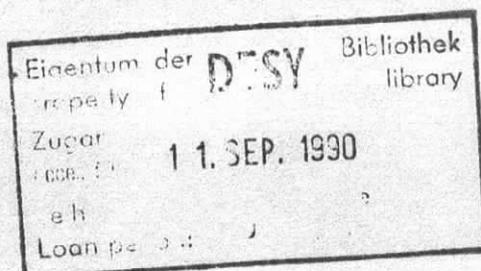


Interner Bericht
DESY F15-90-05
Juli 1990

Messung der Zerfälle
 $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ und $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$
mit dem Detektor ARGUS

von

A. Nippe



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.

Messung der Zerfälle
 $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ und $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$
mit dem Detektor ARGUS

12

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Alex Nippe
aus Göttingen

Hamburg

1990

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall

Prof. Dr. V. Soergel

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall

Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation:

26. 7. 1990

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. H. Wendker

Abstract

Using the data collected with the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II, a new method for studying semileptonic charm decays in continuum production is introduced. This technique is based on charm tagging with electrons by exploiting kinematical correlations between the decay products.

From the analysis of ϕ -electron correlations, the first observation of the decay $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ is made. The cross-section times branching ratio is determined to be $(4.1 \pm 1.0 \pm 0.8) pb$ at a center-of-mass energy of $10.55 GeV$.

K^{*0} -electron correlations are used to observe the decay $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ with a new value of $(5.0 \pm 0.7 \pm 1.2)\%$ for the branching ratio.

SU(3) symmetry predicts the partial widths for both decay modes to be equal. Taking into account SU(3) breaking corrections, this relation allows one to derive the cross-section of the D_s from this measurement, which comes out to be $(0.24 \pm 0.09) nb$ at a center-of-mass energy of $10.55 GeV$.

Zusammenfassung

Unter Verwendung von Daten, die mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- - Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden, ist eine neue Methode zur Messung semileptonischer Charmzerfälle in der Kontinuumsproduktion eingeführt worden. Diese Technik basiert auf dem Charm Tagging mit Elektronen unter Ausnutzung von kinematischen Korrelationen zwischen den Zerfallsprodukten.

Die Analyse von ϕ -Elektron Korrelationen führt zur erstmaligen Beobachtung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$. Für das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis ergibt sich ein Wert von $(4.1 \pm 1.0 \pm 0.8) pb$ bezogen auf eine Schwerpunktennergie von $10.55 GeV$.

Aus der Untersuchung von K^{*0} -Elektron Korrelationen wird das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ bestimmt. Das Resultat lautet $(5.0 \pm 0.7 \pm 1.2)\%$.

Aufgrund von SU(3) Symmetrie erwartet man für beide Zerfälle die gleiche Partialbreite. Unter Berücksichtigung SU(3) brechender Korrekturen läßt sich aus dieser Relation und der hier vorgestellten Messung der D_s -Wirkungsquerschnitt ableiten. Als Ergebnis erhält man $(0.24 \pm 0.09) nb$, bezogen auf eine Schwerpunktennergie von $10.55 GeV$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theorie der elektro-schwachen Wechselwirkung	3
1.1 Das Standardmodell	3
1.2 Schwache Zerfälle von D-Mesonen	7
1.2.1 Semileptonische D -Zerfälle	10
2 Das Experiment ARGUS	16
2.1 Der Speicherring	16
2.2 Der Detektor ARGUS	16
2.3 Die Datenrekonstruktion	22
3 Die Analyse	28
3.1 Die Analysemethode	28
3.2 Die Datenselektion	30
3.3 Die Elektronenidentifikation	35
3.3.1 Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit	35
3.3.2 Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit	37
3.3.3 Das Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 \text{ GeV}$	40
3.4 Untergrund aus Fragmentationsprozessen	48
4 Messung des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$	54
4.1 Das Konzept	54
4.2 Die Analyse	56
4.2.1 $K^{*0} \epsilon$ Korrelationsuntersuchungen	57
4.2.2 Bestimmung von $Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu)$	62
5 Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$	67
5.1 Die Analyse	67
5.1.1 Diskussion des Ergebnisses	75
6 Zusammenfassung der Ergebnisse	78
Verzeichnis der Abbildungen	81
Verzeichnis der Tabellen	82
Literaturverzeichnis	83

Einleitung

Die schwachen Zerfälle von D -Mesonen stellen ein geeignetes Laboratorium dar, um die Dynamik der starken Wechselwirkung in einem Bereich zu studieren, in dem störungstheoretische Methoden nur noch bedingt anwendbar sind. Zur Beschreibung der nichtperturbativen Effekte, die für die Bindung der Quarks in Mesonen verantwortlich sind, ist man im wesentlichen auf phänomenologische Modelle angewiesen.

Die exklusiven semileptonischen Zerfälle besitzen die übersichtlichste hadronische Struktur, da nur zwei Valenzquarks im Endzustand beteiligt sind; sie bieten somit die beste Möglichkeit, die theoretischen Modelle zu überprüfen.

Die einfachsten Zerfälle dieser Art, die Übergänge in ein pseudoskalares Meson, werden durch den Prozeß $D \rightarrow K e \nu$ repräsentiert und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die Modelle sind allerdings in Konflikt mit einer Messung der E691 Kollaboration, die den Zerfallskanal $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ ¹ untersucht hat: das gemessene Verzweungsverhältnis entspricht nur der Hälfte und die Polarisation $\Gamma_{long}/\Gamma_{trans}$ des K^{*0} dem Doppelten der theoretischen Erwartungen. Es gibt zwar einige ad hoc Ansätze, um die Übereinstimmung zu verbessern, jedoch sind die dynamischen Ursachen dieses Phänomens weiterhin unverstanden. Aus diesem Grunde ist auch von experimenteller Seite eine unabhängige Messung dieses Zerfallskanals interessant, die u.a. in der vorliegenden Arbeit vorgestellt wird.

Die nichtleptonischen Zerfälle sind vom theoretischen Gesichtspunkt aus gesehen weitaus komplizierter, da z.B. die Wechselwirkung von vier Valenzquarks in Endzustand zu berücksichtigen ist. Demgegenüber steht eine Fülle von experimenteller Information, die sich in einer Vielzahl gemessener hadronischer Kanäle von D^0 , D^+ und D_s^+ niederschlägt und deren Interpretation noch nicht vollständig gelungen ist. Insbesondere die Deutung der D_s^+ Ergebnisse bereitet Schwierigkeiten, da die Produktionsraten des D_s^+ unbekannt sind, und somit keine absoluten Verzweungsverhältnisse vorliegen. In diesem Zusammenhang bietet die Messung eines semileptonischen D_s^+ Kanals die Möglichkeit einer absoluten Normierung, da diese Prozesse nur mit geringen theoretischen Unsicherheiten behaftet sind. So folgt aus der $SU(3)$ Symmetrie die Äquivalenz des Zerfalles $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ und des eben erwähnten Kanals $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$, was impliziert, daß die Partialbreiten beider Prozesse in etwa gleich groß sein müssen.

In dieser Arbeit wird eine neue Technik vorgestellt, mit der exklusive semilep-

¹Ladungskonjugierte Kombinationen sind stets eingeschlossen.

tonische Zerfälle von D -Mesonen in Vektormesonen gemessen werden können. Sie basiert zum einen auf der Tatsache, daß Elektronen in der nichtresonanten e^+e^- -Vernichtung bei $E_{cm,s} \approx 10 \text{ GeV}$ ausschließlich aus semileptonischen Charmzerfällen stammen. Weiterhin wird die Eigenschaft ausgenutzt, daß das harte Impulsspektrum der D -Mesonen im Laborsystem zu kleinen Öffnungswinkeln seiner Tochterpartikel, in diesem Falle des Vektormesons und des Elektrons, führt. Neben der Untersuchung des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ wird diese Methode zur erstmaligen Messung von $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ angewandt. Aus dem Verhältnis beider Raten wird dann der D_s^+ Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- Vernichtung abgeleitet. Dieser ist nicht nur zur absoluten Normierung der Verzweungsverhältnisse nützlich, sondern gibt weiterhin interessante Aufschlüsse über den Fragmentationsprozeß von $c\bar{c}$ Ereignissen.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen:

Das *erste* Kapitel gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen, beginnend mit dem Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung. Danach wird ein Vergleich der experimentellen und theoretischen Aspekte der schwachen Zerfälle der D -Mesonen gezogen, der mit der Diskussion der semileptonischen Übergänge abschließt.

Eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus des ARGUS Detektors und der Datenrekonstruktion bis hin zur Analyse erfolgt im *zweiten* Kapitel.

Im *dritten* Kapitel wird zunächst die Datenselektion vorgestellt, und danach die Untergrundbestimmung ausführlich erläutert. Nach der Untersuchung der Elektronenidentifikation wird durch die Auswertung des Elektronenimpulsspektrums in Kontinuumsereignissen gezeigt, daß diese Leptonen tatsächlich ausschließlich aus Charmereignissen stammen.

In Kapitel *vier* und *fünf* werden aus der Untersuchung von $\bar{K}^{*0} e^\pm$ und ϕe^\pm Korrelationen die Zerfallsraten der Prozesse $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ bestimmt und die Ergebnisse diskutiert.

Kapitel 1

Theorie der elektro-schwachen Wechselwirkung

1.1 Das Standardmodell

Der heutige Kenntnisstand der Wechselwirkungen zwischen den Konstituenten der Materie - den Quarks und Leptonen - wird durch das Standardmodell beschrieben. Es faßt die starke, schwache und elektromagnetische (elm) Kraft in einer Eichtheorie der Symmetriegruppe

$$SU(3)_C \times SU(2) \times U(1)_Y$$

zusammen. In einer solchen Theorie wird die Wechselwirkung durch die Eichfelder der Symmetrie vermittelt, sodaß die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung (8 Gluonen), sowie die der schwachen (W^\pm - und Z^0 -Boson) und der elektromagnetischen (Photon) die Teilchenpalette vervollständigen (Tab.1.1).

Im folgenden soll zunächst ein allgemeiner Überblick über die theoretische Struk-

Fermionen	Flavor			el. Ladung (Einheiten von e)	wechselwirken		
					stark	schwach	elm
Quarks	u	c	t	2/3	×	×	×
	d	s	b	-1/3	×	×	×
Leptonen	e	μ	τ	-1	-	×	×
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	-	×
Eichbosonen	Masse [GeV/c^2]			el. Ladung	vermitteln		
8 Gluonen (g)	0				0	×	-
γ	0			0	-	-	×
W^\pm	80.6 ± 0.4			± 1	-	×	-
Z^0	91.2 ± 0.03			0	-	×	-

Tabelle 1.1: Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen (Massen der W^\pm - und Z^0 -Bosonen aus [10]).

tur des Standardmodells gegeben, und danach dessen Anwendung auf die schwachen Zerfälle der D -Mesonen skizziert werden. Die Ausführungen stützen sich

dabei hauptsächlich auf die Referenzen [3,2,42], d.h. Zahlen sind, wenn nicht anders angezeigt, diesen Artikeln entnommen.

Die Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung ist in der elektroschwachen Theorie von Glashow, Salam und Weinberg vereinheitlicht [4], die auf der Symmetriegruppe $SU(2) \times U(1)_Y$ basiert.

Unter dem schwachen Isospin $SU(2)$ transformieren sich die rechtshändigen Fermionen $\psi_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \gamma^5)\psi$ wie Singulett, die linkshändigen $\psi_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \gamma^5)\psi$ dagegen wie Dubletts. Zur Zeit sind je drei Lepton- und Quarkfamilien (oder Flavor) bekannt:

$$\left. \begin{array}{ccc} \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \\ \left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_L & \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_L \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{linkshändige Fermionen} \\ SU(2) - \text{Dublett} \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{ccc} \bar{e}_R & \bar{\mu}_R & \bar{\tau}_R \\ u_R & c_R & t_R \\ d_R & s_R & b_R \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{rechtshändige Fermionen} \\ SU(2) - \text{Singulett} \end{array}$$

Das t -quark wurde bisher noch nicht direkt nachgewiesen, jedoch ergibt sich aus der Messung der $B^0 - \bar{B}^0$ -Oszillationsstärke [1] ein indirekter Hinweis auf dessen Existenz. Die Auswertung der Resonanzparameter des Z^0 in der e^+e^- -Vernichtung führt zur Bestimmung der Anzahl leichter Neutrinos n_ν , die z.B. in Ref. [9] zu $n_\nu = 2.97 \pm 0.26$ angegeben wird. Dieser Wert schließt eine vierte Generation leichter Neutrinos, und bei Quark-Lepton Symmetrie auch eine vierte Quarkgeneration, mit 95%CL aus.

Die Massen- und Ladungseigenzustände der Austauschbosonen ergeben sich aus Linearkombinationen der Eichfelder $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ des schwachen Isospins und Y_μ der Hyperladung Y nach:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos \vartheta_W W_\mu^3 - \sin \vartheta_W Y_\mu \\ A_\mu &= \sin \vartheta_W W_\mu^3 + \cos \vartheta_W Y_\mu, \end{aligned} \quad (1.1)$$

wobei A_μ das Photonfeld bezeichnet, und ϑ_W den sogenannten *Weinbergwinkel*, der experimentell zu $\sin^2 \vartheta_W = 0.230 \pm 0.0013$ [10] gemessen ist.

Diese Transformation führt zu einer Verknüpfung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten e und den schwachen Kopplungskonstanten g (der $SU(2)$) und g' (der $U(1)_Y$), nach

$$e = g \cdot \sin \vartheta_W = g' \cdot \cos \vartheta_W. \quad (1.2)$$

Massenterme der Boson- und Fermionfelder, die im Lagrangeoperator aufgrund lokaler bzw. globaler Eichinvarianz verboten sind, werden durch den *Higgsmechanismus* [7] erzeugt, der $SU(2) \times U(1)_Y$ spontan zu $U(1)_{elm}$ bricht.

Zu diesem Zweck wird ein komplexes $SU(2)$ -Dublett skalarer Felder invariant in die Theorie eingeführt, dessen Vakuumzustand die Symmetrie verletzt: er trägt Ladungen des schwachen Isospins, wodurch W^\pm und Z^0 Masse erhalten; für das Photon ist er durchsichtig, sodaß dieses masselos bleibt. Drei der vier Freiheitsgrade des Feldes werden in die longitudinalen Komponenten der massiven Vektorfelder absorbiert, und man verbleibt mit einem skalaren Feld, dem bisher unbeobachteten *Higgs-Feld*. Aus dieser minimalen Symmetriebrechung folgt die Relation:

$$\rho = \frac{M_W^2}{\cos^2 \vartheta_W M_Z^2} = 1. \quad (1.3)$$

Ein globaler Fit an alle zur Zeit verfügbaren Daten ergibt $\rho = 1.003 \pm 0.004$ [10], in guter Übereinstimmung mit der Annahme eines $SU(2)$ -Dubletts. Für massive Bosonen läßt sich nun der Lagrangeoperator für $q^2 \ll M_Z, M_W$ in die effektive Strom-Strom-Wechselwirkung der Fermitheorie [8] überführen:

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} J_+^\mu J_{-, \mu}, \quad (1.4)$$

wobei die Fermikopplungskonstante G_F identifiziert werden kann als

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \quad (1.5)$$

Weiterhin führt die Yukawakopplung des $SU(2)$ -Dubletts an die Fermionen nach der Symmetriebrechung zu Massenmatrizen M^q für Quarks und Leptonen gleicher Ladung q , aus der allerdings wegen der unbekanntenen Kopplungsstärken keine Massenvorhersagen folgen:

$$\mathcal{L}_{mass}^{quark} = -(\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t})_L \cdot M^{+\frac{2}{3}} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R - (\bar{d} \ \bar{s} \ \bar{b})_L \cdot M^{-\frac{1}{3}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R + h.c. \quad (1.6)$$

Beim Übergang in eine physikalische Basis der Quarks müssen die M^q diagonalisiert werden, wodurch eine *unitäre* Mischungsmatrix V_{CKM} , die *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix* [5] im geladenen Strom

$$J_+^\mu = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

auftritt, die die Masseneigenzustände in die schwachen Eigenzustände transformiert:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Als unitäre Matrix läßt sich V_{CKM} durch drei Drehwinkel und eine komplexe (CP-verletzende) Phase parametrisieren, ihre Elemente gehen dabei nicht aus der Theorie hervor, sondern müssen durch das Experiment bestimmt werden; momentan existieren folgende Grenzen:

$$\begin{pmatrix} (0.9748 - 0.9761) & (0.217 - 0.223) & (0.003 - 0.010) \\ (0.217 - 0.223) & (0.9733 - 0.9754) & (0.030 - 0.062) \\ (0.001 - 0.023) & (0.029 - 0.062) & (0.9980 - 0.9995) \end{pmatrix}$$

Als Konsequenz produzieren die geladenen Ströme Übergänge zwischen den einzelnen Familien, die innerhalb einer Familie am stärksten sind, und zu den benachbarten hin hierarchisch abnehmen. Auf der anderen Seite bedingt die Unitarität, daß es keine flavorändernden *neutralen* Ströme geben darf (GIM-Mechanismus) [6]. Weiterhin mischen die Leptonen nicht, solange die Neutrinos masselos sind.

