QCD-Summenregeln

QCD-Summenregeln setzen hadronische Matrixelemente in Beziehung zu Übergangsamplituden von Quarks und Gluonen, wobei sie sich des Konzepts der Parton-Hadron-Dualität bedienen. Dieses besagt, daß bestimmte Matrixelemente von Hadronen „im Mittel“ – das heißt bei Summation über eine Anzahl von Zerfällen bzw. Integration über einen endlichen Parameterraum – denen freier Quarks und Gluonen entsprechen. Es sind verschiedene Summenregeln angegeben worden, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Insbesondere der Ansatz von Šifman, Vainštajn und Zacharov (SVZ) [Shi79] ist sehr erfolgreich auf verschiedene hadronische Zerfälle angewendet worden. Neuere Berechnungen von Zerfallskonstanten schwer-leichter Mesonen gründen sich häufig auf eine Reformulierung der SVZ-Summenregeln für die HQET [Bag92, Neu92, Neu93]. Eine Zusammenstellung einiger Resultate für f_{D_s} findet sich in Tab. 1.3. Die meisten neueren Rechnungen bestimmen allerdings nur die Zerfallskonstante der B -Mesonen.

Arbeit	f_{D_s} [MeV]
[Dom87]	274 ± 13
[Nar87]	216 ± 20
[Neu92] + [Dom93]	206 ± 38

Tabelle 1.3: Aus QCD-Summenregeln erhaltene Werte für die D_s -Zerfallskonstante. Für das zuletzt angegebene Resultat werden eine Berechnung von f_D [Neu92] und eine Berechnung von f_{D_s}/f_D [Dom93] (beide mittels SVZ-Summenregeln) kombiniert.

1.5.4 Zerfallskonstanten aus Potentialmodellen

QCD-Potentialmodelle erlauben es, die Eigenschaften hadronische Zustände zu berechnen, indem sie die die starke Wechselwirkung im Hadron durch ein effektives Potential beschreiben.

Auf diese Weise lassen sich die Wellenfunktionen der Quarks direkt ausrechnen. Im Bereich kleiner Quarkabstände r , das heißt im durch Störungsrechnung zugängigen Regime hoher Q^2 -Werte, ist das effektive Potential durch

$$V_{\text{QCD}}(r) \longrightarrow \frac{8\pi}{33 - 2n_f} \frac{1}{r \ln \frac{1}{\Lambda r}} \quad (1.20)$$

gegeben [Cea88] (vgl. Gl. 1.4). Im Bereich hoher Abstände, wo der Effekt des „Confinement“ auftritt, läßt sich das Potential durch eine linear ansteigende Funktion beschreiben. Die dazwischenliegende Region wird von den verschiedenen Gruppen unterschiedlich behandelt; viele verwenden den von Richardson [Ric79] angegebenen Potentialverlauf. Im nichtrelativistischen Grenzfall ergeben sich die Quark-Wellenfunktionen aus der Schrödinger-Gleichung, neuere Berechnungen berücksichtigen jedoch relativistische Effekte, die durch die Anwesenheit des leichten Quarks auftreten. In vielen Arbeiten wird das schwer-leichte $\bar{Q}q$ -Mesons mit Hilfe des „Mock meson“-Modells [Hay86] beschrieben, indem für die Wellenfunktion des Mesons der Ansatz

$$|P(\mathbf{p})\rangle = \int d^3k f(|\mathbf{k}|) \chi_{r,s} \phi_{a,b} \left| q \left(\frac{m_q}{m_P} \mathbf{p} + \mathbf{k}, r, a \right) \bar{Q} \left(\frac{m_Q}{m_P} \mathbf{p} - \mathbf{k}, s, b \right) \right\rangle \quad (1.21)$$

($f(|\mathbf{k}|)$, $\chi_{r,s}$ und $\phi_{a,b}$ stellen die Wellenfunktionen für Impuls, Spin bzw. Farbe dar) gewählt wird.

Tab. 1.4 zeigt eine Zusammenstellung von mit Hilfe von Potentialmodellen berechneten Werten für die D_s -Zerfallskonstante.

Arbeit	f_{D_s} [MeV]
[Hwa96]	233 ± 12
[Ahm96]	442
[Gran93]	234
[Cap88]	290 ± 20
[Cea88]	197
[Hag86]	210

Tabelle 1.4: Neuere Ergebnisse von Potentialmodellen für die D_s -Zerfallskonstante.

Während neuere Gitter-Eichrechnungen und QCD-Summenregeln – wie aus den zitierten Ergebnissen hervorgeht – im allgemeinen f_{D_s} -Werte zwischen 200 MeV und 250 MeV favorisieren, streuen die Resultate der verschiedenen Potentialmodelle über einen größeren Bereich.

1.6 Die Messungen von Zerfallskonstanten

1.6.1 Die experimentelle Situation bei leptonischen D_s -Zerfällen

Aus Gl. 1.13 ergeben sich unmittelbar die leptonischen Verzweigungsverhältnisse des D_s -Mesons: $B(D_s^+ \rightarrow \ell \nu_\ell) = \tau_{D_s} \Gamma(D_s^+ \rightarrow \ell \nu_\ell)$. Setzt man [PDG94] folgend für die D_s -Lebensdauer

$\tau_{D_s} = 0.47 \cdot 10^{-12}$ s und für $|V_{cs}|$ den Wert 0.9745 ein, so erhält man für die drei leptonischen Endzustände folgende Verzweigungsverhältnisse:

$$B(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = 4.1 \% \cdot \left(\frac{f_{D_s}}{230 \text{ MeV}} \right)^2 \quad (1.22)$$

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = 0.42 \% \cdot \left(\frac{f_{D_s}}{230 \text{ MeV}} \right)^2 \quad (1.23)$$

$$B(D_s^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = 1.0 \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{f_{D_s}}{230 \text{ MeV}} \right)^2. \quad (1.24)$$

Der Endzustand $\tau^+ \nu_\tau$ ist also um einen Faktor 9.7 häufiger als der stärker von der Helizitätsunterdrückung betroffene Endzustand $\mu^+ \nu_\mu$. Dennoch ist die experimentelle Situation für den Zerfall $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ weit aussichtsreicher, da die Rekonstruktion der τ -Leptonen erheblich schwieriger ist. Die leptonischen Zerfallkanäle des τ -Leptons machen zusammen nur ca. 35 % aller Zerfälle aus, und da das Spektrum der Leptonen aus $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$ -Zerfällen deutlich „weicher“ als das der Myonen aus $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen ist, macht der Untergrund hier einen weit höheren Anteil aus. Die Rekonstruktion von τ -Leptonen in einem hadronischen Zerfallskanal ist ebenfalls mit einem hohen Untergrund behaftet, insbesondere, wenn neutrale Pionen im Endzustand vorkommen. Außerdem treten im Endzustand von $D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \rightarrow X \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$ -Zerfällen immer mindestens zwei Neutrinos auf. Das bedeutet, daß der Betrag des fehlenden Impulses im Ereignis nicht wie bei $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen mit der Neutrino-Energie gleichzusetzen ist, da die invariante Masse des Neutrino-Paares im allgemeinen von Null verschieden ist. Hierdurch erschwert sich die Ereignisrekonstruktion.

Bisher wurden drei Messungen leptonischer D_s -Zerfälle veröffentlicht (s. Tab. 1.5). Die WA75-Kollaboration präsentierte 1992 eine Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, wobei die D_s -Mesonen aus Pion-Kern-Kollisionen mit einem 350 GeV- π^- -Strahl stammen [Aok93]. Die Rekonstruktion der $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle erfolgt bei WA75 durch eine Analyse von Sekundärvertices mit Myon-Produktion in einer Kernemulsion. WA75 findet ein Signal von 8.5 $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen auf einem Untergrund von 0.6 ± 0.2 Ereignissen. Die Gruppe schließt daraus für das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ auf

$$\frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X)} = \frac{1}{r} \left(1.25_{-0.44}^{+0.55+0.24} \right) \cdot 10^{-2}, \quad (1.25)$$

wobei r das Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte $\sigma_{D_s^+}$ und σ_{D^0} ist, wofür, einer ACCMOR-Messung [Bar91] mit einem 230 GeV- π^- -Strahl folgend, $r = 0.27 \pm 0.08$ eingesetzt wird. Unter Verwendung der Werte aus [PDG92] für die Verzweigungsverhältnisse $B(D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+)$ ¹¹ und $B(D^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu X)$ sowie die D_s -Lebensdauer errechnet WA75 das Verzweigungsverhältnis und die D_s -Zerfallskonstante zu

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (4.0_{-1.4}^{+1.8+0.8} \pm 1.7) \cdot 10^{-3} \quad \text{und} \quad f_{D_s} = (232 \pm 45 \pm 20 \pm 48) \text{ MeV}. \quad (1.26)$$

Verwendet man die neueren Verzweigungsverhältnisse aus [PDG94], ergibt sich für die Zerfallskonstante bei quadratischer Addition der Fehler stattdessen

$$f_{D_s}^{\text{WA75}} = (267 \pm 79) \text{ MeV}. \quad (1.27)$$

¹¹Dieses Verzweigungsverhältnis wird zur Bestimmung von r benötigt.

Auch die CLEO-Kollaboration hat eine Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ veröffentlicht [Aco94]. Wie bei ARGUS (s. hierzu Abschnitt 2.1) werden die von CLEO gemessenen D_s -Mesonen bei einer Schwerpunktenergie von etwa 10.5 GeV in Elektron-Positron-Annihilationen produziert. Die D_s -Mesonen werden aus gemessenem Myon und dem fehlenden Impuls im Ereignis rekonstruiert, und außerdem verlangt die CLEO-Analyse noch, daß sich aus dem D_s^+ und einem Photon ein D_s^{*+} -Meson rekonstruieren läßt. CLEO findet auf diese Weise 39 ± 8 Signalzerfälle und gibt aufgrund dessen

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (9.1 \pm 1.9 \pm 3.5) \cdot 10^{-3} \quad \text{und} \quad f_{D_s} = (344 \pm 37 \pm 52 \pm 42) \text{ MeV} \quad (1.28)$$

an. Setzt man für das zur Bestimmung des D_s -Wirkungsquerschnitts benötigte Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ den Wert aus [PDG94] ein (s. hierzu Abschnitt 5.2), erhält man aus der CLEO-Messung bei quadratisch addierten Fehlern

$$f_{D_s}^{\text{CLEO}} = (335 \pm 73) \text{ MeV}. \quad (1.29)$$

Schließlich beobachtet die BES-Kollaboration, die an einem Elektron-Positron-Speicherring knapp oberhalb $D_s^+ D_s^-$ -Produktionsschwelle mißt, drei vollständig rekonstruierte leptonische D_s -Zerfälle, eines im Kanal $\mu^+ \nu_\mu$ und zwei im Kanal $\tau^+ \nu_\tau$ [Bai95]. Hieraus folgt f_{D_s} zu

$$f_{D_s}^{\text{BES}} = \left(430^{+150+40}_{-130-40} \right) \text{ MeV}. \quad (1.30)$$

Arbeit	f_{D_s} zit. [MeV]	f_{D_s} skal. [MeV]
[Aok93]	$232 \pm 45 \pm 20 \pm 48$	267 ± 79
[Aco94]	$344 \pm 37 \pm 52 \pm 42$	335 ± 73
[Bai95]	$430^{+150+40}_{-130-40}$	430^{+155}_{-136}

Tabelle 1.5: Die Messungen von f_{D_s} über leptonische D_s^+ -Zerfälle. In der zweiten Spalte wird der von der jeweiligen Kollaboration angegebene f_{D_s} -Wert zitiert, in der dritten Spalte ist dieser auf die in [PDG94] angegebenen Verzweigungsverhältnisse skaliert. Die Fehler sind hierbei quadratisch addiert.

Die Mittelwerte dieser drei Messungen legen eine etwas höhere D_s -Zerfallskonstante nahe, als von Gitter-Eichrechnungen und QCD-Summenregeln vorhergesagt wird. Im Rahmen der Fehler sind die Meßergebnisse aber durchaus noch mit f_{D_s} -Werten im Bereich 200 MeV bis 250 MeV verträglich. Weitere experimentelle Untersuchungen sind in hohem Maße wünschenswert, um den statistischen Fehler der gesammelten Meßresultate zu reduzieren und die Tendenz zu recht hohen f_{D_s} -Werten zu überprüfen.

1.6.2 Weitere Messungen von Zerfallskonstanten

Im Falle geladener Pionen und Kaonen stellt der leptonische Übergang in den Endzustand $\mu^+ \nu_\mu$ den dominanten Zerfall dieser leichten pseudoskalaren Mesonen dar, weshalb ihre Zerfallskonstanten mit hoher Genauigkeit gemessen sind (s. Tab. 1.6).

Meson	f_P [MeV]
π^+	$130.7 \pm 0.1 \pm 0.36$
K^+	$159.8 \pm 1.4 \pm 0.44$

Tabelle 1.6: Die Zerfallskonstanten geladener Pionen und Kaonen nach [PDG94]. Der erste angegebene Fehler enthält die Unsicherheit des CKM-Matrixelements, der zweite Fehler entsteht bei der Bestimmung der Strahlungskorrekturen zur Berechnung der Zerfallskonstanten.

Messungen der Zerfallskonstanten schwerer Mesonen sind wegen der niedrigeren Verzweigungsverhältnisse weit schwieriger. Außer den erwähnten Messungen leptonischer D_s -Zerfälle gibt es bisher nur eine Obergrenze auf die Zerfallskonstante des D^+ -Mesons, die aus der Nichtbeobachtung des Cabibbo-unterdrückten leptonisches Zerfalls resultiert [Bec87]:

$$B(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) < 7.2 \cdot 10^{-4} \implies f_{D^+} < 310 \text{ MeV} \quad \text{bei } 90\% \text{ Sicherheit.} \quad (1.31)$$

Für die leptonischen Verzweigungsverhältnisse von B -Mesonen werden noch niedrigere Werte erwartet:

$$B(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = 0.9 \cdot 10^{-4} \left(\frac{|V_{ub}|}{0.0045} \right)^2 \left(\frac{f_B}{180 \text{ MeV}} \right)^2. \quad (1.32)$$

Von ARGUS gibt es eine weitere Messung der D_s -Zerfallskonstante, und zwar nicht über den leptonischen Zerfall, sondern über die Produktion von D_s -Mesonen in B -Zerfällen (s. Abb. 1.5). Allerdings beruht die Ableitung von f_{D_s} aus dem gemessenen Verzweigungsverhältnis $B^{(*)0} \rightarrow D_s^{(*)-} D^{(*)0,+}$ [Alb92] auf der Annahme der „Faktorisierung“. Diese besagt, daß zur Bestimmung der Übergangsrate der schwache Strom der D_s^+ -Produktion und der schwache Strom des zerfallenden B -Mesons skalar multipliziert werden können, ohne daß starke Endzustandswechselwirkungen zu berücksichtigen sind. Somit ist das sich ergebende Resultat

$$f_{D_s}^{\text{ARGUS}} = (246 \pm 49) \text{ MeV}, \quad (1.33)$$

das hier mit dem in [PDG94] angegebenen Wert für $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ skaliert ist, mit theoretischen Vorbehalten zu sehen.

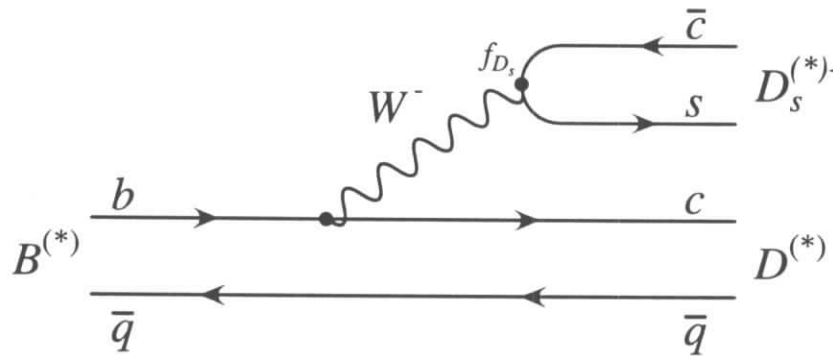


Abbildung 1.5: Der Feynman-Graph für die Produktion von D_s -Mesonen in B -Zerfällen.

1.7 Der Zerfall $D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$

Das zweite Thema dieser Arbeit stellt der Zerfall $D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$ dar. Die $f_0(980)$ -Resonanz ist ein skalares Hadron mit den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$. Das Zentrum der Resonanz

liegt bei $m_{\text{Res}} = 0.983 \text{ GeV}$ [Mor93] und somit knapp unterhalb der Zwei-Kaon-Schwelle von $2m_{K^+} = 0.987 \text{ GeV}$. Die Hauptzerfallskanäle sind $f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bei einem Verzweigungsverhältnis von $(78.1 \pm 2.4) \%$ [PDG94] und $f_0 \rightarrow K^+ K^-$ mit dem Verzweigungsverhältnis $(21.9 \pm 2.4) \%$, wobei letzterer Zerfall aufgrund der Breite der f_0 -Resonanz von $\Gamma_0 = 52 \text{ MeV}$ [Mor93] erlaubt ist. Der Zerfall in zwei Photonen ist mit $B(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) = (1.19 \pm 0.33) \cdot 10^{-5}$ sehr selten.

Die innere Struktur der $f_0(980)$ -Resonanz ist noch nicht geklärt¹². Es könnte sich um ein Mitglied des 0^{++} -Oktetts mit der Flavor-Wellenfunktion $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ handeln, wogegen aber u. a. die recht starke Kopplung an das $K\bar{K}$ -System und die im Vergleich zu Vorhersagen [God85] sehr geringe Breite spricht. Alternativ könnte das f_0 den Quarkinhalt $qq\bar{q}\bar{q}$ besitzen – solche Hadronen werden vom MIT-„Bag-Modell“ vorhergesagt [Jaf77]. Dabei sind sowohl Modelle mit vier Konstituenten ohne weitere Substruktur [Ach89] denkbar als auch solche, die das f_0 als „Molekül“ zweier mehr oder weniger stark gebundener Kaonen auffassen [Wei89]. Diese These würde eine natürliche Erklärung für die knapp unterhalb der KK -Schwelle befindliche Masse liefern.

In $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ -Zerfällen kann die $f_0(980)$ -Resonanz im $K^+ K^-$ -System ebenso wie das ϕ -Meson entstehen. Von den beiden Feynman-Diagrammen dieses Prozesses in niedrigster Ordnung Störungsrechnung (s. Abb. 1.6) sollte der Zuschauergraph dominieren, da der andere Graph OZI-unterdrückt ist.

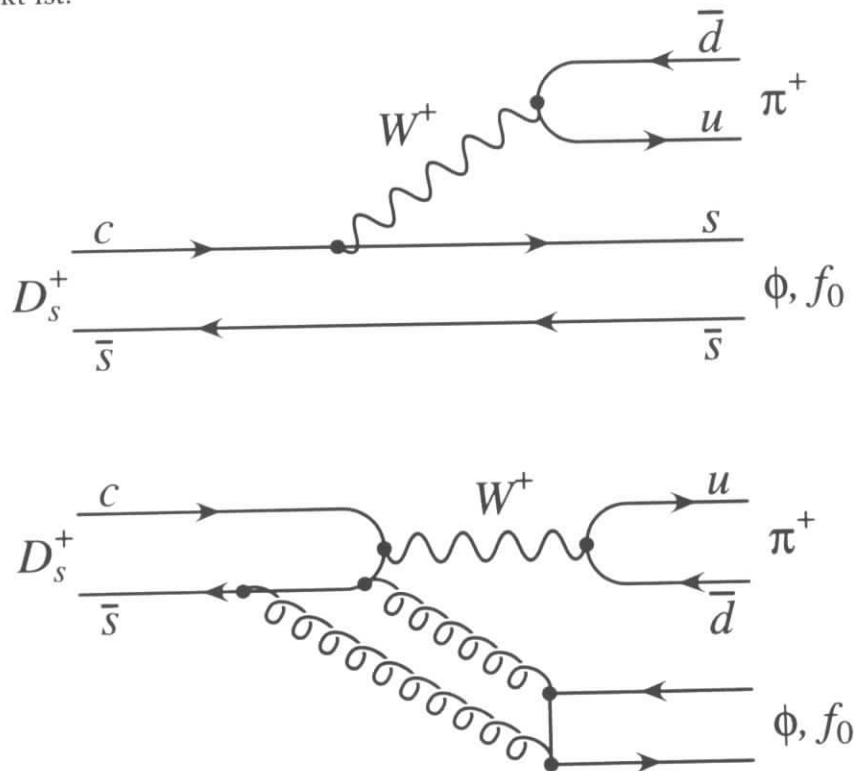


Abbildung 1.6: Die Feynman-Graphen für die Übergänge $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ und $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$. Das obere Diagramm zeigt den dominierenden Zuschauergraphen

Die Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$ ist aus zwei Gründen von besonderem Interesse. Zum einen beobachtet man bei dem Übergang $D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ im $K^+ K^-$ -System einen starken Beitrag einer (pseudo)skalaren Resonanz unmittelbar oberhalb der KK -Schwelle, bei der es sich um

¹²Für einen Überblick über die existierenden Theorien siehe auch [Roh93], S. 7 ff.

das $f_0(980)$, möglicherweise aber auch um das $a_0(980)$, einer 0^{++} -Resonanz mit dem Isospin 1, handeln könnte [Roh93]:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \text{„}f_0\text{“} K_S^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \phi K_S^0)} = (1.8 \pm 0.6) \% . \quad (1.34)$$

Beim $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ -Zerfall kann keine a_0 -Resonanz entstehen, da das $K^+ K^-$ -System den Isospin 0 hat. Die Beobachtung oder Nichtbeobachtung der f_0 -Resonanz in diesem Übergang könnte Licht auf die Vorgänge beim $D^0 \rightarrow \text{„}f_0\text{“} K_S^0$ -Übergang werfen. Zum anderen läßt sich aus dem Verhältnis der Übergangsraten $\Gamma(D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+)$ und $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ Information über den $s\bar{s}$ -Gehalt C_s des $f_0(980)$ gewinnen. Das liegt daran, daß bei dem dominierenden Zuschauergraphen ein reiner $s\bar{s}$ -Zustand entsteht, dessen Kopplungsstärke an das f_0 im Vergleich zur Kopplung mit dem ϕ -Meson somit Auskunft über C_s geben kann. [Cha89] gibt die durch eine Rechnung im Rahmen des Bag-Modells gewonnene Beziehung

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = (0.22 \dots 0.27) |C_s|^2 \quad (1.35)$$

an, und sagt damit für das Verhältnis der Übergangsraten einen deutlich kleineren Wert als beim Zerfall $D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ vorher. Es gibt bisher eine Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$ von der E691-Kollaboration mit dem Ergebnis [Anj89]

$$B(D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+) = (0.28 \pm 0.10 \pm 0.03) \% . \quad (1.36)$$

Bei der zitierten Messung wird die f_0 -Resonanz im Zerfallskanal $\pi^+ \pi^-$ rekonstruiert, wobei allerdings keine Partialwellenanalyse durchgeführt wird. In der vorliegenden Arbeit soll eine Partialwellenanalyse des Übergangs $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ vorgenommen werden, um die auf diesem Gebiet bislang spärlichen experimentellen Daten zu bereichern.

2 Das Experiment

2.1 Die Produktion der D_S -Mesonen

Die in dieser Analyse untersuchten D_S -Mesonen entstammen Positron-Elektron-Annihilationsereignissen am Speicherring DORIS II (s. Abschnitt 2.2). Die Schwerpunktsenergie liegt im Mittel bei etwa 10.5 GeV. Dabei entstehen die meisten D_S -Mesonen in sogenannten $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen, d. h. solchen Prozessen, bei denen das bei der Positron-Elektron-Vernichtung entstandene virtuelle Photon in ein Charm-Anticharm-Quarkpaar übergeht, aus welchem sich in der Hadronisierung ein D_S -Meson und ein weiteres D -Meson bilden kann (s. Abb. 2.1). Die Bildung von $c\bar{c}$ -Paaren als sekundären Teilchen in der Fragmentation ist wegen der hohen Masse des Charm-Quarks stark unterdrückt.

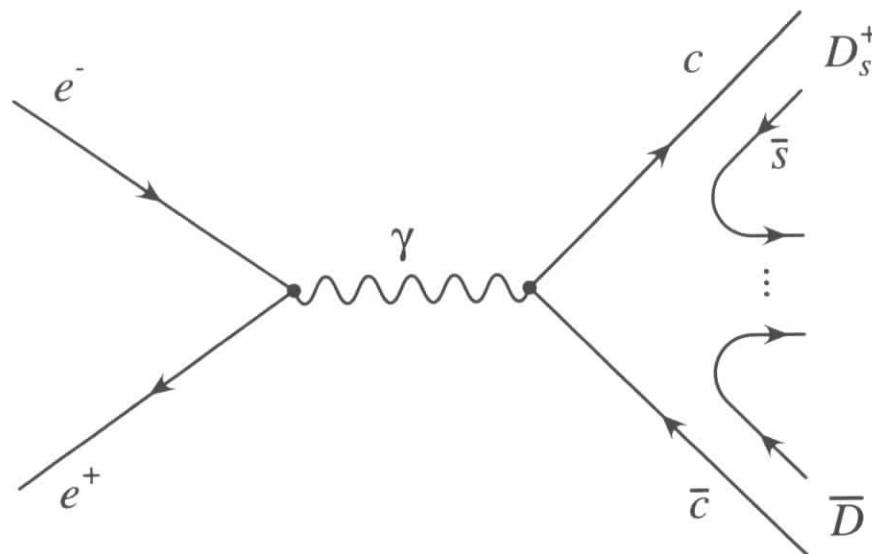


Abbildung 2.1: Dieses Feynman-Diagramm beschreibt die Produktion von D_S -Mesonen in $c\bar{c}$ -Ereignissen.

Die Impulsverteilung der führenden Hadronen in der Fragmentation ist recht „hart“ und wird u. a. von der Peterson-Fragmentationsfunktion [Pet83] beschrieben, die durch

$$D(x_p) \sim \frac{x_p}{\left(1 - x_p + \frac{\epsilon x_p}{1 - x_p}\right)^2} \quad \text{mit} \quad x_p = \frac{p}{p_{\max}} \quad (2.1)$$

angenähert werden kann. ϵ ist dabei ein freier Parameter. In dieser Analyse wird $\epsilon = 0.19 \pm 0.09$ angenommen, das Resultat für f_{D_S} hängt hiervon jedoch nicht ab.

Die Produktionswirkungsquerschnitte für D^0 - und mit D^+ -Mesonen bei ARGUS betragen

[Alb91a]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^0X) = (1.18 \pm 0.15 \pm 0.08) \text{ nb} \quad (2.2)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+X) = (0.65 \pm 0.09 \pm 0.09) \text{ nb}. \quad (2.3)$$

Aufgrund der verglichen mit u - und d -Quarks höheren Masse des s -Quarks ist dabei die Produktion von D_s^+ -Mesonen gegenüber der von D^0 - und D^+ -Mesonen unterdrückt. Eine direkte Messung des D_s -Produktionswirkungsquerschnitts σ_{D_s} ist nicht möglich, so daß absolute Verzweigungsverhältnisse von D_s -Mesonen nicht bestimmt werden können. Stattdessen wird die Übergangsrate in einen bestimmten Endzustand gewöhnlich in Relation zur Übergangsrate $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ angegeben. Auch in der vorliegenden Arbeit wird das Verhältnis von $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ zu $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ gemessen. Aus einer Abschätzung des $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Verzweigungsverhältnisses wird in [Alb88] $\sigma_{D_s} \approx 0.3 \text{ nb}$ gefolgert. Der Wert beinhaltet auch durch den Zerfall der angeregten Zustände D_s^* und D_s^{**} entstandene D_s -Mesonen.

Eine weitere Quelle für D_s -Mesonen stellen Zerfälle von B -Mesonen dar. B_d^0 - und B_u^+ -Mesonen entstehen bei DORIS in $\Upsilon(4S) \rightarrow BB$ -Zerfällen, wobei das $\Upsilon(4S)$ – und aufgrund des niedrigen Q^2 auch die B -Mesonen – praktisch in Ruhe erzeugt werden. Aus diesem Grunde ist der mittlere Impuls von D_s -Mesonen, die aus B -Zerfällen stammen – dominierend sind hierbei $B \rightarrow D^{[*]}D_s^{[*]}$ -Übergänge [Alb92] –, erheblich niedriger als der von D_s -Mesonen aus $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen.

2.2 Der Speicherring DORIS II

Der Elektron-Positron-Speicherring DORIS – der Name bedeutet *Doppel-Ring-Speicher* – hat eine Länge von 288 Metern. Er wurde 1974 in Betrieb genommen und diente zunächst vor allem der Erforschung der Charmonium-Zustände. 1977 wurde er in einen Einfachring umgebaut, in dem je ein Elektron- und ein Positronpaket gegensinnig umliefen. Dieser Umbau zu DORIS II erfolgte, um die erreichbare Schwerpunktennergie auf über 10 GeV erhöhen und damit die neu entdeckten Υ -Resonanzen erzeugen zu können. Um Luminositäten von bis zu über $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei Schwerpunktennergien im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu erreichen, wurden 1982 unmittelbar vor und hinter dem ARGUS-Detektor Mini- β -Quadrupole installiert, wodurch die Fokussierung im Wechselwirkungspunkt optimiert wurde. Die maximale Schwerpunktennergie von DORIS II lag bei 11.2 GeV [Nes86], ihre Dispersion $(8.2 \pm 0.5) \text{ MeV}$ [Bar84]. Der größte Teil der ARGUS-Meßdaten wurde im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz von 10.58 GeV und knapp darunter gewonnen.

Zur Optimierung der Arbeitsbedingungen für das *Hamburger Synchrotron Labor* HASYLAB – hier wird die Synchrotronstrahlung von DORIS für Experimente aus Festkörperphysik, Chemie, Biologie etc. genutzt – wurde der Speicherring 1992 zu DORIS III umkonstruiert. Seitdem ARGUS den Meßbetrieb 1993 einstellte, wird DORIS III ausschließlich zur Speicherung von Elektron-Paketen für HASYLAB verwendet.

Die Elektronen in DORIS kommen aus dem Linearbeschleuniger LINAC I, wo sie auf 50 MeV vorbeschleunigt und danach in das Synchrotron DESY II injiziert werden (s. Abb. 2.2). Die Positronen entstehen bei der Konversion hochenergetischer Bremsstrahlungsphotonen. Auch sie gelangen – nach Vorbeschleunigung in LINAC II und Zwischenspeicherung in PIA¹ – in den

¹PIA steht für „Positron Intermediate Accumulator“.

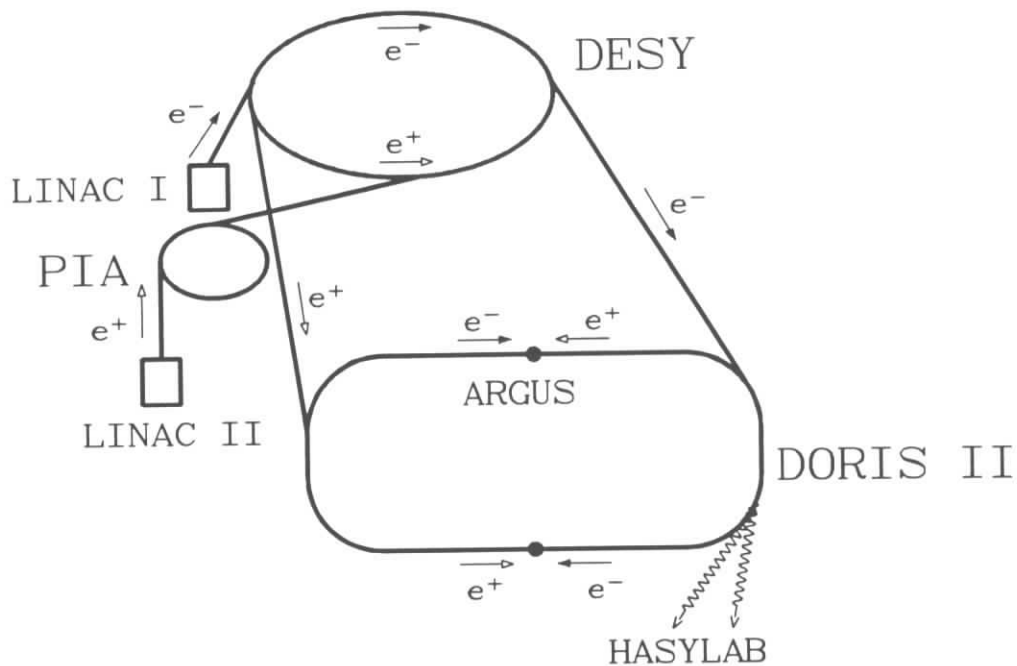


Abbildung 2.2: Die Strahlführung beim Speicherring DORIS.

DESY II-Ring. Hier werden Elektronen und Positronen bereits auf ihre endgültige Energie beschleunigt, bevor sie in DORIS eingespeist werden. In DORIS II wurden die Strahlen in den beiden Wechselwirkungspunkten, in denen sich der ARGUS- und – bis 1986 – der Crystal Barrel-Detektor befanden, zu Kollision gebracht, während bei DORIS III ausschließlich Elektronen umlaufen. Die mittlere Lebensdauer der Strahlen lag bei DORIS II bei etwa einer bis zwei Stunden.

2.3 Der ARGUS-Detektor

2.3.1 Der Detektoraufbau

Der Detektor der ARGUS-Kollaboration (ARGUS steht für „A Russian German United States Swedish Collaboration“) war in dem Zeitraum zwischen Oktober 1982 und 1992 an einem von zwei Wechselwirkungspunkten des DORIS II-Speicherrings in Betrieb. Der ARGUS-Detektor (s. Abb. 2.3) ist ein über fast dem gesamten Raumwinkel empfindliches Spektrometer und verfügt über ein solenoidales Magnetfeld von 0.75 T, welches im Bereich der Mini- β -Quadrupole durch Kompensationsspulen aufgehoben wird.

Entwickelt wurde der ARGUS-Detektor hauptsächlich zum Studium der Zerfälle schwerer Fermionzustände (Hadronen mit b - und c -Quarks, τ -Leptonen). Zu ihrer Rekonstruktion ist neben einer guten Impulsauflösung auch eine möglichst sichere Identifikation der langlebigen Zerfallsprodukte von großer Bedeutung. Um diese in einem großen Impulsbereich zu gewährleisten, erfolgt die Identifikation geladener Hadronen bei ARGUS mit Hilfe zweier voneinander unabhängiger Messungen, nämlich durch die Bestimmung des Energieverlusts durch Ionisation (dE/dx) in der Hauptdriftkammer und die Messung der Flugzeit. Durch Kombination dieser

Messungen, die insbesondere bei den zahlreichen niederenergetischen Spuren sehr effizient sind, erzielt man eine recht sichere Identifikation von etwa 80 % aller Hadronen. Elektronen und Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen, und die Myonkammern, von denen sich zwei Lagen außerhalb des Hadronen absorbierenden Magnetjochs befinden, ermöglichen eine sichere Identifikation von Myonen.