Die starke Wechselwirkung

Die Quarks unterliegen im Gegensatz zu den Leptonen der Farbkraft der starken Wechselwirkung, die durch die *nichtabelsche* Eichgruppe $SU(3)_C$ beschrieben wird. Hinsichtlich dieser Symmetrie bilden die Quarks eine Triplettrepräsentation, d.h. sie treten in drei Farbladungen auf, wohingegen die Eichbosonen der Gruppe, die Gluonen, ein aus Farb-Antifarbzuständen aufgebautes Oktett aufspannen. Da diese Symmetrie *ungebrochen* realisiert ist, sind die Gluonen masselos und aus der nichtabelschen Struktur der Eichgruppe resultiert eine Gluon-Gluon-Selbstkopplung. Als Folge ergibt sich ein sehr unterschiedliches Kopplungsverhalten für kleine bzw. große Abstände:

- Bei sehr kleinen Abständen ist die Kopplung zwischen den Quarks schwach, d.h. sie verhalten sich quasifrei (*asymptotische Freiheit*), sodaß in diesem Bereich störungstheoretische Methoden anwendbar sind. In der *leading log approximation* berechnet sich die starke Kopplungskonstante α_s (*running coupling constant*) zu:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.9)$$

Hierbei ist f die Flavoranzahl und Λ_{QCD} der Skalenparameter der QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$).

- Mit zunehmendem Abstand dagegen wächst die Kopplungsstärke an, wodurch die Separationsenergie zweier Quarks gegen unendlich strebt. Es wird daher angenommen, daß die physikalischen Zustände farbneutral sein müssen, sodaß keine freien Quarks und Gluonen existieren (*confinement*). Farbneutrale Konfigurationen sind z.B. Quark-Antiquark- oder 3-Quark-Zustände, die als Mesonen und Baryonen wohlbekannt sind, aber auch gebundene Zustände aus mindestens zwei Gluonen. Der Beweis der Existenz dieser *Gluebälle*, die aus der Theorie zwingend folgt, steht allerdings noch aus.

	$\tau [ps]$	$Br_{sl} [\%]$
D^0	0.432 ± 0.011	$7.5 \pm 1.1 \pm 0.4$
D^+	1.082 ± 0.032	$17.0 \pm 1.9 \pm 0.7$
D_s	0.46 ± 0.04	—

Tabelle 1.2: Lebensdauern [42] und semileptonische Verzweungsverhältnisse [38] der verschiedenen D -Mesonen.

Das Standardmodell in seiner derzeitigen Form besitzt 21 freie Parameter, die nicht aus der Theorie hervorgehen, sondern aus Experimenten bestimmt werden müssen. Im einzelnen handelt es sich dabei um 12 Fermionmassen, W - und Z^0 -Masse, die Higgs-Masse, die Kopplungskonstanten α_s und e , sowie die vier Parameter von V_{CKM} . Obwohl das Modell die bisherigen experimentellen Ergebnisse widerspruchsfrei beschreibt, läßt die Vielzahl der freien Parameter darauf schließen, daß es sich um die niederenergetische Näherung einer fundamentalen Theorie handelt.

1.2 Schwache Zerfälle von D -Mesonen

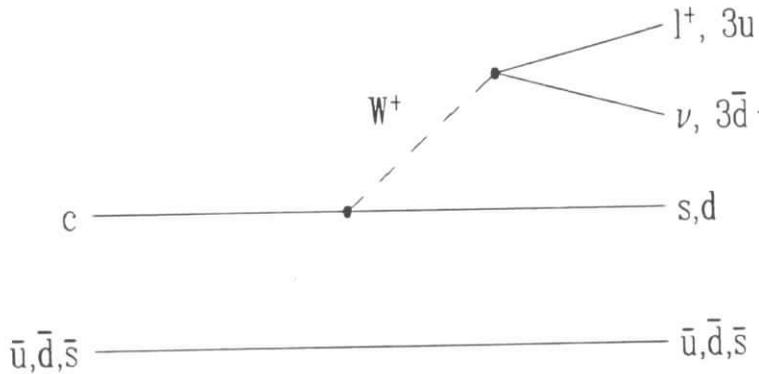


Abbildung 1.1: Zuschauer-Diagramm für den schwachen $c \rightarrow s$ Zerfall.

Die Klasse der D - oder Charm-Mesonen unterscheidet je nach Flavor des leichten Quarks drei Spezies: $D^0 = (c\bar{u})$, $D^+ = (c\bar{d})$, $D_s^- = (c\bar{s})$. Der folgende Überblick über die schwachen Zerfälle beschränkt sich auf den dominanten $c \rightarrow s$ Übergang, der proportional zum Matrixelement $|V_{cs}|^2$ ist.

Ausgangspunkt zur Berechnung schwacher Zerfälle schwerer Mesonen ist das sogenannte *Zuschauer-* oder *Spectatormodell*, in dem angenommen wird, daß der schwache Zerfall des schweren Quarks nicht von dem leichten Zuschauerquark beeinflusst wird. Unter diesen Annahmen erwartet man für die verschiedenen D -Mesonen nach Abb.1.1:

1. die Lebensdauer τ_{Charm} ist universell: $\tau_{D^+} = \tau_{D^0} = \tau_{D_s^-}$.

2. Das semileptonische Verzweungsverhältnis Br_{sl} beträgt $Br_{sl} = \frac{1}{n_l + n_c} \approx 20\%$.

wobei n_l die Anzahl der Leptonfamilien, und n_c die Anzahl der Farbfreiheitsgrade ($= 3$) ist.

Demgegenüber ergeben die experimentellen Resultate folgendes Bild (s. Tab.1.2):

1. Die Lebensdauern der D -Mesonen sind sehr unterschiedlich:

$$\tau_{D^+} : \tau_{D^0} : \tau_{D_s} \approx 2.5 : 1 : 1. \quad (1.10)$$

2. Das semileptonische Verzweigungsverhältnis $Br_{sl}(D^0) = (7.5 \pm 1.1 \pm 0.4)\%$ weicht stark von der naiven Erwartung ab. Die Messungen ergeben jedoch

$$\frac{Br_{sl}(D^+)}{Br_{sl}(D^0)} = 2.3_{-0.4}^{+0.5} \pm 0.1. \quad (1.11)$$

Daraus resultiert für die semileptonische Partialbreite Γ unter Benutzung der Relation $\Gamma_{sl} = \frac{Br_{sl}}{\tau}$

$$\Gamma_{sl}^{D^+} \approx \Gamma_{sl}^{D^0}. \quad (1.12)$$

Die annähernde Gleichheit dieser Partialbreiten Gl.(1.12) zeigt, daß die Lebensdauerunterschiede durch den *nichtleptonischen* Sektor hervorgerufen werden. Sie

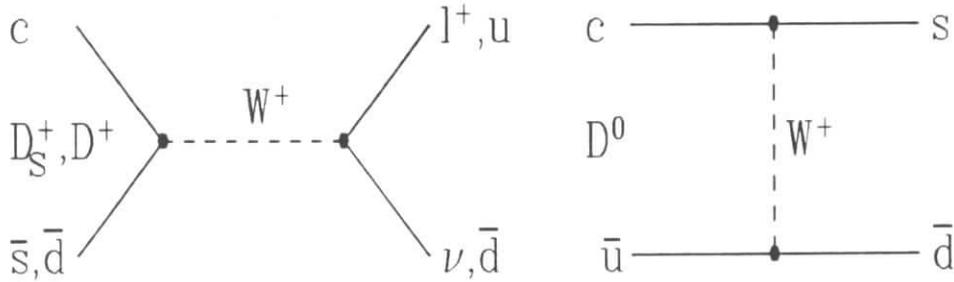


Abbildung 1.2: Annihilations- und W -Austauschgraphen.

lassen sich allerdings nicht alleine durch Beiträge aus Nichtspectatorprozessen, wie W -Austausch- und Annihilationsgraphen (Abb. 1.2), erklären, da beide an den W -Vertizes helizitätsunterdrückt sind. Vielmehr muß das naive Zuschauerbild durch QCD -Korrekturen erweitert werden, wobei man zwei Anteile unterscheidet:

- Korrekturen bei kleinen Abständen der Quarks (*short distance corrections*): Diese, auch *harte* Gluonkorrekturen genannt, lassen sich störungstheoretisch berechnen. Der Hamiltonoperator der nichtleptonischen Übergänge kann geschrieben werden als:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \left[\frac{c_+ + c_-}{2} (\bar{s}c)_L (\bar{u}d)_L + \frac{c_+ - c_-}{2} (\bar{s}d)_L (\bar{u}c)_L \right] \quad (1.13)$$

mit $(\bar{s}c)_L = \bar{s}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c_i$, wobei über den Farbindex i summiert wird. Unter Vernachlässigung der starken Wechselwirkung ($c_+ = c_- = 1$) verbleibt

man mit dem ersten Term, also nur mit dem *geladenen* Strom (Abb.1.3(a)). Schaltet man die harten *QCD*-Korrekturen ein ($c_- \approx 0.7$, $c_+ \approx 2.0$ aus *next-to-leading-log* Rechnungen), tritt zusätzlich ein effektiver *neutraler* Strom auf (der allerdings farbunterdrückt ist)(Abb.1.3(b)). Als Folge wird die nicht-leptonische Rate erhöht, und damit die inklusive semileptonische Rate von 20% auf ca. 14% vermindert.

Auf der anderen Seite verursacht dieser Effekt auch Lebensdauerunterschiede zwischen den *D*-Mesonen, da nur für das D^+ beide Diagramme zu demselben Endzustand (z.B. $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$) führen, und daher interferieren können. Im Falle der anderen *D*-Mesonen werden dagegen verschiedene Endzustände bevölkert ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ bzw. $\bar{K}^0 \pi^0$ und $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ bzw. $K^+ K^-$), die nicht interferieren. Die Rechnungen [3] zeigen, daß die Interferenz für das D^+ destruktiv ist und dadurch dessen Lebensdauer verlängert wird.

- Korrekturen bei großen Abständen (*long distance corrections*):
Hierzu zählen *weiche* Gluonkorrekturen, Bindungseffekte der Quarks in Gluonen und Endzustandswechselwirkungen der Quarks. Da diese Effekte nicht störungstheoretisch berechenbar sind, ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen.

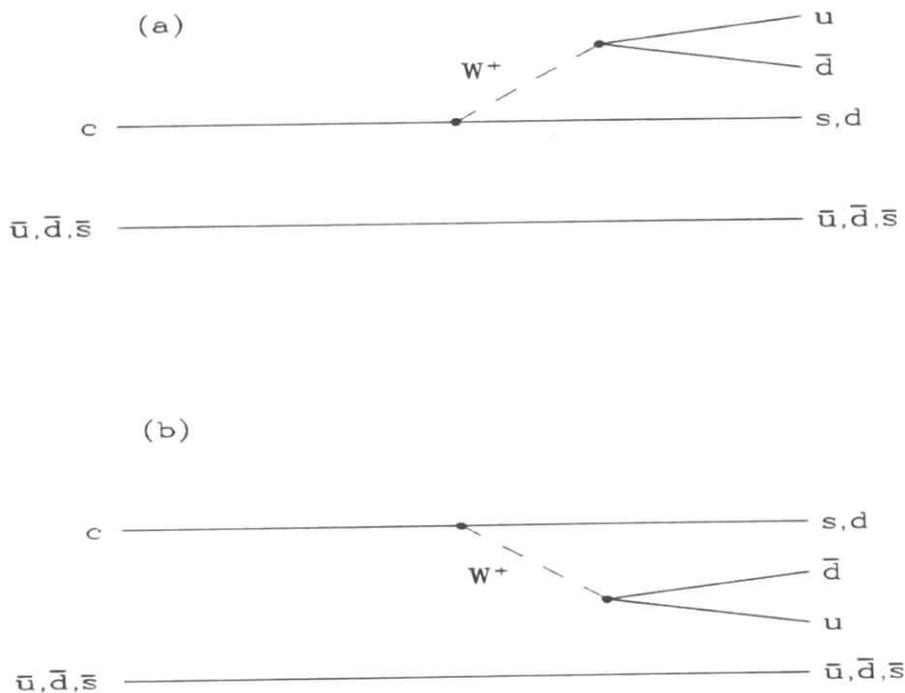


Abbildung 1.3: Geladener Strom (a) und effektiver neutraler Strom (b)(s.Text).

Obwohl heute allgemein akzeptiert ist, daß die Lebensdauerunterschiede hauptsächlich durch destruktive Interferenz in den D^+ -Zerfällen hervorgerufen werden, besteht noch Unklarheit, welche Rolle Endzustandswechselwirkungen, sowie Annihilations- und W^- -Austauschprozesse in den einzelnen exklusiven hadronischen Zerfallskanälen spielen. Insbesondere letztere Mechanismen können stärkere

Beiträge liefern, wenn die Helizitätsunterdrückung durch Gluonkorrekturen aufgehoben wird. Insgesamt kann das Puzzle der nichtleptonischen D -Zerfälle nicht durch ein einheitliches Modell beschrieben werden, vielmehr existieren verschiedene Ansätze wie $\frac{1}{N_c}$ -Entwicklung, QCD-Summenregeln, Formfaktormodelle und Gitterrechnungen.

1.2.1 Semileptonische D -Zerfälle

Vom theoretischen Gesichtspunkt aus gesehen, lassen sich die semileptonischen Zerfälle am einfachsten berechnen, da keine harten Gluonkorrekturen beitragen, und nur zwei Quarks im Endzustand beteiligt sind. Analog zum Myonzerfall berechnet sich die inklusive semileptonische Partialbreite zu :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_c^5 f\left(\frac{m_s}{m_c}\right) |V_{cs}|^2. \quad (1.14)$$

Diese Relation weist einerseits eine starke Abhängigkeit von der nur unzureichend bekannten Masse des Charm-Quarks m_c , und andererseits theoretische Unsicherheiten der Funktion $f\left(\frac{m_s}{m_c}\right)$ auf, die auf Phasenraum und QCD -Effekte korrigiert. Eine bessere Einsicht in die hadronische Struktur der semileptonischen Zerfälle bietet das Studium exklusiver Kanäle, zumal man erwartet, daß diese von wenigen Resonanzen dominiert werden.