Die Stirnflächen des im wesentlichen zylindersymmetrischen Detektors werden als Endkappen bezeichnet und machen 25 % der Gesamtoberfläche aus, der Bereich innerhalb des Mantels (75 % der Fläche) heißt „Barrel“. Die Ausmaße von ARGUS in Strahlrichtung betragen knapp 5 m.

Im folgenden seien die wichtigsten Komponenten des ARGUS-Detektors, die Teilchenidentifikation und die Datenverarbeitung kurz skizziert, eine ausführlichere Darstellung findet sich in [Alb89a]. In dieser Beschreibung weist die z -Achse in Bewegungsrichtung der Positronen, wobei der Nullpunkt im Wechselwirkungspunkt liegt.

2.3.2 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer ist von zentraler Bedeutung für den Nachweis geladener Teilchen bei ARGUS, indem sie die Spurrekonstruktion ermöglicht und über die Messung des Krümmungsradius der Spuren die Bestimmung des Transversalimpulses gestattet. Außerdem mißt man mit ihr den Energieverlust eines Teilchens als Folge von Ionisationsprozessen.

Die Hauptdriftkammer, die in [Dan83] ausführlich beschrieben wird, ist von zylindrischer Form; ihre Länge beträgt 2 m, ihr Innen- und Außenradius 0.15 m bzw. 0.86 m. Sie besteht aus 36 Lagen von Driftzellen, die konzentrisch um die Strahlachse herum angeordnet sind. Jede der insgesamt 5940 Driftzellen, in deren Mitte sich jeweils ein Signaldraht befindet, hat einen rechteckigen Querschnitt von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$. Damit auch die z -Komponenten der Teilchenspuren in der Driftkammer bestimmt werden können, ist jede zweite Lage eine sogenannte Stereolage, deren Signaldrähte um einen Winkel $\pm\alpha(r)$ azimuthal gegen die Strahlachse verdreht sind. Der Stereowinkel α wächst mit dem Abstand r vom Strahlrohr von $4 \cdot 10^{-2}$ innen bis auf $8 \cdot 10^{-2}$ bei der äußersten Lage an. Um möglichst kreisförmige Isochronen zu erzielen, verfügt die Driftkammer auch über 24588 Potentialdrähte, die sämtlich gegen die z -Achse geneigt sind.

Teilchen, die in Richtung des Barrelbereichs des Detektors (76 % des Raumwinkels) emittiert werden, durchqueren sämtliche Driftkammerlagen. Die Mindestanforderung für eine Spurrekonstruktion, daß nämlich vier 0° -Lagen und drei Stereolagen getroffen werden, kann innerhalb von 96 % des gesamten Raumwinkels erfüllt werden.

Das Gasgemisch in der Driftkammer besteht zu 97 % aus Propan, das sich durch hohe Strahlungslänge, geringe Diffusion und enge Landau-Verteilung auszeichnet. Dazu gibt es Beimischungen von 3 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$) sowie – zur Vermeidung von Ablagerungen an den Drähten – 0.2 % Wasserdampf.

Bei der Spurrekonstruktion in der Hauptdriftkammer wird eine Auflösung im Transversalimpuls p_T von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(0.009 \frac{p_T}{1 \text{ GeV}}\right)^2} \quad (2.4)$$

erreicht. Bei hohen Impulsen wird die Impulsauflösung dabei durch Ungenauigkeiten bei der Rekonstruktion begrenzt und ist durch Untersuchung nicht-radiativer Myonpaare bekannt, während

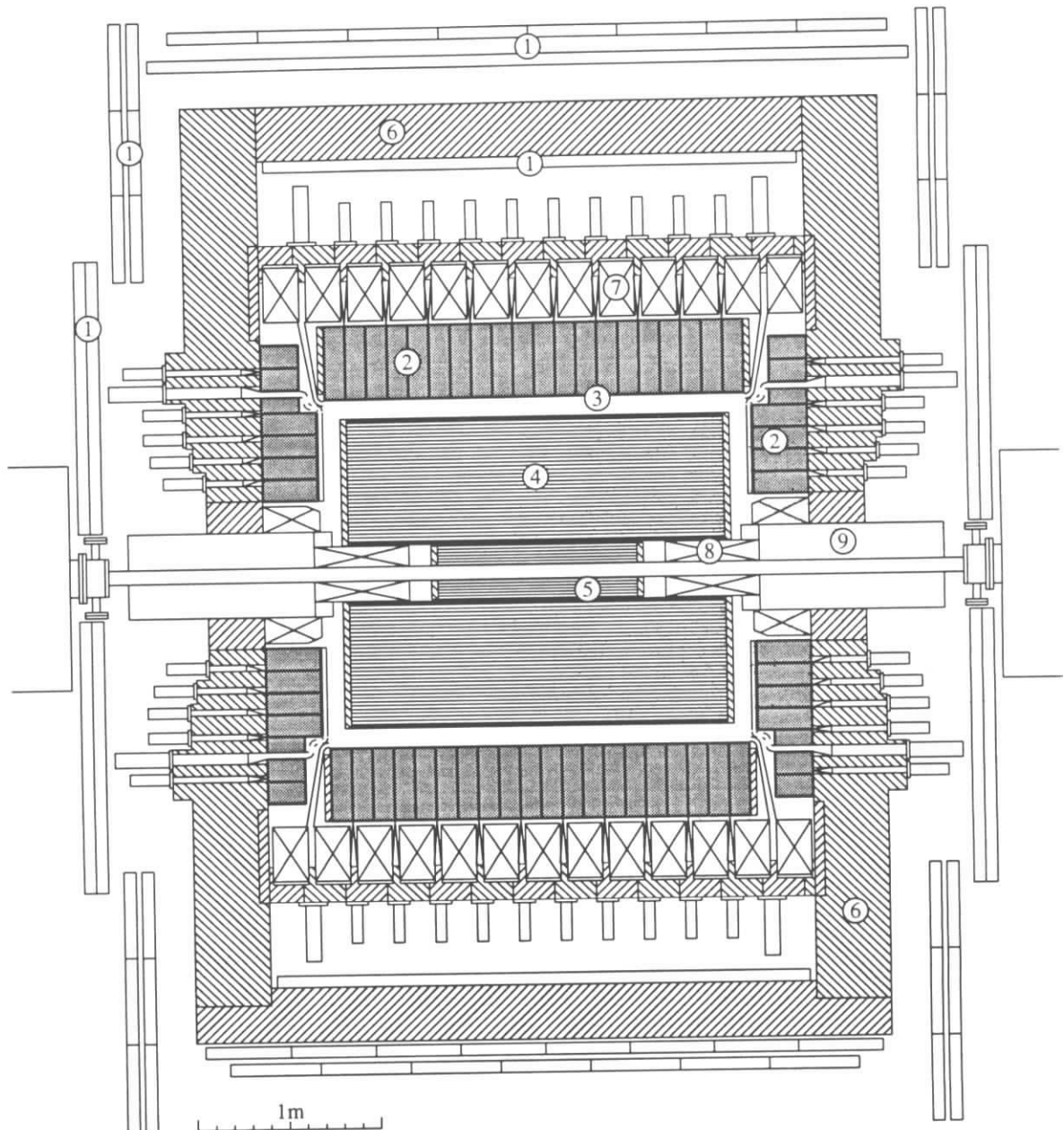


Abbildung 2.3: Vertikaler Schnitt durch den ARGUS-Detektor. Die Komponenten:

- | | | |
|------------------------------------|----------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Hauptdriftkammer | 7) Magnetspulen |
| 2) Elektromagnetisches Kalorimeter | 5) Vertexdriftkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flutzeitsystem | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

bei Teilchenimpulsen unterhalb etwa 1 GeV Mehrfachstreuung den Hauptbeitrag zum Fehler auf p_T liefert.

Der Energieverlust durch Ionisation dE/dx wird aus der in den Driftkammerzellen deponierten Ladung mit einer Genauigkeit von im Mittel etwa 5 % bestimmt. Abb. 2.4 verdeutlicht die Bedeutung der dE/dx -Messung für die Teilchenidentifikation.

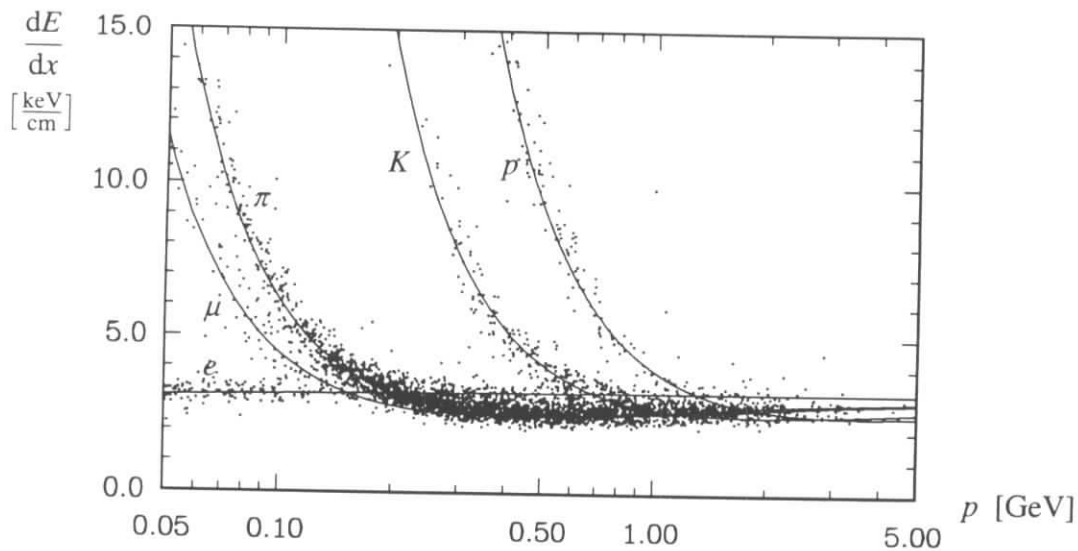


Abbildung 2.4: Es ist der Energieverlust durch Ionisation in der Driftkammer von gemessenen Spuren (Punkte) sowie der erwartete Energieverlust von Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen (Linien) als Funktion des Teilchenimpulses dargestellt.

2.3.3 Die Vertexdriftkammer

1984 wurde die Vertexdriftkammer (s. [Edw86]) in den ARGUS-Detektor eingebaut. Sie befindet sich innerhalb der Hauptdriftkammer und weist einen Innenradius von 50 mm auf, so daß sie die Spurrekonstruktion bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran gestattet. Mit einer Länge von 1 m deckt sie 95 % des gesamten Raumwinkels ab.

Die Vertexdriftkammer verfügt über 594 Signaldrähte und 1412 Potentialdrähte. Ihre hohe Ortsauflösung verdankt sie der geringen Größe der Driftzellen, die von einer hexagonalen Form sind, deren einbeschriebener Kreis einen Radius von lediglich 4.5 mm aufweist. Da die Kammer nicht über Stereodrähte verfügt, erlaubt sie keine Messung der z -Komponenten der Teilchenimpulse. Als Füllgas wird Kohlendioxid mit einer 0.3 prozentigen Beimischung von Wasserdampf verwendet, der Druck liegt bei 1.5 bar.

Aufgrund ihrer unmittelbaren Nähe zum Wechselwirkungspunkt und ihrer hohen Auflösung führt die Vertexkammer zu einer wesentlichen Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Zerfallsvertices von K_S^0 -Mesonen. Darüberhinaus bewirkt sie jedoch auch eine deutliche Verbesserung der Transveralimpulsauflösung hochenergetischer Teilchen auf

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(0.006 \frac{p_T}{1 \text{ GeV}}\right)^2}. \quad (2.5)$$

75 % der in dieser Arbeit analysierten Daten wurden nach Einbau der Vertexkammer gewonnen.

1990 wurde die Vertexkammer durch eine *Mikrovertexdriftkammer* mit weiter verbesserter Ortsauflösung ersetzt, die auch die Messung der z -Komponente von Teilchenimpulsen ermöglicht. Ziel dieses Umbaus war es, eine noch höhere Zahl von Sekundärvertices rekonstruieren zu können. Da die nach Einbau der Mikrovertexkammer aufgenommenen Meßdaten jedoch nur einen geringen Anteil an der gesamten integrierten Luminosität ausmachen, spielt diese Kammer für die vorliegende Analyse keine nennenswerte Rolle.

2.3.4 Das Flugzeitsystem

Wie bereits erwähnt stellt die Messung der Flugzeit (auch als TOF = „time of flight“ bezeichnet) ein weiteres Verfahren zur Teilchenidentifikation dar. Das TOF-System (s. [Hel85]) besteht aus 160 Szintillationszählern, von denen sich 64 im Barrelbereich und je 48 in den beiden Endkappen befinden. Diese Zähler sind außerhalb der Driftkammer, aber innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters angeordnet. Sie decken 92 % des gesamten Raumwinkels ab. Die Flugzeitzähler messen die Zeit, die von dem Durchgang eines Strahlpakets durch den Wechselwirkungspunkt bis zum Eintreffen der einzelnen Teilchen im TOF-System vergeht, mit einer Genauigkeit von 220 ps. Aus den so gefundenen Teilchengeschwindigkeiten β sowie den in den Driftkammern gemessenen Impulsen p lassen sich die Ruhemassen der Teilchen bestimmen:

$$m_0^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right). \quad (2.6)$$

Die so gefundenen m_0^2 -Werte für Meßdaten sind in Abb. 2.5 in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls dargestellt. Eine Trennung von Pionen und Kaonen gelingt mit einer Signifikanz von drei

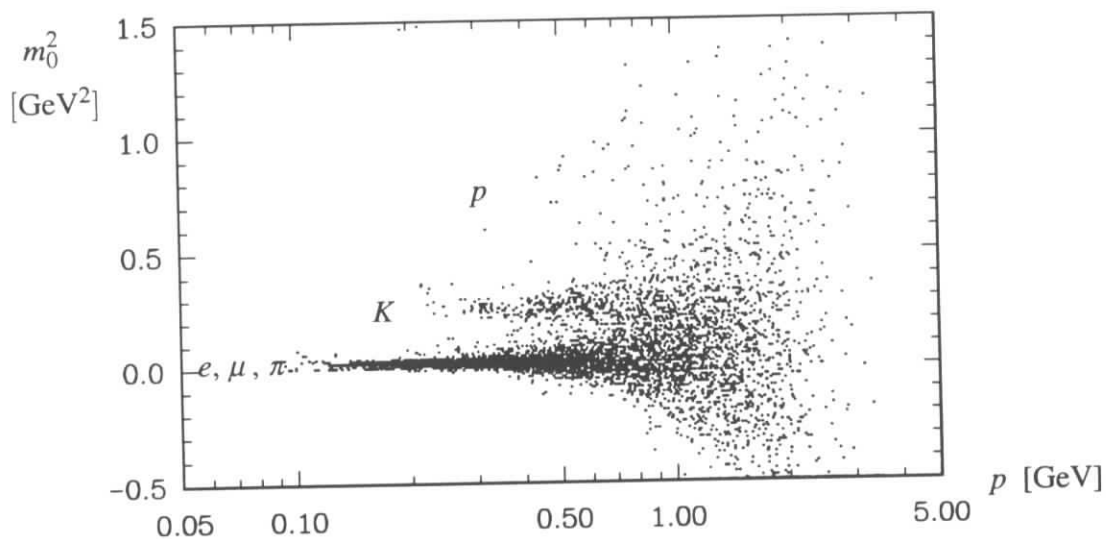


Abbildung 2.5: Es sind die mit Hilfe des TOF-Systems ermittelten Werte für das Quadrat der Ruhemasse gemessener Teilchen in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt.

Standardabweichungen bis hin zu Impulsen von 700 MeV, Kaonen können von Protonen bis zu Impulsen von 1.2 GeV mit gleicher Sicherheit unterschieden werden. Das TOF-System liefert für 80 % aller Teilchen mit Transversalimpulsen über 120 MeV verwertbare Geschwindigkeitsinformationen.

2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (s. [Dre83]) wird sowohl zur Rekonstruktion und Energiebestimmung von Photonen als auch zur Identifikation von Schauer verursachenden geladenen Teilchen – insbesondere Elektronen – verwendet. Es befindet sich außerhalb des TOF-Systems und innerhalb der Magnetspulen. Bis zum Eintritt in das Kalorimeter durchqueren die Teilchen

Materie, die einer optischen Dicke von 0.16 Strahlungslängen im Barrelbereich bis 0.52 Strahlungslängen in den Endkappen entspricht, so daß Photonen bis hinab zu Energien von 50 MeV noch mit einer Akzeptanz von etwa 98 % nachgewiesen werden können. Die Dicke des Kalorimeters entspricht etwa 12.5 Strahlungslängen.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus 20 Ringen von Schauerzählern im Barrel und je fünf Schauerzählerringen in den Endkappen. Insgesamt enthält es 1760 einzelne Schauerzähler, die aus Blei- und Szintillatorschichten sandwichartig zusammengesetzt sind. Die Schauerphotonen werden über Wellenlängenschieber und Lichtleiter an Photovervielfacher weitergeführt, die sich außerhalb des von der Spule erzeugten Magnetfelds befinden. Das Kalorimeter erfaßt 96 % des ganzen Raumwinkels.

Man kann die erreichte Energie-Auflösung durch den Ausdruck

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\delta_L^2 + \delta_H^2 \frac{1 \text{ GeV}}{E}} \quad (2.7)$$

parametrisieren, wobei der energieunabhängige Anteil δ_L zwischen 7.2 % (Barrelbereich) und 7.5 % (Endkappen) liegt, während δ_H 6.5 % (Barrel) bis 7.6 % (Endkappen) beträgt.

Mit wachsender Schauerenergie verbessert sich die Winkelauflösung des Kalorimeters. Im Barrelbereich liegt sie für Schauer mit einer Energie von 0.5 GeV bei 24 mrad, für hochenergetische Bhabha-Schauer bei 13 mrad.

2.3.6 Die Myonkammern

Der ARGUS-Detektor verfügt über drei Lagen von Myonkammern, von denen sich zwei außerhalb des Magnetjochs befinden (s. [Are86]). Jede der insgesamt 218 Myonkammern besteht aus acht Aluminium-Proportionalzählern, die mit einem zu 92 % aus Argon und zu 8 % aus Propan bestehendem Gasgemisch betrieben werden. Da das Magnetjoch bei einer Dicke von im Mittel 1.8 Absorptionslängen etwa 99 % aller Hadronen absorbiert, werden die äußeren Myonkammern fast ausschließlich von Myonen erreicht. Dabei ist die Hadronabsorption im Barrelbereich deutlich besser als in den Endkappen. Die geometrische Akzeptanz der äußeren Kammern beträgt 87 %; die Ansprechwahrscheinlichkeit bei einem Treffer liegt bei 98 % für jede Lage.

Myonen mit Impulsen von mindestens 0.7 GeV können die innere Lage der Myonkammern erreichen, der Mindestimpuls zum Erreichen der äußeren Kammern liegt bei etwa 1.1 GeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit in den äußeren Lagen steigt bis zu Myonimpulsen um 1.5 GeV recht steil an und ist im Bereich höherer Impulse in guter Näherung konstant.

2.3.7 Das Trigger-System

Um die Wechselwirkungsrate von 1 MHz zu bewältigen, verfügt der ARGUS-Detektor über ein zweistufiges Trigger-System zur Auswahl der aufzuzeichnenden Ereignisse. Die erste Stufe, der *Pretrigger*, trifft innerhalb von 0.3 μs eine Vorentscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll. Bei positivem Ergebnis wird von der zweiten Triggerstufe, dem *Little track finder* (LTF), die endgültige Entscheidung getroffen. Der Pretrigger reduziert die Ereignisrate auf ca. 100 Hz. Da der LTF 20 μs für das Testen eines Ereignisses benötigt, liegt die Totzeit des Triggersystems im Mittel bei 0.2 %.

Der Pretrigger

Der Pretrigger verwendet ausschließlich Daten des TOF-Systems und des elektromagnetischen Kalorimeters. Er teilt den Detektor senkrecht zur Strahlachse in zwei Hemisphären ein, eine mit $z < 0$ und eine mit $z > 0$. Der Pretrigger gibt ein positives Signal, wenn mindestens einer der im folgenden beschriebenen Untertrigger anspricht.

- Der *Total energy trigger* (ETOT)
Er triggert Ereignisse, bei denen in den Schauerzählern beider Detektorhemisphären jeweils mindestens 0.7 GeV deponiert werden. Damit akzeptiert er insbesondere auch Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse.
- Der *High energy shower trigger* (HESH)
Er verlangt eine Energie von mehr als 1 GeV in mindestens einer von 16 Gruppen von Schauerzählern im Barrelbereich. Damit werden auch Ereignisse akzeptiert, bei denen ein Teilchen einen Großteil der Gesamtenergie trägt.
- Der *Charged particle pretrigger* (CPPT)
Er triggert Ereignisse mit mindestens einer geladenen Spur in jeder Detektorhemisphäre, beispielsweise multihadronische Ereignisse. Als Spur gilt für den CPPT dabei eine Koinzidenz von Schauerzähler- und TOF-Signal.
- Der *Coincidence matrix trigger* (CMT) Er spricht an, wenn zwei geladene Spuren azimuthal in etwa entgegengesetzt verlaufen, die z -Komponente wird nicht berücksichtigt. Damit triggert er auch Ereignisse mit unausgeglichener longitudinaler Impulsbilanz, wie $\gamma\gamma$ - und $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse.

Ein spezieller *Cosmic trigger* kann außerhalb der Strahlzeiten von DORIS II zur Aufzeichnung von durch kosmische Myonen verursachten Ereignissen verwendet werden. Der ständig mit vorgegebener Frequenz laufende *Random trigger* dient zur Bestimmung des Zufallsuntergrunds in den ARGUS-Daten.

Der Little track finder

Der LTF verwendet Daten der Hauptdriftkammer und des TOF-Systems, um geladene Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt zu finden. Das geschieht durch Vergleich der Meßdaten, deren z -Komponenten nicht berücksichtigt werden, mit 2000 vorprogrammierten Spurmasksen. Die Akzeptanz der Spurfindung liegt bei 97 %. Ob ein Ereignis akzeptiert wird oder nicht, hängt davon ab, welche Pretrigger ansprechen und wieviele Spuren vom LTF gefunden werden. Mindestens zwei LTF-Spuren werden für den CPPT und den CMT verlangt, eine für den HESH und gar keine für den ETOT. Die LTF-Triggerrate liegt in der Größenordnung von 10 Hz.

2.3.8 Das Auslesen der Meßdaten

Im folgenden sei kurz auf die Online-Datenverarbeitung eingegangen, die über mehrere Zwischenstufen erfolgt (s. Abb. 2.6). Die ausgelesenen Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden zunächst mit Hilfe eines CAMAC-Systems digitalisiert, worauf sie von einem

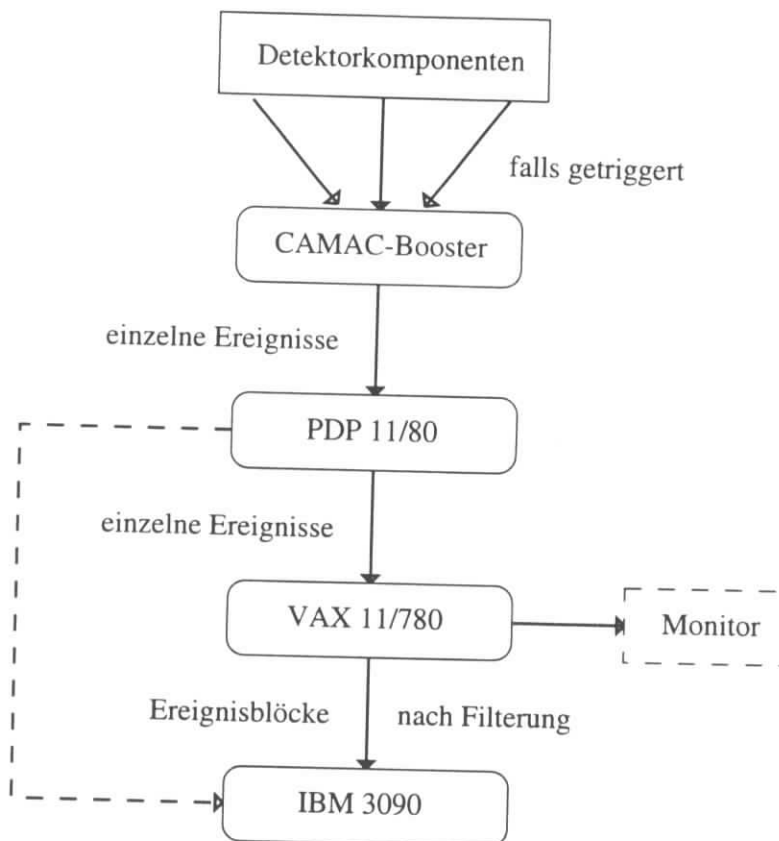


Abbildung 2.6: Der Online-Datenfluß

Mikroprozessor, dem „CAMAC booster“, zu vollständigen Ereignissen zusammengesetzt werden. Diese werden an den Online-Computer, eine DEC PDP 11/80, weitergeleitet. Über diesen Computer hat das Schichtpersonal die Möglichkeit, in den Prozeß der Datennahme einzugreifen. Von der PDP werden die Daten zu einer VAX 11/780 transferiert², die daraus statistische Informationen über die Funktion der Detektorkomponenten zusammenstellt, welche vom Schichtpersonal abgerufen werden können. Außerdem nimmt die VAX bereits eine Vorselektion der Daten vor, durch die etwa 30 % des Untergrunds verworfen wird. Sie faßt die Meßdaten dann zu aus etwa 20 Ereignissen bestehenden Blöcken zusammen und leitet sie über eine PADAC-Schnittstelle an ein IBM 3090-Mainframe unter MVS weiter, wo sie auf Festplatten geschrieben werden. Im Falle technischer Probleme können die Daten auch von der PDP direkt auf den Mainframe gesendet werden, und außerdem ist die VAX in der Lage, die anfallenden Daten mehrere Stunden lang zwischenspeichern.

2.4 Die Offline-Datenverarbeitung

2.4.1 Die Rekonstruktion der Meßdaten

Die auf den Mainframe übertragenen Meßdaten werden „offline“ auf sogenannten EXDATA-Magnetbändern zusammengefaßt. Aus diesen Rohdaten werden die Teilchenspuren rekonstru-

²Zu Beginn des ARGUS-Experiments wurden teilweise noch andere Computermodelle verwendet.

iert. Hierbei geht man von den Daten der Hauptdriftkammer aus, indem durch ein Anpassungsverfahren Teilchenspuren durch die getroffenen Driftkammerzellen gelegt werden – zunächst ohne Berücksichtigung der Stereolagen. Im nächsten Schritt wird die Information der Stereolagen hinzugenommen und damit die Spurrekonstruktion auf drei Dimensionen erweitert, wobei auch schon ein sich verringernder Krümmungsradius infolge des Energieverlusts durch Ionisation sowie aufgrund von Mehrfachstreuung abknickende Spurverläufe berücksichtigt werden. Ereignisse, bei denen nicht wenigstens zwei Driftkammerspuren aus der Nähe des Wechselwirkungspunktes zu stammen scheinen, werden verworfen. Und zwar wird eine Spur dann dem Wechselwirkungspunkt zugerechnet, wenn sie beide folgenden Bedingungen erfüllt:

1. Der geringste Abstand der Spur von der Strahlachse ist kleiner als 1.5 cm.
2. Der Punkt der Spur, der der Strahlachse am nächsten liegt, hat eine z -Komponente z_0 mit $z_0 < 8$ cm.

Die Spuranpassung wird wiederholt, nachdem die getroffenen Signaldrähte der Vertexdriftkammer den extrapolierten Driftkammerspuren zugeordnet worden sind. Aus den so ermittelten Spurparametern rekonstruiert man sowohl den Hauptvertex des Ereignisses als auch potentielle Sekundärvertices von ausreichend langlebigen neutralen Teilchen, wie K_S^0 -Mesonen, Λ^0 -Baryonen und konvertierenden Photonen. Nach abgeschlossener Spurrekonstruktion wird versucht, die Signale der Flugzeitähler, gefundene Schauercluster³ und die Treffer der Myonkammern mit den Driftkammerspuren in Verbindung zu setzen. Ein Kalorimeterschauer, der keiner geladenen Spur zugeordnet werden kann, wird als Photonschauer betrachtet.

Die Ergebnisse der Rekonstruktion werden zusammen mit den Rohdaten auf sogenannten EXPDST-Bändern abgelegt und können nun weiter analysiert werden.

2.4.2 Die Selektion der multihadronischen Ereignisse

Ein Großteil der rekonstruierten Meßdaten besteht aus QED-Ereignissen, die für Analysen beispielsweise von Zerfällen schwerer Quarks nicht weiter von Interesse sind. Aus diesem Grunde werden die Daten auf den EXPDST-Bändern in verschiedene Ereignisklassen wie multihadronische Ereignisse und Zwei-Prong-Ereignisse (d. h. Ereignisse mit lediglich zwei geladenen Spuren) eingeteilt und getrennt abgespeichert. Als multihadronisch wird ein Ereignis dann klassifiziert, wenn es einem der beiden folgenden Kriterien genügt:

- Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex, dessen z -Koordinate und Abstand R von der Strahlachse die Bedingung

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 6.0 \text{ cm} \quad (2.8)$$

erfüllen.

- Mindestens drei geladene Spuren lassen sich in den zylindrischen Bereich mit

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 5.0 \text{ cm} \quad (2.9)$$

extrapolieren, und im Kalorimeter wird eine Gesamtenergie von mindestens 1.7 GeV deponiert.

³Hiermit bezeichnet man Gruppen benachbarter Schauerzähler, die angesprochen haben.

Dieser Schnitt akzeptiert 15 % der EXPDST-Daten als multihadronisch. Es verbleibt aber noch ein Untergrund von ca. 30 % nicht multihadronischen Ereignissen wie radiativen Bhabha-Prozessen, $\gamma\gamma$ -Ereignissen, Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Kollisionen. Deswegen werden in vielen Analysen weitere Schnitte gegen solchen Untergrund angewendet.

Um die für die Analysen zu bearbeitenden Datenmengen möglichst klein zu halten, werden die multihadronischen Ereignisse in ein neues Datenformat umgewandelt, das zwar noch die rekonstruierten Teilcheneigenschaften enthält, nicht jedoch einen Großteil der von den Detektor-komponenten gelieferten Rohdaten, wie beispielsweise genaue Informationen über die getroffenen Driftkammerdrähte. Ein Ereignis dieser „minifizierten“ Daten belegt einen Speicherplatz von nur noch etwa 2 KB. Die vorliegende Analyse stützt sich ausschließlich auf die minifizierten multihadronischen Meßdaten.

2.4.3 Die Teilchenidentifikation

Wie bereits erwähnt stützt sich die Teilchenidentifikation bei ARGUS auf die Messungen des Energieverlusts durch Ionisation und der Flugzeit. Auf Grundlage diese beiden Daten läßt sich für eine gegebene Spur ausrechnen, mit welcher Wahrscheinlichkeit („Likelihood“) die Spur von einem Elektron, Myon, Pion, Kaon oder Proton, stammt. Diese fünf geladenen Teilchen sind die einzigen, die ausreichend langlebig sind, um in nennenswerter Anzahl die ARGUS-Driftkammern zu erreichen. Zur Berechnung der Likelihoods vergleicht man die gemessenen dE/dx - und β -Werte mit denjenigen, die man bei der jeweiligen Teilchenhypothese für eine Spur mit dem rekonstruierten Impuls erwarten würde. Zunächst bestimmt man für alle fünf Teilchen-hypothesen i einen χ^2 -Wert

$$\chi_i^2 = \chi_{dE/dx, i}^2 + \chi_{\text{TOF}, i}^2 \quad (2.10)$$

wobei

$$\chi_{dE/dx, i}^2 = \frac{\left(\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{exp}} - \left. \frac{dE}{dx} \right|_i^{\text{theo}} \right)^2}{\sigma_{dE/dx, \text{exp}}^2 + \sigma_{dE/dx, \text{theo}}^2} \quad (2.11)$$

$$\chi_{\text{TOF}, i}^2 = \frac{\left(\left. \frac{1}{\beta} \right|_{\text{exp}} - \left. \frac{1}{\beta} \right|_i^{\text{theo}} \right)^2}{\sigma_{1/\beta, \text{exp}}^2 + \sigma_{1/\beta, \text{theo}}^2} \quad (2.12)$$

Die Gleichungen berücksichtigen, daß die theoretisch erwarteten Werte $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i^{\text{theo}}$ und $\left. \frac{1}{\beta} \right|_i^{\text{theo}}$ durch den Fehler der Impulsmessung im Driftkammersystem ebenfalls mit Fehlern behaftet sind. Die normierten Likelihoods λ_i für die verschiedenen Teilchenhypothesen erhält man aus den χ^2 -Werten und den A priori-Wahrscheinlichkeiten w_i , die durch die unterschiedlichen Produktionsraten der fünf „langlebigen“ Teilchenarten gegeben sind:

$$\lambda_i = \frac{w_i e^{-\frac{1}{2}\chi_i^2}}{\sum_k w_k e^{-\frac{1}{2}\chi_k^2}} \quad (2.13)$$

wobei die Indizes i und k über die Teilchenhypothesen laufen. Für die relativen Produktionsraten wird gewöhnlich – so auch in dieser Analyse –

$$w_e = w_\mu = w_K = w_p = \frac{1}{9}, \quad w_\pi = \frac{5}{9} \quad (2.14)$$

angenommen.

In den so definierten Likelihoods ist noch nicht die Information der Schauerzähler und der Myonkammern enthalten, die für die Identifikation von Elektronen bzw. Myonen eine entscheidende Rolle spielt. Aus diesem Grund definiert man noch eine erweiterte Elektron-Likelihood Λ_e und eine Myon-Likelihood Λ_μ . Dazu wird für jede geladene Spur mit den Parametern x und für jede Detektorinformation a (dE/dx , TOF, Schauerzähler und Myonkammern) die Wahrscheinlichkeit $p_i^a(x)$ bestimmt, die angibt, wie wahrscheinlich es ist, daß ein Teilchen der Sorte i mit den Spurparametern x zu dem durch a erhaltenen Meßwert führt. Dabei ist die Schauerzählerwahrscheinlichkeit p_i^{SC} das Produkt der Wahrscheinlichkeiten $p_i(E_{sh})$ und $p_i(E_{lat})$, die die deponierte Energie E_{sh} bzw. die laterale Ausdehnung des Schauers E_{lat} berücksichtigen. Die Myonkammerinformation wird nur für Λ_μ verwendet. $p^{\mu K}$ berücksichtigt die Messungen aller Myonkammerlagen, und zwar sowohl die Anzahl der Treffer, die der betreffenden Spur zugeordnet werden können, als auch den Abstand der Treffer von der extrapolierten Flugplan und die Wahrscheinlichkeit für ein Ansprechen der Myonkammern bei Annahme der Myonhypothese.