Exklusive semileptonische D -Zerfälle

Im folgenden Abschnitt werden zwei theoretische Modelle, die den sogenannten Formfaktormodellen angehören, beschrieben und deren Vorhersagen mit den experimentellen Resultaten verglichen. Diese Modelle berechnen den hadronischen $V-A$ -Strom des Überganges $c \rightarrow se\nu$ nicht auf dem Quark-, sondern auf dem Mesonniveau $D \rightarrow Xe\nu$. Die semileptonische Partialbreite $d\Gamma$ ist dann proportional zu dem Matrixelement H_μ des schwachen $V-A$ -Stromes J_μ zwischen dem D -Meson und dem Endzustandsmeson X :

$$d\Gamma(D \rightarrow Xl\nu) \approx |A_{sl}|^2 \quad (1.15)$$

mit

$$A_{sl} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} \cdot L^\mu H_\mu \quad (1.16)$$

und

$$L^\mu = \bar{u}(p_\nu) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v(p_l) \quad (1.17)$$

$$H_\mu = \langle X | J_\mu | D \rangle, \quad (1.18)$$

wobei der Leptonstrom L^μ exakt berechenbar ist.

H_μ kann zunächst aufgrund von Lorentzinvarianz allgemein, d.h. modellunabhängig, in Formfaktoren zerlegt werden, die sich schließlich aus Überlappintegralen der modellabhängigen Mesonwellenfunktionen von D und X berechnen lassen. Die Formfaktoren hängen dabei nur vom Quadrat des Viererimpulsübertrages $q_\mu = (p_\nu^D - p_\mu^X)$ ab. Da die D -Mesonen nur in die leichten Leptonen zerfallen, können Leptonmassen vernachlässigt werden, wobei einige der Formfaktoren wegfallen. Je nachdem, ob im Endzustand ein pseudoskales oder ein

Vektormeson entsteht, erhält man:

1. Pseudoskalares Meson ($X = P$)

$$\langle P | J_\mu | D \rangle = (p^D + p^P)_\mu \cdot F_1(q^2). \quad (1.19)$$

Das Matrixelement, das nur einen Vektoranteil enthält, ist durch einen Vektorformfaktor $F_1(q^2)$ festgelegt.

2. Vektormeson ($X = V$)

Hier besteht das Matrixelement $\langle V | J_\mu | D \rangle$ aus einem Vektor- und einem Axialvektoranteil, sodaß man zur Berechnung dieses Zerfalls zwei Axialvektorformfaktoren, $F_2(q^2)$ und $F_3(q^2)$, und einen Vektorformfaktor $F_V(q^2)$ benötigt. Eine für den experimentellen Zugang sehr übersichtliche Darstellung zerlegt die Übergangsamplitude $|A_{sl}|$ im D -Ruhe-system in je einen Anteil für longitudinal und transversal polarisierte Vektormesonen:

$$|A_{sl}|_T^2 = \frac{G_F^2}{2} |V_{cs}|^2 2q^2 [(1 - \cos\theta_\epsilon)^2 |H_-|^2 + (1 + \cos\theta_\epsilon)^2 |H_+|^2] \cdot \frac{3}{4} \sin^2\theta_V \quad (1.20)$$

$$|A_{sl}|_L^2 = 2G_F^2 |V_{cs}|^2 q^2 [(1 - \cos^2\theta_\epsilon) |H_0|^2] \cdot \frac{3}{4} \cos^2\theta_V \quad (1.21)$$

mit

$$H_\pm(q^2) = (M_D + M_V) F_2(q^2) \pm 2 \frac{M_D K}{(M_D + M_V)} F_V(q^2) \quad (1.22)$$

$$H_0(q^2) = \frac{1}{2M_V q} [(M_D^2 - M_V^2 - q^2)(M_D + M_V) F_2(q^2) - 4 \frac{M_D^2 K^2}{M_D + M_V} F_3(q^2)]. \quad (1.23)$$

In diesem Ausdruck ist $K = \frac{1}{2M_D} [(M_D^2 - M_V^2 - q^2)^2 - 4M_V q^2]^{1/2}$ der Impulsbetrag des Vektormesons V , θ_ϵ bezeichnet den Winkel des Leptons bzgl. der Richtung von V im $(l\nu)$ -Ruhe-system, und θ_V den starken Zerfallswinkel von V (Winkel zwischen einem seiner pseudoskalaren Zerfallsteilchen und der D -Richtung im V -Ruhe-system). Diese Winkelverteilungen und die q^2 -Verteilung erlauben somit im Prinzip eine experimentelle Bestimmung der Formfaktoren. Die Amplituden H_\pm und H_0 entsprechen der Helizität h_\pm bzw. h_0 des virtuellen W -Bosons und man erwartet als Folge der Paritätsverletzung $H_+ > H_-$.

Während die bisherigen Ausführungen allgemeingültig formuliert waren, ist man bei der expliziten Berechnung der Formfaktoren auf Modelle angewiesen. An dieser Stelle werden nur die Modelle von Wirbel, Bauer und Stech (WBS) [26] und von Isgur, Scora, Grinstein und Wise (ISGW) [47] besprochen, da sie die einzigen sind, die beide in der vorliegenden Arbeit untersuchten Zerfälle, $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$, berechnen.

1. Das **WBS**-Modell

Für die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird eine Poldominanz des niedrigsten Pols angenommen:

$$F_i(q^2) = \frac{F_i(0)}{1 - q^2/m_{Pol}^2}. \quad (1.24)$$

Die Normierung bei $q^2 = 0$ erfolgt durch Beschreibung der Mesonwellenfunktionen als gebundene $q\bar{q}$ -Zustände eines relativistischen harmonischen Oszillatorpotentials im *infinite momentum limit* (IMF). Die Konstanten $F_i(0)$ berechnen sich dann als Überlappintegrale zwischen Eingangs- und Endzustandsmeson. Der Vorteil dieses Ansatzes ist ein vollständig relativistischer Formalismus, jedoch ist es schwierig, im IMF J^P -Eigenzustände zu definieren.

2. Das ISGW-Modell

Die Mesonwellenfunktionen ergeben sich als Variationslösungen der Schrödinger-Gleichung mit einem nichtrelativistischen Quarkpotential der Form:

$$V = -\alpha_s/3r + br + c, \quad (1.25)$$

wobei die Normierung der Formfaktoren bei maximalem q^2 mit $q_{max}^2 = (M_D - M_X)^2$ vorgenommen wird. Die bei der Extrapolation für $q^2 < q_{max}^2$ notwendige Vernachlässigung von Termen der Ordnung $(q_{max}^2 - q^2)^2$ führt zu einem exponentiellen q^2 -Verlauf:

$$F_i(q^2) = F_i(q_{max}^2) \exp(-\lambda(q_{max}^2 - q^2)). \quad (1.26)$$

Für $\lambda q^2 \ll 1$ läßt sich (1.26) auf eine Monopolform analog zu (1.24) reduzieren:

$$F_i(q^2) = F_i(q_{max}^2) \frac{1 - q_{max}^2/m_{Pol}^2}{1 - q^2/m_{Pol}^2} \quad (1.27)$$

mit $m_{Pol}^2 \approx \frac{1}{\lambda}$. Daher erwartet man für $D \rightarrow (K)K^*\epsilon\nu$ eine annähernde Übereinstimmung beider Modelle. An dieser Stelle soll noch angemerkt werden, daß das ISGW-Modell den Anteil der höheren K^{**} -Resonanzen auf ca. 2% berechnet.

Vergleich der Modelle mit dem Experiment

Zur Zeit liegen auf dem semileptonischen Charmsektor präzise experimentelle Resultate nur für die Zerfälle $D \rightarrow (K)K^*\epsilon\nu$ vor (s. Tab.1.3). Die theoretische Situation für den Übergang $D \rightarrow K\epsilon\nu$ ist zufriedenstellend, da beide Modelle mit dem Experiment übereinstimmen. Neben der Bestimmung der Rate hat die E691-Kollaboration auch die q^2 -Abhängigkeit der Reaktion gemessen: die Anpassung einer poldominanten Form laut (1.24), die die Polmasse als freien Parameter behandelt, ergab $M_{Pol} = 2.1_{-0.2}^{+0.4} \text{ GeV}/c^2$. Tatsächlich erwartet man den niedrigsten $c\bar{s}$ -Pol mit Vektorquantzahlen, also das D_s^* -Meson ($M_{D_s^*} = 2.11 \text{ GeV}/c^2$).

Weniger zufriedenstellend sind die Vorhersagen für den Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}\epsilon^+\nu$: die gemessene Rate entspricht nur der Hälfte, und die Polarisation des K^{*0} dem doppelten des erwarteten Wertes. Die Autoren des WBS-Modells haben daraufhin ein Überlappintegral J , welches keine guten Quantenzahlen trägt, als freien Parameter J/J_0 behandelt. Das Resultat zeigt zunächst eine starke Abhängigkeit der Rate und der Polarisation von diesem Parameter (s. Abb.1.4): entscheidend ist jedoch, daß das Modell die niedrige Rate des Überganges reproduziert, wenn die Polarisation durch eben diesen Parameter an den gemessenen Wert angepaßt wird. Allerdings wird dadurch keine Erklärung der dynamischen Ursachen des Phänomens gegeben.

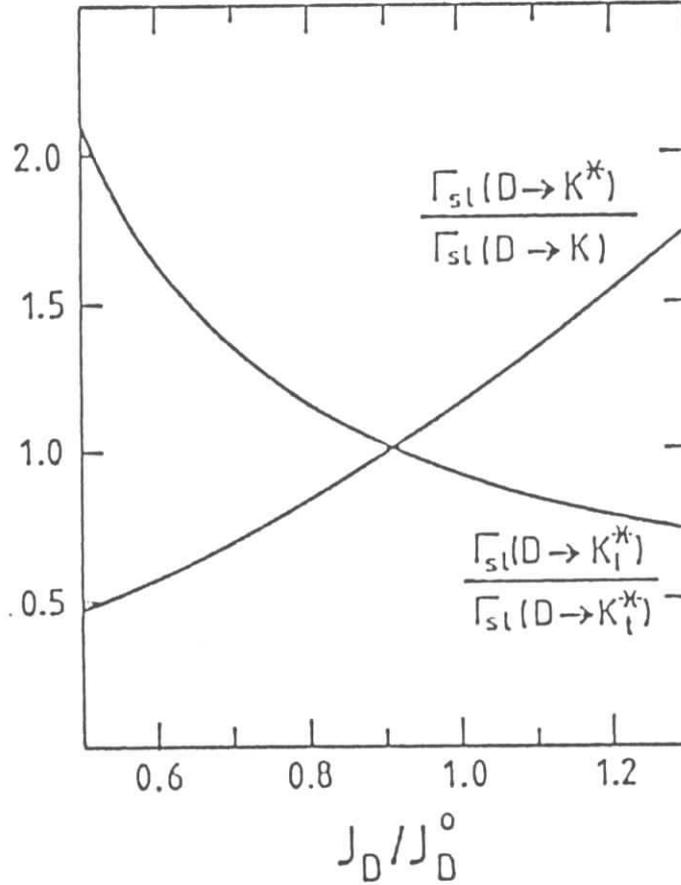


Abbildung 1.4: Vorhersagen des modifizierten WBS-Modells [26] für das Verhältnis $r = Br(D \rightarrow K^* e \nu) / Br(D \rightarrow K e \nu)$ und der Polarisation $\Gamma_{long} / \Gamma_{trans}$ in Abhängigkeit von J/J_0 . Die ursprüngliche Version des Modells wird mit $J/J_0 = 1$ reproduziert. Das Experiment [19] hat Werte von $r \approx 0.5$ und $\Gamma_{long} / \Gamma_{trans} = 2.4_{-0.9}^{+1.7} \pm 0.2$ bestimmt.

	WBS	ISGW	Experiment
$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu)$	9.5	9.1	$4.2 \pm 0.6 \pm 0.5^1$
$\Gamma_{long}/\Gamma_{trans}$	0.91	1.1	$2.4_{-0.9}^{+1.7} \pm 0.2^1$
$\Gamma(D^0 \rightarrow K \epsilon \nu)$	8.3	8.4	$8.2 \pm 1.2^{2,3}$

Tabelle 1.3: Vorhersagen der Modelle ISGW [47,50] und WBS [26,49] für die Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ und $D^0 \rightarrow K \epsilon \nu$ im Vergleich zum Experiment: (1,2)=E691 [19,20], (3)=MARK III [39]. Die Partialbreiten sind in Einheiten von 10^{10}sec^{-1} angegeben.

Im ISGW-Modell [48] läßt sich zwar die Rate anpassen, wenn man die Formfaktoren innerhalb der typischen Modellunsicherheiten von 20% variiert, die Polarisation hingegen findet keine Erklärung.

Eine vollständige Untersuchung in $\theta_V, \theta_\epsilon$ und q^2 wäre daher in Zukunft wünschenswert, um die einzelnen Formfaktoren des Zerfalls experimentell festzulegen. Diese läßt sich leider hier nicht durchführen, da die Richtung und der Impulsbetrag des D -Mesons nicht gemessen werden können. Daher beschränkt sich die Analyse auf die Bestimmung der Rate.

Der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$ verläuft auf dem Quarkniveau äquivalent zu $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$, das bedeutet insbesondere, daß man ebenfalls eine starke Polarisation des ϕ -Mesons erwartet. Aufgrund von SU(3) Symmetrie folgt aus dem Zuschauermodell (s. Abb.1.5)

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) \approx \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu). \quad (1.28)$$

Die Unsicherheiten in dieser Relation resultieren aus symmetriebrechenden Effekten. Letztere lassen sich z.B. im WBS Modell berechnen, nachdem man den Parameter J/J_0 anhand des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ angepaßt hat. Das Resultat lautet:

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) = 0.83 \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu). \quad (1.29)$$

Mit Gl.(1.29) kann aus der in dieser Arbeit durchgeführten Messung $\sigma_{D_s^+} Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu)$ der Wirkungsquerschnitt σ_{D_s} abgeleitet und damit eine absolute Skalierung der D_s -Verzweigungsverhältnisse gesetzt werden.

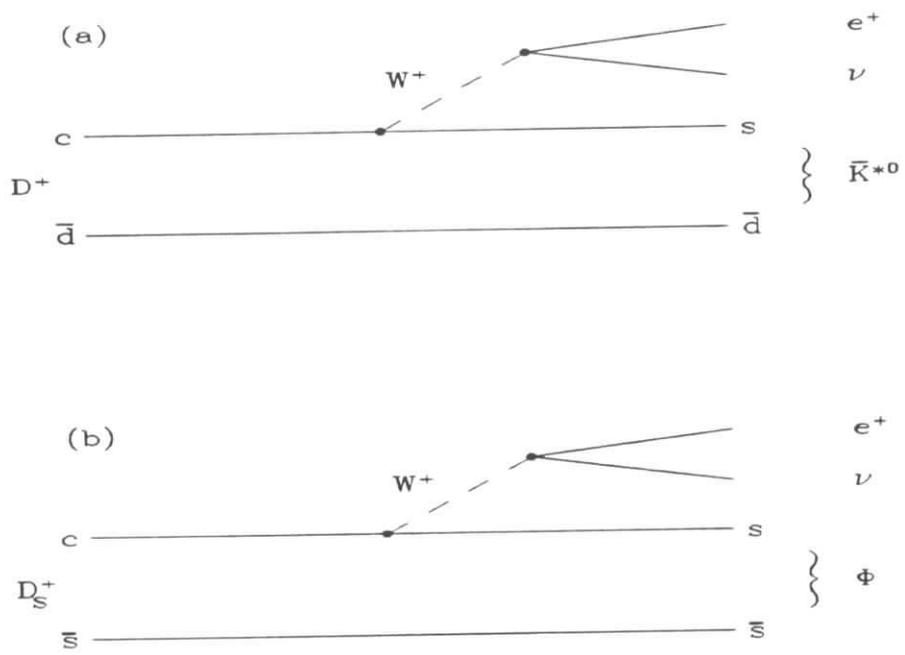


Abbildung 1.5: Vergleich der Zuschauer-Diagramme für die Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ (a) und $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ (b).

Kapitel 2

Das Experiment ARGUS

Der Detektor ARGUS befindet sich in der nördlichen Wechselwirkungszone des e^+e^- Speicherringes DORIS II bei DESY in Hamburg.

Das folgende Kapitel beschreibt den Aufbau des Speicherringes und die einzelnen Komponenten des Detektors. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Referenz [24].

2.1 Der Speicherring

Im Speicherring DORIS II [11] laufen je ein Elektron- und Positronpaket in einem Strahlrohr in entgegengesetzter Richtung um und kollidieren in zwei Wechselwirkungszone. Aus einem Umfang von 288 m ergibt sich pro Zone eine Kollisionsfrequenz von 1 MHz. Abb.2.1 stellt das Vorbeschleunigungssystem der Elektron- und Positronpakete bis zum Einschub in den DORIS II Ring dar. In einer ersten Stufe werden die Elektronen mittels eines Linearbeschleunigers auf 55 MeV beschleunigt; ein zweiter Linearbeschleuniger liefert die Elektronen, die zur Erzeugung von Positronen auf ein Target geschossen werden. Der kleine Speicherring PIA (Positron Intensity Accumulator) reichert dann die Positronen auf die gewünschte Intensität an. Anschließend werden sowohl Elektronen als auch Positronen im Synchrotron DESY auf die endgültige Energie beschleunigt und in DORIS II injiziert. Durch den Einbau von Mini- β Quadrupolmagneten in unmittelbare Nähe der Wechselwirkungszone konnte bei einem Strom von 40 mA eine Luminosität von $2.2 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden.

2.2 Der Detektor ARGUS

Die physikalische Aufgabenstellung

Die universelle Konzeption des ARGUS Detektors erlaubt das Studium einer großen Bandbreite physikalischer Fragestellungen im Energiebereich der Υ Resonanzen. In Abb.2.2 ist der sichtbare hadronische e^+e^- Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Bereich von $E_{cm,s} \approx 10 \text{ GeV}$ dargestellt, der zur Veranschaulichung der einzelnen Arbeitsgebiete dienen soll:

- Die $\Upsilon(1S)$ Resonanz liegt unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von $B\bar{B}$ Paaren und zerfällt daher über die OZI unterdrückten Kanäle $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g$ und $\Upsilon(1S) \rightarrow g g g$, deren relative Anteile durch das Verhältnis von starker zu elektromagnetischer Kopplungskonstante festgelegt ist. Die $\Upsilon(1S)$ Zerfälle eignen sich daher neben der Messung fundamentaler Parameter der starken Wechselwirkung zu Untersuchungen der Fragmentation von Gluonen. Die ebenfalls unterhalb der $B\bar{B}$ Schwelle befindliche $\Upsilon(2S)$ Resonanz besitzt eine kompliziertere Zerfallsstruktur. Sie zerfällt u.a. elektromagnetisch in die P-Zustände, und bietet eine Möglichkeit zur Spektroskopie dieser Resonanzen.
- Die $\Upsilon(4S)$ Resonanz dient als Quelle von B^0 und B^+ Mesonen, die annähernd in Ruhe zerfallen. Daher sind diese Ereignisse räumlich isotrop. Durch die Untersuchung schwacher B -Zerfälle können z.B. die Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ der V_{CKM} Matrix und die Stärke der $B^0 - \bar{B}^0$ Oszillationen gemessen werden.
- Unter diesen Resonanzen befindet sich ein Kontinuum von Quark-Antiquark Produktion. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten D -Mesonen werden in dem nichtresonanten Prozeß $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ erzeugt. Die Kontinuumsereignisse unterscheiden sich von den Resonanzzerfällen durch ihre Topologie, da sie eine jetartige Gestalt besitzen.

Daneben stellen τ und $\gamma\gamma$ Physik weitere interessante Arbeitsfelder dar. Die physikalischen Aufgabengebiete stellen sehr unterschiedliche Anforderungen an die Konstruktion des Detektors:

- Aufgrund der hohen Multiplizität der $\Upsilon(4S)$ Ereignisse muß der Detektor einen möglichst großen Raumwinkel überdecken.
- Die Impulse geladener und die Energien neutraler Teilchen müssen über einen weiten Impulsbereich mit großer Präzision gemessen werden.
- Zur wirksamen Untergrundunterdrückung ist eine gute Teilchenidentifikation über einen großen Impulsbereich erforderlich.

Der ARGUS Detektor ist in Abb.2.3 dargestellt. Seine einzelnen Komponenten sollen im folgenden kurz beschrieben werden.

Die Hauptdriftkammer (4)

Die zylindrische Hauptdriftkammer bildet mit einer Länge von 2 m , einem Innenradius von 15 cm und einem äußeren von 86 cm den Hauptspurendetektor. Sie enthält 5940 Signaldrähte (W mit Goldauflage, $30\ \mu\text{m}$ Durchmesser) und 24588 Potentialdrähte (Cu-Be-Legierung, $76\ \mu\text{m}$ Durchmesser), wobei jeder Signaldraht mit seinen benachbarten Potentialdrähten eine annähernd quadratische Driftzelle von $18.0 \times 18.8\text{ mm}^2$ Größe bildet; die Betriebsspannung beträgt etwa 2900 V . Um eine dreidimensionale Rekonstruktion der geladenen Spuren zu ermöglichen, sind die in 36 konzentrischen Lagen angeordneten Signaldrähte wechselweise um

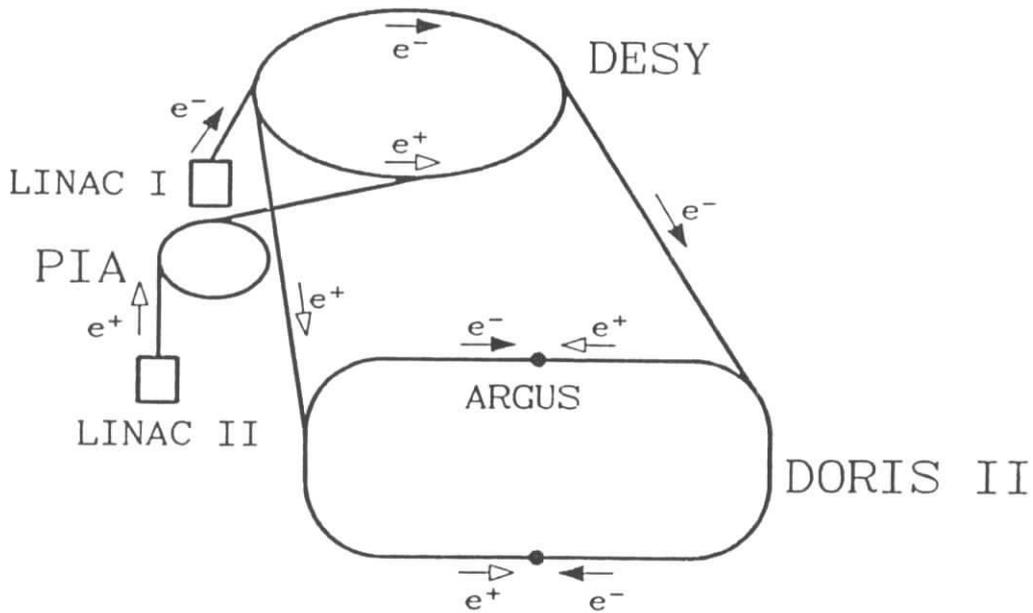


Abbildung 2.1: Beschleunigungssystem des Speicherringes DORIS II.

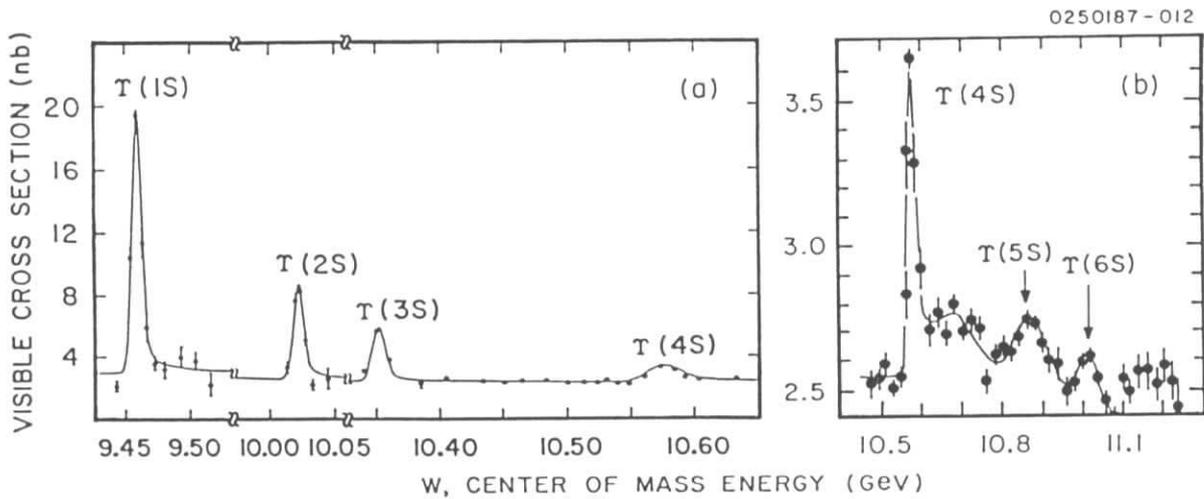


Abbildung 2.2: Der sichtbare hadronische e^+e^- Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ Resonanzen [37]

ARGUS

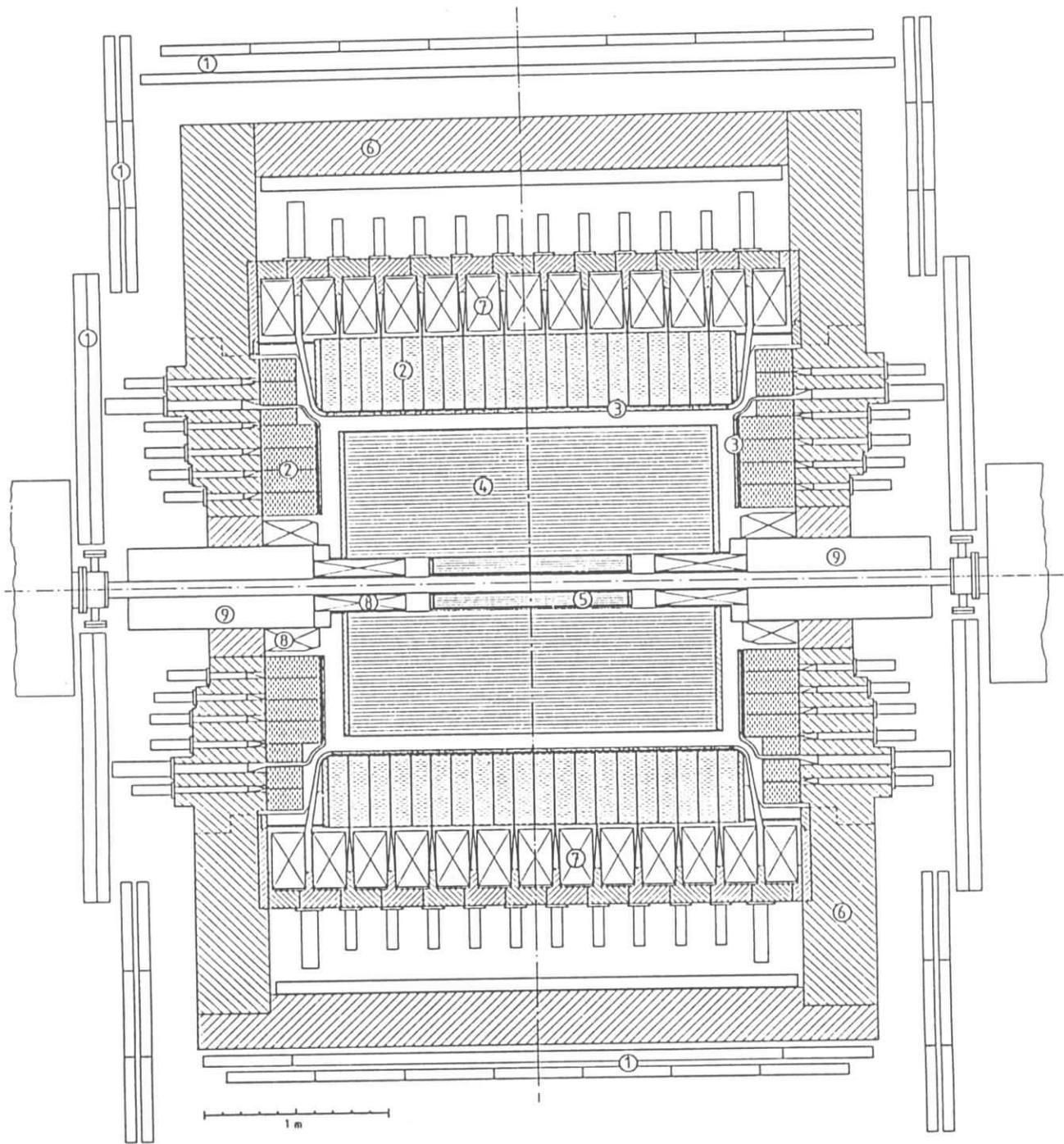


Abbildung 2.3: Längsschnitt durch den Detektor ARGUS (schematisch).

- | | | |
|----------------|-------------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 2) el.-mag. Kalorimeter | 3) Flugzeitzähler |
| 4) Driftkammer | 5) Vertexkammer | 6) Eisenjoch |
| 7) Magnetspule | 8) Kompensationsspulen | 9) Mini- β -Quadrupole |

einen Stereowinkel α gegen die Strahlachse geneigt, und zwar mit einer Abfolge $0^0, +\alpha, 0^0, -\alpha, \text{etc.}$. Der Betrag von α wächst mit \sqrt{r} von 2.3^0 auf 4.6^0 an.

An den Signaldrähten werden sowohl TDC (Zeit-Digital-Wandler) als auch ADC (Analog-Digital-Wandler) Signale ausgelesen. Die TDC Werte werden zur Rekonstruktion geladener Spuren benötigt; die Ortsauflösung der Kammer in einem Intervall, das 50% der möglichen Abstände umfaßt, ist besser als $200 \mu\text{m}$.

Die ADC Information wird zur Berechnung des spezifischen Energieverlustes dE/dx verwendet, der der Teilchenidentifikation dient. Die Optimierung der dE/dx Auflösung, die typischerweise im Bereich von 5% liegt, wurde einerseits durch die Größe der Driftzellen und zum anderen durch die Wahl des Kammergases (97% Propan, 3 Methylal und 0.2% Wasserdampf) erreicht.

Geladene Teilchen werden durch das achsenparallel verlaufende Magnetfeld abgelenkt, wobei die Bahnkrümmung umgekehrt proportional zum Transversalimpuls p_T ist. Die Ortsauflösung führt somit zu einer Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T)^2} \quad (p_T \text{ in } GeV/c), \quad (2.1)$$

wobei der erste Term durch Vielfachstreuung bestimmt wird. (σ bezeichnet hier stets die Standardabweichung.)

Die Vertexkammer (5)

Die Vertexkammer ist eine hochauflösende zylindrische Driftkammer, die sich zwischen Strahlrohr und Hauptdriftkammer befindet. Sie hat einen inneren Radius von 5 cm , einen äußeren von 14 cm und eine Länge von 1 m . Somit deckt sie 95% des vollen Raumwinkels ab.

Die Vertexkammer enthält 594 Signaldrähte (W-Re-Legierung mit Goldauflage, $20 \mu\text{m}$ Durchmesser) und 1492 Potentialdrähte (Cu-Be-Legierung, $127 \mu\text{m}$ Durchmesser), die parallel zum Strahlrohr gespannt sind. Je ein Signaldraht und die sechs benachbarten Potentialdrähte bilden eine hexagonale Driftzelle mit 4.5 mm Radius.

Die Kammer wird mit CO_2 Gas bei einem Druck von 1.5 bar und einer Spannung von 3500 V betrieben. In einem Bereich, der etwa einem Drittel der Driftwege entspricht, wird eine Ortsauflösung von $50 \mu\text{m}$ erreicht.

Das Flugzeitsystem (3)

Das Flugzeitsystem (ToF=Time of Flight) dient der Messung der Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zu den Zählern, die in Verbindung mit der Impulsmessung zur Teilchenidentifikation benutzt wird.