Dementsprechend ergibt sich die Elektron-Likelihood zu

$$\Lambda_e(x) = \frac{w_e \prod_{a \in \{dE/dx, TOF, SC\}} p_i^a(x)}{\sum_i w_i \prod_{a \in \{dE/dx, TOF, SC\}} p_i^a(x)} \quad (2.15)$$

und die Myon-Likelihood zu

$$\Lambda_\mu(x) = \frac{w_\mu \prod_{a \in \{dE/dx, TOF, SC, \mu K\}} p_i^a(x)}{\sum_i w_i \prod_{a \in \{dE/dx, TOF, SC, \mu K\}} p_i^a(x)} \quad (2.16)$$

2.4.4 Die Grundlagen der Datenanalyse

Die Auswertung der minifizierte Daten erfolgt bei ARGUS mit Hilfe der interpretierten Analysesprache KAL (Kinematical analysis language) [KAL]. KAL wurde sowohl auf MVS-Großrechnern als auch auf verschiedenen Unix-Plattformen implementiert und gestattet es, mit einfachen Befehlen beispielsweise in einer Schleife auf die rekonstruierten Daten aller Teilchen eines Ereignisses, die mit einer vorgegebenen Hypothese verträglich sind, zuzugreifen. Es gibt auch die Möglichkeit, aus einem KAL-Programm heraus externe Routinen aufzurufen. Gewöhnlich verwendet man KAL, um die für die Analyse interessanten Ereignisse, die z.B. mit der Annahme eines bestimmten Zerfalls konsistent sind, aus den Meßdaten herauszusuchen und die für die weitere Auswertung relevanten Meßgrößen wie Impulse, Winkel oder invariante Massen von Teilchenkombinationen in N-Tupeln oder Histogrammen abzuspeichern. Hierzu verwendet man meist das HBOOK-Format, das auf allen unterstützten Computer-Plattformen identisch ist. Die Informationen in den HBOOK-Dateien können nun weiterverarbeitet werden, entweder mit Programmen, die die N-Tupel auslesen und statistisch auswerten, oder interaktiv mit dem Analyseprogramm PAW⁴, das auch in der Lage ist, Projektionen aus N-Tupeln zu bilden und diese graphisch darzustellen. In der vorliegenden Analyse werden die HBOOK-Dateien sowohl mit

⁴PAW ist die Abkürzung für „Physics analysis workstation“.

PAW als auch mit Hilfe von in C++ implementierten Programmen analysiert, wobei als Computerplattformen verschiedene Unix-Systeme (ein Cluster von PA-RISC-Rechnern unter HP-UX 9.x, ein MIPS R4400-basiertes symmetrisches Mehrprozessorsystem von SGI unter IRIX 5.3, Linux-1.x-Workstations mit Intel-CPU's) verwendet werden. Alle Anpassungsrechnungen werden mit dem MINUIT-Paket durchgeführt.

2.4.5 Die Monte Carlo-Simulation

Monte Carlo-Studien sind erforderlich, um aus der Zahl der gefundenen Ereignisse auf die Zahl der bei der gegebenen integrierten Luminosität vorhandenen Ereignisse schließen zu können. Ereignisse gehen für die Analyse verloren, wenn Teilchen nicht die zu ihrer Rekonstruktion oder Identifizierung erforderlichen Detektorkomponenten erreichen, ihre Spurparameter nicht mit ausreichender Genauigkeit ermittelt werden, oder wenn Signalereignisse bestimmte Bedingungen – im folgenden als „Schnitte“ bezeichnet –, die in der Analyse zur Unterdrückung von Untergrund gestellt werden, nicht erfüllen. Die Monte Carlo-Simulation dient zur Bestimmung der Akzeptanz, d. h. des Anteils der Signalereignisse, der unter den gegebenen Detektorbedingungen und den verwendeten Schnitten tatsächlich gefunden werden kann. Auch die Form des erwarteten Signals und die optimalen Schnitte werden mit Monte Carlo-Rechnungen, auf deren einzelne Schritte im folgenden kurz eingegangen sei, ermittelt.

1. Die Ereignisgeneration

In diesem Schritt werden die Viererimpulse der bei der simulierten Wechselwirkung produzierten Teilchen in Übereinstimmung mit den bekannten physikalischen Gesetzmäßigkeiten generiert. Dazu wird in der vorliegenden Analyse das Programm MOPEK 4.3 [Ruf89] verwendet, wobei die Fragmentation des $c\bar{c}$ -Zustands mit Hilfe des Lund-Modells simuliert wird. MOPEK berücksichtigt die gemessenen Verzweigungsverhältnisse der auftretenden Teilchenzerfälle.

2. Die Detektorsimulation

Hierbei wird die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit der Detektormaterie simuliert, und die resultierenden Signale der einzelnen Detektorkomponenten werden dementsprechend ermittelt und im selben Format wie die Rohdaten abgespeichert. Das verwendete Programm nennt sich SIMARG und verfolgt auch den Weg jedes Teilchens, das bei Sekundärwechselwirkungen mit dem Detektormaterial entsteht. Hadronische Wechselwirkungen simuliert es mit Hilfe des Programmpakets GHEISHA.

3. Die Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Monte Carlo-Daten erfolgt mit denselben Programmen wie die der Rohdaten (s. Abschnitt 2.4.1). Anschließend werden die rekonstruierten Daten auch minimifiziert. Die Information über die im ersten Schritt generierten Zerfälle wird in dem Datenformat mit abgespeichert.

4. Die Analyse

Die minimifizierten Monte Carlo-Daten können mit denselben KAL-Programmen analysiert werden wie die Meßdaten. Da die Information über den generierten Prozeß weiterhin zur Verfügung steht, lassen sich auf einfache Weise die Akzeptanzen bestimmen.

Insbesondere die Simulation des Detektors mit SIMARG erfordert viel Rechenleistung. Um Monte Carlo-Daten mit sehr hohen Ereigniszahlen zu produzieren, werden daher in bestimmten

Fällen sogenannte Mini-Monte Carlo-Rechnungen durchgeführt, bei denen nicht ganze Ereignisse, sondern nur bestimmte Zerfälle generiert werden, und bei denen an Stelle einer Detektorsimulation die Teilchenspuren der Detektorauflösung entsprechend „verschmiert“ werden.

2.5 Die analysierte Datenmenge

Insgesamt basiert diese Arbeit auf der Analyse einer Datenmenge, die eine integrierte Luminosität

$$L = 478 \text{ pb}^{-1} \quad (2.17)$$

umfaßt. Dazu sei angemerkt, daß die Luminosität bei ARGUS über die Messung von BHABHA-Streuereignissen bestimmt wird, da zum einen der Wirkungsquerschnitt hierfür durch QED-Störungsrechnung sehr genau bekannt ist, und zum anderen der statistische Fehler aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts vernachlässigbar ist. Die untersuchte Datenmenge enthält sowohl Ereignisse, die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei einer Schwerpunktenenergie von 10.58 GeV und im Kontinuum knapp darunter (typischerweise bei 10.46 GeV) genommen wurden, als auch Daten von der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz bei 9.46 GeV und dem Kontinuum unter derselben.

Bei einem angenommenen D_s -Produktions-Wirkungsquerschnitt in $c\bar{c}$ -Ereignissen von 0.3 nb erwartet man insgesamt etwa 143 000 D_s -Mesonen aus Kontinuumsproduktion in den ARGUS-Meßdaten. Da die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gewonnenen Daten insgesamt ungefähr 400 000 Zerfälle von B -Mesonen enthalten, ergibt sich bei einem inklusiven Verzweigungsverhältnis $B(B \rightarrow D_s X) = (8.9 \pm 1.1) \%$ [PDG94] noch ein zusätzlicher kleinerer Beitrag von 35 000 D_s -Mesonen aus B -Zerfällen. Nimmt man an, daß das – zu messende – Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ bei 0.4 % liegt, so erwartet man in den ARGUS-Daten ca. 700 Signal-Zerfälle, die es zu finden gilt.

3 Die Analyse des D_s -Zerfalls in ein Myon und ein Neutrino

3.1 Das Prinzip der Analyse

Der Zerfall des D_s -Mesons in ein Myon und ein Neutrino ist schwierig zu rekonstruieren, da das Neutrino im Detektor nicht nachgewiesen wird. Außerdem ist der Impuls des D_s -Mesons in bei DORIS erzeugten Ereignissen nicht festgelegt, weil die Schwerpunktenergie weit oberhalb der Schwelle zur Erzeugung zweier D_s -Mesonen liegt. Somit ist eine Rückstoßmassenmethode wie bei der Rekonstruktion semileptonischer B -Zerfälle mit in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen in Ruhe erzeugten B -Mesonen [Alb93] nicht möglich. Aus diesem Grunde wird das Neutrino in dieser Analyse mit Hilfe des *fehlenden Impulses im Ereignis* rekonstruiert. Zur Rekonstruktion des D_s -Mesons stehen im einzelnen folgende Meßgrößen zur Verfügung:

- der fehlende Dreierimpuls \mathbf{p}_{mis}
- die fehlende Energie E_{mis}
- die Thrustachse des Ereignisses, die in guter Näherung der Impulsrichtung des D_s entspricht.

Hieraus lassen sich unterschiedliche Verfahren zur D_s -Rekonstruktion ableiten. Naheliegend ist es, den fehlenden Dreierimpuls des Ereignisses mit dem Neutrinoimpuls gleichzusetzen, womit aufgrund der verschwindenden Ruhemasse des Neutrinos auch die Neutrinoenergie festgelegt ist (*Methode A*). Die Information über fehlende Energie und Thrustachse kann dann für Schnitte zur Untergrundunterdrückung ausgenutzt werden. In der Realität wird der fehlende Impuls natürlich nie exakt dem Neutrinoimpuls entsprechen, da verschiedene weitere Quellen einer unausgeglichenen Energie- und Impulsbilanz existieren:

- Weitere langlebige neutrale Teilchen (andere Neutrinos, Neutronen, K_L^0 -Mesonen) entweichen ohne nachgewiesen zu werden.
- Teilchen werden vom Detektor nicht erkannt, da sie keine oder zu wenige Driftkammerlagen treffen oder einen für die Rekonstruktion zu niedrigen Impuls aufweisen.
- Die Ungenauigkeiten der Impulsmessungen und insbesondere der Energiemessungen von Photonschauern addieren sich auf.
- Die Energie geladener Spuren wird aus dem gemessenen Impuls und der sich aus der wahrscheinlichsten Teilchenhypothese ergebenden Ruhemasse berechnet. Bei fehlidentifizierten Teilchen ergibt sich somit eine inkorrekte Energie.

- Bei Wechselwirkungen mit der Detektormaterie können Elementarteilchen Protonen oder Elektronen aus dem Detektormaterial herausschlagen. So entstandene langsame Protonen verfälschen zwar kaum die Impulsbilanz, wohl aber – wegen ihrer hohen Ruhemasse – die Energiebilanz.
- Vereinzelt kann es zu Doppeltzählungen von Spuren kommen, die nicht eindeutig entweder dem Hauptvertex oder einem Sekundärvertex zugeordnet werden können.

In dieser Analyse wird versucht, die genannten Fehlerquellen so klein wie möglich zu halten. Insbesondere werden Teilchen aus Sekundärvertices nur dann in die Viererimpulsbilanz einbezogen, wenn die Flugrichtung des hypothetischen Mutterteilchens mit dessen Produktion im Hauptvertex verträglich ist. Außerdem werden nur solche Sekundärvertices berücksichtigt, die als Zerfälle von Λ^0 -Baryonen, K_S^0 -Mesonen oder als Photonkonversionen verstanden werden können. Es wird immer diejenige Teilchenhypothese für die Energiebestimmung verwendet, die die beste „Likelihood“ λ_i (s. S. 31) für die jeweilige Spur liefert.

Wenn der fehlende Impuls \mathbf{p}_{mis} im wesentlichen von dem Neutrino verursacht wird, jedoch mehrere kleinere Quellen hinzukommen, kann man sich vorstellen, daß \mathbf{p}_{mis} zwar die Richtung des Neutrinos gut annähert, sich der Betrag des Neutrinoimpulses jedoch deutlicher von $|\mathbf{p}_{\text{mis}}|$ unterscheidet. Trifft diese Annahme zu, kann es sinnvoll sein, für den Neutrinoimpuls den Ansatz $\mathbf{p}_\nu = s \cdot \mathbf{p}_{\text{mis}}$ zu machen, wobei der Skalierungsfaktor s so gewählt wird, daß die aus dem Myonimpuls und dem so bestimmten Neutrinoimpuls resultierende D_s -Flugrichtung möglichst gut mit der Thrustachse übereinstimmt (*Methode B*).

Alternativ kann man die Hypothese aufstellen, daß der fehlende Viererimpuls im Ereignis im wesentlichen aus zwei Quellen herrührt, nämlich dem Neutrino und einem hypothetischen weiteren entkommenen Teilchen. Macht man den Ansatz, daß der Impulsvektor \mathbf{p}_p dieses Teilchens parallel oder antiparallel zur Strahlachse ist – das ist die relative häufigste Richtung eines entkommenen Teilchens –, und nimmt man weiterhin an, daß die invariante Masse des entkommenen Teilchens klein gegenüber seinem Impuls ist (das ist für die häufigste Teilchenart, die Pionen, schon bei Impulsen $p_p > 0.3 \text{ GeV}$ erfüllt), so ist die Kinematik durch die fehlende Energie und den fehlenden Impuls festgelegt:

$$\mathbf{p}_p = \frac{1}{2} \frac{E_{\text{mis}}^2 - \mathbf{p}_{\text{mis}}^2}{E_{\text{mis}} - \mathbf{p}_{\text{mis}} \cdot \mathbf{e}_z} \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{p}_\nu = \mathbf{p}_{\text{mis}} - \mathbf{p}_p \quad (3.1)$$

(*Methode C*). Im Falle $E_{\text{mis}} = |\mathbf{p}_{\text{mis}}|$ geht dieses Verfahren in Methode A über.

Um das optimale Rekonstruktionsverfahren zu ermitteln, werden alle drei Methoden auf Monte Carlo-Daten mit $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen angewendet, und die resultierende Auflösung der D_s -Masse wird verglichen. Abb. 3.1 vergleicht die mit den drei Methoden gewonnenen Verteilungen der rekonstruierten D_s -Masse.

Offensichtlich läßt sich mit Methode A – das heißt bei direkter Rekonstruktion des D_s -Mesons aus Myon und fehlendem Dreierimpuls – die beste Massenauflösung erzielen, weshalb ihr in dieser Analyse der Vorzug gegeben wird. Auch bei einer Kombination von Methode A und Methode C, bei der letztere nur für Ereignisse mit $E_{\text{mis}} \gg |\mathbf{p}_{\text{mis}}|$ verwendet wird, ist die erreichte Auflösung schlechter als bei ausschließlicher Verwendung von Methode A.

Man erkennt auch, daß das D_s -Signal (vor Schnitten) eine Breite von größenordnungsmäßig 1 GeV hat, so daß in den Meßdaten kein scharfes, eindeutig von dem gesuchten Zerfall stammendes Signal zu erwarten ist. Um das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ dennoch messen zu können, ist es daher nötig, den Untergrund durch Betrachtung von Elektron-, „Neutrino“-

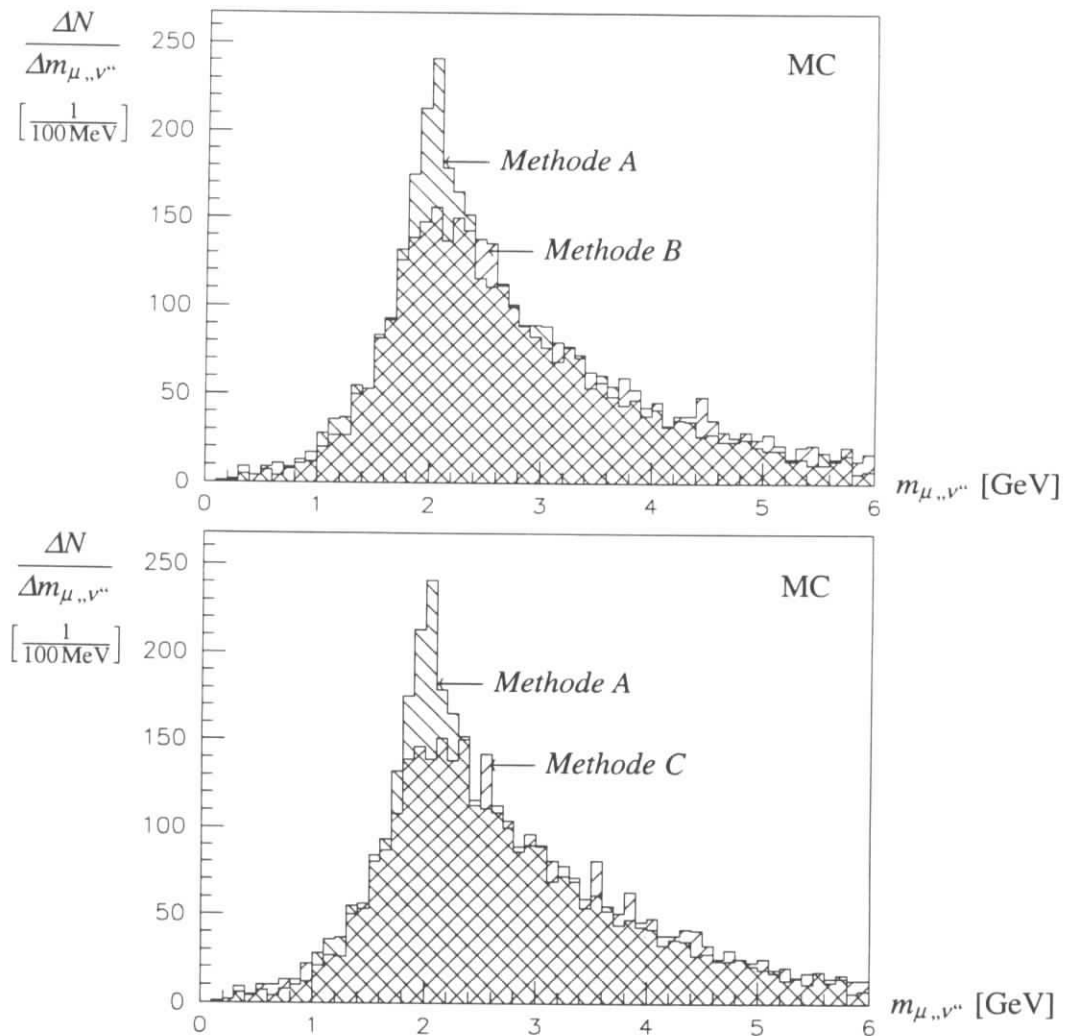


Abbildung 3.1: Es ist die rekonstruierte Masse des D_s^+ -Mesons im Kanal $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ bei Verwendung unterschiedlicher Rekonstruktionsmethoden gezeigt (Monte Carlo). Das obere Histogramm vergleicht die Methoden A und B, das untere Histogramm vergleicht Methode C mit Methode A.

Kombinationen zu bestimmen und abzuziehen. Hierbei treten jedoch einige Schwierigkeiten auf, die zu lösen sind:

- Die *Detektorakzeptanz* für Myonen und Elektronen ist unterschiedlich.
- Hadronen können als Elektronen und als Myonen fehlidentifiziert werden, wobei sich die *Fehlidentifikationsraten* unterscheiden.
- Die Elektronen verlieren Energie durch *Bremsstrahlung*.
- Radiative *Bhabha*-Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) mit konvertierenden Photonen könnten einen zusätzlichen Untergrund in der $m_{e, \nu}$ -Verteilung hervorrufen.

Neben der invarianten Masse von Myon-, „Neutrino“-Kombinationen $m_{\mu, \nu}$ sind also zwei weitere Massenspektren aufzunehmen, nämlich jenes für Elektron-, „Neutrino“-Kombinationen ($m_{e, \nu}$) zur Messung des Untergrundes sowie das Massenspektrum von Hadron-, „Neutrino“-Kombinationen $m_{h, \nu}$ zur Bestimmung der Anzahl fehlidentifizierter Myonen und Elektronen.

3.2 Die Vorselektion

3.2.1 Allgemeine Spurkriterien

Zur Vermeidung von Untergrund wie beispielsweise Spuren aus Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Wechselwirkungen sowie kosmischen Myonen werden nur Spuren für die Rekonstruktion zugelassen, die folgende Bedingungen erfüllen:

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad (3.2)$$

$$|z| < 5.0 \text{ cm} \quad (3.3)$$

$$\chi_{\text{Vertex}}^2 < 36 \quad (3.4)$$

(zur Definition von R und z siehe S. 30). Spuren aus Sekundärvertices von zerfallenden Λ^0 -Baryonen und K_S^0 -Mesonen sowie konvertierenden Photonen werden in der Analyse berücksichtigt, wenn das zerfallende Mutterteilchen die genannten Kriterien erfüllt. Außerdem wird für den Winkel θ zwischen Spur und z -Achse

$$|\cos \theta| < 0.92 \quad (3.5)$$

verlangt. Dieser Schnitt verwirft Spuren, die nicht genügend Driftkammerlagen getroffen haben, um ausreichend genau rekonstruiert werden zu können. Die Akzeptanz für Spuren, die diese Bedingung nicht erfüllen, wäre auch ohne den Schnitt sehr niedrig.

3.2.2 Die Ereignistopologie

Die verschiedenen Klassen von Ereignissen, die bei Elektron-Positron-Kollisionen in DORIS entstehen, weisen charakteristische Topologien auf. $B\bar{B}$ -Ereignisse haben hohe Multiplizitäten und weitgehend isotrop verteilte Spuren, da die B -Mesonen in Ruhe zerfallen. $c\bar{c}$ -Kontinuumsergebnisse weisen typischerweise eine „jetartige“ Struktur auf, weil die charmhaltigen D -Mesonen aufgrund ihrer im Vergleich zur Strahlenergie kleinen Ruhmassen von ca. 2 GeV mit hohen Impulsen erzeugt werden (s. u., Abb. 3.11) und ihre Tochterteilchen – vom Laborsystem aus betrachtet – daher hauptsächlich in Vorwärtsrichtung der D -Mesonen emittiert werden. Auch der Zerfall eines in Kontinuumsproduktion erzeugten D_s -Mesons in ein Myon und ein Neutrino weist diese Jetstruktur auf, jedoch mit der Besonderheit, daß das D_s mit dem Myon nur ein einziges vom Detektor nachweisbares Tochterteilchen hinterläßt, so daß der D_s -Jet eine sehr geringe Multiplizität aufweisen sollte (s. Abb. 3.2).

Zur quantitativen Beschreibung der Ereignis-Topologie werden die Ereignisse durch eine Ebene senkrecht zur Thrust-Achse in zwei Hemisphären aufgeteilt. Für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle erwartet man in einer Hemisphäre einen typischen Jet, wie er bei der Hadronisierung von c -Quarks in Kontinuumsergebnissen entsteht, in der anderen Hemisphäre nur ein Myon und ansonsten sehr wenige Spuren aus der Fragmentation. Die Hemisphäre, welche die geringere Multiplizität aufweist, sei im folgenden als „ D_s -Hemisphäre“ bezeichnet – unabhängig davon, ob hier wirklich der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ vorliegt –, die andere Hemisphäre als „ c -Hemisphäre“. In Abb. 3.3 ist die Multiplizität in der „ D_s -Hemisphäre“ $n_{\text{tot}, D_s\text{-Jet}}$ gegen die gesamte Multiplizität $n_{\text{tot, ges}}$ für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle (Monte-Carlo) und multihadronische Zerfälle in den ARGUS-Meßdaten aufgetragen, wobei

$$n_{\text{tot}} = n_{\text{charged}} + n_{\text{hard-}\gamma} + \frac{1}{2} n_{\text{soft-}\gamma} \quad (3.6)$$

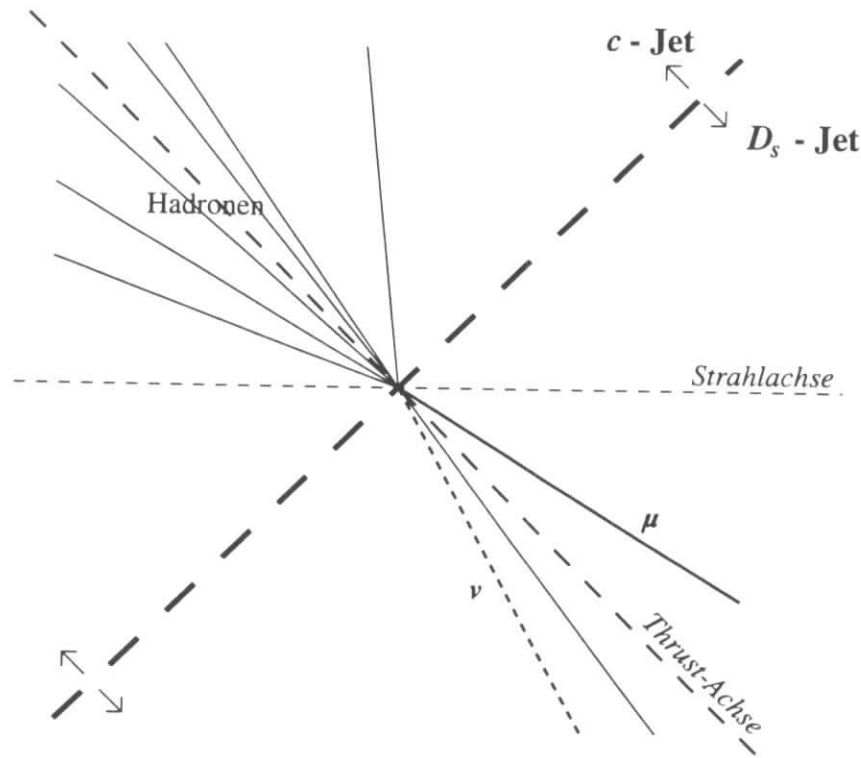


Abbildung 3.2: Die Topologie der $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Ereignisse.

Hierbei ist n_{charged} die Anzahl der geladenen Spuren im Ereignis, $n_{\text{hard-}\gamma}$ ist die Anzahl der Photonen mit einer Energie über 800 MeV und $n_{\text{soft-}\gamma}$ die Zahl der Photonen mit Energien zwischen 50 MeV und 800 MeV. Daß „weiche“ Photonen nur als halbe Spur gezählt werden, ist darin begründet, daß ein Großteil von ihnen aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ stammt. Bei niederenergetischen neutralen Pionen werden beide Photonen vom Detektor registriert, während Pionen mit Impulsen ab etwa 800 MeV derart stark in Vorwärtsrichtung fokussierte Photonen abstrahlen, daß die von ihnen ausgelösten Schauer im Kalorimeter nicht getrennt werden können.

Es werden nur solche Ereignisse als Kandidaten für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle akzeptiert, die die Bedingungen

$$n_{\text{tot, ges}} \geq 4\frac{1}{2} \quad \text{und} \quad 1\frac{1}{2} \leq n_{\text{tot, } D_s\text{-Jet}} \leq 4 \quad (3.7)$$

(s. Abb. 3.3) erfüllen. Die Akzeptanz für diesen Schnitt liegt bei 73.2 %, während nur 25 % aller Untergründereignisse diese Bedingung erfüllen. Außerdem wurde verlangt, daß die Gesamtenergie aller Spuren in der „c-Hemisphäre“ mindestens 2.5 GeV beträgt. Die Akzeptanz hierfür beträgt 86.9 %.

Das Impulsspektrum der Myonen aus dem leptonicen D_s -Zerfall ist sehr hart, zum einen aufgrund des hohen Q^2 , zum anderen wegen des im Mittel hohen Impulses des D_s -Mesons. Leptonen aus Untergründereignissen, bei denen es sich großenteils um Kontinuumsereignisse aus $c\bar{c}$ -Produktion handelt, haben ein deutlich weiches Spektrum, weshalb in dieser Analyse für den Myonimpuls

$$p_\mu > 1.4 \text{ GeV} \quad (3.8)$$

verlangt wird (s. Abb. 3.4). 88 % aller vom Detektor nachgewiesenen Myonen aus Signalereignissen erfüllen den Schnitt, während nur 65 % der Untergründereignisse diesen Impulsschnitt passieren. Dabei werden nur solche Spuren als Myon-Kandidaten zugelassen, die in den äußeren Myonkammern des Detektors nachgewiesen worden sind und deren Myon-Likelihood Λ_μ

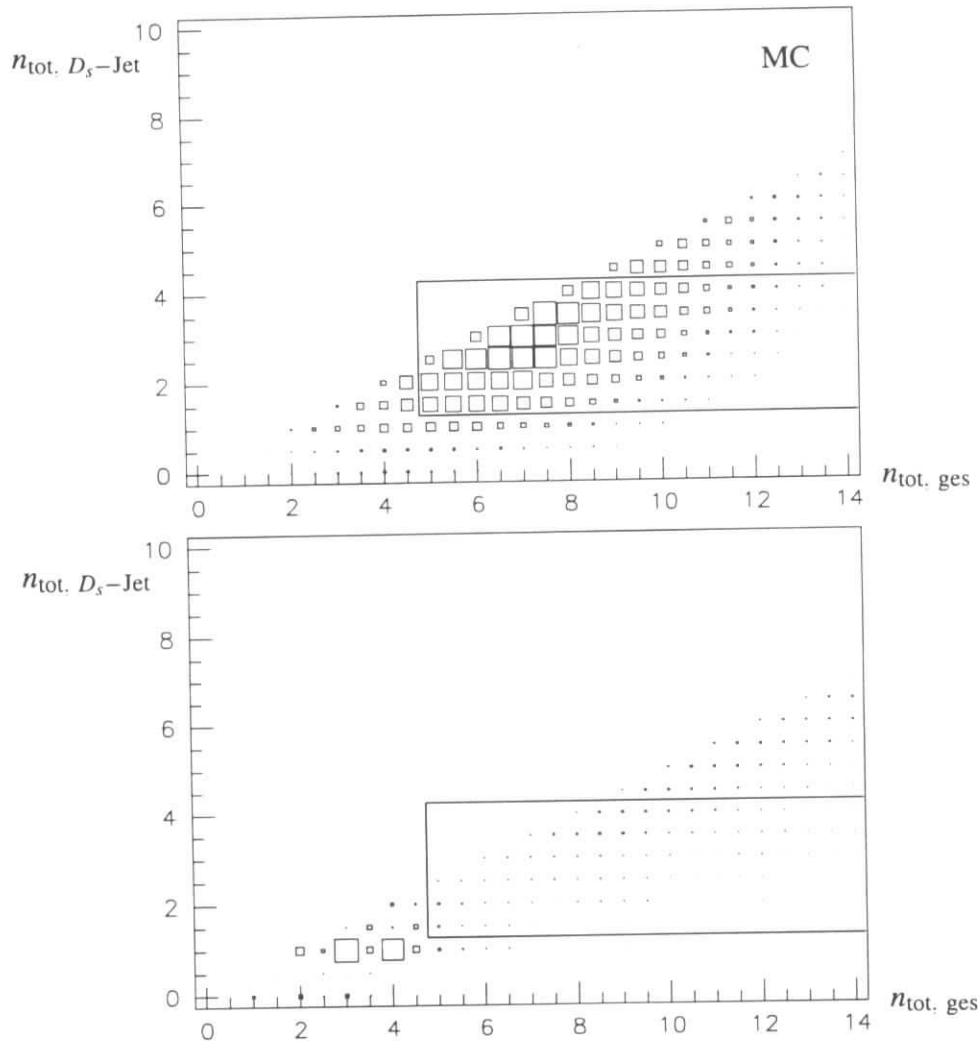


Abbildung 3.3: Es ist die Multiplizität der „ D_s -Hemisphäre“ $n_{\text{tot}, D_s\text{-Jet}}$ gegen die gesamte Multiplizität des Ereignisses $n_{\text{tot}, \text{ges}}$ für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle (Monte-Carlo; oben) und für multihadronische Zerfälle mit gut identifizierten Leptonen (Meßdaten; unten) aufgetragen. Ereignisse mit Multiplizitäten außerhalb der durch das Rechteck markierten Region werden als Untergrund verworfen. Man erkennt den Beitrag von Bhabha- und $\mu^+ \mu^-$ -Ereignissen bei niedrigen Multiplizitäten.

(s. S. 31) mindestens 0.7 beträgt. Diese Schnitte können nur von Myonen mit Impulsen ab etwa 0.9 GeV erfüllt werden. Für Elektronkandidaten, die zur Untergrundbestimmung herangezogen werden, wird verlangt, daß die Elektron-Likelihood Λ_e mindestens 0.7 ist.

Nach dieser Vorselektion erhält man die in Abb. 3.5 gezeigten Verteilungen für m_{μ, ν^*} und m_{e, ν^*} . Die erhaltenen Spektren müssen noch korrigiert werden (s. S. 37), damit sie miteinander verglichen werden können. Da das in Abb. 3.5 ebenfalls dargestellte für $f_{D_s} = 230$ MeV erwartete Signal erheblich kleiner als die zu subtrahierenden Massenspektren ist, sind außerdem noch effiziente Schnitte zu verwenden, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern.

Bei $(44.1 \pm 1.2) \%$ der $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle wird das Myon im Detektor nachgewiesen und identifiziert¹, wobei es auch den Impulsschnitt erfüllt. $(28 \pm 1) \%$ aller Signalereignisse passieren außerdem die Vorselektion. 37% von diesen – also $(10.4 \pm 0.4) \%$ aller $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle

¹Zur Myonakzeptanz s. u. S. 43.

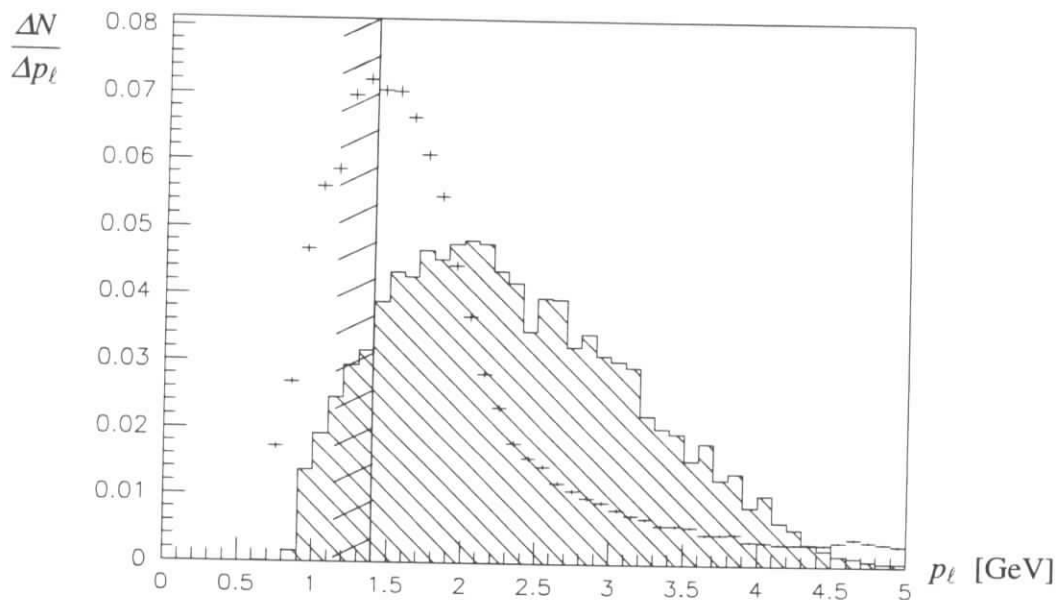


Abbildung 3.4: Normierte Impulsspektren der vom Detektor nachgewiesenen und identifizierten Myonen aus $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen im Monte Carlo (schraffiertes Histogramm) sowie der Myonen in den Untergrund-dominierten Meßdaten (Histogramm mit Fehlerbalken). Die Lage des Impulsschnitts ist gekennzeichnet.