Es setzt sich im Bereich des Zylindermantels der Driftkammer (Barrelregion) zusammen aus 64 Streifen des Szintillatormaterials NE 110 mit je einer Länge von 2.18 m , einer Breite von 9.3 cm und einer Dicke von 2 cm ; der Endkappenbereich besteht aus 48 trapezförmigen Szintillatorelementen.

Der beim Durchqueren eines geladenen Teilchens erzeugte Lichtblitz wird durch Lichtleiter zu einem Photomultiplier (RCA 8575) geleitet. Die Signale der Barrelzähler werden an beiden Enden ausgelesen, die Endkappenzähler besitzen nur je einen Photomultiplier. Die Zeitauflösung beträgt 220 ps .

Das Kalorimeter (2)

Das elektromagnetische Kalorimeter dient sowohl der Messung der Energie und Richtung von Photonen als auch der Identifikation von Elektronen. Letztere ist für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Messung semileptonischer Zerfälle von besonderer Bedeutung. Die Elektronen deponieren nahezu ihre gesamte Energie in den Schauerzählern und unterscheiden sich daher von den Hadronen, die meistens minimal ionisieren. Eine zusätzliche Information liefert die Charakteristik der lateralen Schauerausbreitung, die eine gute Trennung von hadronischen Schauern gewährleistet.

Das Kalorimeter besteht aus 1760 einzelnen Schauerzählern, wobei sich jeder dieser Zähler in Sandwichbauweise abwechselnd aus Szintillatorplatten (ALTUSTIPE UV 5 mm) und Bleiplatten (1 mm (Barrel) bzw. 1.5 mm (Endkappen)) zu insgesamt 12.5 Strahlungslängen zusammensetzt: der Barrelbereich besteht aus 20 Ringen mit je 64 Zählern, während die Endkappenzähler in 5 konzentrischen Kreisen angeordnet sind.

Das Schauerzählersystem ist innerhalb der Magnetspule platziert, um auch niederenergetische Photonen (ab 50 MeV) nachweisen zu können. Das im Szintillator erzeugte Licht wird mittels eines Wellenlängenschiebers umgewandelt und per Lichtleiter an die im feldfreien Raum befindlichen Photomultiplier weitergeleitet. Die Energieauflösung bei elektromagnetischen Schauern beträgt im Barrelbereich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E}} \quad (E \text{ in } GeV) \quad (2.2)$$

und in der Endkappenregion

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E}} \quad (E \text{ in } GeV) . \quad (2.3)$$

Die Myonkammern (1)

Das Myonkammersystem besteht aus 218 Kammern zu je 8 Proportionalrohren von $56 \times 56 \text{ mm}^2$ Querschnitt. Das Zentrum jedes Zählers bildet ein $50 \mu\text{m}$ starker Signaldraht (Wolfram mit Goldauflage) mit einer Potentialdifferenz gegenüber dem Aluminiumgehäuse von 2350 V. Die mit einer Mischung aus 92% Argon und 8% Methan gefüllten Kammern sind in drei Lagen angeordnet: nur eine Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs und wird durch 3.3 Wechselwirkungslängen Detektormaterial vom Wechselwirkungspunkt abgeschirmt. Dies erlaubt eine Myonidentifikation ab einem Impuls von $0.7 \text{ GeV}/c$. Der Nachweis von Myonen in den äußeren Lagen (Abschirmung 5.1 Wechselwirkungslängen) erfordert einen Mindestimpuls von $1.1 \text{ GeV}/c$.

Das ARGUS Triggersystem

Die Kollisionsfrequenz des DORIS II Speicherringes beträgt 1 MHz , d.h. es steht eine Zeitspanne von $1 \mu\text{s}$ zur Verfügung, um zu entscheiden, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen werden soll. Die Triggerlogik ist in zwei Stufen aufgebaut: der 'schnelle' Trigger (*Pretrigger*) trifft innerhalb von 300 ns eine 'Vor'entscheidung, die

dann durch den langsamen Trigger, den sogenannten *Little Track Finder (LTF)* bestätigt werden muß.

Der Pretrigger benutzt Informationen aus dem Kalorimeter und dem Flugzeitsystem. Hierbei werden Gruppen von Schauer- und ToF-Zählern zu Einheiten zusammengefaßt. Weiterhin wird der Detektor in zwei z -Hemisphären unterteilt, die eine Ebene senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt trennt. Die Triggerbedingungen der ersten Stufe sind:

- **ETOT** (Total Energy Trigger)
Die Summe der in den Schauerzählern deponierten Energie muß in jeder Hemisphäre 700 MeV übersteigen.
- **HESH** (High Energy Shower Trigger)
Die Schauerzähler des Barrelbereiches werden in 16 Gruppen eingeteilt, wobei die Energie einer Gruppe größer als 1 GeV sein muß.
- **CPPT** (Charged Particle Trigger)
Jede Hemisphäre wird in 16 Gruppen bestehend aus ToF und Schauerzählern eingeteilt. In jeder Hemisphäre wird ein Signal pro Gruppe (Koinzidenz von Schauer- und ToF-Zähler) verlangt. Der CPPT Trigger stellt den Haupttrigger für geladene Spuren dar.
- **CMT** (Coincidence Matrix Trigger)
Die gleiche Aufteilung wie in CPPT, nur wird hier nicht nach Hemisphären unterschieden, sondern es wird eine Koinzidenz von in φ gegenüberliegenden Gruppen verlangt; gegenüberliegend bedeutet in diesem Zusammenhang mehr als etwa 100° .

Die Triggerrate des Pretriggers beträgt etwa 100 Hz . Entscheidet diese Stufe *positiv*, dann vergleicht der LTF das Muster der gesetzten Driftkammerdrähte und der ToF-Zähler mit 2000 gespeicherten Standard Mustern und zählt die Spurkandidaten. Abhängig von den bereits gesetzten Triggern wird zur endgültigen Aufzeichnung des Ereignisses eine bestimmte Anzahl solcher Spuren gefordert. Der LTF benötigt ca. $20 \mu\text{s}$, was zu einer typischen Triggerrate von 10 Hz führt.

2.3 Die Datenrekonstruktion

Der Datenfluß

Die Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden durch ein CAMAC-System digitalisiert. Ein schneller Mikroprozessor (CAMAC-Booster) gibt dann innerhalb von 2 ms das Ereignis an den *Online* Rechner (DEC PDP 11/45) weiter, wo sie auf einem Ringspeicher abgelegt werden. Von dort gelangen sie zur VAX 11/780, die sie zunächst auf einen Plattenspeicher des Hauptrechners, der IBM, transferiert. Zuletzt werden sie für die *Offline* Verarbeitung auf Magnetbänder geschrieben.

Die PDP kontrolliert die Kalibration der einzelnen Komponenten des Detektors

und des LTF Triggers. Die VAX füllt aus dem Datenfluß durch ein Monitorprogramm Histogrammpakete, die eine Überprüfung der Güte des Detektorzustandes erlauben.

Die Rekonstruktion

Um die auf der IBM abgespeicherten Daten nutzbar zu machen, werden diese im nächsten Schritt Offline mit Hilfe des Rekonstruktionsprogrammes ausgewertet und für jedes Ereignis eine neue Datei angelegt. Sie enthält u.a. für jede Spur Informationen über Impuls, Ladung und Identität des Teilchens. Der Offline Rekonstruktion vorgeschaltet ist eine präzise Kalibration der einzelnen Detektorkomponenten, die anhand von Bhabhaereignissen durchgeführt wird.

1. Die Spurrekonstruktion

Ein geladenes Teilchen beschreibt unter dem Einfluß des Magnetfeldes eine Helix, die durch fünf Parameter festgelegt werden kann. Die Rekonstruktion der Bahnkurve erfolgt in zwei Schritten : sie startet mit der Spurerkennung (*pattern recognition*), die Spuren durch die gesetzten Signaldrähte der Driftkammer legt. Im zweiten Schritt wird jede Spur durch eine Anpassungsrechnung genau rekonstruiert.

Das Spurerkennungsprogramm beginnt in der $r - \varphi$ -Ebene unter Benutzung der achsenparallelen Drähte. Ausgehend von den äußeren Lagen (hier gibt es weniger Untergrundtreffer) versucht es durch je drei Drähte benachbarter Lagen ein Kreissegment zu legen; ist dies erfolgreich, so wird in der nächsten Lage ein weiterer gesetzter Draht gesucht, der unter etwaiger Beibehaltung der Krümmung zu den beiden inneren Punkten des vorherigen Triplets paßt. Diese Prozedur wird bis zur innersten Lage fortgesetzt.

In analoger Weise wird die Rekonstruktion der Spur dann auf drei Dimensionen erweitert, wobei nun zusätzlich die Information der Stereodrähte ausgenutzt wird. Die aus dieser Methode bestimmten Spurparameter stellen die Startwerte für den anschließenden Spurfit dar, der iterativ die Summe der quadratischen Abweichungen aus berechneten und gemessenen Abständen der Spur von den Signaldrähten minimiert. Hierbei werden sowohl der Energieverlust des Teilchens und die Inhomogenitäten des Magnetfeldes berücksichtigt als auch Knicke in der Spur zugelassen, die durch Vielfachstreuung erzeugt werden.

Hat der Spurfit konvergiert, wird die Information der Vertexkammer hinzugenommen, d.h. die Spur wird durch dieses Volumen verlängert und die auf ihrem Weg gesetzten Drähte der Spur zugeordnet. Danach wird ein Spurfit durchgeführt, der nur die Vertexkammer benutzt, allerdings durch die Spurparameter der Driftkammer eingeschränkt ist.

Weiterhin wird nach Treffern in den Myonkammern, den ToF-Zählern und in den Schauerzählern gesucht, die der Spur zugeordnet werden können.

2. Vertexrekonstruktion

Nachdem der Spurfit aller Spurkandidaten beendet ist, folgt die Rekonstruktion des Hauptvertexes des Ereignisses; gleichzeitig wird nach Sekundärvertexes von

konvertierten Photonen, Λ , und K_s^0 Zerfällen gesucht.

Zu diesem Zweck werden alle Spuren zur Strahlachse verlängert, wobei auf Energieverlust und Streuung am Strahlrohr und an den Kammerwänden korrigiert wird. Der Punkt größter Annäherung der extrapolierten Spuren wird zunächst als Ereignisvertex angenommen und das χ^2_{VX} jeder Spur berechnet. Liegen alle unterhalb der Grenze χ^2_{max} , so wird der Vertex akzeptiert und die Spurparameter werden neu berechnet. Überschreitet eine Spur den χ^2_{max} Wert, so wird sie aus dem Vertexfit ausgenommen und die Prozedur wiederholt.

Sekundärvertices werden in ähnlicher Weise aus der Kombination aller entgegengesetzt geladenen Spuren ermittelt.

Die Teilchenidentifikation

Die Identifikation geladener Teilchen basiert auf der Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx und der Flugzeitmessung. Für Elektronen werden die Informationen der Schauerzähler und für Myonen die der Myonkammern hinzugenommen.

1. Der spezifische Energieverlust dE/dx :

Der spezifische Energieverlust dE/dx eines Teilchens beim Durchqueren eines Gases hängt nur von dessen Geschwindigkeit ab. Die Messung von dE/dx gestattet daher unter Hinzunahme der Impulsmessung aus der Driftkammer die Bestimmung der Masse eines Teilchens.

Anhand der ADC Werte wird für jede Driftzelle die Ionisationsladung gemessen, aus der sich unter Benutzung der aus dem Spurfit ermittelten Weglänge der Energieverlust pro Länge ergibt. Ein Satz (*sample*) von dE/dx Einzelmessungen gehorcht einer Landauverteilung, die einen asymmetrischen Ausläufer zu hohen Werten besitzt. Schneidet man die größten und kleinsten Meßwerte (30% bzw. 10%) weg (*truncated mean*), so ist die verbleibende Verteilung annähernd gaußförmig, und ihr Mittelwert stellt die Messung des spezifischen Energieverlust der Spur dar.

Abb.2.4 zeigt die dE/dx Verteilung in Abhängigkeit vom Impuls: es lassen sich deutlich die Bänder von Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen erkennen. Eine Kaon-Pion Trennung ist bis zu Impulsen von $800 MeV/c$ eindeutig. Für jede Teilchenhypothese wird ein $\chi^2(dE/dx)$ berechnet nach :

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma^2(dE/dx)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (2.4)$$

Dabei ist $(dE/dx)_{exp}$ der gemessene Energieverlust mit dem entsprechenden Meßfehler σ_{exp} , und $(dE/dx)_{th}$ der bei dem gemessenen Impuls für die jeweilige Teilchensorte erwartete Energieverlust. Seine Unsicherheit σ_{th} resultiert aus der Impulsmessung.

2. Die Flugzeitmessung:

Die zweite Information zur Teilchenidentifikation ergibt sich aus der Flugzeitmessung, die zusammen mit der zurückgelegten Weglänge die Geschwindigkeit v des

Teilchens liefert. Das Massenquadrat des Teilchens berechnet sich nach:

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2} \right), \quad (2.5)$$

wobei der Impuls p aus der Spurkrümmung ermittelt wird. Unter der Annahme einer konstanten Zeitaufösung folgt aus Gl.(2.5) eine Massenaufösung, die vom Quadrat des Impulses p abhängt. Dieser Sachverhalt ist in Abb.2.5 verdeutlicht, der die Massenquadrate in Abhängigkeit vom Impuls zeigt. Man erkennt, daß die Flugzeitmessung eine Kaon/Pion Trennung bis 700 MeV ermöglicht.

Analog zur dE/dx -Messung kann für jede Teilchenhypothese ein $\chi^2(\text{ToF})$ berechnet werden, indem man die gemessenen Werte mit den Erwartungen für jede Massenhypothese aus Gl.(2.5) vergleicht.

Da dE/dx und ToF unabhängige Messungen liefern, können sie in einem kombinierten χ^2 zusammengefaßt werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(\text{ToF}) \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (2.6)$$

Daraus wird schließlich ein normiertes Likelihoodverhältnis

$$L_i^{dE/dx, \text{ToF}} = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i, k = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.7)$$

gebildet, welches die relative Wahrscheinlichkeit der Teilchenhypothese i darstellt. Die Gewichtsfaktoren w_i tragen der unterschiedlichen Produktionshäufigkeit der einzelnen Teilchensorten Rechnung und werden in der vorliegenden Arbeit generell zu

$$w_e : w_\mu : w_\pi : w_K : w_p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (2.8)$$

angenommen. Die Ergebnisse hängen jedoch nicht sehr empfindlich von dieser Annahme ab.

Elektronen lassen sich aufgrund der dE/dx und ToF Messung oberhalb von $p > 200 \text{ MeV}/c$ nicht mehr eindeutig identifizieren. Eine gute Teilchentrennung Elektron-Hadron für Impulse $p > 400 \text{ MeV}/c$ wird durch Hinzunahme der Schauerzählermessung gewährleistet. Die Elektronenidentifikation wird in Kap.3.3 beschrieben.