– ergeben m_{μ,ν^*} -Werte im Signalbereich $1.7 \text{ GeV} < m_{\mu,\nu^*} < 2.4 \text{ GeV}$.

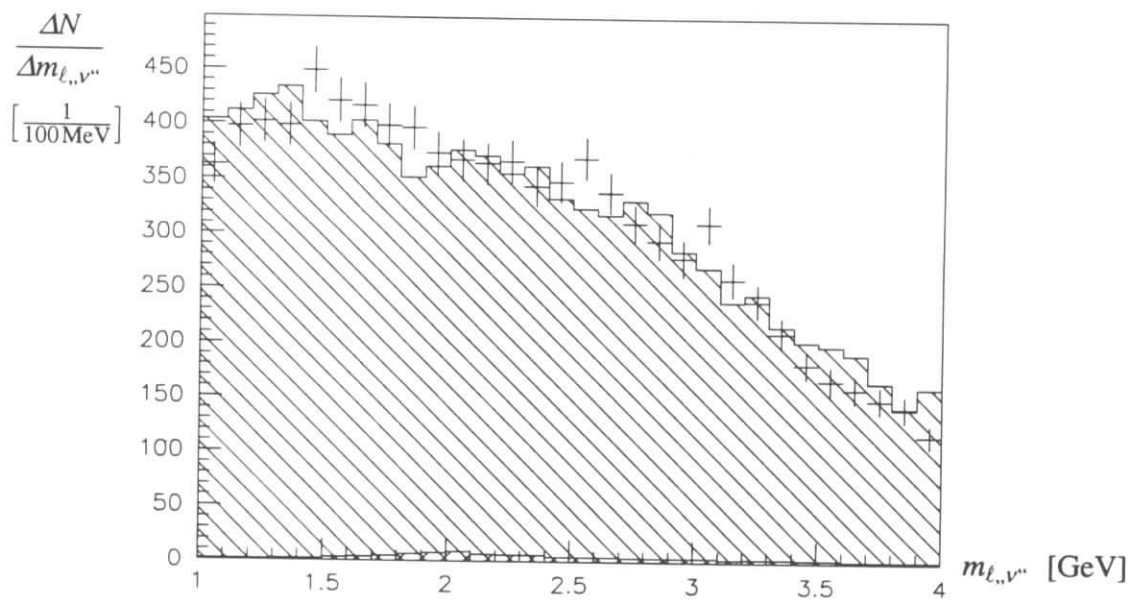


Abbildung 3.5: Es sind das m_{μ,ν^*} -Spektrum (Histogramm mit Fehlerbalken) und das m_{e,ν^*} -Spektrum (einfach schraffiertes Histogramm) vor Korrekturen und Schnitten dargestellt. Daneben wird das erwartete Signal (doppelt schraffiertes Histogramm) gezeigt.

3.3 Die Korrektur der Leptonspektren

Hadronen können vom Detektor mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit als Leptonen fehlidentifiziert werden. Einem kleinen Teil von Hadronen gelingt es, das Magnetjoch zu durchdringen („Punch-through“), so daß sie von den Myonkammern registriert werden und als Myonen akzeptiert werden können. Außerdem zerfallen einige Pionen und Kaonen innerhalb des Detektors in Myonen. Elektronen können von Hadronen vorgetäuscht werden, wenn ein Photon in unmittelbarer Nähe des Hadrons das Kalorimeter erreicht und dort einen elektromagnetischen Schauer auslöst. Der Anteil solcher fehlidentifizierter Hadronen muß von den gemessenen Leptonspektren subtrahiert werden. Hierzu wird das Massenspektrum von Kombinationen aus Hadronen und fehlendem Impuls $m_{h,\nu}$ aufgenommen, mit den Wahrscheinlichkeiten, daß Hadronen als Myonen bzw. Elektronen fehlidentifiziert werden, multipliziert, und von den Lepton-Massenspektren subtrahiert. Dabei werden die Fehlidentifikationsraten als unabhängig vom Leptonimpuls angenommen, was nach Monte Carlo-Simulationsrechnungen für die in dieser Analyse verwendeten Leptonen mit Impulsen ab 1.4 GeV gerechtfertigt ist. Die Fehlidentifikationsraten selber wurden aus Meßdaten bestimmt [Mai91]. In der zitierten Arbeit wurden in D^{*+} -Zerfällen erzeugte D^0 -Mesonen als $K^-\ell^+$ und $\ell^-\pi^+$ rekonstruiert und auf diese Weise die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von Pionen und Kaonen als Myonen bzw. Elektronen bestimmt (Tab. 3.1).

	π	K	π, K
μ	$(1.8 \pm 0.4)\%$	$(1.6 \pm 0.4)\%$	$(1.7 \pm 0.3)\%$
e	$(0.5 \pm 0.2)\%$	$(0.0 \pm 0.2)\%$	$(0.4 \pm 0.2)\%$

Tabelle 3.1: Die Fehlidentifikationsraten von Pionen und Kaonen als Elektronen und Myonen nach [Mai91]. In der dritten Spalte ist der Mittelwert für Pionen und Kaonen angegeben, wobei für das Häufigkeitsverhältnis Pionen zu Kaonen 4 : 1 angenommen wurde.

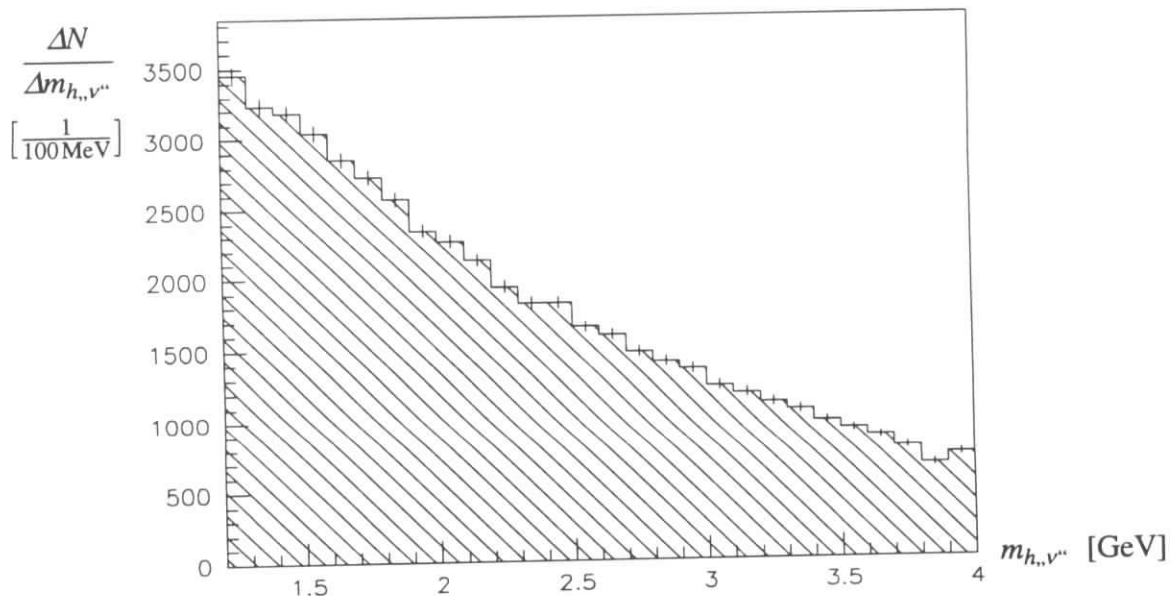


Abbildung 3.6: Das Massenspektrum von Hadron-„Neutrino“-Kombinationen

In Abb. 3.6 ist das Spektrum der invarianten Masse von Hadron-„Neutrino“-Kombinationen $m_{h,\nu}$ dargestellt. Man erkennt beim Vergleich mit dem $m_{\mu,\nu}$ -Spektrum in Abb. 3.5, daß bei den

genannten Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten Hadronen bei weitem nicht den dominierenden Untergrund ausmachen. Hauptuntergrundquelle sind somit Ereignisse mit Myonen aus semileptonischen Charm- und B -Zerfällen.

Die Leptonakzeptanzen werden durch Monte Carlo-Simulationsrechnungen mit SIMARG bestimmt. Untersuchungen von radiativen Bhabha-Ereignissen [Alb90] und kosmischen Myonen [Fom88] haben die Zuverlässigkeit dieser Simulation bestätigt. Man erkennt in Abb. 3.7, daß die Akzeptanzen für Leptonen mit Impulsen über 1.4 GeV in guter Näherung konstant sind. Die mittleren Nachweiswahrscheinlichkeiten – unter Berücksichtigung von geometrischer Akzeptanz und Identifikationswahrscheinlichkeit – ergeben sich zu

$$\varepsilon_{\mu} = (70.8 \pm 2.0) \% \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_e = (79.1 \pm 2.0) \% . \quad (3.9)$$

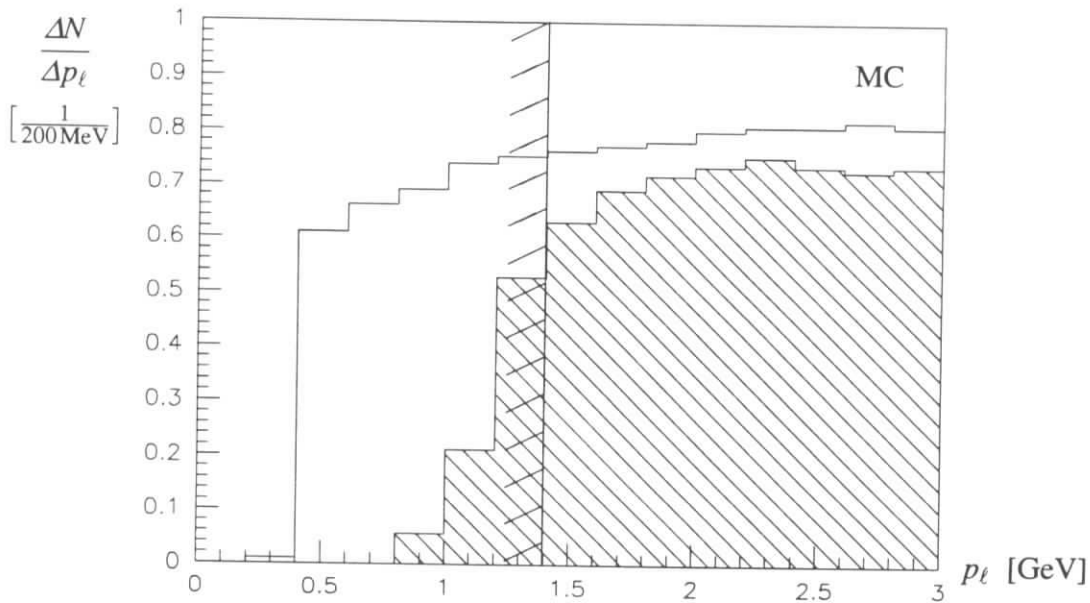


Abbildung 3.7: Die Detektorakzeptanzen für gut identifizierte Myonen (schattiertes Histogramm) und Elektronen.

Zu berücksichtigen ist noch, daß Elektronen bei Wechselwirkungen mit Detektormaterie einen Teil ihrer Energie in Form von Bremsstrahlung abgeben, so daß gemessene Elektronspektren „weicher“ sind als Myonspektren. Um diesen Effekt quantitativ zu bestimmen, werden mit einem Monte Carlo-Programm Elektron- und Neutrino-Impulse den gemessenen Impuls- und Winkelverteilungen folgend ausgewürfelt, und für jedes Elektron-Neutrino-Paar wird die invariante Masse berechnet, die das Histogramm H^{gen} ergibt. Anschließend wird die Wechselwirkung der Elektronen mit der Detektormaterie simuliert, und aus dem resultierenden Elektronimpuls zusammen mit dem Neutrino-Impuls bestimmt man erneut die invariante Masse. So erhält man ein weiteres Histogramm H^{det} für die Massenverteilung unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung sowie die Übergangsmatrix \mathbf{M} , die die Übergänge zwischen den einzelnen Massenintervalle i, j der $m_{e,\nu}$ -Histogramme beschreibt:

$$H_i^{\text{det}} = \sum_j \mathbf{M}_{ij} H_j^{\text{gen}} . \quad (3.10)$$

Mit Hilfe der inversen Matrix \mathbf{M}^{-1} kann man nun den Einfluß der Bremsstrahlung auf die gemessenen Elektron-„Neutrino“-Massenspektren herauskorrigieren, so daß diese mit den Myon-„Neutrino“-Spektren vergleichbar werden.

Nach den genannten Korrekturen ergeben sich die in Abb. 3.8 gezeigten Massenspektren. Man erkennt, daß das Myon-„Neutrino“-Massenspektrum gut mit der Elektron-„Neutrino“-Verteilung übereinstimmt, außer bei sehr hohen Massen, wo Bhabha-Ereignisse mit hochenergetischen Elektronen noch einen zusätzlichen Beitrag ergeben.

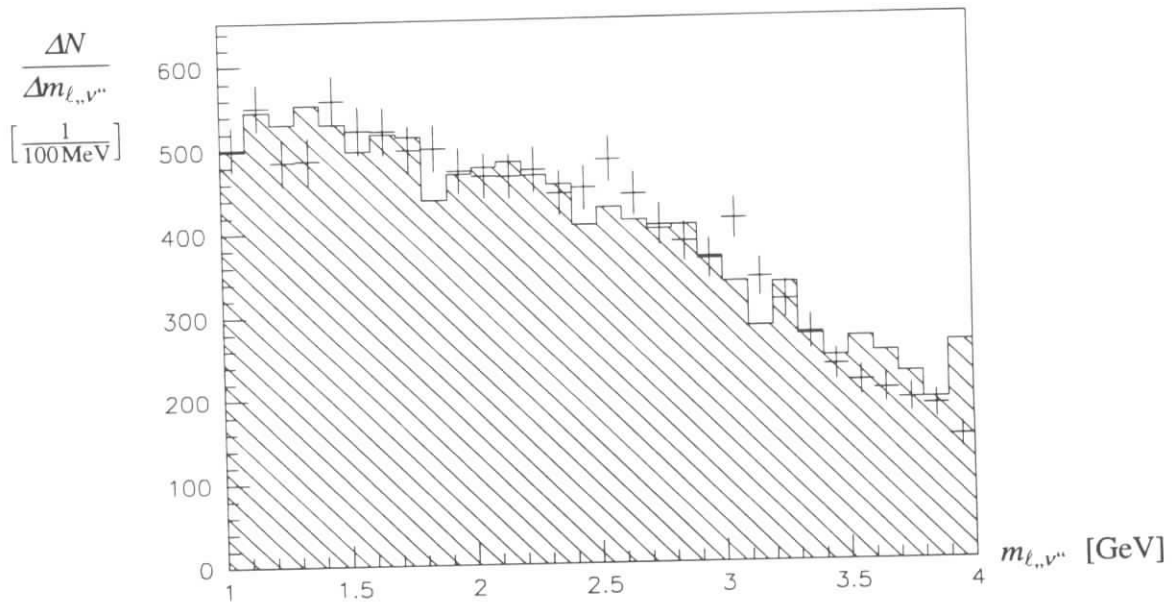


Abbildung 3.8: Das Myon-„Neutrino“-Massenspektrum (Histogramm mit Fehlerbalken) und das Elektron-„Neutrino“-Massenspektrum (schraffiertes Histogramm) nach Abzug fehlidentifizierter Hadronen und Korrektur auf Akzeptanzen und Elektron-Bremsstrahlung. Es sind nur statistische Fehler gezeigt.

3.4 Die Schnitte zur Signalanreicherung

3.4.1 Vorüberlegungen

Mit dem Myonimpuls und dem fehlenden Viererimpuls des Ereignisses stehen insgesamt sieben voneinander unabhängige direkte Meßgrößen des Übergangs $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ zur Verfügung. Diese lassen sich transformieren in

- vier Größen, die das zerfallende hypothetische D_s -Meson charakterisieren, z. B. Ruhemasse $m_{\mu, \nu}$, Impulsbetrag p_{D_s} , Winkel θ_{D_s} zwischen D_s -Kandidat und Thrustachse des Ereignisses (oder alternativ Transversalimpuls p_{T, D_s} des D_s zur Thrustachse) und Polarwinkel ϕ_{D_s}
- zwei Größen, die die Kinematik des Zweikörperzerfalls festlegen, nämlich den Winkel θ_μ^* des Myons im Ruhesystem des D_s -Kandidaten sowie den Polarwinkel ϕ_μ
- das Quadrat des fehlenden Viererimpulses m_{ν}^2 – im folgenden auch etwas ungenau als „fehlende Masse“ bezeichnet.

Aufgrund der Symmetrieeigenschaften des Zerfalls ist es nicht möglich, physikalisch sinnvolle Bezugsebenen festzulegen, relativ zu denen die Polarwinkel ϕ_{D_s} und ϕ_μ zu definieren wären.

Damit können diese Winkel keine relevante Information liefern, so daß sie für Schnitte ausscheiden. Es verbleiben somit neben der invarianten Masse vier weitere Größen, die näher zu untersuchen sind.

Dann ist noch zu überlegen, welche Meßgrößen neben Myon- und „Neutrino“-Impuls noch weitere Informationen liefern, die $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle von anderen Ereignissen unterscheiden könnten. Folgende Ereignischarakteristika kommen für Schnitte in Betracht:

- weitere topologische Größen (z. B. Thrust, Jet-Energien und -Massen)
- die Richtung der Thrust-Achse
- Korrelationen zwischen D_s -Mesonen und anderen Teilchen im Ereignis.

Alle Schnitte, die in den folgenden Abschnitten beschrieben seien, sind so optimiert, daß das Verhältnis

$$S = \frac{\varepsilon_{\text{sig}}}{\sqrt{\varepsilon_{\text{bg}}}} \quad (3.11)$$

maximiert wird. Hierbei ist ε_{sig} die Akzeptanz des jeweiligen Schnitts für Signalereignisse, ε_{bg} die Unterdrückung von Untergrundereignissen. Die Akzeptanz und der Unterdrückungsfaktor beziehen sich dabei auf den Signalbereich $1.7 \text{ GeV} < m_{\ell, \nu} < 2.4 \text{ GeV}$ und werden beide anhand von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt, erstere mit 20 000 Ereignissen des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, letzterer mit 500 000 Zerfällen, die entsprechend ihrer relativen Häufigkeit aus $B\bar{B}$ - und Kontinuumsereignissen (Produktion von $c\bar{c}$ -, $s\bar{s}$ -, $u\bar{u}$ - und $d\bar{d}$ -Paaren) zusammengesetzt sind. Die Monte Carlo-Daten der Signalzerfälle beinhalten ausschließlich durch $c\bar{c}$ -Kontinuumsproduktion erzeugte D_s^+ -Mesonen; der in den Meßdaten vorhandene geringe Anteil an D_s^+ -Mesonen aus B -Zerfällen wird durch den in Abschnitt 3.4.3 erläuterten Impulsschnitt verworfen. Die für die Bestimmung von ε_{bg} verwendeten Untergrund-Ereigniszahlen N_{bg} sind als

$$N_{\text{bg}} = N_\mu + N_e + (f_\mu + f_e)N_h \quad (3.12)$$

definiert, wobei N_μ die Anzahl der Myon-„Neutrino“-Kombinationen, N_e die der Elektron-„Neutrino“-Kombinationen und N_h die Zahl der Kombinationen von Hadronen und fehlendem Impuls sind. f_μ und f_e sind die Fehlidentifikationsraten von Hadronen als Myonen bzw. Elektronen. Wie erwähnt wurden zur *Optimierung* der Schnitte ausschließlich Monte Carlo-Zerfälle verwendet, die in den folgenden Abschnitten angegebenen *tatsächlichen* Unterdrückungsfaktoren für Myonen, Elektronen und Hadronen hingegen beziehen sich auf Meßdaten, die sich von den Monte Carlo-Ereignissen im wesentlichen dadurch unterscheiden, daß die Elektron-„Neutrino“-Kombinationen noch einen gewissen Bhabha- und Photon-Photon-Untergrund aufweisen, was bei vielen Schnitten zu stärkerer Unterdrückung von Elektron-Ereignissen als von Myon-Ereignissen führt.

3.4.2 Die topologischen Schnitte

Die Thrustachse \hat{t} eines Ereignisses ist die Richtung, bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse aller Spuren maximal ist, und der Thrust T ist definiert durch

$$T = \frac{\sum_i |\mathbf{p}_i \cdot \hat{t}|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|} \quad (3.13)$$

und somit ein Maß für die „Jetartigkeit“ eines Ereignisses. Ideal jetartige Ereignisse mit zwei antiparallelen Spuren haben einen Thrust $T = 1$, für vollkommen isotrope Ereignisse ist $T = 0.5$. Dementsprechend haben $B\bar{B}$ -Ereignisse im Mittel niedrigere Thrust-Werte als Kontinuumsprozesse, und Bhabha- und $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse weisen Thrust-Werte nahe 1 auf. Somit bietet sich der Thrust als Größe an, jetartige D_s -Ereignisse von Untergrund – insbesondere dem Bhabha-Untergrund in der $m_{e,\nu}$ -Verteilung – zu trennen. In Abb. 3.9 sind die Thrust-Verteilungen für Signalereignisse und Untergrund dargestellt.

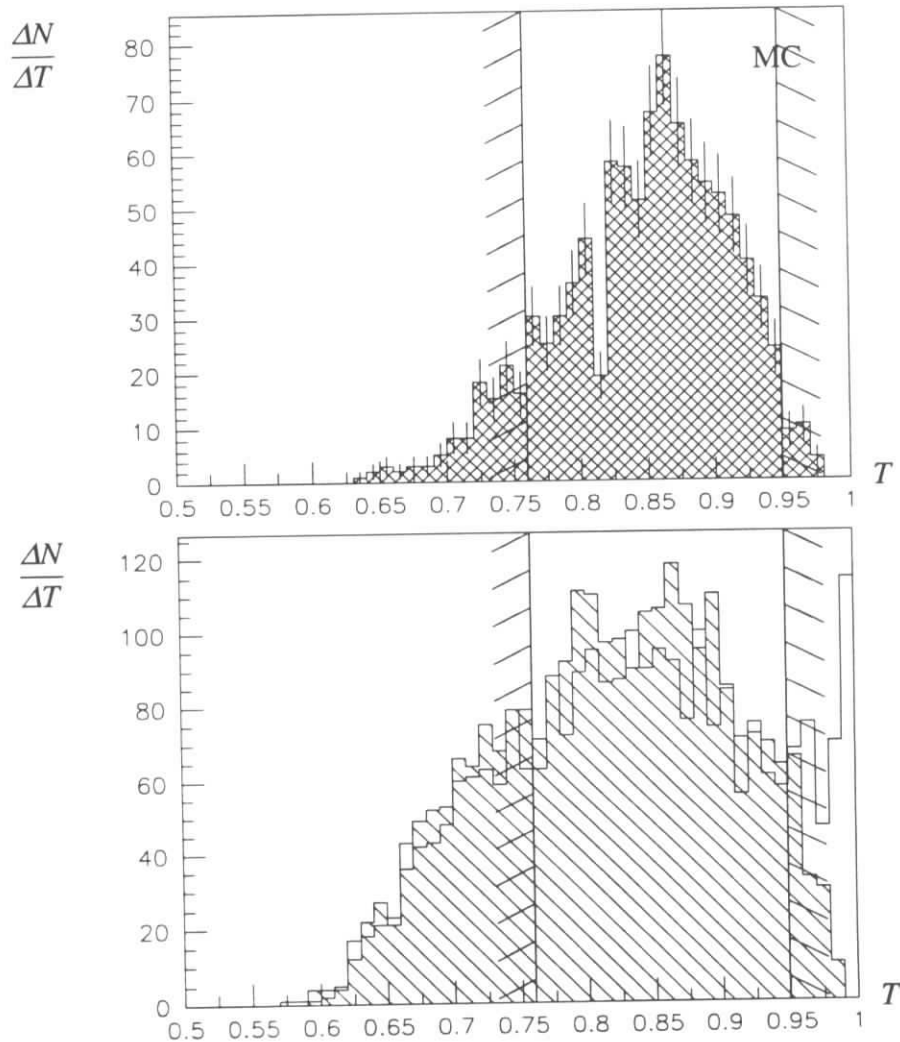


Abbildung 3.9: Die Thrust-Verteilungen von Signalereignissen laut Monte Carlo (oben) und von Untergrundereignissen. Bei letzteren ist der Thrust von sowohl Ereignissen mit Myonen (schraffiertes Histogramm) als auch solchen mit Elektronen (unausgefülltes Histogramm) aufgetragen. Man erkennt den Beitrag von Bhabha-Ereignissen bei Thrust-Werten nahe 1.

Der Schnitt

$$0.76 < T < 0.95 \quad (3.14)$$

ergibt folgende Akzeptanzen bzw. Unterdrückungsfaktoren²:

Thrust	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν	e, ν	h, ν
Akzeptanz	$(89 \pm 1.5) \%$	72 %	59 %	80 %

²Der obere Schnitt wurde hier nicht anhand von MC-Daten, sondern mit Hilfe von Meßdaten optimiert, da nur so das richtige Verhältnis von Bhabha-Ereignissen zu multihadronischen Ereignissen gewährleistet ist.

Der angegebene systematische Fehler der Akzeptanz von 1.5 % ist als konservativ abgeschätzt anzusehen, da Monte Carlo-Daten die Thrustverteilung von Kontinuumsereignissen mit gut identifizierten Myonen (d. h. ohne Bhabha-Untergrund) sehr gut wiedergeben.

Auch die invarianten Massen sämtlicher Spuren der beiden Ereignishemisphären, $m_{D_s\text{-Jet}}$ und $m_{c\text{-Jet}}$, können zur Unterscheidung von $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen von Untergrundprozessen führen. In Abb. 3.10 ist zu erkennen, daß es im Elektron-„Neutrino“-Untergrund einen Überschub bei niedrigen Jetmassen gibt, obwohl der Großteil der Bhabha-Ereignisse bereits durch den Thrust-Schnitt verworfen worden ist. Außer um verbliebene radiative Bhabha-Ereignisse handelt es sich hierbei zum Teil auch um Photon-Photon-Prozesse.

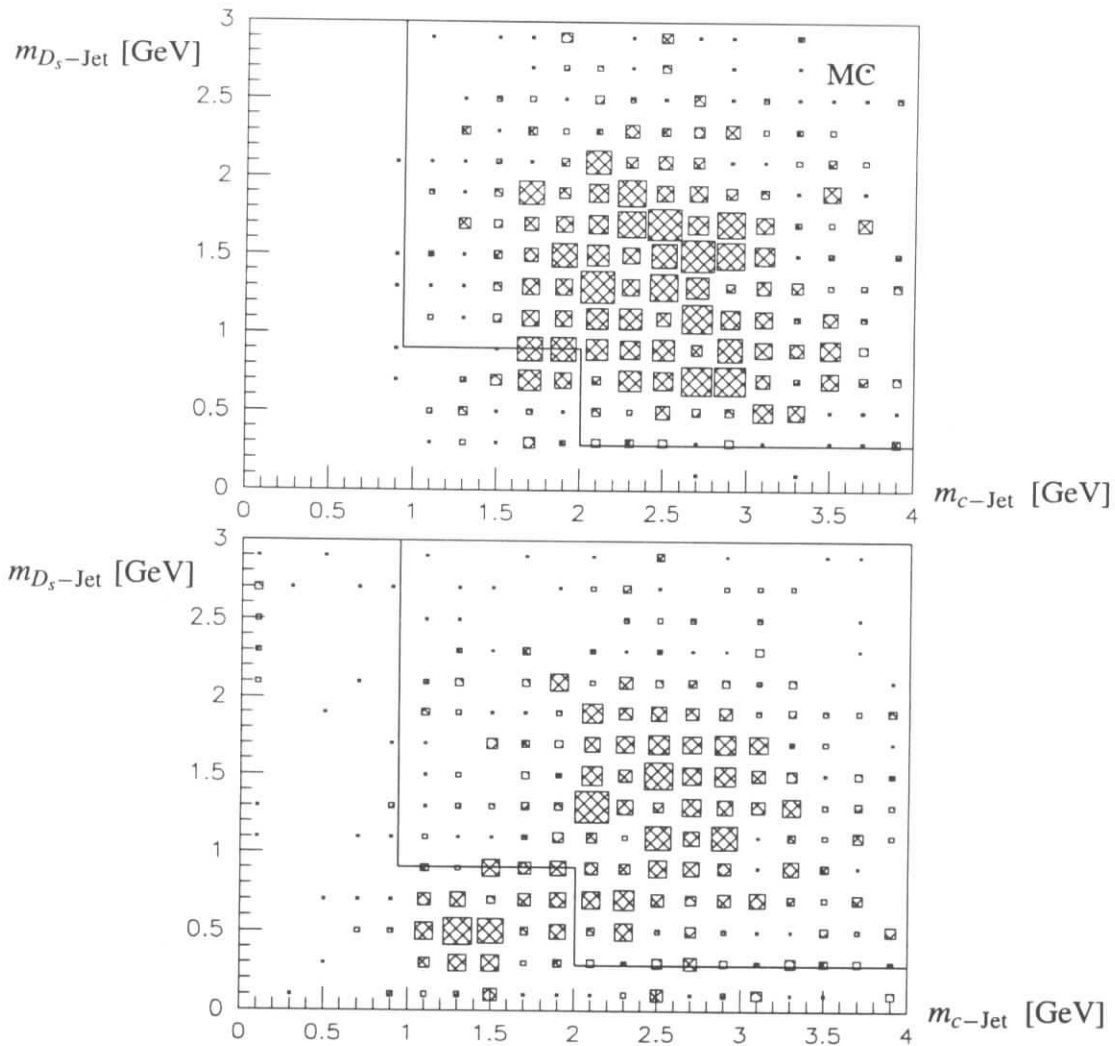


Abbildung 3.10: Es ist die invariante Masse aller Spuren in der D_s -Hemisphäre gegen die invariante Masse aller Spuren in der c -Hemisphäre aufgetragen, und zwar für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle laut Monte Carlo (oben) und für Elektron-„Neutrino“-Untergrund (unten). Es sind die Verteilungen nach Anwendung des Thrust-Schnitts (s. Gl. 3.14) gezeigt.

Folgende optimierte Schnitte³, die gleichzeitig erfüllt sein müssen, werden verwendet:

$$m_{D_s\text{-Jet}} > 0.28 \text{ GeV} \quad (3.15)$$

$$m_{c\text{-Jet}} > 0.95 \text{ GeV} \quad (3.16)$$

³Auch hier wurde die Optimierung mit Elektron-„Neutrino“-Meßdaten durchgeführt.

$$m_{D_s-\text{Jet}} > 0.89 \text{ GeV} \quad \text{oder} \quad m_{c-\text{Jet}} > 1.95 \text{ GeV}. \quad (3.17)$$

Die Akzeptanzen für diese Jetmassenschnitte sind:

Jetmassen	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν	e, ν	h, ν
Akzeptanz	$(93 \pm 1.5) \%$	87 %	74 %	93 %

3.4.3 Der Schnitt auf den D_s -Impuls

Charmhaltige Mesonen, die in Kontinuumsprozessen entstehen, haben aufgrund der relativ hohen Masse des c -Quarks ein hartes Impulsspektrum (s. Abschnitt 2.1). Für zufällige Kombinationen eines Leptons mit fehlendem Impuls erwartet man ein weiches Spektrum. In Abb. 3.11 ist daher der skalierte Impuls

$$x_p(D_s) = \frac{p_{D_s}}{\sqrt{E_{\text{beam}}^2 - m_{D_s}^2}} \quad (3.18)$$

für Elektron-, „Neutrino“-Kombinationen in den Meßdaten sowie für Signalereignisse aufgetragen. Bei x_p handelt es sich um den Teilchenimpuls, normiert auf den maximalen kinematisch erlaubten Impuls in Kontinuumsereignissen. Das in Abb. 3.11 dargestellte x_p -Spektrum für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle nach der Detektorsimulation entspricht nicht genau der Lund-Fragmentationsfunktion, die für die Generierung der Zerfälle verwendet wird, da aufgrund der impulsabhängigen Akzeptanz vor allem D_s -Mesonen mit besonders hohen Impulsen zu $m_{\mu, \nu}$ -Werten im Signalbereich führen.

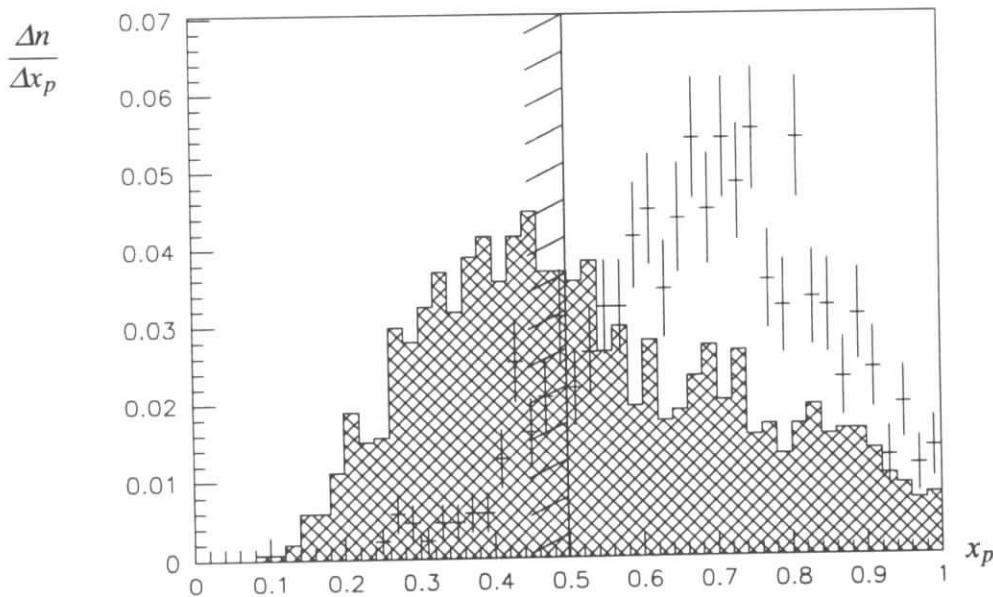


Abbildung 3.11: Die Impulsverteilung der D_s -Kandidaten in $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen (Histogramm mit Fehlerbalken) und bei Elektron-, „Neutrino“-Kombinationen (schraffiertes Histogramm).