Die Multi-Hadron Selektion

Die in den Rohdaten noch in großer Zahl vorhandenen QED-Ereignisse (Bhabha-Streuung und μ -Paar Erzeugung) und Untergrundereignisse aus Strahl-Gas und Strahl-Wand Wechselwirkungen sind für die meisten bei ARGUS anstehenden Fragestellungen bedeutungslos. Daher wird aus den Rohdaten eine Standardselektion vorgenommen, die zu multihadronischen Endzuständen führt und nur Ereignisse akzeptiert, die folgende Kriterien erfüllen:

1. Das Ereignis muß mindestens drei geladene Spuren aufweisen, die einen gemeinsamen Ereignisvertex bilden. Dessen geometrische Koordinaten befinden sich innerhalb eines zylindrischen Volumens um die Detektormitte:

$$r < 1.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 6 \text{ cm}$$

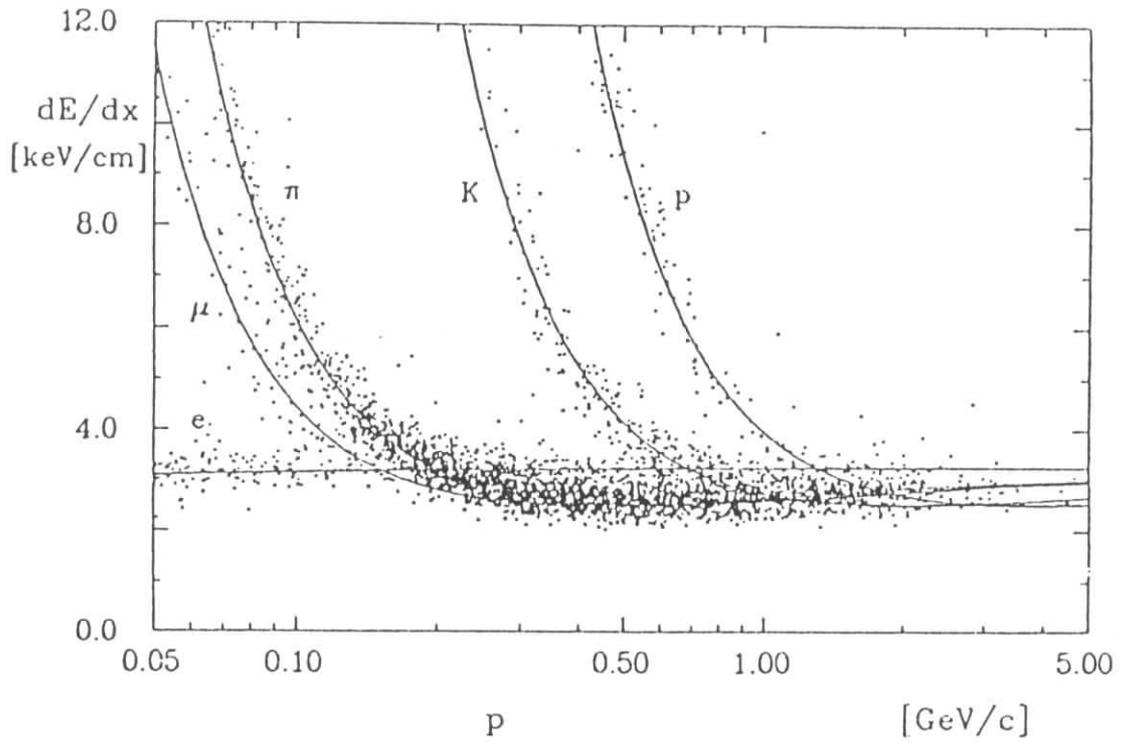


Abbildung 2.4: Der spezifische Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

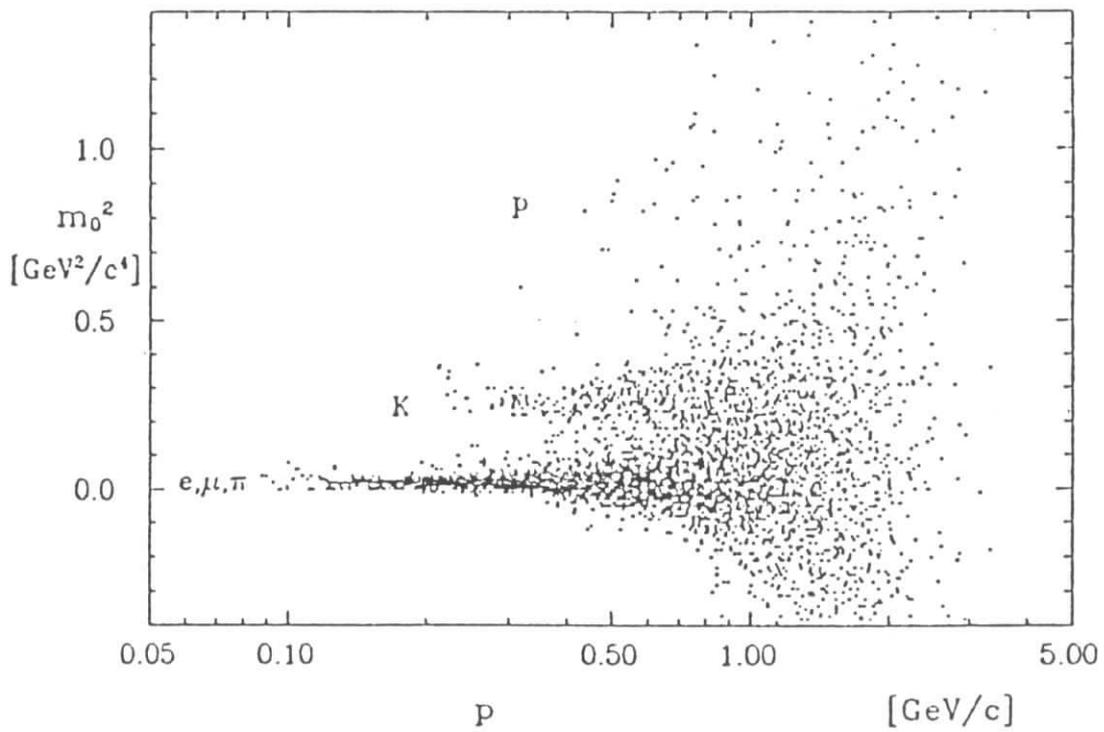


Abbildung 2.5: Massenquadrat der Flugzeibestimmung.

Hierbei ist r die radiale Position in der $r - \varphi$ - Ebene und z die Position des Vertex in Strahlrichtung. Weiterhin muß im Kalorimeter eine Gesamtenergie von mehr als 1.7 GeV deponiert worden sein.

2. Falls kein gemeinsamer Vertex gefunden wurde, müssen drei Spuren vorhanden sein, bei denen der Punkt des geringsten Abstandes zur Strahlachse durch

$$r < 1.0 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 5 \text{ cm}$$

festgelegt ist.

Durch diese Anforderungen wird die Datenmenge um etwa 85% reduziert.

Die Luminositätsbestimmung

Die integrierte Luminosität L wird aus der Bhabha Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ bestimmt, die theoretisch mit sehr großer Präzision berechnet werden kann. Es wird daher für den Zeitraum der Datennahme die Anzahl der Bhabhaereignisse N_{Bhabha} ermittelt, woraus sich die integrierte Luminosität nach

$$L = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (2.9)$$

ergibt. Der visuelle Bhabhawirkungsquerschnitt σ_{Bhabha}^{vis} berücksichtigt hierbei die Detektor- und Selektionsakzeptanzen. Ein neuer Selektionsalgorithmus, der neben der Driftkammer auch die Schauerzählerinformation ausnutzt, reduziert die Unsicherheiten in der Luminositätsbestimmung auf kleiner 2% [45].

Die Monte Carlo Simulation

Die Korrektur des Meßergebnisses auf Verluste, die durch kinematische Einschränkungen in der Analyse und durch Detektoreigenschaften entstanden sind, basiert auf Monte Carlo Simulation. Diese erfolgt in drei Schritten:

1. Ereignisgeneration:

Die Produktion der D -Mesonen in $c\bar{c}$ -Jets aus der e^+e^- -Vernichtung wurde mit dem LUND6.2 [28] Fragmentationsmodell generiert; der Zerfall der D -Mesonen, speziell der semileptonische Zerfall, wurde mit Hilfe des WBS [30] Modells beschrieben.

2. Detektorsimulation:

Mit Hilfe des Programms *SIMARG* [12], das den ARGUS Detektor simuliert, werden aus den generierten Daten realitätsnahe Rohdaten der Ereignisse produziert. *SIMARG* basiert auf dem GEANT Programm, modifiziert mit dem entsprechenden ARGUS Aufbau.

3. Ereignisrekonstruktion:

Da die auf diese Weise erzeugten Monte Carlo Daten im gleichen Format wie die echten Daten abgespeichert sind, können sie auch mit dem gleichen Rekonstruktionsprogramm analysiert werden.

Kapitel 3

Die Analyse

Semileptonische Zerfälle von D -Mesonen lassen mit den für ähnliche Prozesse mit unbeobachteten Neutrinos bereits entwickelten Techniken in diesem Experiment nicht nachweisen, da die notwendige Voraussetzung, daß die D -Mesonen in Ruhe erzeugt werden, in der nichtresonanten e^+e^- -Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{cms} \approx 10.5 GeV$ nicht erfüllt ist. In dieser Arbeit wird eine neue Methode vorgestellt, mit der die Verzweungsverhältnisse der Prozesse $D \rightarrow V e \nu$, wobei V ein Vektormeson bezeichnet ($V = \phi, K^{*0}$), gemessen werden können.

3.1 Die Analysemethode

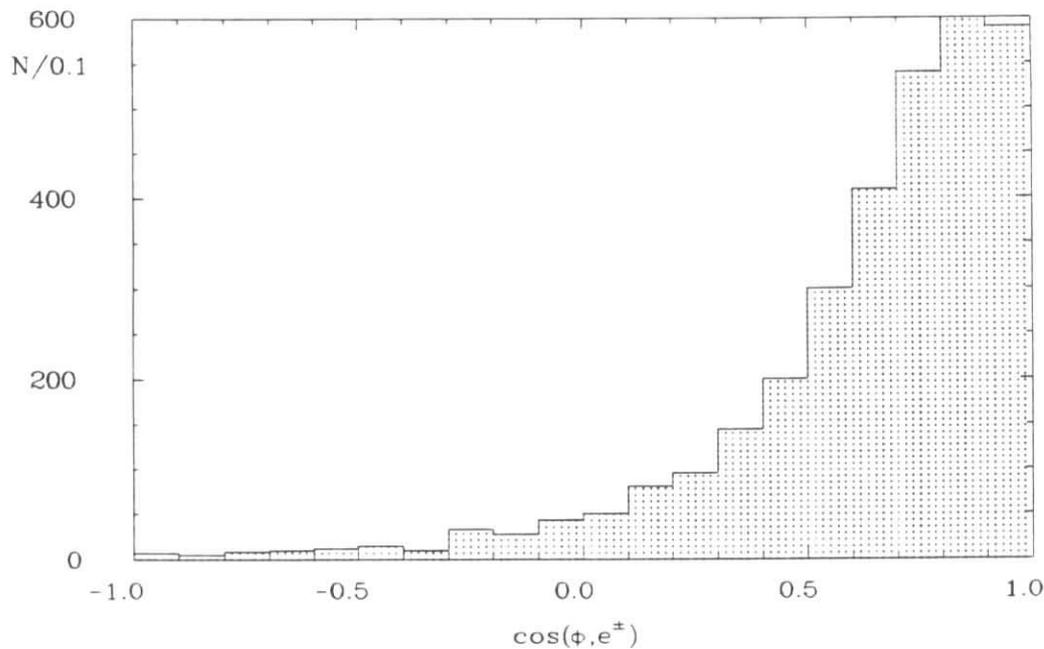


Abbildung 3.1: $\cos(\phi, e^\pm)$ -Verteilung für ϕe^\pm -Kombinationen aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ in MC-Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 GeV$.

Die Schwierigkeit bei der Untersuchung exklusiver semileptonischer Übergänge besteht darin, daß das Neutrino nicht nachgewiesen werden kann und damit keine vollständige Rekonstruktion dieser Prozesse möglich ist. Das Problem kann allerdings in einigen speziellen Fällen umgangen werden. Wenn sich z.B. das zerfallende Teilchen in Ruhe befindet, stehen alle kinematischen Informationen zur Verfügung, um die fehlende Masse des Neutrinos zu berechnen. Diese Methode, die sogenannte 'missing mass method', wurde erfolgreich für die semileptonischen Zerfälle der aus der $\Upsilon(4S)$ Resonanz stammenden B -Mesonen angewandt [13]. Anders ist die Situation bei den in der e^+e^- -Vernichtung bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{c.m.s} \approx 10.5 \text{ GeV}$ gebildeten D -Mesonen: sie weisen ein hartes Impulsspektrum [31,14] (typischerweise um $3 \text{ GeV}/c$) auf. Diese Tatsache kann jedoch experimentell ausgenutzt werden, da sie zu *kinematischen Korrelationen* zwischen den *sichtbaren* Zerfallsprodukten, also dem Vektormeson und dem Elektron, führt. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.1 am Beispiel des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ anhand einer Monte Carlo Simulation der Öffnungswinkel zwischen ϕ und Elektron im Laborsystem dargestellt. Es zeigt sich, daß diese zwei Teilchen bevorzugt unter kleinem Winkel beobachtet werden. Daher wird für die vorliegende Analyse jede Ve -Kombination mit kleinem Öffnungswinkel, beispielsweise

$$\angle(V, e^\pm) < 90^\circ,$$

als Kandidat des Zerfalls $D \rightarrow Ve\nu$ angesehen. Diese Argumentation basiert zusätzlich auf der Voraussetzung, daß die Elektronen in Kontinuumsereignissen ausschließlich aus semileptonischen Charmzerfällen stammen. Im folgenden wird zunächst die Selektion der Daten vorgestellt und anschließend werden die darin enthaltenen Untergrundquellen diskutiert.

3.2 Die Datenselektion

Für die Analyse wurden - falls nicht anders angegeben - Daten mit einer integrierten Luminosität von 104 pb^{-1} im Kontinuum bei einer mittleren Energie von $E_{cms} = 10.35 \text{ GeV}$ und 229 pb^{-1} bei der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie benutzt. Durch die Hinzunahme der $\Upsilon(4S)$ Daten läßt sich die Statistik deutlich verbessern, wobei allerdings die Resonanzanteile durch geeignete Schnitte abgetrennt werden müssen. Es gilt daher im weiteren Schritte zu entwickeln, die die direkten Resonanzzerfälle wirkungsvoll unterdrücken, jedoch eine ausreichende Akzeptanz der Kontinuumsereignisse gewährleisten. Üblicherweise wird dies bei der *Rekonstruktion* von D -Mesonen in *hadronische* Endzustände durch einen Schnitt im skalierten Impuls x_p^D mit $x_p^D > 0.5$ sichergestellt. Bei der *teilweisen* Rekonstruktion semileptonischer Endzustände ist dieser Schnitt jedoch nicht eindeutig, sodaß hier ein anderer Weg beschritten werden muß. Eine Möglichkeit bieten die verschiedenen Topologien der Kontinuums- und Resonanzereignisse, nämlich die

- jetartige Gestalt der $q\bar{q}$ -Ereignisse, gegenüber der
- sphärischen Form der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse.

Als nützliche Variable hat sich das sogenannte 2. Fox-Wolfram-Moment F_2 herausgestellt; allgemein ist das $l - t\epsilon$ -Fox-Wolfram-Moment als Multipolentwicklung $l - ter$ Ordnung definiert durch [40] :

$$F_l = \frac{\sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{s} P_l(\cos\varphi_{ij}). \quad (3.1)$$

Dabei wird über die Impulse p aller Teilchen des Ereignisses summiert, wobei $P_l(\cos\varphi_{ij})$ die *Legendre Polynome* zum Öffnungswinkel φ_{ij} je zweier Spuren mit Impulsen \vec{p}_i und \vec{p}_j sind. Speziell F_2 nimmt für sphärische Ereignisse kleine Werte nahe 0, und für zigarrenförmige Ereignisse Werte bis zu 1 an.

Es ist hier noch wichtig anzumerken, daß die F_2 -Verteilungen sehr stark von den *individuellen* Selektionskriterien abhängen, d.h. es muß genau definiert werden, welche Teilchensorten in die Berechnung miteinbezogen wurden. In dieser Arbeit wurden generell alle geladenen Teilchen, die zum Hauptvertex zeigen ($\chi^2_{\text{VX}} < 36$), und alle Photonen mit einer Schauerenergie $E_{SH} > 80 \text{ MeV}$ berücksichtigt. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.2 die F_2 -Verteilung sowohl für reine $q\bar{q}$ -, als auch für Ereignisse bei der $\Upsilon(4S)$ -Energie (nicht kontinuumsabgezogen) dargestellt. In beiden Datenmengen ist mindestens ein Elektronenkandidat gefordert, und sie wurden auf die gleiche Luminosität skaliert. Die zweite Ereignisklasse weist einen deutlichen Überschuß bei Werten $F_2 < 0.4$ auf, dem die direkten $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle zuzuordnen sind.

Die Forderung $F_2 > 0.35$ unterdrückt die Resonanzanteile um $(93 \pm 3)\%$, bei gleichzeitiger Akzeptanz von annähernd 60% für $q\bar{q}$ -Ereignisse. Mit diesem Schnitt läßt sich daher nach dem eingangs Gesagten die Statistik nahezu verdoppeln. Anhand von $\phi\epsilon$ Korrelationen sollen nun die Auswirkungen des F_2 -Schnittes auf diejenigen Ereignisse untersucht werden, die auf der $\Upsilon(4S)$ Resonanz gesammelt wurden¹. In diesem Zusammenhang ist es interessant, sich die *experimentelle* Winkelverteilung

¹Die Ausführungen gelten in gleicher Weise für $K^*0\epsilon$ Kombinationen.

$\cos(\phi', e^\pm)$ (ϕ' bedeutet K^+K^- -Kombination im Massenbereich $M_\phi \pm 7 \text{ MeV}/c^2$) mit und ohne den F_2 -Schnitt anzuschauen (Abb. 3.3).
Zunächst lassen sich ohne F_2 -Schnitt drei Unterscheidungen treffen:

1. isotroper Anteil aus direkten $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, wobei das ϕ und das Elektron aus *zwei* unterschiedlichen B -Mesonen stammen
2. $\cos(\phi, e^\pm) < 0$: $q\bar{q}$ -Ereignisse in denen das ϕ und Elektron aus *zwei* Jets stammen
3. $\cos(\phi, e^\pm) > 0$: Ereignisse in denen ϕ und Elektron *einem* Jet angehören. In diesen Ereignissen sind die ϕe^\pm -Kombinationen aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ enthalten (s. Abb.3.1).

Nach dem F_2 -Schnitt ist der isotrope Anteil aus B -Zerfällen unterdrückt und durch die zusätzliche Forderung $\cos(\phi, e^\pm) > 0$ lassen sich auch die Ereignisse der zweiten Klasse abtrennen. Hierbei ist wichtig anzumerken, daß die Winkelverteilung nach Anwendung des ersten Schnittes bei $\cos(\phi, e^\pm) = 0$ tatsächlich fast auf Null fällt, da damit gewährleistet ist, daß keine Ausläufer der zweiten Ereignisklasse zum Untergrund beitragen.

Die grundlegenden Selektionskriterien für ϕe^\pm bzw. $\bar{K}^{*0} e^\pm$ -Kombinationen, die als Kandidaten semileptonischer D -Zerfälle angesehen werden, sind:

$ \begin{aligned} F_2 &> 0.35 \\ \cos(V, e^\pm) &> 0 \end{aligned} $	(3.2)
---	-------

In Abb.3.4 und 3.5 sind die Massenverteilungen der diesen Anforderungen genügenden K^+K^- und $K^+\pi^-$ Kombinationen dargestellt; man erkennt sowohl ein sauberes ϕ -Signal mit etwa 180 Kandidaten als auch ein K^{*0} -Signal mit etwa 1441 Einträgen.

Die darin noch enthaltenen Untergrundbeiträge setzen sich zusammen aus:

- fehlidentifizierten Hadronen
- ϕ - und K^{*0} -Mesonen aus Fragmentationsprozessen
- verbleibende $\Upsilon(4S)$ Ereignisse.

Die Elektronenidentifikation als Basis der Analyse wird in Abschnitt 3.3 detailliert untersucht, wobei der Schwerpunkt auf der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zwischen Hadron und Elektron liegt. Darauf aufbauend läßt sich schließlich durch die Auswertung des Elektronenimpulsspektrums in Kontinuumsereignissen die Annahme fundieren, daß man tatsächlich mit Elektronen den Charm-Inhalt der Ereignisse markieren kann.

Die zweite Untergrundquelle wird in Abschnitt 3.4 untersucht. Hierbei handelt es sich um Kombinationen eines Elektrons aus einem beliebigen semileptonischen Charm-Zerfall, das zusammen mit einem während der Fragmentation gebildeten ϕ - oder K^{*0} -Meson beobachtet wird. Wie aus Abb.3.6, die schematisch diesen Prozeß

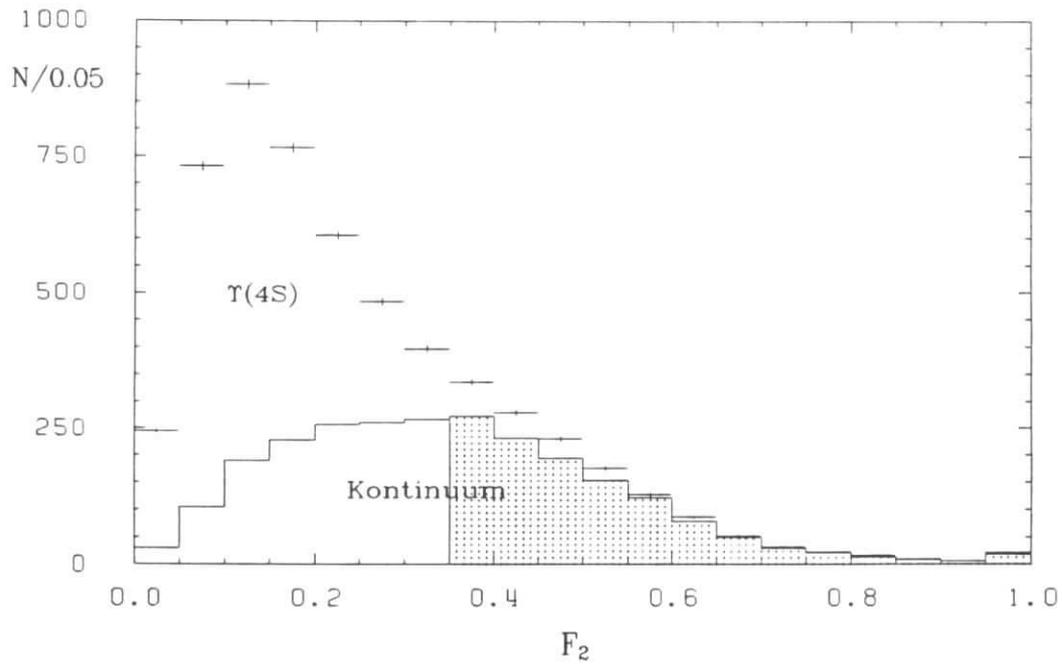


Abbildung 3.2: F_2 -Verteilung für Ereignisse bei $E_{cm,s} \approx 10.5 \text{ GeV}$ und $E_{cm,s} = 10.58 \text{ GeV}$ ($\Upsilon(4S)$, nicht kontinuums-subtrahiert).

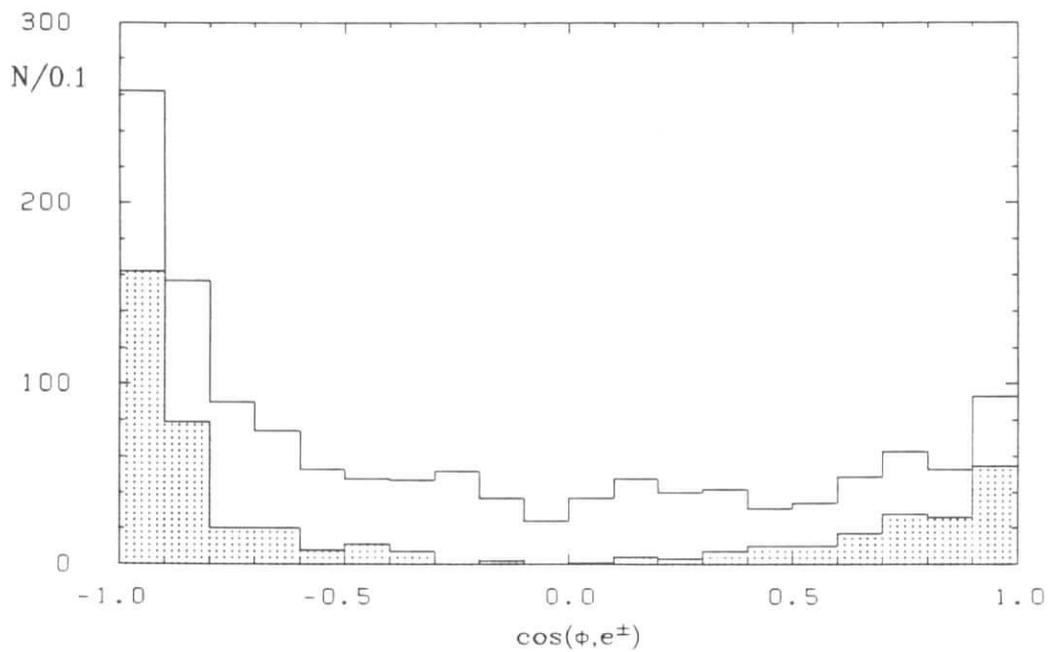


Abbildung 3.3: Winkelverteilung $\cos(\phi, e^\pm)$ ohne (Histogramm) und mit (punktiertes Histogramm) Schnitt $F_2 > 0.35$.

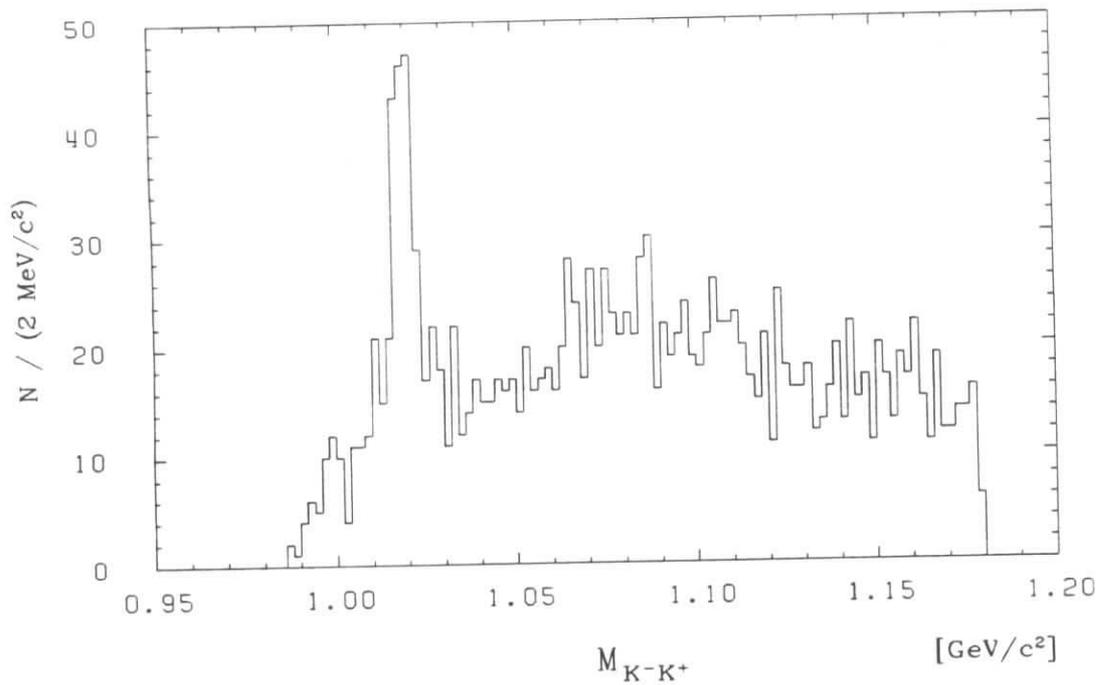


Abbildung 3.4: Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse in Ereignissen, die die Selektionskriterien 3.2 erfüllen.

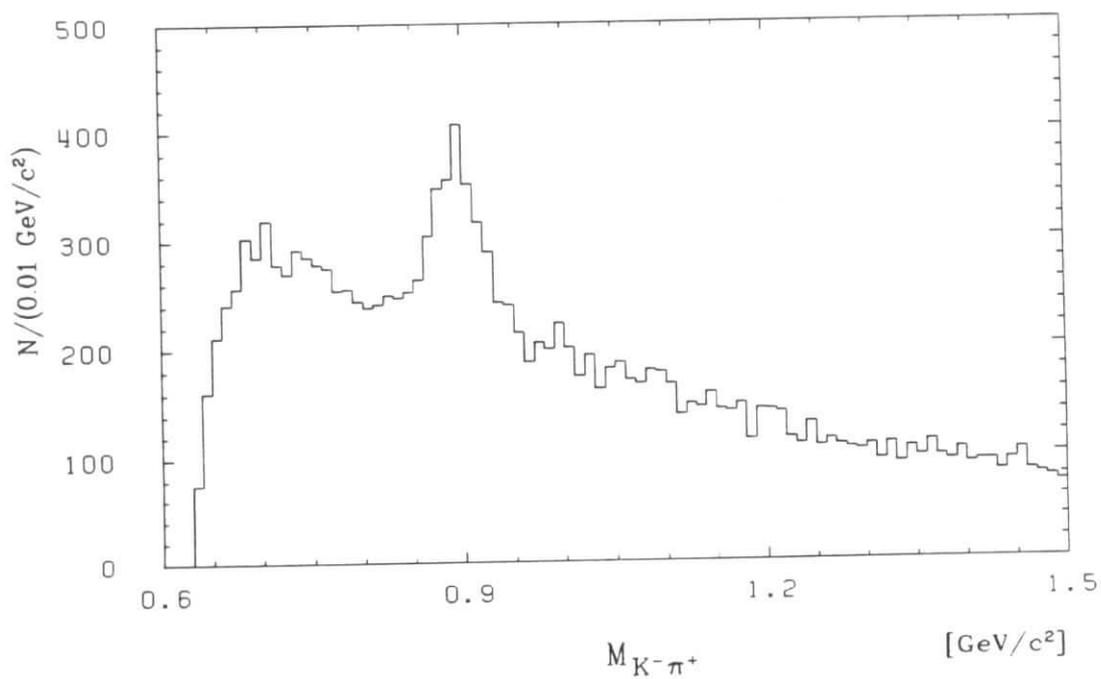


Abbildung 3.5: Verteilung der invarianten $K^+\pi^-$ -Masse in Ereignissen, die die Selektionskriterien 3.2 erfüllen.

zeigt, hervorgeht, können derartige Kombinationen die gleiche Signatur wie die Signalereignisse aufweisen. Um die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß zu ermitteln, ist es notwendig, Informationen über die Fragmentation in $c\bar{c}$ -Ereignissen zu erhalten, insbesondere über die Produktionshäufigkeit von 'strangeness' tragenden Vektormesonen. Diese läßt sich aus ϕD_s , $\phi D^{*\pm}$, $\phi \phi$, und $K^{*0} D^{*+}$ -Korrelationen ableiten.

Der Beitrag des verbleibenden $\Upsilon(4S)$ Untergrundes ist bereits bei der obigen Datenselektion besprochen worden und wird bei den einzelnen Korrelationsuntersuchungen speziell diskutiert.