Da die theoretischen Unsicherheiten der für D_s -Mesonen zu erwartenden Impulsverteilung nicht unbedeutend sind und die Akzeptanz des Schnitts für Signalereignisse daher nicht mit letzter Genauigkeit angegeben werden kann, wird die genaue Position des Impulsschnitts nicht

mit dem Monte Carlo exakt optimiert, sondern es wird der bei Analysen von D -Mesonen aus $c\bar{c}$ -Ereignissen übliche Schnitt

$$x_p > 0.5 \quad (3.19)$$

gewählt. Da dieser Schnitt auch bei der Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ vorgenommen wird (s. S. 61), heben sich die erwähnten theoretischen Unsicherheiten der Akzeptanzbestimmung bei der Bestimmung von $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ auf. Für Unterdrückungsfaktoren und Akzeptanz ergibt sich:

x_p	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν^{**}	e, ν^{**}	h, ν^{**}
Akzeptanz	83 %	40 %	50 %	69 %

3.4.4 Der Schnitt auf die Richtung des fehlenden Impulses

Teilchen, die sich vom Wechselwirkungspunkt mit einem kleinen Winkel relativ zur Strahlachse bewegen, können vom Detektor nicht nachgewiesen werden, da sie entweder im Strahlrohr bleiben und die Driftkammer nicht erreichen oder aber in der Driftkammer nur so wenige Lagen durchqueren, daß eine Spurrekonstruktion nicht möglich ist. Solche Teilchen führen naturgemäß zu einer unausgeglichene Impulsbilanz im Ereignis und können somit in dieser Analyse ein Neutrino vortäuschen. Es erscheint daher naheliegend, auf den Winkel des fehlenden Impulses zur Strahlachse zu schneiden und Ereignisse, bei denen dieser Winkel sehr klein ist, zu verwerfen. In Abb. 3.12 ist der Kosinus des Winkels zwischen fehlendem Impuls und Strahlachse $|\cos \theta_{\nu^{**}}|$ für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Monte Carlo-Ereignisse und Elektron-, „Neutrino“-Untergrund dargestellt. Daß die Verteilung für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle zu hohen $|\cos \theta_{\nu^{**}}|$ -Werten abfällt, liegt da-

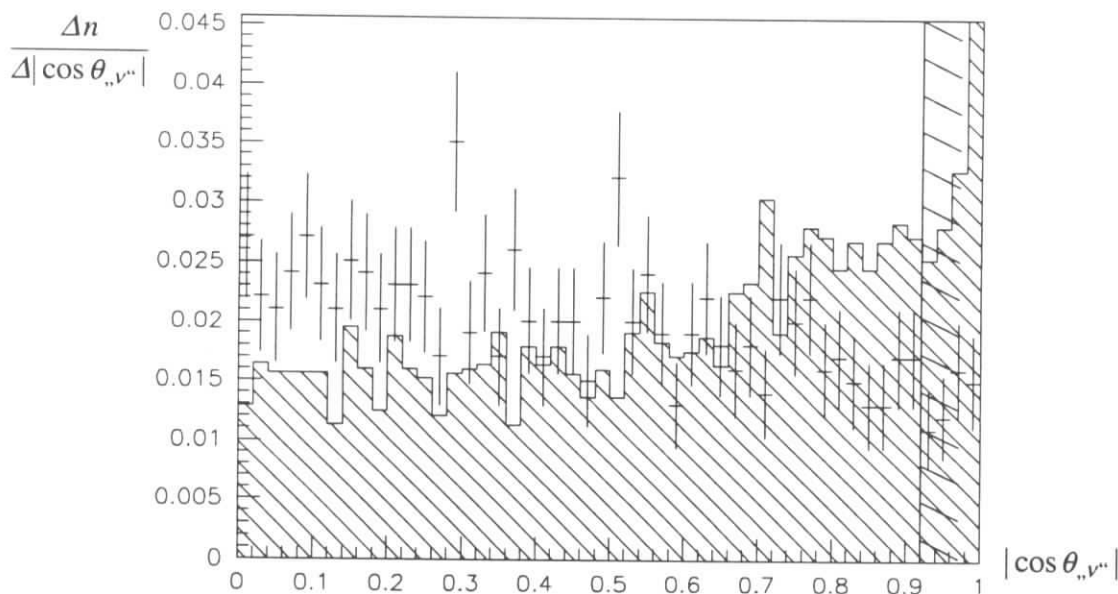


Abbildung 3.12: Die Winkel zwischen fehlendem Impuls und Strahlachse $|\cos \theta_{\nu^{**}}|$ ist für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Monte Carlo-Ereignisse (Histogramm mit Fehlerbalken) und für Elektron-, „Neutrino“-Kombinationen in den Meßdaten (schraffiertes Histogramm) dargestellt.

ran, daß für die Bestimmung der Schnittakzeptanz nur Ereignisse mit $m_{\mu, \nu^{**}}$ -Werten im Signalbereich berücksichtigt werden. Da das Neutrino aufgrund des hohen D_s -Impulses bevorzugt parallel oder antiparallel zur Thrust-Achse emittiert wird, bedeutet ein $|\cos \theta_{\nu^{**}}|$ -Wert nahe eins,

daß die Thrust-Achse einen kleinen Winkel zu Strahlachse hat, so daß die Wahrscheinlichkeit groß ist, daß Teilchen im Strahlrohr verschwinden und zum fehlenden Impuls beitragen, was wiederum zu $m_{\mu, \nu}$ -Werten außerhalb des Signalbereichs führt.

Die Optimierung zeigt, daß der Schnitt

$$|\cos \theta_{\mu, \nu}| < 0.92 \quad (3.20)$$

ideal ist, was zu folgenden Akzeptanzen führt:

$ \cos \theta_{\mu, \nu} $	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν	e, ν	h, ν
Akzeptanz	94 %	84 %	82 %	80 %

Daß die Akzeptanz für Signalereignisse größer als 92 % ist, liegt an dem erläuterten Abfall der Signalverteilung zu hohen $|\cos \theta_{\mu, \nu}|$ -Werten. Die systematische Unsicherheit der Akzeptanz ist vernachlässigbar.

3.4.5 Der Schnitt auf den D_s -Zerfallswinkel

Da das D_s -Meson ein spinloses Teilchen ist, ist sein Zerfallswinkel – hier als Winkel $\cos \theta_\mu^*$ des Myon zur D_s -Flugrichtung im Ruhesystem des D_s definiert – isotrop verteilt. Bei zufälligen Kombinationen einer Spur mit dem fehlenden Impuls im Ereignis tritt – wie auch bei Kombinationen zweier Spuren – der Effekt auf, daß Zerfallswinkel um 0° und um 180° gehäuft vorkommen. Das Lepton, das ja nach den Vorselektionskriterien einen Impuls von mindestens 1.4 GeV aufweisen muß, dominiert nämlich typischerweise den Gesamtimpuls der Lepton-, „Neutrino“-Kombination und erscheint daher als in Vorwärtsrichtung emittiert. Auch Bhabha-Untergrundereignisse weisen eine bei $|\cos \theta_\mu^*| = 1$ stark überhöhte Zerfallswinkelverteilung auf. Daß die $\cos \theta_\mu^*$ -Verteilungen – wie in Abb. 3.13 gezeigt – im Rückwärtsbereich stark abflachen und bei $\cos \theta_\mu^* \approx -0.4$ verschwinden, ist darin begründet, daß in der Vorselektion verlangt wird, daß das Lepton in der „ D_s -Hemisphäre“ des Ereignisses nachgewiesen wird.

Der Schnitt

$$\cos \theta_\mu^* < 0.66 \quad (3.21)$$

ist recht effizient, indem er einen großen Teil des Untergrunds verwirft:

$\cos \theta_\mu^*$	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν	e, ν	h, ν
Akzeptanz	83 %	63 %	59 %	55 %

Auch hier kann der systematische Fehler der Akzeptanz vernachlässigt werden, da die Zerfallswinkelverteilung nicht mit theoretischen Unsicherheiten behaftet ist.

3.4.6 Der Schnitt auf den D_s -Transversalimpuls

Bei der Produktion von D_s -Mesonen in $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen entsteht das D_s als führendes Hadron der Fragmentation und trägt daher einen Großteil des Impulses des primär erzeugten c -Quarks. Aus demselben Grund ist der Winkel zwischen dem D_s -Meson und der Thrust-Achse und damit der D_s -Transversalimpuls klein. Für D_s -Kandidaten aus zufälligen Kombinationen von Leptonen mit fehlendem Impuls muß der Transversalimpuls zur Thrust-Achse nicht

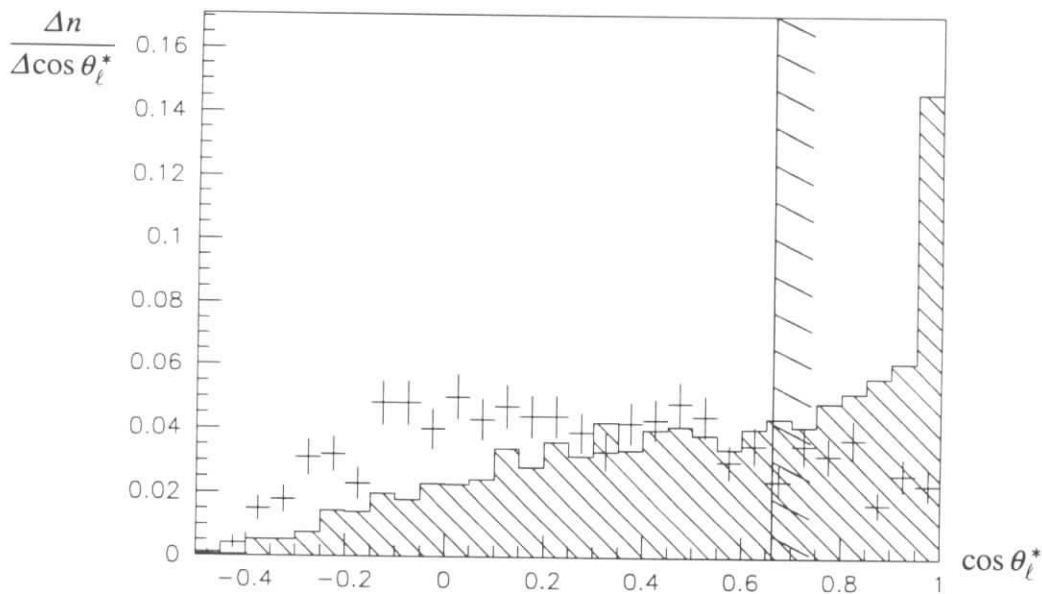


Abbildung 3.13: Die Verteilungen des Zerfallswinkels $\cos \theta_\ell^*$ für Signalereignisse laut Monte Carlo (Histogramm mit Fehlerbalken) und für Elektron-„Neutrino“-Untergrund (schraffiertes Histogramm).

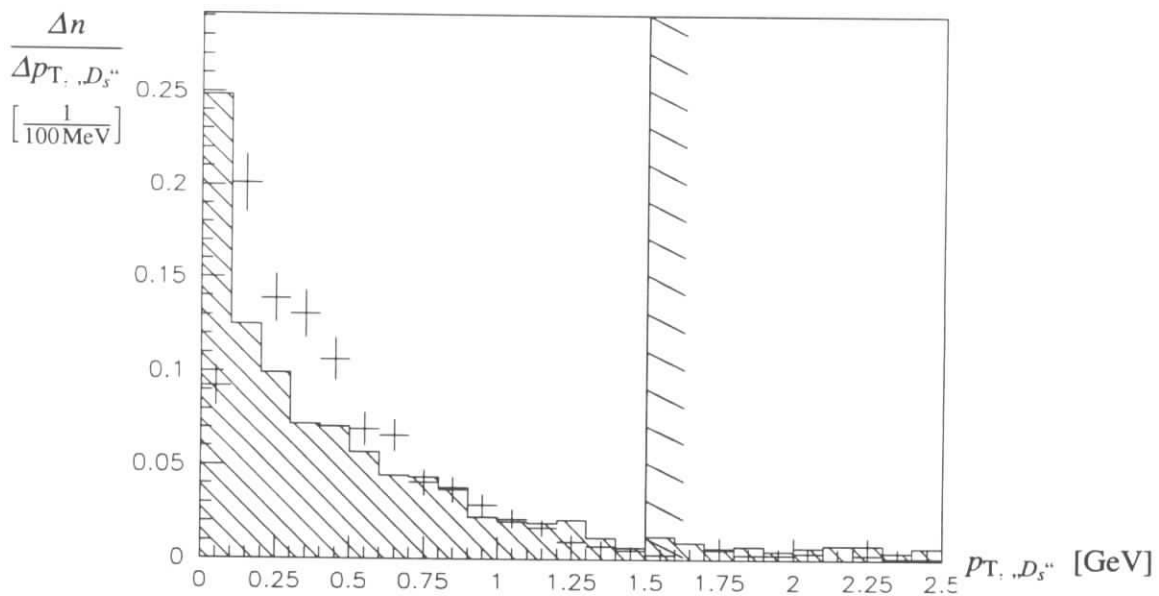


Abbildung 3.14: Die Transversalimpulsverteilungen von $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen (Histogramm mit Fehlerbalken; Monte Carlo) und Elektron-„Neutrino“-Kombinationen (schraffiertes Histogramm) sind dargestellt.

klein sein, allerdings werden wegen der Jetartigkeit der Kontinuumsereignisse auch hier niedrige $p_{T, „D_s“}$ -Werte bevorzugt. In Abb. 3.14 ist zu erkennen, daß die Transversalimpuls-Verteilungen von Signal- und Untergrundereignissen doch recht ähnlich sind. Mit der Forderung

$$p_{T, „D_s“} < 1.5 \text{ GeV} \quad (3.22)$$

wird jedoch immerhin der Schwanz zu hohen Transversalimpulsen im Untergrund weggeschnitten, wobei praktisch keine Signalereignisse verworfen werden:

PT. „ D_s^+ “	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\mu, \nu^{“}$	$e, \nu^{“}$	$h, \nu^{“}$
Akzeptanz	$(99 \pm 0.5) \%$	98 %	92 %	97 %

3.4.7 Der Schnitt auf das Quadrat des fehlenden Viererimpulses

Im Idealfall ist das entkommene Neutrino des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ die einzige Ursache für fehlenden Impuls und fehlende Energie im Ereignis. Aufgrund der verschwindenden Ruhemasse der Neutrinos gilt dann für das Quadrat des fehlenden Viererimpulses

$$m_{\text{mis}}^2 \equiv E_{\text{mis}}^2 - \mathbf{p}_{\text{mis}}^2 = 0. \quad (3.23)$$

In Wirklichkeit führen die auf S. 3.1 genannten Faktoren dazu, daß diese Beziehung nicht exakt erfüllt ist. In Abb. 3.15, wo das Quadrate der „fehlenden Masse“ m_{mis}^2 für Signalereignisse und Untergrund gezeigt ist, erkennt man, daß $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle mit $m_{\mu, \nu^{“}}$ -Werten im Signalbereich fehlende Massen bis hinauf zu $m_{\text{mis}}^2 \approx 15 \text{ GeV}^2$ aufweisen. Daß derart unausgeglichene Viererimpulsbilanzen noch zu $m_{\mu, \nu^{“}}$ -Werten im Signalbereich führen, liegt daran, daß der Fehler des fehlenden Dreierimpulses, der zur Bestimmung der invarianten Masse herangezogen wird, deutlich kleiner ist als der Fehler der Gesamtenergie.

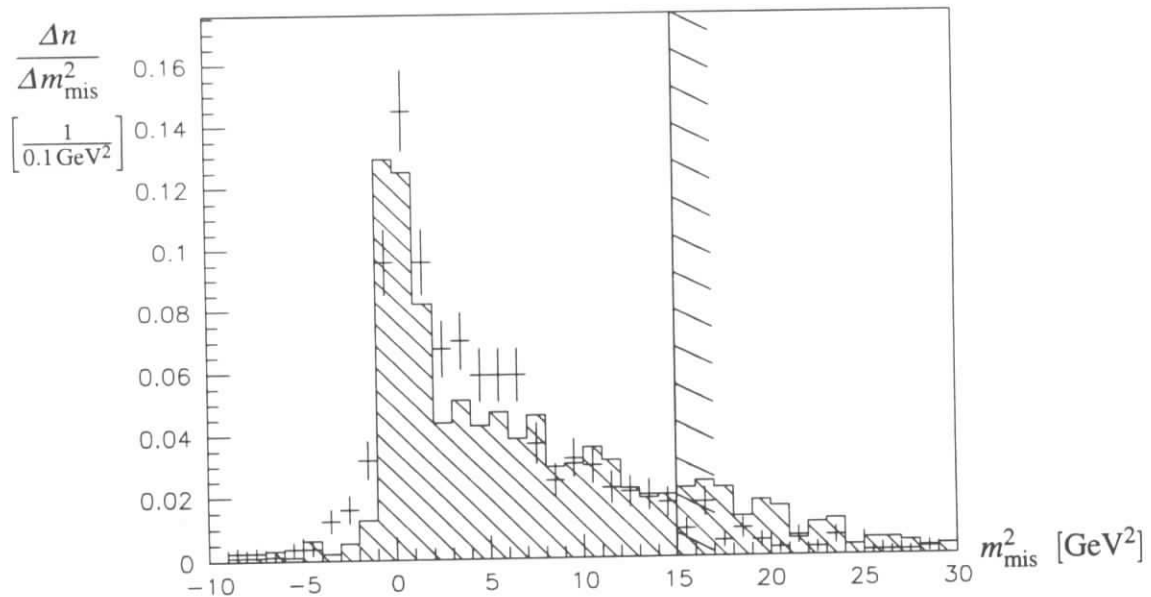


Abbildung 3.15: Das Quadrat der fehlenden Masse m_{mis}^2 ist hier für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle (Histogramm mit Fehlerbalken) und Elektron-„Neutrino“-Untergrund (schraffiertes Histogramm) dargestellt.

Der Schnitt

$$m_{\text{mis}}^2 < 15 \text{ GeV}^2 \quad (3.24)$$

verwirft nur wenige Signalereignisse, aber einen nennenswerten Anteil des Elektron-Untergrundes:

m_{mis}^2	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\mu, \nu^{“}$	$e, \nu^{“}$	$h, \nu^{“}$
Akzeptanz	$(93 \pm 1.5) \%$	86 %	81 %	94 %

3.4.8 Die Gesamtladung der Ereignisse

In Ereignissen, bei denen die Ladungssumme aller Spuren von Null verschieden ist, wurde entweder eine geladene Spur vom Detektor nicht rekonstruiert, oder aber Teilchen aus Sekundärwechselwirkungen mit Detektormaterie wurden dem eigentlichen Annihilationsereignis zugerechnet. In beiden Fällen wird die Impulsbilanz des rekonstruierten Ereignisses verfälscht, so daß zu untersuchen ist, ob Ereignisse mit von Null abweichender Gesamtladung sinnvollerweise bei der Analyse berücksichtigt werden können. In Abb. 3.16 ist die Verteilung der Gesamtladung von Ereignissen, bei denen $m_{\mu, \nu}$ im Signalbereich liegt, dargestellt. Die Akzeptanz des Schnittes $Q_{\text{ges}} = 0$ für Signalereignisse würde lediglich 57 % betragen, und da auch etwa 50 % der Untergründereignisse diesen Schnitt erfüllen, würde er zu einer Verschlechterung des $\epsilon_{\text{sig}}/\sqrt{\epsilon_{\text{bg}}}$ -Verhältnisses führen. Stattdessen wurde der wesentlich „weichere“ Schnitt

$$Q_{\text{ges}} \leq +1 \quad (3.25)$$

angewendet, der zu folgenden Akzeptanzen führt:

Q_{ges}	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν	e, ν	h, ν
Akzeptanz	$(98 \pm 1.5) \%$	94 %	94 %	92 %

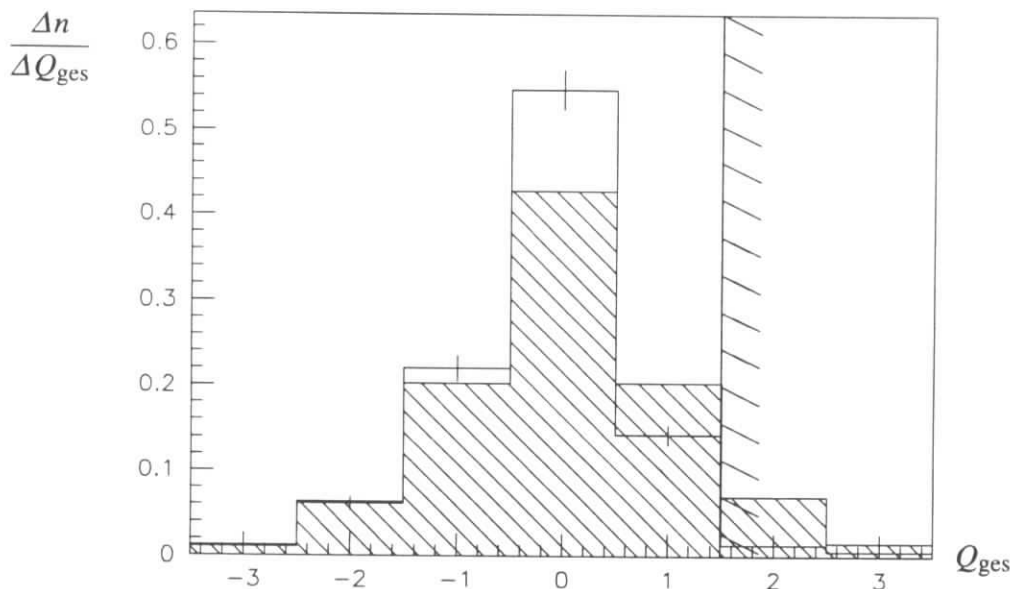


Abbildung 3.16: Die Summe der Ladungen aller Spuren ist für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Ereignisse (Histogramm mit Fehlerbalken; nach Monte Carlo) und für Elektron-„Neutrino“-Untergründereignisse aufgetragen.

Die auffallende Asymmetrie bei Signalereignissen – negative Ladungssummen sind zahlreicher als positive – ist vermutlich darin begründet, daß häufig niederenergetische Elektronen aus Atomhüllen herausgeschlagen werden, die nur geringfügig zum fehlenden Impuls im Ereignis beitragen.

3.4.9 Korrelationen von D_s -Mesonen mit anderen Teilchen

Das D_s^+ -Meson enthält neben dem c -Quark auch das leichtere \bar{s} -Quark. Da in der Elektron-Positron-Annihilation keine „Strangeness“ erzeugt werden kann, muß bei der Fragmentation

neben dem D_s^+ auch ein Hadron gebildet werden, das ein s -Quark enthält, und man erwartet es im Jet des D_s^+ -Mesons. Alle Hadronen mit Strangeness, die keine schweren Quarks enthalten, zerfallen in die relativ langlebigen geladenen oder neutralen K -Mesonen. Aus diesem Grund erwartet man, bei $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen in der D_s -Hemisphäre in vielen Fällen ein K^- - oder ein K_S^0 -Meson⁴. zu finden. Die Monte Carlo-Simulation zeigt, daß in 50 Prozent der Signalereignisse ein solches Kaon nachgewiesen und identifiziert werden kann (Likelihood-Schnitt $\lambda_K = 0.01$ für geladene Kaonen). Zum Vergleich weisen 42 Prozent der Untergrundereignisse (Elektron-, „Neutrino“-Kombinationen) neben dem D_s^+ -Kandidaten ein K^- oder K_S^0 auf. Das bedeutet, daß sich das $\varepsilon_{\text{sig}}/\sqrt{\varepsilon_{\text{bg}}}$ -Verhältnis verringert, wenn man ein Kaon im D_s -Jet verlangt. Der Grund liegt in der Tatsache, daß auch in semileptonischen D^+ - und D^0 -Zerfällen, die einen hohen Anteil am Untergrund stellen, beim Zerfall des c -Quarks in der Regel ein s -Quark entsteht, welches auch hier in ein K^- oder ein K^0 hadronisiert.

Die meisten D_s -Mesonen in Kontinuumsereignissen entstehen bei Zerfällen von D_s^{*+} -Mesonen. Das D_s^{*+} -Meson hat eine um 141.5 MeV höhere Ruhemasse als das D_s^+ . Aufgrund der Isospinerhaltung der starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen ist der Zerfall $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \pi^0$ verboten, so daß der Zerfall über ein Photon dominiert [PDG94]. Um die Photonen aus $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ -Übergängen nachzuweisen, werden Kombinationen von D_s -Kandidaten mit Photonen untersucht, wobei das Photon in der D_s -Hemisphäre des Ereignisses nachgewiesen sein muß und eine Energie im Bereich $0.1 \text{ GeV} < E_\gamma < 0.6 \text{ GeV}$ aufweisen muß. Zur Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund wird dabei nur eine D_s -Photon-Kombination pro Ereignis zugelassen. Da die Photonen aus D_s^{*+} -Zerfällen aufgrund des hohen D_s^{*+} -Impulses und des geringen Q^2 -Wertes der Reaktion stark in Vorwärtsrichtung fokussiert sind, wird dabei diejenige Kombination ausgewählt, bei der das Photon den kleinsten Winkel zur Thrustachse aufweist. Die Differenz der invarianten Massen $m_{D_s \gamma} - m_{D_s}$ sollte dann das D_s^{*+} -Signal zeigen, wie es in Abb. 3.17 für aus Myon und fehlendem Impuls rekonstruierte $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle gezeigt ist (Monte Carlo-Rechnung).

Die Monte Carlo-Simulation zeigt, daß bei 31 % der Signalereignisse eine D_s -Photon-Kombination mit $80 \text{ MeV} < \Delta m < 200 \text{ MeV}$ gefunden wird. Da in 12 % der Untergrund-Ereignisse eine solche $D_s \gamma$ -Kombination existiert, würde ein entsprechender Schnitt das $\varepsilon_{\text{sig}}/\sqrt{\varepsilon_{\text{bg}}}$ -Verhältnis verschlechtern. Es ist außerdem zu beachten, daß die errechnete Akzeptanz von 31 % davon abhängt, daß das Monte Carlo auch den Untergrund an niederenergetischen Schauern korrekt wiedergibt. In Abb. 3.18 ist gezeigt, wie sich das D_s^+ -Signal im Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ in den Meßdaten verhält, wenn man zusätzlich ein Photon mit $80 \text{ MeV} < m_{D_s \gamma} - m_{D_s} < 200 \text{ MeV}$ verlangt⁵. Man erkennt, daß sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis klar verschlechtert. Somit ist es auch nicht sinnvoll, das $D_s^{*+} \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ -Signal im $m_{D_s \gamma} - m_{D_s}$ -Histogramm zu suchen, wobei auf die Masse des D_s -Kandidaten geschnitten wird.

Ereignisse, die neben dem Myon aus dem D_s -Kandidaten – bzw. dem Elektron in der Untergrund-Analyse – ein weiteres gut identifiziertes Lepton (d. h. $\Lambda_e > 0.7$ für Elektronkandidaten, $\Lambda_\mu > 0.7$ und ein Treffer in den äußeren Myonkammern für Myonkandidaten) aufweisen, werden verworfen. Der Grund besteht darin, daß solche Leptonen meist aus semileptonischen Zerfällen stammen und neben dem Lepton auch ein Neutrino produziert wird, so daß der fehlende Impuls solcher Ereignisse nicht von dem Neutrino aus dem $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfall dominiert ist und die Rekonstruktion des D_s -Mesons mit Hilfe des fehlenden Impulses daher fehlschlägt.

⁴Das K_L^0 -Meson kann als neutrales Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden und zerfällt aufgrund seiner hohen Lebensdauer erst außerhalb der Driftkammern.

⁵Zur Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ s. Kapitel 4.

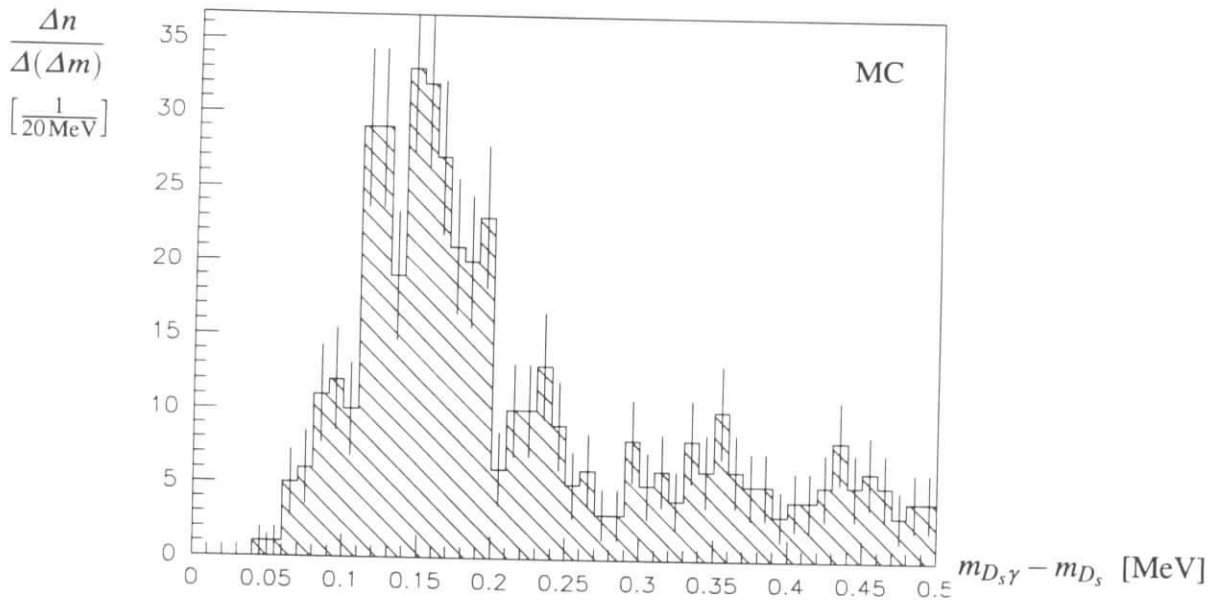


Abbildung 3.17: Die Massendifferenz $m_{D_s \gamma} - m_{D_s}$ bei $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Ereignissen im Monte Carlo nach dem Schnitt $x_p > 0.5$. Der Untergrund entsteht durch falsche D_s -Photon-Kombinationen.

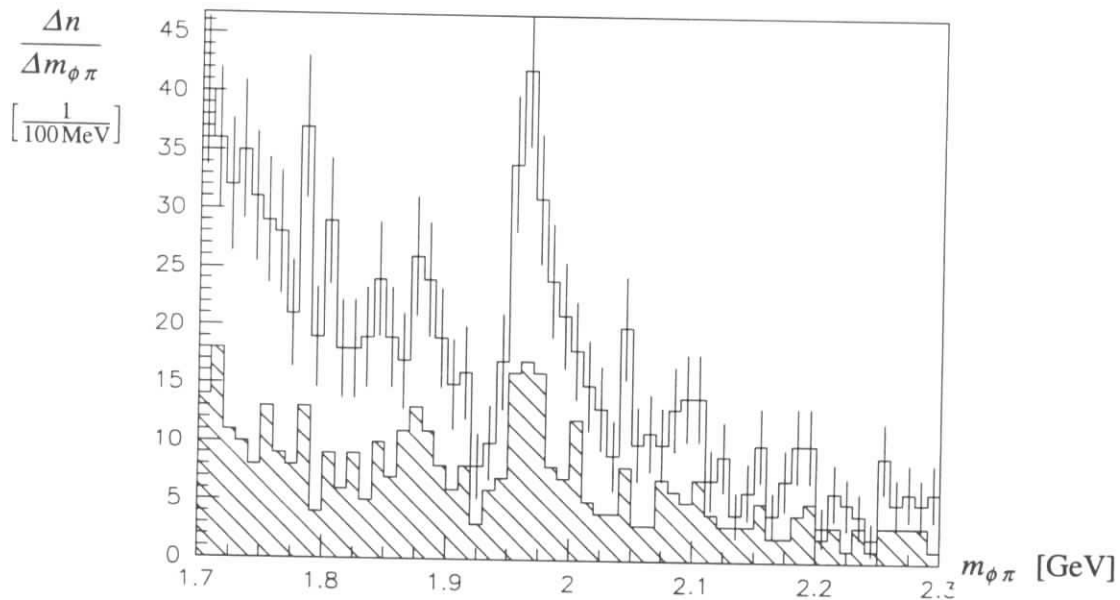


Abbildung 3.18: Es ist das D_s^+ -Signal im Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ dargestellt. Das schraffierte Histogramm zeigt die $m_{\phi \pi}$ -Verteilung, wenn zusätzlich ein Photon verlangt wird, so daß $80 \text{ MeV} < m_{D_s \gamma} - m_{D_s} < 200 \text{ MeV}$.

3.4.10 Die Gesamtakzeptanz

In ihrer Gesamtheit verbessern die angeführten Schnitte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um etwa einen Faktor fünf, wie aus folgender Tabelle zu ersehen ist.

Alle Schnitte	$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	μ, ν^{**}	e, ν^{**}	h, ν^{**}
Akzeptanz	$(50.1 \pm 2.3) \%$	9.8 %	7.2 %	16.5 %

Der angegebene Fehler der Akzeptanz berücksichtigt nicht die theoretische Unsicherheit der Akzeptanz des x_p -Schnitts, da diese wie erläutert das zu messende Verhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ nicht beeinflusst. Die übrigen systematischen Fehler der Einzelakzeptanzen sind quadratisch addiert, der statistische Fehler aufgrund der endlichen Größe der Monte Carlo-Daten beträgt bei 20000 generierten Ereignissen 1.5 % und ist in dem angegebenen Akzeptanzfehler quadratisch addiert enthalten. Die Gesamtakzeptanz für den Signalebereich $1.7 \text{ GeV} < m_{\mu, \nu} < 2.4 \text{ GeV}$ beträgt somit $(5.2 \pm 0.3) \%$.

In Abb. 3.19 ist das $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Signal im Monte Carlo vor und nach Schnitten dargestellt. Man erkennt, daß die Schnitte zu einem schmaleren Signal führen, 59 % der rekonstruierten D_s -Massen liegen nach den Schnitten im Signalebereich.

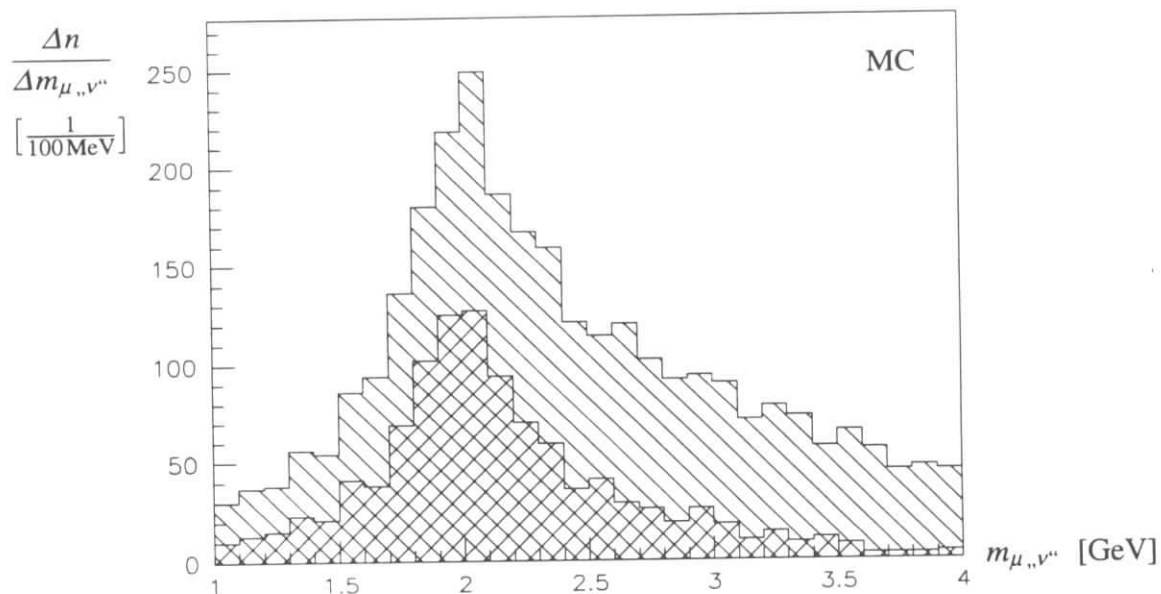


Abbildung 3.19: Das $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Signal laut Monte Carlo vor und nach den Schnitten zur Unterdrückung des Untergrundes.

3.5 Die Ergebnisse

Nach allen Schnitten ergeben sich aus den ARGUS-Meßdaten die in Abb. 3.20 dargestellten Massenspektren für Kombinationen von Myonen, Elektronen und Hadronen mit dem fehlenden Impuls im Ereignis. Das Hadron-, „Neutrino“-Massenspektrum ist dabei um die Differenz der Fehlidentifikationsraten von Hadronen als Myonen bzw. Elektronen nach unten skaliert, so daß es den durch Fehlidentifikation vorgetäuschten Myon-Überschuß angibt. Man erkennt, daß auch nach den Schnitten fehlidentifizierte Hadronen nicht den Hauptuntergrund im Signalebereich darstellen. Nach Subtraktion der fehlidentifizierten Hadronen und Korrektur der $m_{\ell, \nu}$ -Spektren auf unterschiedliche Akzeptanzen und Bremsstrahlung erhält man schließlich die in Abb. 3.21 gezeigte Differenz von Myon-, „Neutrino“- und Elektron-, „Neutrino“-Massenverteilung, in der das $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Signal auftreten sollte. Bei der Bremsstrahlungskorrektur ist dabei das durch die Schnitte geänderte Impulsspektrum der Elektronen berücksichtigt. Im Signalebereich erkennt man einen Myon-Überschuß, dessen statistische Signifikanz mit Hilfe einer Anpassungsrechnung zu untersuchen ist.

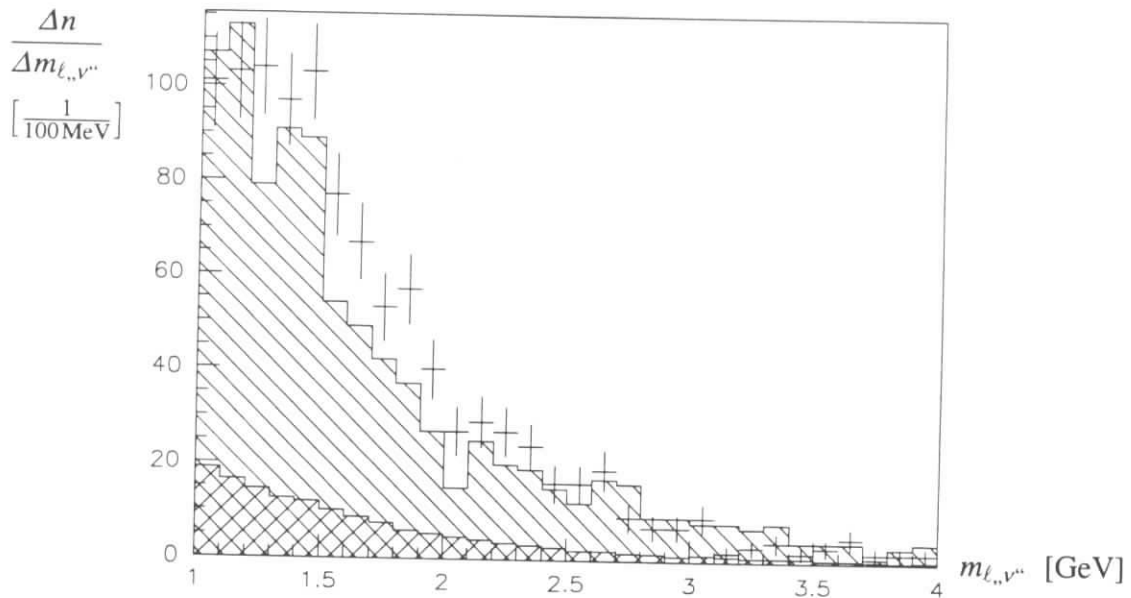


Abbildung 3.20: Es sind die Massenspektren für Kombinationen von Myonen (Histogramm mit Fehlerbalken), Elektronen (einfach schraffiertes Histogramm) und Hadronen (doppelt schraffiertes Histogramm) mit dem fehlenden Impuls im Ereignis dargestellt. Das Hadron-„Neutrino“ ist so skaliert, daß es den durch Fehlidentifikation vorgetäuschten Myon-Überschuß anzeigt.

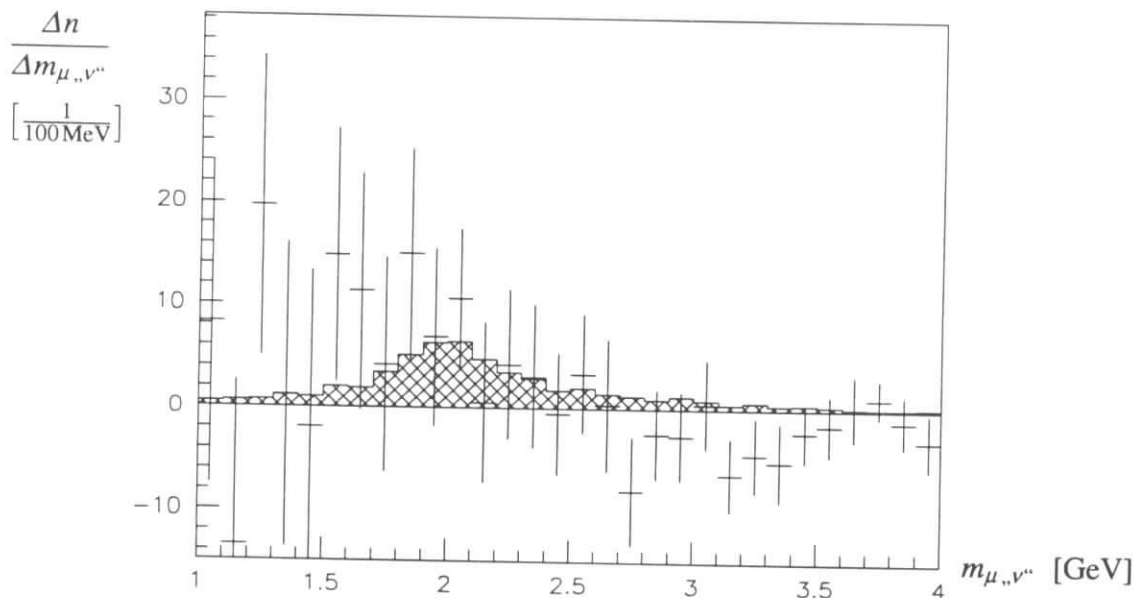


Abbildung 3.21: Die invariante Masse von Myon und fehlendem Impuls nach Korrekturen und Abzug des Untergrunds. Angepaßt ist die laut Monte Carlo erwartete Massenverteilung für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle.

Zunächst aber fällt in Abb. 3.21 noch auf, daß für Massen oberhalb von etwa 3 GeV ein Elektron-Überschuß zu existieren scheint. Hierfür kommen vier verschiedene Ursachen in Frage: eine statistische Fluktuation, eine fehlerhafte Akzeptanzkorrektur, eine Überschätzung der Myon-Fehlidentifikationsrate und eine Anreicherung des Elektron-Spektrums durch Bhabha-Ereignisse. Betrachtet man zum Vergleich Abb. 3.20, so erkennt man, daß in dem betreffenden $m_{\mu, \nu}$ -Bereich praktisch keine Myon-„Neutrino“-Ereignisse vorkommen, so daß eine zu hohe

Fehlidentifikationsrate als Erklärung ausscheidet und eine falsche Akzeptanz ebensowenig der Grund des Elektronenüberschusses sein kann, da in diesem Fall die Myonakzeptanz um einen Faktor von der Größenordnung vier überschätzt sein müßte, was ausgeschlossen ist. Im übrigen demonstriert Abb. 3.8, daß die Korrektur der Leptonspektren mit guter Genauigkeit funktioniert. Ein Beitrag von Bhabha-Ereignissen ist in Abb. 3.8 erst für $m_{e,\nu} > 3.5$ GeV zu erkennen, so daß diese nur einen kleineren Teil des Elektronspektrums verursachen können. Es ist somit davon auszugehen, daß der Elektronenüberschuß im genannten Massenbereich im wesentlichen die Folge einer statistischen Fluktuation ist – Auswirkungen auf die Elektron/Myon-Bilanz im Signalbereich sind nicht zu befürchten.

An das untergrundfreie $m_{\mu,\nu}$ -Spektrum wird die nach der Monte Carlo-Rechnung erwartete Verteilung für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle (s. o., Abb. 3.19) im Intervall $1 \text{ GeV} < m_{\mu,\nu} < 3 \text{ GeV}$ angepaßt, wobei der einzige freie Parameter die Normierung des D_s -Signals ist. Als Ergebnis für die Anzahl der rekonstruierten Signalereignisse im Signalbereich von 1.7 GeV bis 2.4 GeV ergibt sich

$$N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu}^{\text{reko}} = 36.2 \pm 20.3, \quad (3.26)$$

wobei der angegebene Fehler ausschließlich den statistischen Fehler der Anpassungsrechnung repräsentiert. Der χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad liegt bei 0.8. Der gefundene Myon-Überschuß im Signalbereich ist also nicht statistisch signifikant, der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ wird durch diese Messung also nicht nachgewiesen. Dennoch läßt sich dieses Ergebnis verwenden, um Rückschlüsse auf die D_s -Zerfallskonstante zu ziehen. Zunächst muß jedoch der systematische Fehler, mit dem diese Messung behaftet ist, ermittelt werden. Die Hauptquelle hierfür ist die Unsicherheit der Fehlidentifikationsraten f_e und f_μ , da beispielsweise eine Überschätzung von f_μ die Anzahl der gefundenen Myon-, „Neutrino“-Kombinationen in jedem einzelnen Massenintervall des Histogramms absenken würde. Der exakte Verlauf der erwarteten $m_{\mu,\nu}$ -Verteilung ist als Quelle für den systematischen Fehler demgegenüber vernachlässigbar. Variiert man die Differenz $f_\mu - f_e$ im Rahmen des Fehlers (s. o., Tab. 3.1), so verändert sich die Anzahl der gefundenen Signalereignisse um jeweils 10.9 nach oben bzw. unten.

Unter Berücksichtigung der Akzeptanz erhält man für die Gesamtzahl der $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfälle in der untersuchten Datenmenge

$$N_{D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu} = 696 \pm 390 \pm 213. \quad (3.27)$$

Der erste angegebene Fehler ist der statistische Fehler, der zweite ist der systematische Fehler durch die Unsicherheit der Fehlidentifikationsraten und der Akzeptanzbestimmung. Diesen Ereigniszahlen entspricht bei der zugrundeliegenden Luminosität $L = 478 \text{ pb}^{-1}$ ein Produkt aus D_s -Wirkungsquerschnitt und $\mu^+ \nu_\mu$ -Verzweigungsverhältnis von

$$\sigma_{D_s} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (1.46 \pm 0.82 \pm 0.45) \text{ pb}. \quad (3.28)$$

Addiert man statistischen und systematischen Fehler quadratisch, so beträgt der Gesamtfehler 0.93 pb, und man findet eine Obergrenze für den $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Produktionswirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{D_s} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) < 2.68 \text{ pb} \quad \text{bei } 90\% \text{ Sicherheit.} \quad (3.29)$$

Die quadratische Addition des systematischen Fehlers zum statistischen Fehler ist gerechtfertigt, da die Fehlidentifikationsraten mit Hilfe von Meßdaten bestimmt werden und ihre Unsicherheit aus dem statistischen Fehler der untersuchten Datenmenge resultiert – auch hier liegt also eine in guter Näherung gaußförmige Fehlerverteilung vor.

Bei der Berechnung von Obergrenzen der Sicherheit $1 - \varepsilon$ von Meßgrößen O wird in dieser Arbeit wie folgt vorgegangen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für O , die im Falle einer Gauß-Verteilung durch Mittelwert und Fehler definiert ist, wird auf den für O physikalisch zulässigen Bereich – hier $\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) > 0$ – beschränkt und in diesem Bereich auf eins normiert. Die Obergrenze g wird dann so definiert, daß $1 - \varepsilon$ der Fläche der erhaltenen „physikalischen“ Wahrscheinlichkeitsverteilung unterhalb von g liegen. Diese Vorgehensweise ist zwar statistisch nicht streng gerechtfertigt, sie wird bei der Bestimmung von Obergrenzen in der Teilchenphysik jedoch allgemein befolgt und soll daher auch hier Verwendung finden.

Um aus dem Resultat für $\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ ein Ergebnis für das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ abzuleiten, ist zunächst die Anzahl der $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle in den ARGUS-Meßdaten zu bestimmen.

4 Die Analyse des Zerfalls



4.1 Vorbetrachtungen

Da der Wirkungsquerschnitt für die D_s -Kontinuumsproduktion bei den Schwerpunktenenergien, mit denen die Experimente ARGUS und CLEO arbeiten, nicht genau bekannt ist und auch experimentell nicht direkt bestimmt werden kann, kommt dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ als bestgemessenem D_s -Zerfall insofern eine Schlüsselrolle zu, als sämtliche anderen Verzweungsverhältnisse immer relativ zum Verzweungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ gemessen werden. Aber auch darüberhinaus ist der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ von Interesse. Die beiden Kaonen im $K^+ K^- \pi^+$ -Endzustand könnten nämlich auch aus dem Zerfall der skalaren $f_0(975)$ -Resonanz entstehen, wie das bei dem Übergang $D^0 \rightarrow K^+ K^- K^0$ der Fall ist [Roh93]. In dieser Analyse soll daher – ganz analog zu [Roh93] – eine Partialwellenzerlegung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ durchgeführt werden, um etwaige $D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$ -Übergänge von $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfällen zu trennen.

4.2 Die Rekonstruktion des Zerfalls

4.2.1 Die Rekonstruktionstechnik

Zur Rekonstruktion der D_s -Mesonen werden $K^+ K^- \pi^+$ -Kombinationen betrachtet. Dabei werden solche Spuren als Pion-Kandidaten betrachtet, die $\lambda_\pi > 0.01$ erfüllen. Der entsprechende Schnitt für Kaonen wird etwas schärfer gewählt, um den Untergrund durch die sehr zahlreichen Pionen zu begrenzen: $\lambda_K > 0.05$. Alle Spuren müssen die in Abschnitt 3.2.1 genannten Spurkriterien erfüllen. Die Akzeptanz für den Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ liegt damit laut Monte Carlo-Simulation bei 48 %.

Pro Ereignis wird nur eine $K^+ K^- \pi^+$ -Kombination als Kandidat für einen D_s^+ -Zerfall zugelassen, um Doppeltzählungen von Kombinationen auszuschließen, bei denen das K^+ auch die Pionidentifikationskriterien erfüllt und andererseits das Pion auch als Kaon akzeptiert wird. Dabei wird diejenige Kombination ausgewählt, bei der das Produkt der „Likelihoods“ für die jeweiligen Teilchenhypothesen maximal ist. Hierdurch werden auch einige Signalereignisse verworfen, da manchmal eine „falsche“ Spurkombination eine höhere Gesamtwahrscheinlichkeit aufweisen kann. Läßt man $K^+ K^-$ -Kombinationen mit invarianten Massen bis 1.3 GeV und D_s -Kandidaten mit $1.7 \text{ GeV} < m_{D_s} < 2.3 \text{ GeV}$ zu, so liegt die Akzeptanz durch die Selektion jeweils nur einer Spurkombination pro Ereignis bei $(70 \pm 2) \%$. Zur Verringerung des kombinatorischen Untergrundes werden wie bei der Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ nur solche D_s -Kandidaten

berücksichtigt, deren skaliertes Impuls x_p größer als 0.5 ist (vgl. Abschnitt 3.4.3). Die Akzeptanz für diesen Schnitt liegt bei $(67 \pm 9) \%$.

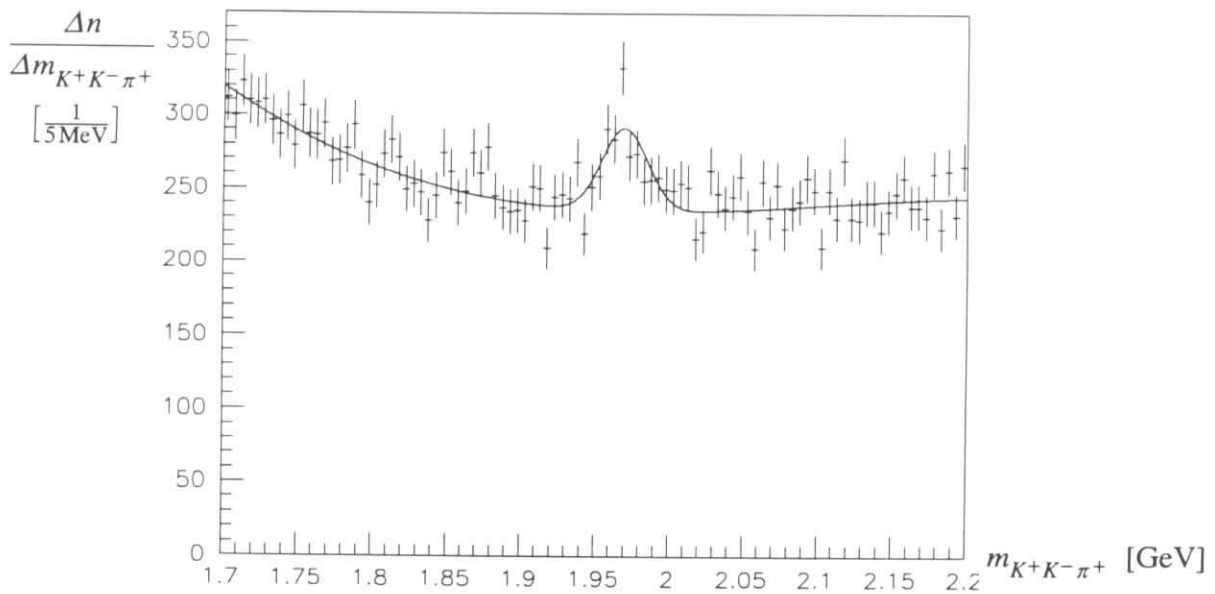


Abbildung 4.1: Es ist die invariante Masse von $K^+K^-\pi^+$ -Kombinationen gezeigt, wobei die K^+K^- -Masse auf den Bereich der ϕ -Masse beschränkt ist.

In Abb. 4.1 ist die invariante Masse derjenigen $K^+K^-\pi^+$ -Kombinationen dargestellt, bei denen die Masse des K^+K^- -Subsystems im Bereich der ϕ -Masse ($1.005 \text{ GeV} < m_{K^+K^-} < 1.035 \text{ GeV}$) liegt. Das D_s^+ -Signal ist klar zu erkennen – allerdings auf einem hohen Untergrund. Zur Reduktion der Untergrundereignisse läßt sich die Verteilung des Zerfallswinkels der D_s -Kandidaten heranziehen. Da das D_s -Meson ein pseudoskalares Hadron ist, können bei seinem Zerfall die Tochterteilchen nicht in eine bevorzugte Richtung emittiert werden, sondern der Zerfallswinkel – hier definiert als der Winkel θ_{KK}^* des K^+K^- -Systems im Ruhesystem des D_s – muß isotrop verteilt sein. In den Meßdaten beobachtet man hingegen einen starken Anstieg

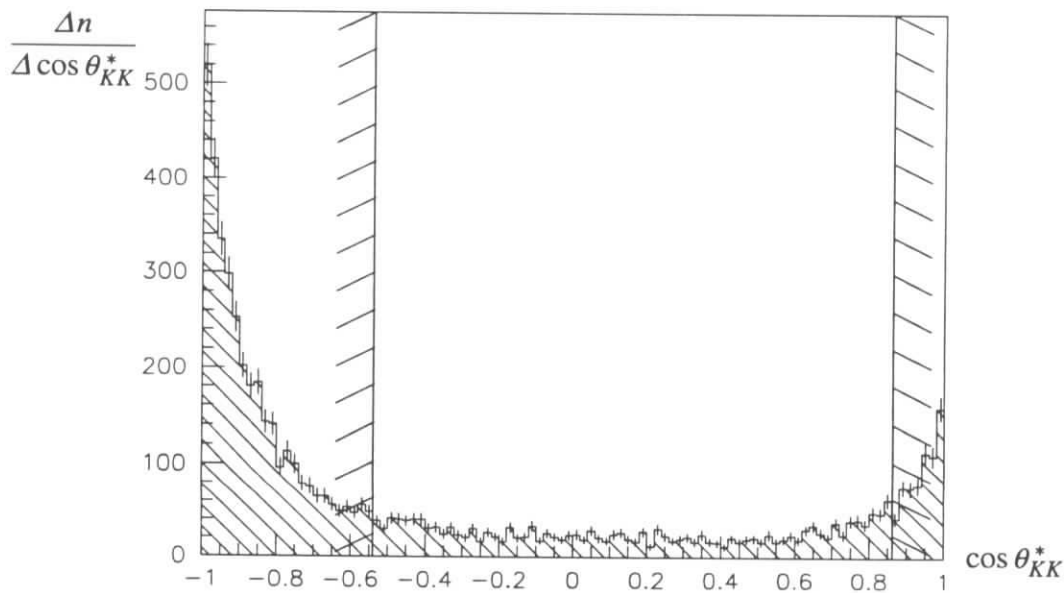


Abbildung 4.2: Die Verteilung des Kosinus des Zerfallswinkels θ_{KK}^* bei Kandidaten für $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle in den Meßdaten.

der Zerfallswinkelverteilung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des D_s -Kandidaten, der also von Untergrundereignissen herrühren muß (s. Abb. 4.2). Um den optimalen θ_{KK}^* -Schnitt zu finden, wird das $\varepsilon_{\text{sig}}/\sqrt{\varepsilon_{\text{bg}}}$ -Verhältnis maximiert, wobei die Akzeptanz für $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle ε_{sig} mit Hilfe einer Monte Carlo-Rechnung, die Untergrundunterdrückung ε_{bg} aus Meßdaten im D_s -Seitenband bestimmt wird. Das Resultat ist der Schnitt

$$-0.54 < \cos \theta_{KK}^* < 0.86. \quad (4.1)$$

den bei einer Signal-Akzeptanz von 70 % lediglich 30.6 % der Untergrundereignisse erfüllen.

Nach diesem Schnitt ergibt sich das in Abb. 4.3 gezeigte D_s -Signal. An das Signal ist eine Gaußfunktion angepaßt; der Untergrund wird durch ein Polynom dritten Grades gut beschrieben. Die Breite der Gaußfunktion, die von der Detektorauflösung bestimmt wird, ergibt sich aus den Meßdaten zu $\sigma_{D_s} = (15.4 \pm 2.0) \text{ MeV}$, wobei das Zentrum der D_s -Resonanz auf den Tabellenwert von 1.9685 GeV [PDG94] festgelegt ist. Die Massenintervalle $[1.852 \text{ GeV}, 1.886 \text{ GeV}]$ und $[2.06 \text{ GeV}, 2.10 \text{ GeV}]$ werden bei der Anpassungsrechnung nicht berücksichtigt. In ersterem befindet sich das Signal des Zerfalls $D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$, in letzterem liegt eine Reflexion des Übergangs $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+$, die durch Fehlidentifizierung eines Pions als Kaon entsteht.

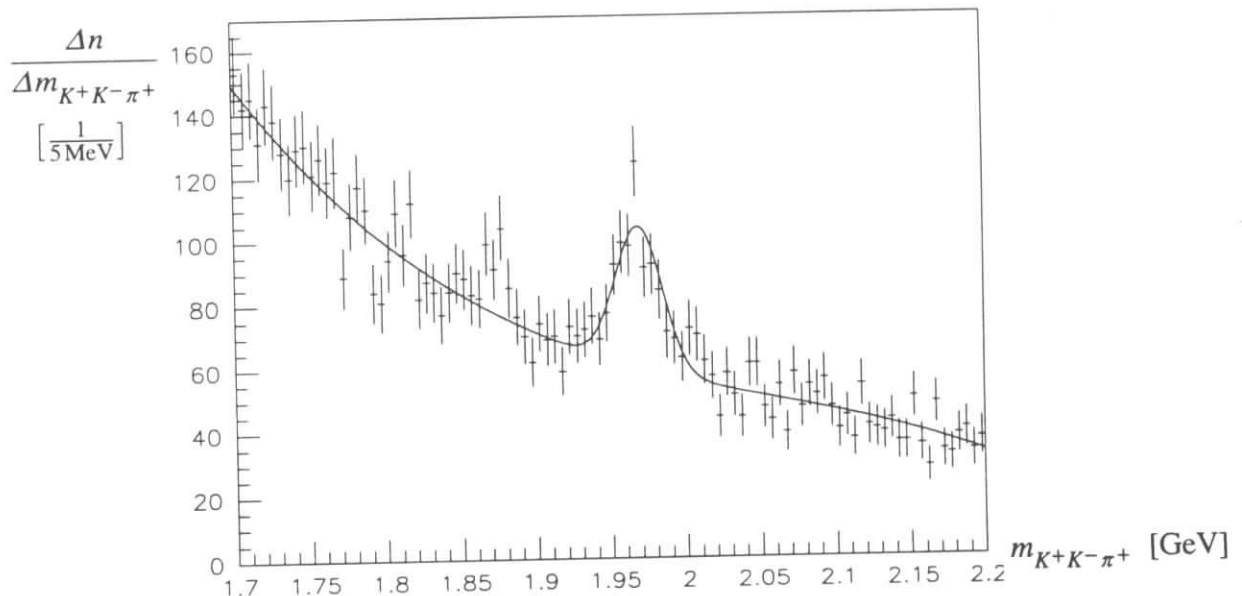


Abbildung 4.3: Die Verteilung zeigt das $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Signal nach dem Schnitt auf den Zerfallswinkel $\cos \theta_{KK}^*$.

4.2.2 Das untergrundfreie $K^+ K^-$ -Massenspektrum

Das D_s -Signal in Abb. 4.3 stammt nicht ausschließlich aus $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfällen, sondern beinhaltet auch Untergrund beispielsweise aus nichtresonanten $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ -Übergängen. Um ein untergrundfreies D_s -Signal zu erhalten, muß die Anzahl der ϕ -Mesonen im $K^+ K^-$ -Subsystem für jedes Intervall des $m_{K^+K^-\pi^+}$ -Histogramms mit Hilfe einer Anpassungsrechnung bestimmt werden. Alternativ ist es ebenso möglich, die Massenverteilung des Zwei-Kaon-Systems aus dem potentiellen D_s -Zerfall aufzutragen, und hierbei die Anzahl der D_s -Mutterteilchen für

jedes Massenintervall der $m_{K^+K^-}$ -Verteilung mit einer Anpassungsrechnung zu ermitteln. Letztere Methode bietet den Vorteil, daß sie erlaubt, den Untergrund unter dem ϕ -Signal genauer zu untersuchen. In Abb. 4.4 ist daher die untergrundfreie Verteilung der K^+K^- -Masse in $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfällen zu sehen. Bei der Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Anzahl der D_s -Mesonen pro $m_{K^+K^-}$ -Intervall wird die Breite des D_s -Signals auf den zuvor bestimmten Wert von 15.4 MeV festgelegt; die Variation der D_s -Zahl mit der Signalbreite geht in den systematischen Fehler ein (s. u.). Der Untergrund wird wie oben durch ein Polynom dritten Grades beschrieben. Neben dem erwähnten Zerfallswinkelschnitt wird außerdem für die invariante Masse des $K^-\pi^+$ -Paares

$$m_{K^-\pi^+} < 0.8 \text{ GeV} \quad \text{oder} \quad m_{K^-\pi^+} > 1.0 \text{ GeV} \quad (4.2)$$

verlangt, um den sonst auftretenden Untergrund durch den Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+ \rightarrow K^-\pi^+K^+$ zu unterdrücken. In $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ -Zerfällen ist $m_{K^-\pi^+}$ aus kinematischen Gründen immer höher als 1 GeV, so daß dieser Schnitt keine Signalereignisse verwirft.

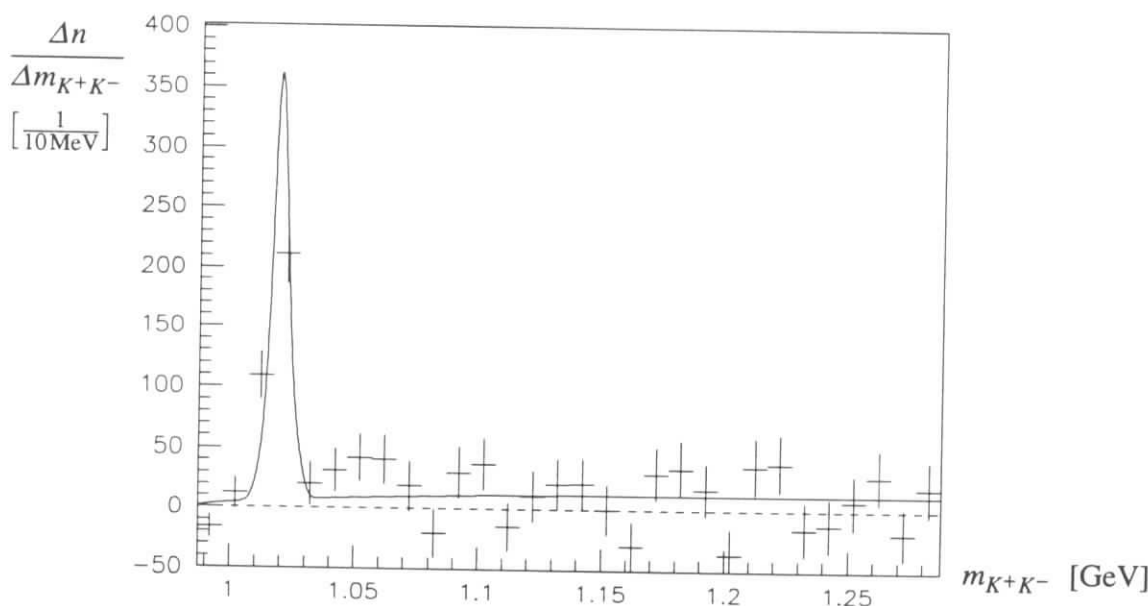


Abbildung 4.4: Die untergrundfreie Massenverteilung des K^+K^- -Systems in $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfällen.

4.2.3 Die Signalanpassung

Die Anzahl der $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ -Zerfälle kann durch Anpassung des ϕ -Signals an das $m_{K^+K^-}$ -Massenspektrum ermittelt werden. Dazu soll zunächst einmal davon ausgegangen werden, daß der Untergrund ausschließlich von nichtresonanten $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfällen stammt. Die natürliche Form der ϕ -Resonanz wird nach [Jac64] durch eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung mit massenabhängiger Breite beschrieben (s. hierzu auch [Beh92]):

$$\frac{dN_\phi}{dm_{KK}} \propto \frac{m_0 m_{KK} \Gamma(m_{KK})}{(m_{KK}^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m_{KK})} \quad (4.3)$$

wobei die massenabhängige Breite $\Gamma(m_{KK})$ berücksichtigt, daß der Phasenraum mit $m_{K^+K^-}$ wächst, sowie Spineffekte:

$$\Gamma(m_{KK}) = \Gamma_0 \left(\frac{p_K^*(m_{KK})}{p_K^*(m_0)} \right)^3 \frac{2}{1 + \left(\frac{p_K^*(m_{KK})}{p_K^*(m_0)} \right)^2}. \quad (4.4)$$

Dabei ist m_0 das Zentrum der ϕ -Resonanz, Γ_0 ist seine nominelle Breite, und p_K^* steht für den Impuls der Kaonen im Ruhesystem des Mutterteilchens. Aufgrund der endlichen Detektorauflösung ist die *gemessene* Breite der ϕ -Resonanz jedoch größer. Das berücksichtigt man bei der Anpassungsrechnung, indem die durch Gl. 4.3 gegebene natürliche Verteilungsfunktion mit einer Gaußfunktion, die die Detektorauflösung wiedergibt, gefaltet wird. Als Breite der Gaußfunktion wird ein Wert von 2 MeV verwendet (s. hierzu auch [Beh92]). Wegen der im Vergleich zur Resonanz recht großen Breite der Massenintervalle im Histogramm muß die angepaßte Funktion jeweils über die Breite der einzelnen Massenintervalle integriert werden.

Der nichtresonante Untergrund folgt der Phasenraumverteilung für den Dreikörperzerfall $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$, wobei die Masse des Zwei-Kaon-Systems vorgegeben ist:¹

$$d^2\Phi \propto \frac{1}{m_{D_s}^3} d(m_{KK}^2) d(m_{K\pi}^2) \quad (4.5)$$

$$\Rightarrow \frac{d\Phi}{dm_{KK}} \propto \frac{2m_{KK}}{m_{D_s}^3} \int_{m_{K\pi, \min}^2}^{m_{K\pi, \max}^2} d(m_{K\pi}^2) \theta(m_{K\pi}). \quad (4.6)$$

Die Funktion $\theta(m_{K\pi})$ soll hierbei 1 sein für $m_{K\pi}$ -Werte, die den Schnitt 4.2 erfüllen, und 0 für alle anderen Argumente. Die kinematischen Grenzen der Masse des $K^-\pi^+$ -Systems, $m_{K\pi, \min}$ bzw. $m_{K\pi, \max}$, sind durch

$$m_{K\pi, \min} = \left(\frac{1}{2} m_{KK} + E_\pi^* \right)^2 - \left(\sqrt{\frac{1}{4} m_{KK}^2 - m_K^2} + \sqrt{E_\pi^{*2} - m_\pi^2} \right)^2 \quad (4.7)$$

$$m_{K\pi, \max} = \left(\frac{1}{2} m_{KK} + E_\pi^* \right)^2 - \left(\sqrt{\frac{1}{4} m_{KK}^2 - m_K^2} - \sqrt{E_\pi^{*2} - m_\pi^2} \right)^2 \quad (4.8)$$

mit

$$E_\pi^* = \frac{m_{D_s}^2 - m_{KK}^2 - m_\pi^2}{2m_{KK}} \quad (4.9)$$

gegeben [PDG94].

Die Anpassungsrechnung ergibt nun, daß die $m_{K^+K^-}$ -Verteilung

$$N_\phi = 322 \pm 33 \quad (4.10)$$

ϕ -Mesonen aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ enthält. Bei einer Akzeptanz² $\varepsilon_{\phi\pi} = (16.8 \pm 0.8)\%$ impliziert dieses Resultat, daß es in den ARGUS-Meßdaten insgesamt

$$1918 \pm 196 \pm 91 \quad \text{Zerfälle } D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+, \phi \rightarrow K^+K^- \quad (4.11)$$

¹Damit ist die Verteilung identisch mit dem Produkt der Phasenräume für die Zweikörperzerfälle $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ und $\phi \rightarrow K^+K^-$. Da jedoch der Schnitt in der $m_{K^-\pi^+}$ -Masse berücksichtigt werden muß, ist es sinnvoll, direkt mit dem Dreikörperphasenraum zu rechnen.

²Der Fehler des Schnitts auf den skalierten Impuls x_p ist in dem angegebenen systematischen Fehler nicht enthalten.

gibt; der angegebene systematische Fehler entsteht durch die Unsicherheit der Akzeptanzbestimmung. Bei Verwendung von $B(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49.1 \pm 0.9) \%$ [PDG94] und mit Berücksichtigung des Fehlers auf die Impulsschnittakzeptanz ergibt sich damit für das Produkt aus dem D_s -Produktionswirkungsquerschnitt σ_{D_s} und dem D_s^+ -Verzweigungsverhältnis in den $\phi \pi^+$ -Zerfallskanal

$$\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (8.2 \pm 0.8 \pm 1.1) \text{ pb} \quad (4.12)$$

Dieses Resultat kann verglichen werden einer älteren ARGUS-Messung [Alb88], die zu dem Ergebnis

$$\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) |_{\text{ARGUS 1988}} = (7.8 \pm 0.8 \pm 1.3) \text{ pb} \quad (4.13)$$

gelangte. Bei der zitierten ARGUS-Analyse stand noch eine geringere Datenmenge zur Verfügung, und auch die Schnitte wurden etwas anders gewählt. Insbesondere wurde auch auf den Zerfallswinkel des K^+K^- -Systems geschnitten, was hier nicht möglich ist, da der gesamte Bereich des Zerfallswinkels für die im folgenden beschriebene Partialwellenzerlegung zur Verfügung stehen muß.

4.3 Die Partialwellenzerlegung

Im Gegensatz zur $m_{K^+K^-}$ -Verteilung beim Zerfall $D^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$ [Roh93] erkennt man in Abb. 4.4 keinen Überschuß von Ereignissen bei Massen unterhalb der ϕ -Resonanz. Das könnte darauf hindeuten, daß der Zerfall $D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+$ nicht mit einem nennenswerten Verzweigungsverhältnis auftritt. Um diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen, soll hier eine Partialwellenanalyse des K^+K^- -Systems für $D_s^+ \rightarrow K^+K^- \pi^+$ -Übergänge durchgeführt werden. Dazu wird der Zerfallswinkel θ_K^* des K^+K^- -Systems betrachtet. Er ist definiert als der Winkel zwischen dem K^+ und dem D_s^+ im K^+K^- -Ruhesystem. Bei der $f_0(980)$ -Resonanz ist der Zerfallswinkel isotrop verteilt, da es sich beim $f_0(980)$ um ein skalares Meson handelt: $J^{PC} = 0^{++}$. Das ϕ -Meson hingegen hat den Drehimpulszustand $J^{PC} = 1^{--}$, so daß die Kaonen hier den Bahndrehimpuls $L = 1$ aufweisen und der Zerfallswinkel einer $\cos^2 \theta_K^*$ -Verteilung folgt. Für das Gesamtmatrixelement resonanter K^+K^- -Zerfälle \mathbf{M} wird hier – wie in [Roh93] für $D^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$ – der Ansatz

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{L=0} + \mathbf{M}_{L=1} \quad (4.14)$$

gemacht. Daß Beiträge höherer Bahndrehimpulse vernachlässigt werden, ist dadurch gerechtfertigt, daß die leichteste in K^+K^- zerfallende Resonanz mit $J = 2$, das $f_2(1270)$, eine mit 1.275 GeV recht hohe Masse aufweist und außerdem nur in weniger als 5% der Fälle in KK zerfällt [PDG94]. Die Streuamplitude $f(k, \theta)$ nimmt damit die Form

$$f(k, \theta_K^*) = \frac{1}{p_K} (a_0 + 3a_1 \cos \theta_K^*) \quad (4.15)$$

an. Die Phasen für die Partialamplituden a_0 und a_1 lassen sich ohne Beschränkung der Allgemeinheit so wählen, daß

$$a_0 = b_0; \quad a_1 = b_1 e^{i\alpha}; \quad b_0, b_1, \alpha \text{ reell} \quad (4.16)$$

gilt. Der zerfallswinkelabhängige Wirkungsquerschnitt wird dann

$$\frac{d\sigma_{KK}}{d\cos\theta_K^*} = \int_0^{2\pi} d\phi |f(k, \theta_K^*)|^2 = \frac{2\pi}{p_k} (b_0^2 + 9b_1^2 \cos^2\theta_K^* + 6b_0b_1 \cos\alpha \cos\theta_K^*). \quad (4.17)$$

Da der auftretende Mischterm ($6b_0b_1 \cos\alpha \cos\theta_K^*$) ungerade in $\cos\theta_K^*$ ist, trägt er nicht bei, wenn man die Ereigniszahlen in Intervallen von $|\cos\theta_K^*|$ betrachtet³:

$$\frac{\Delta n}{\Delta|\cos\theta_K^*|} = N_{L=0} + 3N_{L=1} \cos^2\theta_K^*. \quad (4.18)$$

In nichtresonanten $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Übergängen ist der Zerfallswinkel isotrop verteilt, so daß sich $J = 0$ -Resonanzen wie das $f_0(980)$ nur durch eine Anpassungsrechnung in der $m_{K^+K^-}$ -Verteilung von nichtresonantem Untergrund trennen lassen.

Die experimentelle Vorgehensweise ist nun wie folgt:

1. Der $m_{K^+K^-}$ -Bereich zwischen der Massengrenze bei 0.987 GeV und 1.287 GeV wird in 15 Intervalle mit einer Breite von 20 MeV aufgeteilt. Die D_s -Kandidaten in den Meßdaten werden je nach $m_{K^+K^-}$ -Wert einer von 15 Mengen s_i zugeordnet.
2. Für jede der Mengen s_i wird der Zerfallswinkel θ_K^* der D_s -Kandidaten betrachtet. Es werden jeweils vier Untermengen s_i^j gebildet, für die $|\cos\theta_K^*|$ in den Intervallen $[0, 0.25[$, $[0.25, 0.5[$, $[0.5, 0.75[$ bzw. $[0.75, 1]$ liegt. Auf diese Weise werden die Meßdaten in insgesamt 60 Untermengen aufgeteilt.
3. Für jede Untermenge s_i^j wird die Anzahl der $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfälle durch eine Anpassung an die $K^+K^-\pi^+$ -Massenverteilung bestimmt. Nach einer Akzeptanzkorrektur erhält man für jedes Intervall von $m_{K^+K^-}$ die Zerfallswinkelverteilung.
4. An die Zerfallswinkelverteilungen für die einzelnen Intervalle der K^+K^- -Masse werden mittels einer Anpassungsrechnung die Anteile mit $L = 0$ bzw. $L = 1$ bestimmt. Negative Anpassungsergebnisse werden für beide Beiträge ausgeschlossen. Auf diese Weise ergeben sich die $m_{K^+K^-}$ -Verteilungen für beide Bahndrehimpulse getrennt.
5. Aus K^+K^- -Massenverteilungen können nun – wiederum durch Anpassungsrechnungen – die Anteile von $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow f_0(980)\pi^+$ und nichtresonanten $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfällen ermittelt werden.

Der optimalen Vergleichbarkeit wegen wird also dieselbe Aufteilung in Untergruppen wie bei der Partialwellenanalyse des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$ [Roh93] gewählt.

Da die Impulsverteilung der Kaonen im Laborsystem von den Zerfallswinkeln des D_s -Mesons und des K^+K^- -Systems abhängt und die Detektorakzeptanz für Kaonen und die Spurrekonstruktion im allgemeinen wiederum eine Funktion des Teilchenimpulses ist (s. hierzu [Beh92]), kann die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von $|\cos\theta_K^*|$ variieren. Um diesen Sachverhalt zu untersuchen und die gefundenen $|\cos\theta_K^*|$ -Verteilungen auf die Akzeptanz korrigieren zu können, werden mit einem Monte Carlo-Programm 700 000 $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Zerfälle generiert und in die oben definierten 60 Untermengen aufgeteilt, und für jede dieser Untermengen wird die Akzeptanz berechnet. Um diese für eine nicht durch Statistik limitierte

³Gl. 4.18 gilt nur für kleine Intervalle $\Delta|\cos\theta_K^*|$; in der Analyse wird daher über die Intervallbreite integriert.

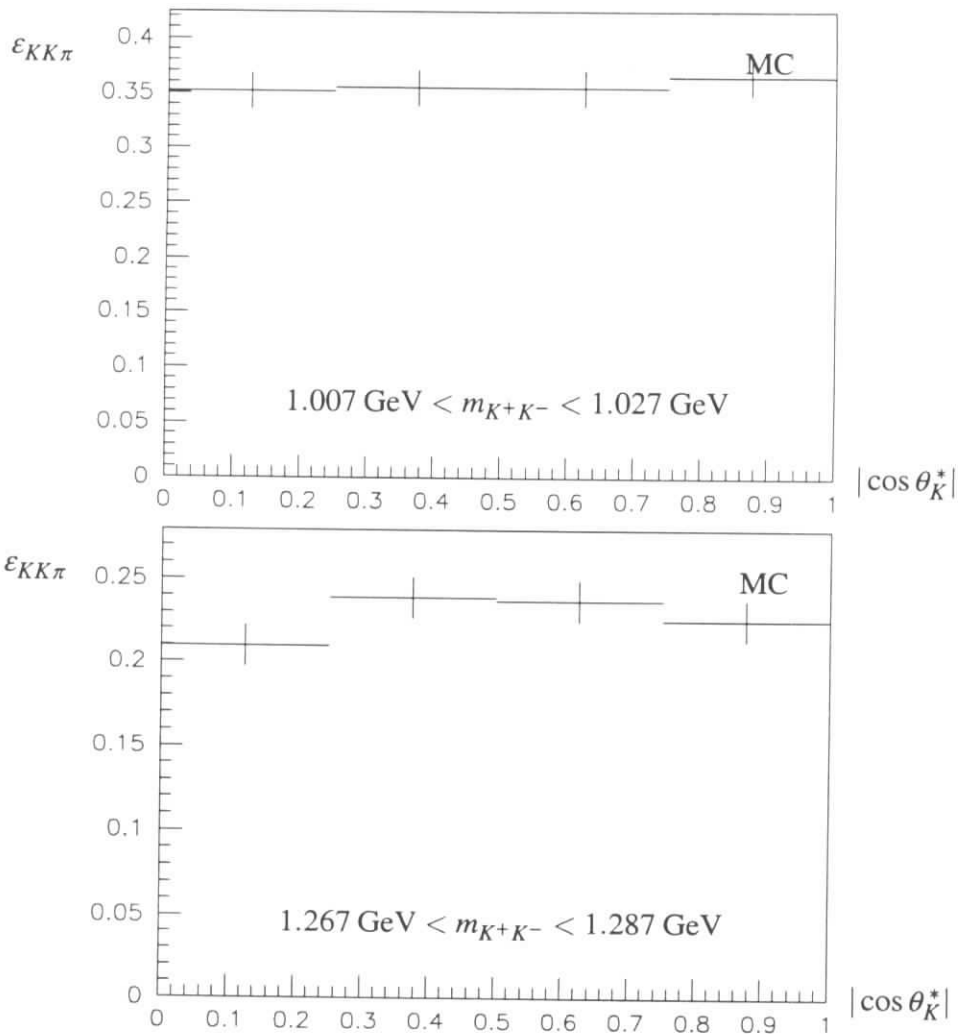


Abbildung 4.5: Die $K^+K^-\pi^+$ -Rekonstruktionsakzeptanz ist hier für zwei verschiedene K^+K^- -Massenintervalle gezeigt. Die Akzeptanz bezieht sich auf D_s^+ -Mesonen mit $x_p > 0.5$ und berücksichtigt die Schnitte im D_s -Zerfallswinkel und in der $K^-\pi^+$ -Masse.

Akzeptanzbestimmung erforderliche Datenmenge zu produzieren, wird ein Mini-Monte Carlo verwendet, bei dem nicht vollständige e^+e^- -Annihilationen, sondern ausschließlich D_s -Zerfälle mit $x_p > 0.5$ generiert werden, und bei dem die Akzeptanz der Tochterteilchen als Funktion ihres Impulses und ihrer Flugrichtung im Laborsystem bestimmt wird. Diese Impuls- und Richtungsabhängigkeit der Akzeptanz für die Pion- und Kaon-Rekonstruktion wird zuvor durch eine vollständige Detektorsimulation mit Simarg ermittelt. Man findet, wie in Abb. 4.5 zu erkennen ist, daß die D_s -Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in dem hier interessanten $m_{K^+K^-}$ -Bereich kaum vom Zerfallswinkel θ_K^* , durchaus jedoch von der K^+K^- -Masse abhängt – letzteres u. a. aufgrund des Schnitts auf die $K^-\pi^+$ -Masse.

Exemplarisch sind in Abb. 4.6 die akzeptanzkorrigierten Zerfallswinkelverteilungen der Massenintervalle $1.007 \text{ GeV} < m_{K^+K^-} < 1.027 \text{ GeV}$ und $1.167 \text{ GeV} < m_{K^+K^-} < 1.187 \text{ GeV}$ dargestellt. Man erkennt, daß im ersten Massenintervall, in dem sich ein Großteil der ϕ -Resonanz befindet, die Zerfallswinkelverteilung zu hohen $|\cos \theta_K^*|$ -Werten hin stark ansteigt – wie man es nach Gl. 4.18 für einen Zerfall mit $L = 1$ erwartet –, während im zweiten Massenintervall, das sich oberhalb der ϕ - und f_0 -Resonanzen befindet, die Zerfallswinkelverteilung im Rahmen der großen statistischen Fehler gut durch die Annahme einer isotropen Verteilung beschrieben

werden kann.

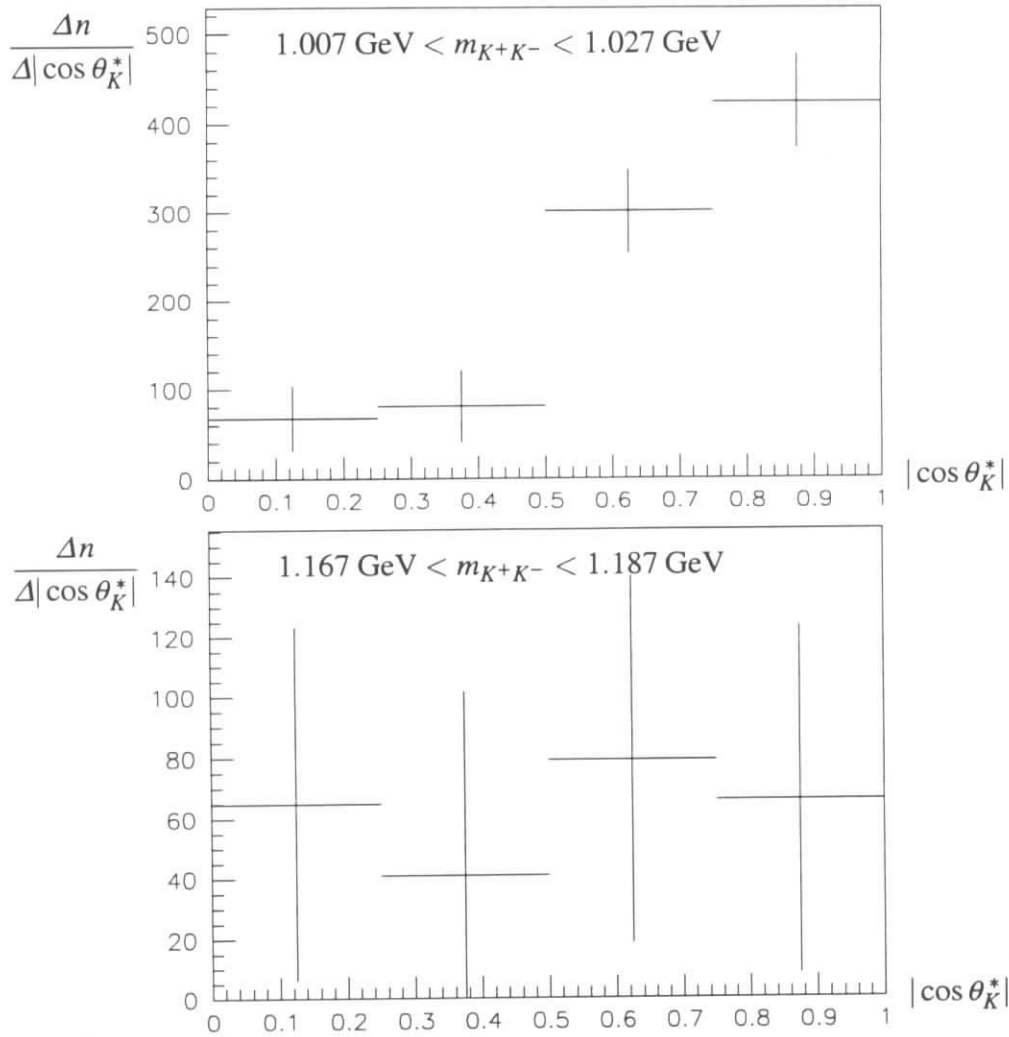


Abbildung 4.6: Die akzeptanzkorrigierten Zerfallswinkelverteilungen des K^+K^- -Systems aus $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ sind für zwei unterschiedliche K^+K^- -Massenbereiche dargestellt.

Die gemessenen Zerfallswinkelverteilungen sind wegen der endlichen Detektorauflösung nicht mit den tatsächlichen identisch. Ereignisse mit einem Zerfallswinkel im Intervall t_i können im θ_K^* -Bereich t_j vorgefunden werden und umgekehrt. Da bei Zerfällen mit dem Bahndrehimpuls $L = 1$ das $|\cos \theta_K^*|$ -Intervall direkt unterhalb von 1 mehr Einträge aufweist als eines bei niedrigeren $|\cos \theta_K^*|$ -Werten, „wandern“ als Folge der Detektorauflösung im Mittel mehr Ereignisse von höheren zu niedrigeren $|\cos \theta_K^*|$ -Werten als umgekehrt, so daß es zu Abweichungen von der theoretischen $\cos^2 \theta_K^*$ -Verteilung kommt. Zur Quantifizierung dieses Effekts werden 20 000 Monte Carlo- $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle ($L = 1$) bei vollständiger Detektorsimulation generiert, und es wird bestimmt, wie häufig die vier verschiedenen Zerfallswinkelbereiche in den rekonstruierten Daten auftreten. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

$ \cos \theta_K^* $	0 ... 0.25	0.25 ... 0.5	0.5 ... 0.75	0.75 ... 1
generiert	1.6 %	10.9 %	29.7 %	57.8 %
rekonstr.	$(4.8 \pm 0.5) %$	$(13.3 \pm 0.7) %$	$(29.2 \pm 1.0) %$	$(52.7 \pm 1.5) %$

Tabelle 4.1: Die relativen Häufigkeiten verschiedener Zerfallswinkelverteilungen in $\phi \rightarrow K^+K^-$ -Zerfällen ($L = 1$) ohne bzw. mit Berücksichtigung der Detektoraufösung.

Man erkennt, daß die rekonstruierte Zerfallswinkelverteilung signifikant von einer $\cos^2 \theta_K^*$ -Verteilung abweicht. Aus diesem Grund wird der $L = 1$ -Anteil an den K^+K^- -Zerfällen durch Anpassung an die rekonstruierte Verteilung berechnet.

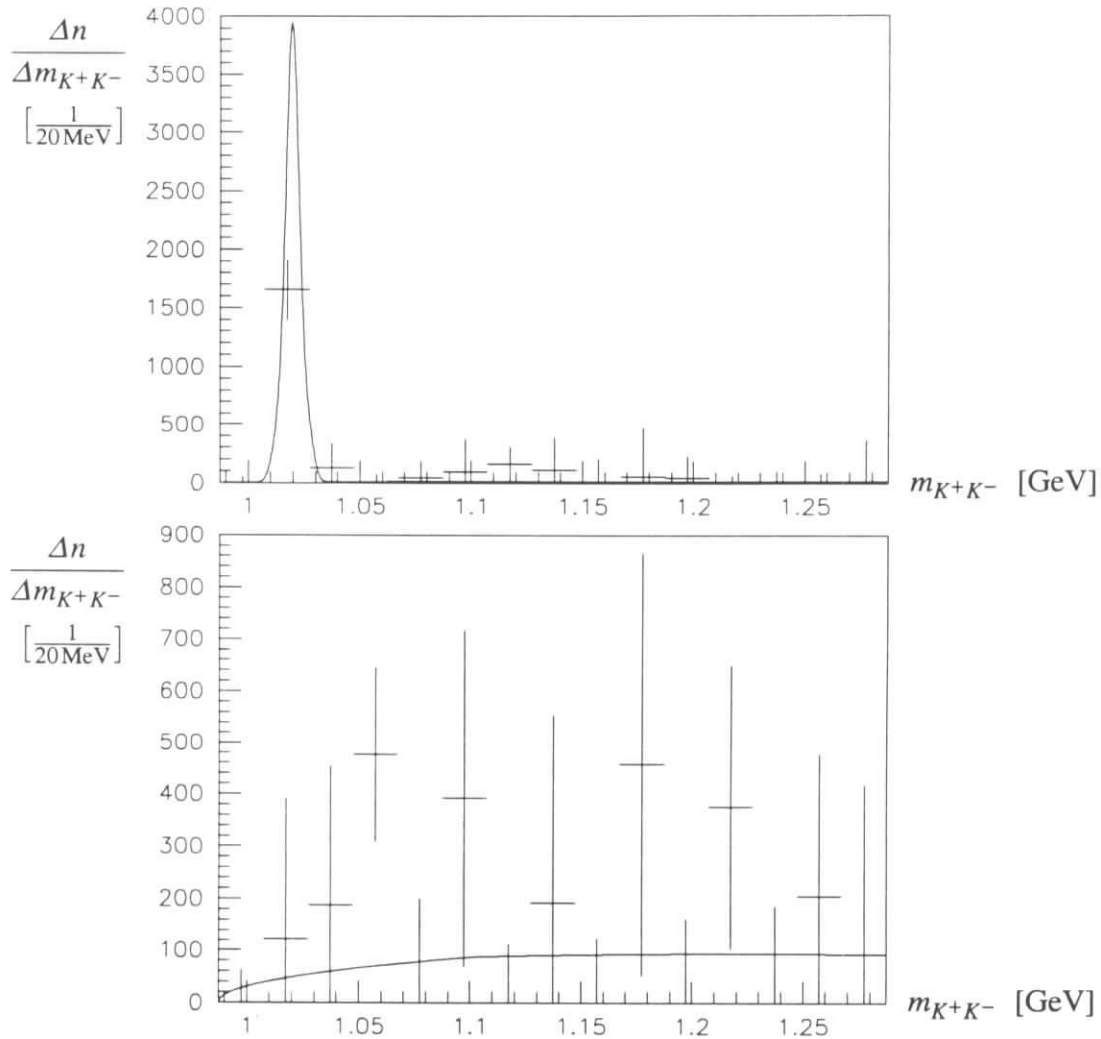


Abbildung 4.7: Die K^+K^- -Massenspektren für die Bahndrehimpulse $L = 1$ (oben) und $L = 0$ (unten). An die $L = 1$ -Verteilung ist ein ϕ -Signal auf Phasenraum-Untergrund angepaßt, an die $L = 0$ -Verteilung allein eine den Phasenraum beschreibende Funktion.

Abb. 4.7 zeigt die so gewonnenen K^+K^- -Massenspektren getrennt für $L = 0$ - und $L = 1$ -Zerfälle. Man erkennt, daß im Zerfallskanal mit Bahndrehimpuls 1 neben der ϕ -Resonanz kein signifikanter Untergrund existiert. Paßt man an die $L = 1$ -Verteilung ein ϕ -Signal an, so ergibt sich

$$N_{\phi}^{L=1} = 1708 \pm 267. \quad (4.19)$$

Dieser Wert ist niedriger als das in Gl. 4.11 angegebene Ergebnis für die ϕ -Anpassung an das

gesamte $m_{K^+K^-}$ -Spektrum, innerhalb des statistischen Fehlers jedoch mit diesem verträglich.

An die $m_{K^+K^-}$ -Verteilung für $L = 0$ wird ein der Phasenraumverteilung (s. Gl. 4.5) folgender Untergrund angepaßt, und man sieht, daß dieser die Meßdaten recht gut beschreibt – ein f_0 -Signal ist nicht zu erkennen. Um den möglichen Beitrag von $D_s^+ \rightarrow f_0(980)\pi^+$ -Übergängen quantitativ angeben zu können, muß jedoch noch eine Anpassungsrechnung an die $L = 0$ -Verteilung vorgenommen werden, bei der eine Überlagerung aus $f_0(980)$ -Signal und nichtresonantem Untergrund, welcher einer Phasenraumverteilung folgt, als Anpassungsfunktion verwendet wird.

4.4 Die Bestimmung des $f_0(980)$ -Anteils

Die $f_0(980)$ -Resonanz zerfällt in die Kanäle $\pi\pi$ (78 %) und KK (22 %) [PDG94], wobei letzterer Endzustand nur bei f_0 -Massen oberhalb der Massengrenze $2m_K = 0.987$ GeV auftreten kann. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist für den Bahndrehimpuls $L = 0$ durch

$$\sigma_{f_0 \rightarrow KK} = \frac{4\pi}{p_K^2} |a_0|^2 \quad (4.20)$$

gegeben (p_K ist hier der Kaonimpuls im f_0 -Ruhesystem), wobei sich die Übergangsamplitude a_0 durch

$$a_0 = \frac{m_{\text{Res}} \sqrt{\Gamma_{\text{in}} \Gamma_{KK}}}{(m_{KK}^2 - m_{\text{Res}}^2) - i m_{\text{Res}} (\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_{KK})} \quad (4.21)$$

ausdrücken läßt ($m_{\text{Res}} = 0.983$ GeV [Mor93] ist die zentrale Masse der f_0 -Resonanz). Die Partialbreiten $\Gamma_{\pi\pi}$ und Γ_{KK} sind hierbei abhängig von der Masse m_{KK} des Zwei-Kaon-Systems; sie wachsen mit dem zur Verfügung stehenden Phasenraum. Nach [Fla76] ist die Partialbreite für den Endzustand hh (hier: $h = \pi, K$)

$$\Gamma_{hh}(m_{KK}) = g_{hh} \rho_{hh}(m_{KK}) \quad \text{mit} \quad \rho_{hh}(m_{KK}) = \sqrt{1 - \frac{4m_h^2}{m_{KK}^2}}. \quad (4.22)$$

Dabei ist zu beachten, daß ρ_{KK} und damit die Partialbreite Γ_{KK} unterhalb der Massenschwelle $m_{KK} = 2m_K$ imaginär werden, was laut [Fla76] zu einer korrekten Beschreibung des Resonanzverlaufs im Bereich der Massengrenze führt. $g_{\pi\pi}$ und g_{KK} sind die Kopplungen an den jeweiligen Zerfallskanal; in Übereinstimmung mit [Mor93] werden diese Größen hier so gewählt, daß

$$\Gamma_{\pi\pi}(m_{\text{Res}}) = 52 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \left(\frac{g_{KK}}{g_{\pi\pi}} \right)^2 = 0.85 \quad (4.23)$$

wird, wobei der Resonanzverlauf recht unempfindlich gegenüber dem Verhältnis $g_{KK}/g_{\pi\pi}$ ist.

Weil man bei dem betrachteten Übergang $D_s^+ \rightarrow f_0(980)\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ den Ausdruck $\Gamma_{\text{in}}\Gamma_{KK}$ als zum durch Gl. 4.5 gegebenen Phasenraum $\Phi'(m_{KK})$ proportional einsetzen kann, ist der Resonanzverlauf nunmehr vollständig festgelegt. Da Zerfälle über die $f_0(980)$ -Resonanz und nichtresonante Zerfälle interferieren können, wird für die Anpassungsrechnung die von drei Parametern c_j abhängige Funktion

$$\frac{dN_{L=0}}{dm_{KK}} = \left| c_1 \frac{m_{\text{Res}}}{(m_{KK}^2 - m_{\text{Res}}^2) - i m_{\text{Res}} (\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_{KK})} + c_2 e^{ic_3} \right|^2 \Phi'(m_{KK}) \quad (4.24)$$

verwendet. Der Parameter c_3 ist hier die komplexe Phase zwischen f_0 -Resonanz und nichtresonantem Untergrund. Das Ergebnis der Anpassungsrechnung (s. auch Abb. 4.8) sind folgende

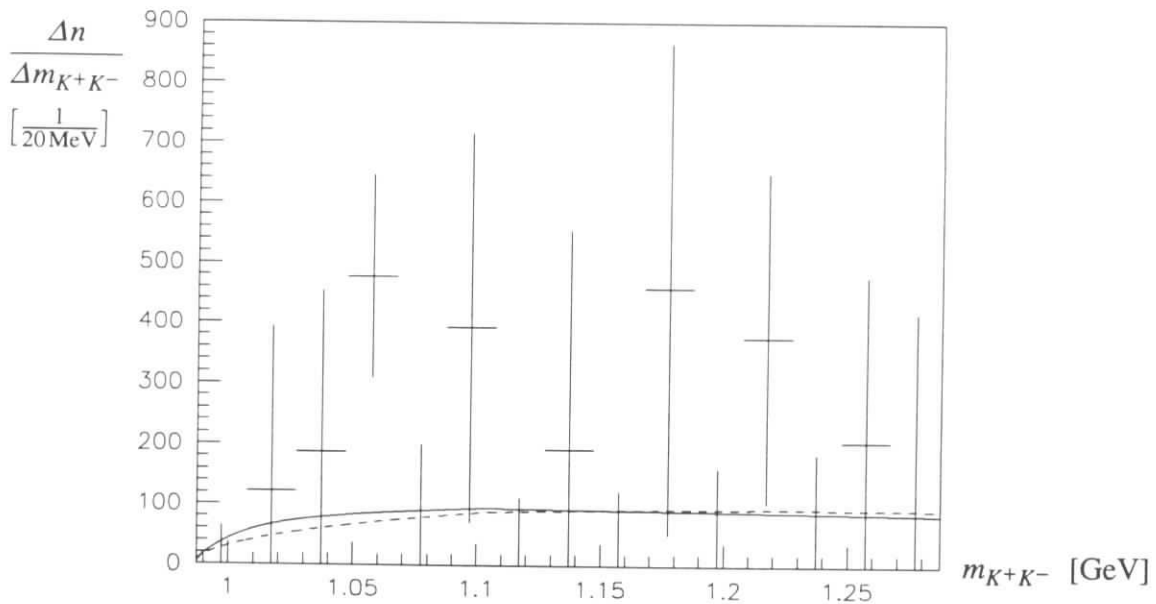


Abbildung 4.8: Das Ergebnis der Anpassungsrechnung an die m_{K+K^-} -Verteilung für $L = 0$. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der angepassten kohärenten Summe aus f_0 -Signal und nichtresonantem Untergrund, die gestrichelte Linie den Funktionsverlauf bei Vernachlässigung der f_0 -Resonanz.

Werte der drei Parameter:

$$c_1 = (0.7 \pm 1.1) \text{ GeV}, \quad c_2 = 10.3 \pm 4.2, \quad c_3 = -0.7 \pm 1.7. \quad (4.25)$$

Die m_{K+K^-} -Verteilung ist gut mit der Annahme verträglich, daß es keinen Beitrag vom Zerfall $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$, gibt; legt man den Parameter c_1 auf 0 fest, verschlechtert sich das χ^2 für die beste Anpassung lediglich von 11.0 auf 11.3 bei zwölf Freiheitsgraden.

Es ist nicht möglich, aus den gefundenen Parametern direkt auf ein Verzweungsverhältnis $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$ zu schließen, da sich aufgrund der Interferenz zwischen f_0 und Untergrund die m_{K+K^-} -Verteilung aus drei Anteilen zusammensetzt, und zwar dem f_0 -Beitrag (proportional zu c_1^2), dem nichtresonanten Anteil (proportional zu c_2^2) und dem Mischterm, der auch negativ werden kann (s. Abb. 4.9):

$$N_{KK} = N_{f_0} + N_{\text{nonres}} + N_{\text{interf}}. \quad (4.26)$$

Es ist nicht auszuschließen, daß nur aufgrund destruktiver Interferenz in dem Massenintervall unmittelbar über der KK -Schwelle, wo das Maximum der $f_0(980)$ -Resonanz in diesem Zerfallskanal zu erwarten wäre, kein $L = 0$ -Anteil am K^+K^- -Spektrum zu erkennen ist. Dennoch soll der maximal mögliche Beitrag der $f_0(980)$ -Resonanz an den $D_s^+ \rightarrow K^+K^- \pi^+$ -Zerfällen abgeschätzt werden. Dazu wird innerhalb des Parameterraums mit $\chi^2(c_1, c_2, c_3) < \chi_{\text{min}}^2 + 1.64^2$ – das entspricht bei einer Gauß-Verteilung einem Signifikanzniveau von 90 % – der maximale Wert des Anteils N_{f_0} bestimmt. Man findet

$$N_{f_0} < 340. \quad (4.27)$$

Hieraus und mit dem Ergebnis für $N_\phi^{L=1}$ (s. Gl. 4.19) folgt

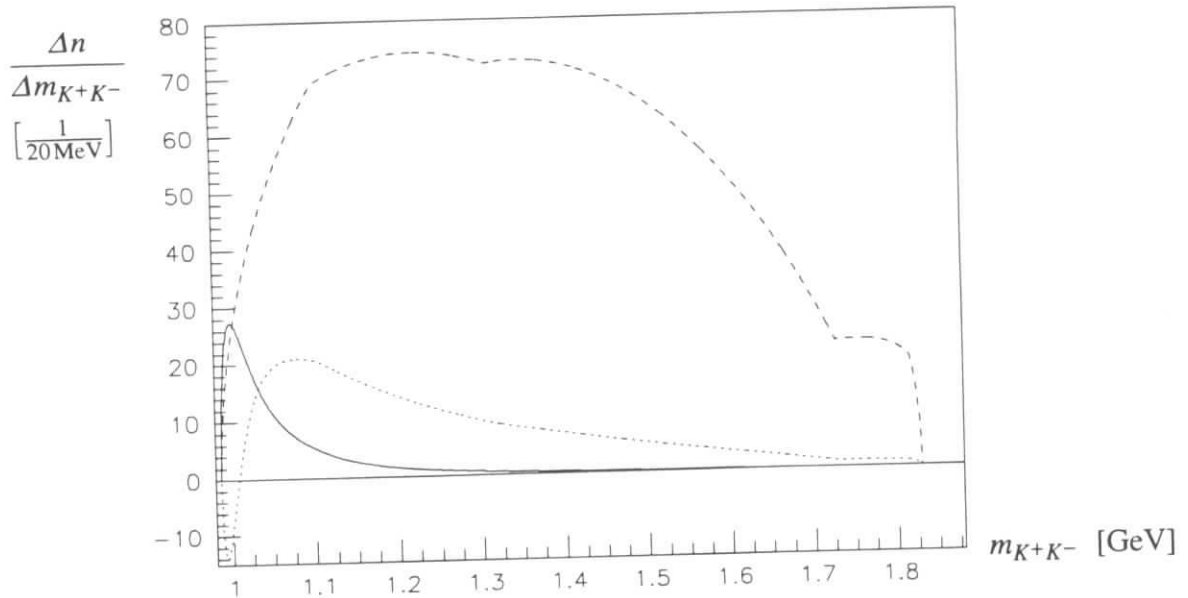


Abbildung 4.9: Die Beiträge von f_0 (durchgezogene Linie), nichtresonanten Zerfällen (unterbrochene Linie) und dem Interferenzterm (gepunktete Linie) zur $L = 0$ -Verteilung, wie sie sich aus der Anpassungsrechnung ergeben. Die unregelmäßige Form der Phasenraumverteilung wird durch den Schnitt auf die $K^- \pi^+$ -Masse hervorgerufen.

$$\frac{\tilde{\Gamma}(D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+) \cdot B(f_0 \rightarrow K^+ K^-)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) \cdot B(\phi \rightarrow K^+ K^-)} < 0.20, \quad (4.28)$$

und unter Verwendung der Verzweigungsverhältnisse $B(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (49.1 \pm 0.9) \%$ bzw. $B(f_0 \rightarrow K^+ K^-) = (11.0 \pm 1.2) \%$ [PDG94]

$$\frac{\tilde{\Gamma}(D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 0.89 \quad \text{bei } 90 \% \text{ Sicherheit.} \quad (4.29)$$

Dieser Wert kann verglichen werden mit dem entsprechenden Resultat für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ [Roh93],

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f K_S^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \phi K_S^0)} = 1.8 \pm 0.6. \quad (4.30)$$

f steht hier für eine Resonanz, bei der es sich um das $f_0(980)$ oder um das $a_0(980)$ handeln kann. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß das Verhältnis der Produktionsraten von $f_0(980)$ -Resonanz und ϕ -Resonanz im $K^+ K^-$ -System bei dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ niedriger ist als bei dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$, allerdings ist der Unterschied nicht statistisch signifikant. Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, daß es sich bei der in der zitierten Arbeit gefundenen $L = 0$ -Resonanz im $D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ -Zerfall nicht um das f_0 , sondern die $a_0(980)$ -Resonanz handelt.

Bei der gegebenen Meßgenauigkeit ist es nicht möglich, zu entscheiden, wie hoch der $s\bar{s}$ -Anteil der $f_0(980)$ -Resonanz ist. Das Resultat ist mit dem von [Cha89] für einen $s\bar{s}$ -Anteil von 100 % angegebenen Wert von $\Gamma(D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+) / \Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = 0.22 \dots 0.27$ verträglich.

5 Die Implikationen für die Zerfallskonstante f_{D_s}

5.1 Das Verhältnis der Übergangsraten in die Endzustände $\mu^+ \nu_\mu$ und $\phi \pi^+$

Aus den Wirkungsquerschnitten für $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ - und $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle (s. Gl. 3.28 und Gl. 4.12) läßt sich direkt das Verhältnis der Übergangsraten ableiten. Dabei wird für den $\phi \pi^+$ -Wirkungsquerschnitt derjenige Wert eingesetzt, der ohne Partialwellenzerlegung gefunden wird. Das ist gerechtfertigt, weil kein signifikanter Beitrag von $L = 0$ -Resonanzen im $K^+ K^-$ -System gemessen wird, und sinnvoll aus Gründen der Vergleichbarkeit mit anderen Messungen, bei denen keine Partialwellenzerlegung des $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ -Zerfalls durchgeführt wird. Man findet

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.178 \pm 0.101 \pm 0.055. \quad (5.1)$$

Der angegebene statistische bzw. systematische Fehler ist jeweils von der Messung der Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ dominiert, so daß es wie in Abschnitt 3.5 ausgeführt gerechtfertigt ist, zur Bestimmung einer Obergrenze für das Zerfallsverhältnis beide Fehler quadratisch aufzusummieren. Auf diese Weise erhält man¹

$$\frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 0.33 \quad \text{bei 90 \% Sicherheit.} \quad (5.2)$$

Dieses Resultat muß in Relation gesetzt werden zu der Messung von $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ durch die CLEO-Kollaboration [Aco94], welche das Ergebnis

$$\frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.245 \pm 0.052 \pm 0.074 \quad (5.3)$$

liefert. Beide Messungen sind – bei beträchtlichen Fehlern – miteinander verträglich. Wiewohl das CLEO-Resultat aufgrund der größeren zur Verfügung stehenden Datenmenge einen deutlich kleineren statistischen Fehler aufweist, gelingt es mit der vorliegenden Analyse, die Obergrenze für das Verhältnis der D_s^+ -Übergangsraten in die Endzustände $\mu^+ \nu_\mu$ und $\phi \pi^+$ herabzusetzen – bei quadratischer Addition der angegebenen systematischen und statistischen Fehler ergibt sich aus der CLEO-Messung eine Obergrenze von 0.36.

Da die vorliegende Messung und das CLEO-Resultat statistisch unabhängig voneinander sind, können beide Resultate miteinander kombiniert werden, so daß sich ein Mittelwert mit reduziertem Fehler ergibt. Neben den statistischen Fehlern beider Messungen sind auch die systematischen Fehler weitestgehend unabhängig voneinander, da sie detektorspezifisch sind. Der

¹Zur Berechnung der Obergrenzen siehe S. 58.

Anteil des in beiden Analysen verwendeten Verzweigungsverhältnisses $B(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ am systematischen Fehler ist völlig vernachlässigbar. Dementsprechend ergibt sich für das gewichtete Mittel

$$\left. \frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} \right|_{\text{ARGUS + CLEO}} = 0.219 \pm 0.071. \quad (5.4)$$

5.2 Die Berechnung der Zerfallskonstanten

Wie in 1.4 ausgeführt, wird die Übergangsrate $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ unmittelbar von der Zerfallskonstanten f_{D_s} bestimmt. Umgekehrt bedeutet dies, daß zur Berechnung von f_{D_s} das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ und die Lebensdauer des D_s -Mesons einzusetzen sind, wobei zur Bestimmung von $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ aus der vorliegenden Analyse noch das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ bekannt sein muß:

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \frac{1}{\tau_{D_s}} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) \cdot \frac{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)}. \quad (5.5)$$

Weil der Wirkungsquerschnitt für die D_s -Produktion noch bei keinem Experiment direkt gemessen werden konnte, muß $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ mit Hilfe theoretischer Überlegungen bestimmt werden. Da die Wirkungsquerschnitte für D^0 - und D^+ -Mesonen besser bekannt sind, gelingt das, wenn man die Übergangsraten von D_s -Zerfällen mit jenen äquivalenter D -Zerfälle in Relation setzen kann. Hierfür bieten sich die semileptonischen Zerfälle $D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu$ und $D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu$ an, die beide über denselben Zuschauergraphen (s. Abb. 5.1) erfolgen und daher sehr ähnliche Übergangsraten aufweisen sollten. Theoretische Modelle von Bauer, Stech und Wir-

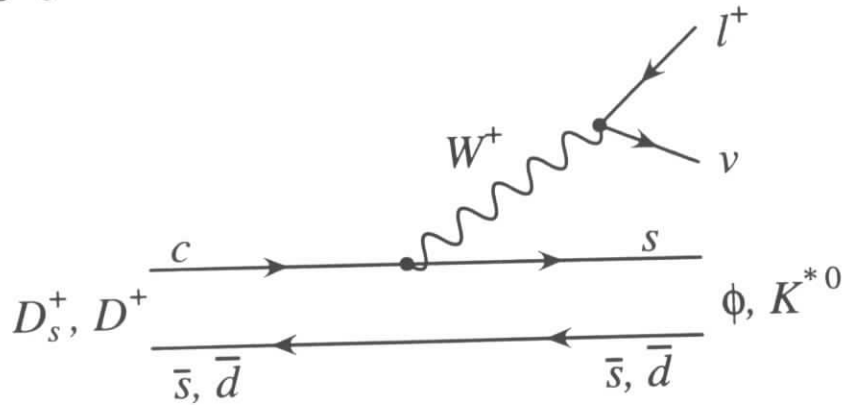


Abbildung 5.1: Der Feynman-Graph für die semileptonischen Übergänge $D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu$ - und $D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu$.

bel [Bau85, Bau89] bzw. Isgur et. al. [Isg89] sagen für das Verhältnis $F = \Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu) / \Gamma(D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu)$ Werte von 0.83 bzw. 1.00 voraus. Für den Übergang $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ erhält man damit

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = F \Gamma(D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu) \frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu)} \quad (5.6)$$

$$\Rightarrow B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = F \frac{\tau_{D_s^+}}{\tau_{D^+}} B(D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu) \frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu)}. \quad (5.7)$$

[PDG94] gibt die folgenden Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern an:

$$B(D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu) = (4.8 \pm 0.4) \% \quad (5.8)$$

$$\tau_{D_s^+} = (0.467 \pm 0.017) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (5.9)$$

$$\tau_{D^+} = (1.057 \pm 0.015) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (5.10)$$

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.54 \pm 0.05 \quad (5.11)$$

Setzt man für F den Wert 0.915 ± 0.090 (Mittelwert aus GISW- und BSW-Modell) ein, und addiert man alle auftretenden Fehler quadratisch, ergibt sich

$$B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.6 \pm 0.6) \% \quad (5.12)$$

In [PDG94] wird ein Weltmittelwert von $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.5 \pm 0.4) \%$ angegeben, der sich im wesentlichen auf Messungen von CLEO [Ale90, But94], ARGUS [Alb91b] und E687 [Fra93] sowie eine Analyse von Muheim und Stone [Muh94] stützt. Alle diese Messungen – mit Ausnahme von [Muh94] – beruhen über das oben angegebene Verfahren auf Messungen von $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu) / \Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$, wobei allerdings unterschiedliche Werte für F angenommen werden. Die CLEO-Kollaboration verwendet in ihrer Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.7 \pm 0.9) \%$, gibt in [Ale90] jedoch $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (5.1 \pm 0.4 \pm 0.8) \%$ an. Die voneinander abweichenden Ergebnisse kommen dadurch zustande, daß verschiedene Annahmen über F gemacht und unterschiedliche Verzweigungsverhältnisse eingesetzt werden. Muheim und Stone geben in [Muh94] ein alternatives Verfahren zur Messung des D_s -Produktionswirkungsquerschnitts an. Sie präsentieren eine CLEO-Messung des Verhältnisses der Produktionswirkungsquerschnitte von D_s^{*++} - und D^{*+0} -Mesonen² und leiten aus dem Resultat einen $s\bar{s}$ -Unterdrückungsfaktor in der Fragmentation von $N(s\bar{s}) / (N(u\bar{u}) + N(d\bar{d})) = 0.12 \pm 0.03$ ab, womit σ_{D_s} gegeben ist.

Für die folgenden Berechnungen wird für $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ der zitierte Wert der *Particle Data Group* [PDG94] verwendet, aufgrund der theoretischen Unsicherheiten ist es jedoch nicht auszuschließen, daß die systematische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses damit unterschätzt wird. Aus der Messung von $\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ (s. Gl. 4.12) ergibt sich für den Produktionswirkungsquerschnitt für D_s -Mesonen bei einer Schwerpunktennergie von 10.5 GeV

$$\sigma_{D_s} = (0.234 \pm 0.023 \pm 0.041) \text{ nb} \quad (5.13)$$

Dieser Wert ist – im wesentlichen aufgrund des höheren angenommenen $\phi \pi$ -Verzweigungsverhältnisses – etwas niedriger als das in [Alb88] angegebene Ergebnis $\sigma_{D_s} = (0.30 \pm 0.11) \text{ nb}$, das ausschließlich auf von ARGUS gemessenen Daten beruht.

Aus dem gemessenen Verhältnis $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / \Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ (s. Gl. 5.1) folgt so mit Gl. 5.5

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (6.2 \pm 3.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-3} \quad (5.14)$$

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (8.8 \pm 5.0 \pm 2.9) \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (5.15)$$

Bei quadratischer Addition von statistischen systematischen Fehlern impliziert dieses Ergebnis 90 %-Obergrenzen von

$$B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) < 1.16 \% \quad (5.16)$$

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) < 16.4 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (5.17)$$

²Da die untersuchten D_s^{*++} -Mesonen dominant in $D^* K$ zerfallen, ist zu ihrer Messung nicht die Rekonstruktion eines D_s -Mesons erforderlich.

Die Zerfallskonstante f_{D_s} errechnet sich nach 1.13 aus der Partialbreite $\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ mittels

$$f_{D_s} = \frac{\sqrt{8\pi}}{G_F |V_{cs}|} \frac{1}{m_\mu \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s}^2}\right)} \sqrt{\frac{1}{m_{D_s}} \Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \quad (5.18)$$

zu

$$f_{D_s} = (279^{+70}_{-95} {}^{+43}_{-51}) \text{ MeV} \quad (5.19)$$

und bei quadratischer Addition von statistischem und systematischem Fehler

$$f_{D_s} = (279^{+80}_{-115}) \text{ MeV}. \quad (5.20)$$

Der asymmetrische Fehler resultiert aus der Tatsache, daß die Zerfallskonstante nicht linear mit der $\mu^+ \nu_\mu$ -Partialbreite zusammenhängt, sondern mit deren Quadratwurzel wächst³. Die Obergrenze auf die Zerfallskonstante wird damit

$$f_{D_s} < 381 \text{ MeV} \quad \text{bei 90 \% Sicherheit.} \quad (5.21)$$

Um das Ergebnis mit dem Resultat der CLEO-Kollaboration von $f_{D_s} = (344 \pm 37 \pm 52 \pm 42)$ MeV vergleichen zu können, sei hier auch noch der Wert für die Zerfallskonstante angegeben, der sich bei Verwendung des von CLEO angenommenen $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Verzweigungsverhältnisses von (3.7 ± 0.9) % ergibt:

$$f_{D_s} |_{B(D_s \rightarrow \phi \pi) = (3.7 \pm 0.9)\%} = (287^{+72}_{-98} {}^{+52}_{-64}) \text{ MeV} \quad (5.22)$$

Hieraus folgt eine Obergrenze von

$$f_{D_s} |_{B(D_s \rightarrow \phi \pi) = (3.7 \pm 0.9)\%} < 397 \text{ MeV}. \quad (5.23)$$

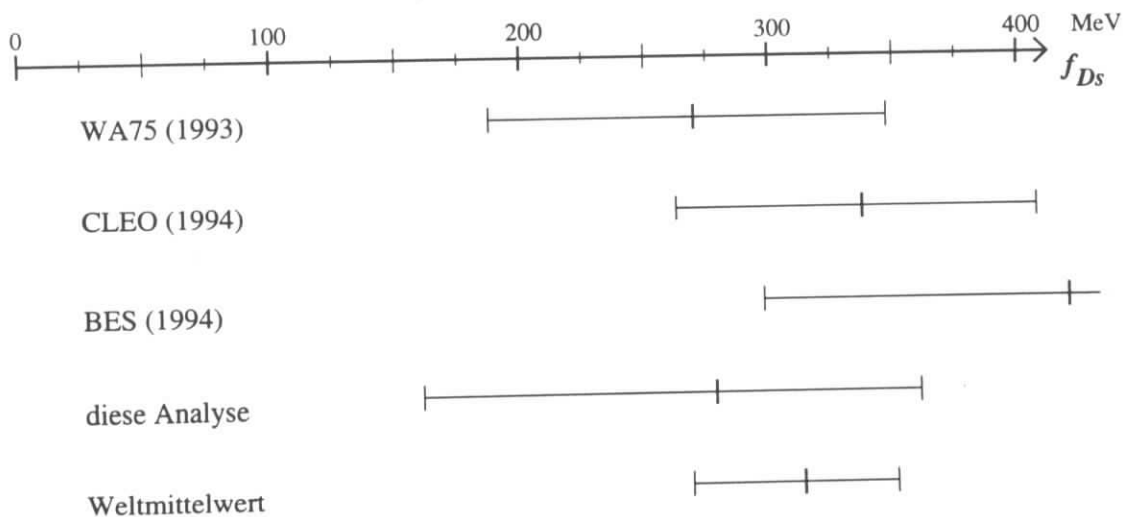


Abbildung 5.2: Eine Zusammenstellung der Messungen der D_s -Zerfallskonstante verschiedener Experimente und des daraus resultierenden Weltmittelwertes. Es werden die skalierten Ergebnisse aus Tab. 1.5 verwendet.

³Da der Fehler gegenüber dem Mittelwert nicht vernachlässigbar ist, kann das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz hier nicht angewendet werden.

Das Resultat dieser Analyse ist im Rahmen der nicht unbeträchtlichen Fehler mit den theoretischen Vorhersagen verträglich. Der Mittelwert liegt mit 279 MeV niedriger als der von CLEO gefundene Wert, ist aber innerhalb der Fehler mit diesem verträglich. Abb. 5.2 zeigt eine Zusammenstellung der bisher veröffentlichten f_{D_s} -Messungen und der vorliegenden Analyse. Aus der Gesamtheit der Messungen leptonischer D_s -Zerfälle läßt sich ein Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ und die Zerfallskonstante ableiten. Unter Beachtung der gemeinsamen Abhängigkeit dreier Messungen von $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ und bei quadratischer Addition aller Fehler ergibt sich

$$\boxed{B(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)_{\text{Welt}} = (7.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-3} \implies f_{D_s}^{\text{Welt}} = (311^{+38}_{-43}) \text{ MeV}}. \quad (5.24)$$

Das 90 %-Intervall für die Zerfallskonstante des D_s -Mesons ist damit

$$235 \text{ MeV} < f_{D_s} < 371 \text{ MeV}. \quad (5.25)$$

6 Die Zusammenfassung

Die hohe geometrische Akzeptanz des ARGUS-Detektors ermöglicht es, den Übergang $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ aus dem detektierten Myon und dem fehlenden Impuls im Ereignis zu rekonstruieren. Die beste Auflösung in der Masse des D_s^+ -Mesons erzielt man dabei, wenn der fehlende Dreierimpuls direkt als Neutrinoimpuls eingesetzt wird und sein Betrag die Neutrinoenergie festlegt. 5% aller Signalereignisse können unter Verwendung dieser Technik im Signalbereich $1.7 \text{ GeV} < m_{\mu, \nu} < 2.4 \text{ GeV}$ rekonstruiert werden und erfüllen außerdem die Schnitte, die zur Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund angewendet werden. Der Untergrund, der aus Kombinationen von Elektronen und fehlendem Impuls bestimmt wird, beschreibt den Verlauf des D_s^+ -Massenspektrums außerhalb der Signalregion gut. Im Signalbereich findet sich gegenüber dem Elektron-, „Neutrino“-Untergrund ein – statistisch nicht signifikanter – Überschuß von 36.2 ± 20.3 Myon-, „Neutrino“-Ereignissen. Das Verhältnis der D_s^+ -Übergangsraten in die Endzustände $\mu^+ \nu_\mu$ und $\phi \pi^+$ ergibt sich daraus zu

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} = 0.178 \pm 0.101 \pm 0.055$$

$$< 0.33 \quad \text{bei } 90\% \text{ Sicherheit.}$$

Unter Verwendung von $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.5 \pm 0.4)\%$ [PDG94] folgt für die Zerfallskonstante des D_s^+ -Mesons damit

$$f_{D_s} = (279_{-95}^{+70} {}_{-51}^{+43}) \text{ MeV.}$$

Dieses Ergebnis ist verträglich mit den Resultaten früherer Messungen sowie den Vorhersagen aufgrund von Gitter-QCD, QCD-Summenregeln und Potentialmodellen. Kombiniert man dieses Resultat mit denen der älteren Analysen, ergibt sich ein Weltmittelwert von

$$f_{D_s}^{\text{Welt}} = (311_{-43}^{+38}) \text{ MeV.}$$

Die experimentellen Daten deuten somit darauf hin, daß die D_s -Zerfallskonstante oberhalb jenes Bereichs (200...250) MeV liegen könnte, der von den meisten Gitter-Eichrechnungen und QCD-Summenregeln favorisiert wird. Aufgrund der immer noch recht großen statistischen Fehler können die existierenden theoretischen Vorhersagen jedoch nicht zweifelsfrei widerlegt werden. Messungen leptonischer D_s -Zerfälle werden auch in Zukunft noch von großem theoretischen Interesse sein. Es muß auch darauf hingewiesen werden, daß die meisten f_{D_s} -Messungen von dem Verzweigungsverhältnis $B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ abhängen, welches bislang nur auf Grundlage modellabhängiger Berechnungen zu bestimmen ist.

Die Analyse des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ ergibt für das Produkt aus dem D_s -Produktionswirkungsquerschnitt und dem Verzweigungsverhältnis in den Kanal $\phi \pi^+$ einen Wert von

$$\sigma_{D_s^+} \cdot B(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (8.2 \pm 0.8 \pm 1.1) \text{ pb.}$$

Die Partialwellenanalyse des $K^+ K^-$ -Subsystems zeigt, daß in dem betrachteten Bereich $m_{K^+ K^-} < 1.3 \text{ GeV}$ neben dem ϕ -Meson keine weitere Resonanz mit dem Drehimpuls $J = 1$

auftritt. Der Verlauf des $m_{K^+K^-}$ -Spektrums für $L = 0$ wird durch eine Phasenraumverteilung, wie sie für nichtresonante $D_s^+ \rightarrow K^+K^- \pi^+$ -Übergänge zu erwarten ist, gut beschrieben. An der KK -Massengrenze wird kein Beitrag der $f_0(980)$ -Resonanz beobachtet, was allerdings einer Interferenz mit nichtresonantem Untergrund zuzuschreiben sein kann. Das Verhältnis von $f_0(980)$ - zu ϕ -Produktion im K^+K^- -System läßt sich mit

$$\frac{\tilde{\Gamma}(D_s^+ \rightarrow f_0(980) \pi^+)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)} < 0.89 \quad \text{bei 90 \% Sicherheit}$$

nach oben einschränken, was mit einem $s\bar{s}$ -Anteil im $f_0(980)$ von 100 % konsistent ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zerfälle von D -Mesonen im Zuschauermodell	8
1.2	D -Zerfälle durch Annihilation und internen W -Austausch.	8
1.3	Der Feynman-Graph für leptonische D_s^+ -Zerfälle.	9
1.4	Feynman-Graphen der B_d^0 -Oszillationen.	11
1.5	Der Feynman-Graph für die Produktion von D_s -Mesonen in B -Zerfällen. . . .	17
1.6	Die Feynman-Graphen für die Übergänge $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ und $D_s^+ \rightarrow f_0 \pi^+$	18
2.1	Die Produktion von D_s -Mesonen bei DORIS.	20
2.2	Die Strahlführung beim Speicherring DORIS.	22
2.3	Der ARGUS-Detektor.	24
2.4	Der Energieverlust durch Ionisation in der Driftkammer.	25
2.5	Die Massenauflösung des TOF-Systems.	26
2.6	Der Online-Datenfluß	29
3.1	Die erzielten Auflösungen der D_s -Masse bei Verwendung verschiedener Rekonstruktionsmethoden.	37
3.2	Die Topologie der $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Ereignisse	39
3.3	Die Multiplizitäten von $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen (MC) und von multihadronischen Zerfällen.	40
3.4	Die Lepton-Impulsspektren in $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen (MC) und im Untergrund	41
3.5	Die $m_{\ell, \nu}$ -Massenspektren vor Korrekturen und Schnitten	41
3.6	Das Massenspektrum von Hadron-, „Neutrino“-Kombinationen	42
3.7	Die Leptonakzeptanzen	43
3.8	Myon-, „Neutrino“- und Elektron-, „Neutrino“-Massenspektren nach Korrekturen.	44
3.9	Die Thrust-Verteilungen von Signal- und Untergrundereignissen.	46
3.10	Die Jetmassen in $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Zerfällen und in Untergrundereignissen.	47
3.11	Die Impulsverteilung der D_s -Kandidaten in Signal- und Untergrundereignissen.	48
3.12	Der Winkel zwischen fehlendem Impuls und Strahlachse für Signal- und Untergrundereignisse.	49
3.13	Die Zerfallswinkelverteilung für Signal und Untergrund.	51
3.14	Transversalimpulsverteilungen von Signal und Untergrund.	51
3.15	Die fehlende Masse in Signal- und Untergrundereignissen.	52
3.16	Die Gesamtladung in Signal- und Untergrundereignissen.	53
3.17	Die Massendifferenz $m_{D_s \gamma} - m_{D_s}$ bei $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Ereignissen im Monte Carlo.	55

3.18	Das Verhalten des $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Signals, wenn ein zusätzliches Photon aus dem Zerfall $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ verlangt wird.	55
3.19	Das $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -Signal im Monte Carlo vor und nach Schnitten.	56
3.20	Die Massenspektren für Kombinationen von Myonen, Elektronen und Hadronen mit fehlendem Impuls nach Schnitten.	57
3.21	Die untergrundfreie $m_{\mu, \nu}$ -Verteilung in den Meßdaten.	57
4.1	Die $\phi \pi^+$ -Massenverteilung vor Schnitten.	61
4.2	Die Zerfallswinkelverteilung von Kandidaten für $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Zerfälle.	61
4.3	Die $\phi \pi^+$ -Massenverteilung nach dem Schnitt im Zerfallswinkel.	62
4.4	Die untergrundfreie $K^+ K^-$ -Massenverteilung in $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ -Zerfällen.	63
4.5	Die $K^+ K^- \pi^+$ -Rekonstruktionsakzeptanz in Abhängigkeit vom $K^+ K^-$ -Zerfallswinkel.	67
4.6	Die Zerfallswinkelverteilungen in zwei verschiedenen Bereichen der $K^+ K^-$ -Masse.	68
4.7	Die $m_{K^+ K^-}$ -Spektren für $L = 1$ und $L = 0$	69
4.8	Das Ergebnis der Anpassungsrechnung an die $m_{K^+ K^-}$ -Verteilung für $L = 0$	71
4.9	Die Beiträge von f_0 , nichtresonanten Zerfällen und dem Interferenzterm zur $L = 0$ -Verteilung.	72
5.1	Der Feynman-Graph für semileptonische $D_s^+ \rightarrow \phi \ell^+ \nu$ - und $D^+ \rightarrow K^{*0} \ell^+ \nu$ -Übergänge.	74
5.2	Eine Zusammenstellung der f_{D_s} -Messungen verschiedener Experimente.	76

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Eigenschaften der pseudoskalaren D -Mesonen.	7
1.2	Ergebnisse von Gitter-Eichrechnungen für die D_s -Zerfallskonstante.	13
1.3	Aus QCD-Summenregeln erhaltene Werte für die D_s -Zerfallskonstante.	13
1.4	Neuere Ergebnisse von Potentialmodellen für die D_s -Zerfallskonstante.	14
1.5	Die Messungen von f_{D_s} über leptonische D_s^+ -Zerfälle.	16
1.6	Die Zerfallskonstanten von Pionen und Kaonen.	17
3.1	Die Fehlidentifikationsraten von Hadronen als Leptonen	42
4.1	Der Einfluß der Detektorauflösung auf die Zerfallswinkelverteilung.	69

Literaturverzeichnis

- [Ach89] N.N. ACHASOV, S.A. DEVJANUS und G.N. ŠESTAKOV, Z. Phys. **C 22** (1989), 53.
- [Aco94] D. ACOSTA et. al. (CLEO), Phys. Rev. **D 49** (1994), 5690.
- [Ahm96] M.R. AHMADY, J.R. MENDEL und J.D. TALMAN, OCHA-PP-70 (1996).
- [Alb87] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 192** (1987), 245.
- [Alb88] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 207** (1988), 349.
- [Alb89a] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 275** (1989), 1.
- [Alb89b] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 230** (1989), 162.
- [Alb90] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 246** (1990), 278.
- [Alb91a] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Z. Phys. **C 52** (1991), 353.
- [Alb91b] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Phys. Lett. **B 255** (1991), 634.
- [Alb92] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Z. Phys. **C 54** (1992), 1.
- [Alb93] H. ALBRECHT et. al. (ARGUS), Z. Phys. **C 57** (1993), 533.
- [Ale90] J. ALEXANDER et. al. (CLEO), Phys. Rev. Lett. **68** (1990), 1275.
- [Anj89] J.C. ANJOS et al. (E691), Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 125.
- [Aok93] S. AOKI et al. (WA75), Prog. Theor. Phys. **89** (1993), 131.
- [Are86] A. AREFIEV et. al. (ARGUS), DESY 83-025 (1986).
- [Bag92] E. BAGAN, P. BALL, V.M. BRAUN und H.G. DOSCH, Phys. Lett. **B 278** (1992), 457.
- [Bai95] J.Z. BAI et al. (BES), SLAC-PUB 95-6746 (1995).
- [Bar84] D.P. BARBER et. al., Phys. Lett. **B 135** (1984), 498.
- [Bar91] S. BARLAG et al. (ACCMOR), Z. Phys. **C 49** (1991), 555.
- [Bau85] M. BAUER, B. STECH und M. WIRBEL, Z. Phys. **C 29** (1985), 269.
- [Bau89] M. BAUER, B. STECH und M. WIRBEL, Z. Phys. **C 42** (1989), 671.
- [Bec87] J. BECKER et al. (MARK-III), SLAC-PUB-4244 (1987).
- [Beh92] O. BEHNKE (ARGUS), *Inklusive ϕ -Produktion in Zerfällen von B-Mesonen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F15-92-04 (1992).
- [Ber94] C. BERNARD, J. LABRENZ und A. SONI, Phys. Rev. **D 49** (1994), 2536.

- [Box94] R.M. BOXTER et al., Phys. Rev. **D 49** (1994), 1594.
- [But94] F. BUTLER et. al. (CLEO), Phys. Lett. **B 324** (1994), 255.
- [Cap88] S. CAPSTICK und S. GODFREY, Phys. Rev. **D 41** (1988), 2856.
- [Cea88] P. CEA et al., Phys. Lett. **B 206** (1988), 691.
- [Cha89] C. CHANG, X. LI und J WANG, Phys. Lett **B 227** (1989), 479.
- [Dan83] M. DANILOV et. al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983), 153.
- [Dom87] C.A. DOMINGUEZ und N. PAVER, Phys. Lett. **B 197** (1987), 423.
- [Dom93] C.A. DOMINGUEZ und N. PAVER, Phys Rev. **D 41** (1988), 2856.
- [Dre83] A. DRESCHER et al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **205** (1983), 125.
- [Eic88] E. EICHTEN, in *Field Theory on the Lattice*, edited by A. BILLOIRE et al, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **4** (1988), 170.
- [Edw86] K.W. EDWARDS et. al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 252** (1986), 384.
- [Edw95] K.W. EDWARDS et al. (CLEO), Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 3331.
- [Fla76] S.M. FLATTÉ, Phys. Lett. **B 63** (1976), 224.
- [Fom88] B. FOMINYCH (ARGUS), interner ARGUS-Bericht (1988).
- [Fra93] P.L. FRABETTI et. al. (E687), Phys. Lett. **B 313** (1993), 253.
- [Gav88] M.B. GAVELA et. al., Phys. Lett. **B 206** (1988), 113.
- [God85] S. GODFREY und N. ISGUR, Phys. Rev. **D 32** (1985), 189.
- [Gran88] T.A. DE GRAND und R.D. LOFT, Phys. Rev. **D 38** (1988), 954.
- [Gran93] A.K. GRANT, J.L. ROSNER und E. RYNES, Phys. Rev. **D 47** (1993), 1981.
- [Hag79] J.S. HAGELIN, Phys. Rev **D 20** (1979), 2893.
- [Hag86] K. HAGIWARA, A.D. MARTIN und A.W. PEACOCK, Z. Phys. **C 33** (1986), 135.
- [Hel85] R. HELLER et. al. (ARGUS), Nucl. Instr. and Meth. **A 235** (1985), 26.
- [Hwa96] D.S. HWANG und G.H. KIM, HEP-9601209 (1996).
- [Ina81] T. INAMI und C.S. LIM, Prog. Theor. Phys. **65** (1981), 297; (E) **65** (1982), 772.
- [Isg89] N. ISGUR, Phys. Rev. **D 40** (1989), 1491.
- [Isg91] N. ISGUR, Phys. Rev. **D 43** (1991), 810.
- [Jac64] J.D. JACKSON, Il Nuovo Cimento **34** (1964), 1644.
- [Jaf77] R.L. JAFFE, Phys. Rev. **D 15** (1977), 267.
- [Kob73] M. KOBAYASHI und T. MASKAWA, Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652.
- [Kog83] J.K. KOGUT, Rev. Mod. Phys. **55** (1983), 775.

- [Mai91] O. MAI (ARGUS), *Bestimmung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses von B^0 -Mesonen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F15-91-05 (1991).
- [Hay86] C. HAYNE und N. ISGUR, Phys. Rev. **D 25** (1982), 1944.
- [KAL] Eine Beschreibung von KAL findet sich auf <http://www.physik.uni-dortmund.de/ARGUS/Kal/kal.html>.
- [Mor93] D. MORGAN und M.R. PENNINGTON, Phys. Rev. **D 48** (1993), 1185.
- [Nac86] O. NACHTMANN, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg (1991).
- [Nar87] S. NARISON, Phys. Lett. **B 198** (1987), 104.
- [Neu92] M. NEUBERT, Phys. Rev. **D 45** (1992), 2451.
- [Neu93] M. NEUBERT, *Heavy Quark Symmetry*, SLAC-PUB 6263 (1993).
- [Muh94] F. MUHEIM und S. STONE (CLEO), Phys. Review **D 49** (1994), 3767.
- [Nes86] H. NESEMANN, *Status and Limitations of DORIS II*, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg (1986).
- [PDG92] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 45** (1992).
- [PDG94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 50** (1994).
- [Pet83] C. PETERSON et al., Phys. Rev. **D 27** (1983), 105.
- [Ric79] J.L. RICHARDSON, Phys. Lett. **B 82** (1979), 272.
- [Roh93] A. ROHDE (ARGUS), *Partialwellenanalyse des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$* , Diplomarbeit, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F15-93-03 (1993).
- [Ruf89] T. RUF (ARGUS), Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, IEKP-KA/89-5 (1989).
- [Shi79] M.A. ŠIFMAN, A.I. VAINŠTAIN und V.I. ZACHAROV, Nucl. Phys. **B 147** (1979), 385.
- [Wei67] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264.
- [Wei89] J. WEINSTEIN, Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, Korsika, UTKP-89-7 (1989).

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt allen denen, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Herr Prof. Schmidt-Parzefall ermöglichte mir die Untersuchung dieser Aufgabenstellung bei der ARGUS-Kollaboration und begleitete konstruktiv ihren Fortgang. Herr Schröder gab mit einer Reihe nützlicher Ratschläge und Ideen wichtige Impulse. Bei Herrn Prof. Büßer bedanke ich mich dafür, daß er bereit war, meine Arbeit als Zweitgutachter zu lesen.

Viel zu verdanken habe ich meinen Kollegen Reinhard Eckmann, Hartmut Kuipers, Rüdiger Mundt, Christian Oehser, Thorsten Oest, Robert Reiner, Angela Rohde, Julia Thom, Peter Weyers und Andreas Bulla, die mit zahlreichen Diskussionen, Grill- und Spielabenden entscheidend zum erfolgreichen Abschluß der Arbeit und zu dem sehr angenehmen Arbeitsklima beitrugen. Bei Andrea Hechtenberg und meinen Eltern möchte ich mich für ihre liebevolle Unterstützung bedanken.