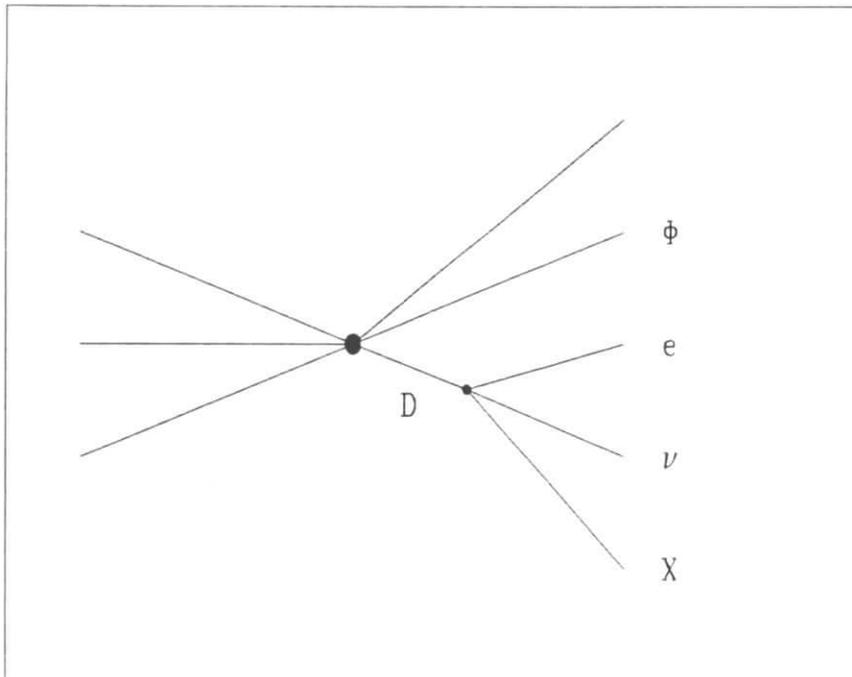


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Untergrundbeiträge durch Produktion von ϕ -Mesonen während des Fragmentationsprozesses.

3.3 Die Elektronenidentifikation

Eine wichtige Voraussetzung bei der Untersuchung semileptonischer (genauer : semielektronischer) Charm-Zerfälle ist die gute Identifikation von Elektronen bis hinunter zu kleinen Impulsen, d.h. es muß ein Optimum zwischen hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und gleichzeitig guter Teilchentrennung gefunden werden. Letztere ist für Impulse $p > 0.2 \text{ GeV}/c$ nur aufgrund der dE/dx und ToF-Messung nicht mehr eindeutig. Allerdings erlaubt die Hinzunahme der Schauerzählermessung (der deponierten Energie E_{sh} und der lateralen Schauerausbreitung E_{lat}) eine effiziente Elektronenidentifikation für Impulse $p > 0.4 \text{ GeV}/c$. In Ref. [15] wurde hierfür eine Methode entwickelt, die die Information von dE/dx , ToF und die Schauerzählerinformationen zu einem normierten Likelihood-Verhältnis

$$L_e = \frac{w_e \cdot f_e(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})} \quad (i = e, \pi, K, p) \quad (3.3)$$

mit $f_i = \prod_k \rho_i^k(\vec{p})$ ($k = dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}$)

kombiniert. $\rho_i^k(\vec{p})$ ist die Wahrscheinlichkeit, eine Spur mit Impuls \vec{p} aufgrund der Meßmethode k als Teilchensorte i zu identifizieren und w_i sind die relativen Teilchenverhältnisse (s. Kap.2). Im folgenden soll untersucht werden, wie sich die Akzeptanz und die Fehlidentifikationsrate in Abhängigkeit vom Impuls verhalten.

3.3.1 Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden radiative Bhabhaereignisse gemäß ihrer speziellen Kinematik selektiert [22,23] :

- genau *zwei* Spuren entgegengesetzter Ladung vom Wechselwirkungspunkt
- genau *ein* Photon mit $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$
- $|E_{cms} - E| < 0.5 \text{ GeV}$
- $|\vec{P}_T| < 0.3 \text{ GeV}/c$,
wobei \vec{P}_T die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen des Ereignisses ist
- *ein* Elektron mit $L_e > 0.8$ (Elektronen-Tagging).

Der verbleibende Untergrund aus τ - und $\gamma\gamma$ -Ereignissen ist vernachlässigbar, was durch Variation der Selektionskriterien überprüft wurde. Um ferner eine isolierte Spur zu erhalten, wurde zusätzlich gefordert :

- $\angle(e^+, e^-) > 45^\circ$
- $\angle(\gamma, e) > 30^\circ$.

In Abb.3.7 ist sowohl für Spuren aus radiativen Bhabhaereignissen, als auch für Spuren aus multihadronischen Kontinuumsereignissen die Elektronenlikelihoodverteilung L_e dargestellt. Es läßt sich ablesen, daß bei einem Schnitt $L_e > 0.8$

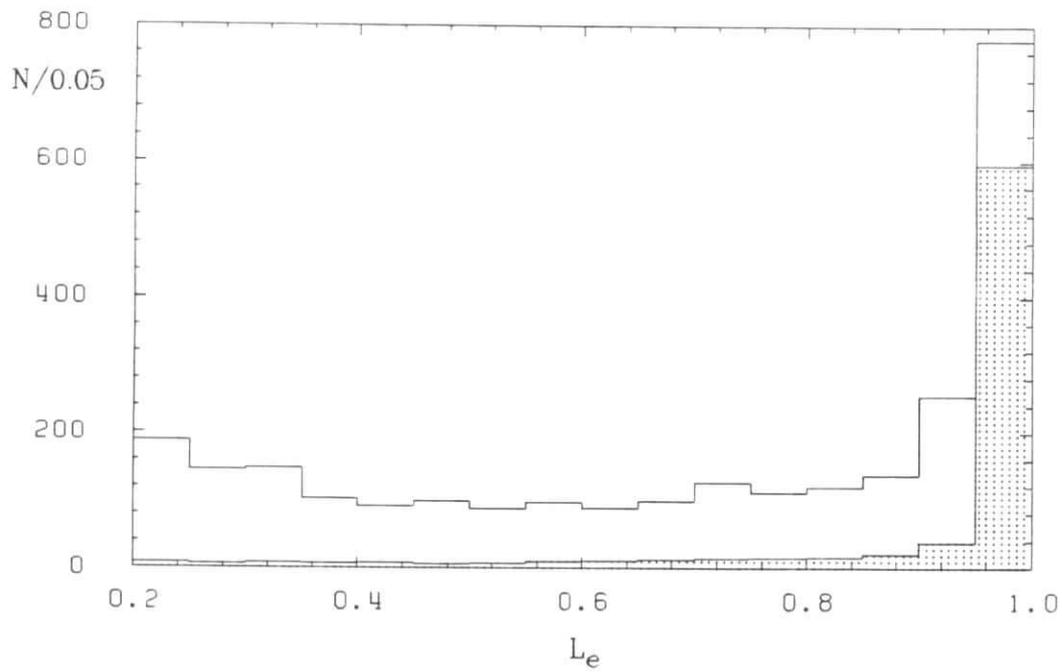


Abbildung 3.7: Likelihoodverteilung L_e für *alle* Spuren aus multihadronischen Kontinuumsereignissen (Histogramm) und für Elektronen mit $p_e < 1.5 \text{ GeV}/c$ aus Bhabhaereignissen (punktiertes Histogramm).

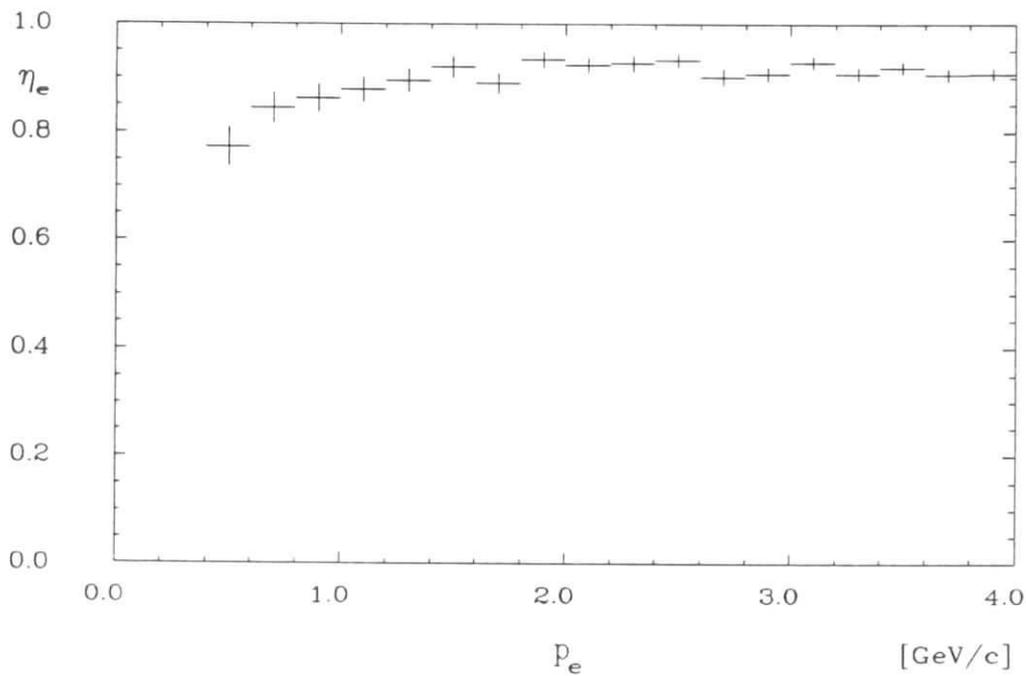


Abbildung 3.8: Elektronenakzeptanz in Abhängigkeit vom Impuls für $L_e > 0.8$ (Barrelbereich).

der hadronische Untergrund wirkungsvoll reduziert wird, wobei man etwa 15% der Elektronen verliert. Letztere Aussage wird in Abb.3.8 präzisiert, die den aus radiativen Bhabhaereignissen gewonnenen Akzeptanzverlauf in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls für einen Schnitt $L_e > 0.8$ zeigt. Die Verteilung wurde für den Barrelbereich $|\cos(\theta_e)| < 0.7$ bestimmt und weist hier eine zu vernachlässigende *Winkelabhängigkeit* auf. Ein härterer Schnitt in L_e würde zwar die Unterdrückung des Untergrundes verbessern, kann jedoch im Bereich niedriger Elektronenimpulse ($p_e < 0.8 \text{ GeV}/c$) zu Akzeptanzeinbrüchen führen. Diese hängen von der hadronischen Umgebung ab, in der sich die Elektronenspur befindet, da sie durch Spurüberschneidungen und Überlappung von Schauerzählerclustern hervorgerufen werden, d.h. daß solche Effekte schwer zu kontrollieren sind.

3.3.2 Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit r_f , eine Hadronenspur als Elektron zu identifizieren, wurde auf zwei unabhängige Arten bestimmt, die kurz vorgestellt werden sollen:

Method A :

Hier werden die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle als *leptonfreie* Quelle verwendet. Diese Zerfälle verlaufen über zwei bzw. drei Gluonen: $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma gg$ und $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg$. Da die Charmproduktion in der Gluonfragmentation unterdrückt ist, erwartet man in derartigen Übergängen auch keine Leptonen ². Es werden daher alle in diesen Zerfällen beobachteten Elektronenkandidaten, die nicht aus konvertierten Photonen stammen (s. Kap.3.3.3), als fehlidentifizierte Hadronen angesehen. Setzt man sie zur Gesamtzahl aller Hadronenspuren ins Verhältnis, so erhält man die Fehlidentifikationsrate r_f :

$$r_f(p) = \frac{N_{\text{Elektronenkandidaten}}(p)}{N_{\text{Hadronen}}(p)} \quad (3.4)$$

Die Methode impliziert, daß auch Elektronen aus Dalitz-Zerfällen des π^0 , η -Zerfällen und solche aus konvertierten Photonen, bei denen nur *eine* Spur erkannt wird, zu r_f beitragen. Das ist insofern sinnvoll, da diese Beiträge später bei der Analyse semileptonischer Charm-Zerfälle ebenfalls subtrahiert werden müssen. Als Ergebnis ist r_f in Abb.3.9 separat für den Barrelbereich und als Mittelung über den gesamten Winkelbereich θ dargestellt. Es bleibt zunächst festzuhalten, daß letztere um 10-15% höher liegt.

Method B :

Da die eben beschriebene Methode den Nachteil hat, daß sie weder eine teilchenspezifische, noch eine topologische Differenzierung erlaubt, wurden hadronische Spuren aus K_s^0 , Λ 's bzw. ϕ -Mesonen untersucht, um so Informationen über die Fehlidentifikation von Pionen, (Anti-)Protonen und Kaonen zu erlangen: d.h. es wurde bestimmt, wie häufig diese Spuren die Kriterien der Elektronenidentifikation erfüllen. Die Ergebnisse sind in Tab.3.1 zusammengefaßt und ergeben folgendes

²Als einziger Prozeß dieser Art wurde bisher der Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \psi X$ mit einem sehr kleinen Verzweungsverhältnis von $Br(\Upsilon(1S) \rightarrow \psi X) = (0.11 \pm 0.04)\%$ [16] nachgewiesen.

p [GeV/c]	r_f^π [%]	p [GeV/c]	r_f^K [%]	p [GeV/c]	$r_f^{\overline{Pr}}$ [%]
0.4 – 0.8	0.30 ± 0.03	0.4 – 0.8	1.50 ± 0.60	0.4 – 1.0	0.30 ± 0.15
0.8 – 1.2	0.24 ± 0.04			1.0 – 1.2	3.50 ± 0.50
		> 0.8	0.40 ± 0.20	1.2 – 1.4	4.50 ± 0.50
> 1.2	0.28 ± 0.10			1.4 – 1.8	2.60 ± 0.40
				> 1.8	0.70 ± 0.50

Tabelle 3.1: Teilchenspezifische Fehlidentifikationsrate r_f für $L_c > 0.8$.

Bild:

- für die Fehlidentifikationsrate Pion-Elektron r_f^π ³ ergibt sich ein niedriger Wert von $(0.3 \pm 0.05)\%$. Sie zeigt innerhalb der Fehler keine Impulsabhängigkeit.
- Da Antiprotonen durch Annihilationsprozesse elektromagnetische Schauer in den Kalorimetern erzeugen können, steigt $r_f^{\overline{Pr}}$ bis auf ca. 4% an. Dieser Maximalwert wird bei einem Impuls von etwa 1.4 GeV/c erreicht, bei dem sich die dE/dx-Bänder kreuzen. In Kontinuumsereignissen tragen Antiprotonen jedoch wegen ihrer kleinen Produktionsrate (ca. 5%) nicht stark zu r_f bei. In direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen, wo sie mehr als doppelt so häufig produziert werden [17], ist dieser Effekt deutlich zu sehen (Abb.3.9).
- Die Fehlidentifikationsrate r_f^K für Kaonen ist aufgrund geringer Statistik und schlechtem Signal/Untergrund Verhältnis der ϕ -Signale nur als grobe Abschätzung zu verstehen. Dennoch zeigt sich ein wesentlich höherer Wert für Impulse $p < 0.8$ GeV/c. Dies wird durch die schlechtere Teilchentrennung der Schauerzähler bei kleinen Impulsen hervorgerufen.
- Anhand von r_f^π läßt sich schließen (nicht aus Tab.3.1 ersichtlich), daß die Fehlidentifikationsrate für jetartige Ereignisse (hier charakterisiert durch das 2.Fox-Wolfram-Moment $F_2 > 0.35$) um ca. 20% über, und für sphärische Ereignisse ($F_2 < 0.35$) um ca. 20% unter dem Mittelwert liegt. Die $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle sind der zweiten Kategorie zuzuordnen. r_f^K und $r_f^{\overline{Pr}}$ zeigen innerhalb der Fehler keine Unterschiede.

Um einen Vergleich der Methoden A und B zu ermöglichen, muß die teilchenabhängige Rate in eine gemittelte Rate pro Hadronspur umgesetzt werden. Zu diesem Zweck wurde unter Benutzung des $\Upsilon(1S)$ -Monte-Carlos jede Spur mit ihrer durch Methode B gemessenen, teilchenspezifischen und impulsabhängigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit gewichtet. Auf diese Art läßt sich analog zu Methode A eine Rate r_f' nach

$$r_f' = \frac{\sum_i H_i \cdot r_f^i + \sum_j \epsilon_j^{\pm}}{\sum_i H_i} \quad (i = \pi, K, p) \quad (3.5)$$

³Die oberen Indizes bezeichnen die Teilchensorte: π = Pion, K = Kaon, \overline{Pr} = Antiproton.

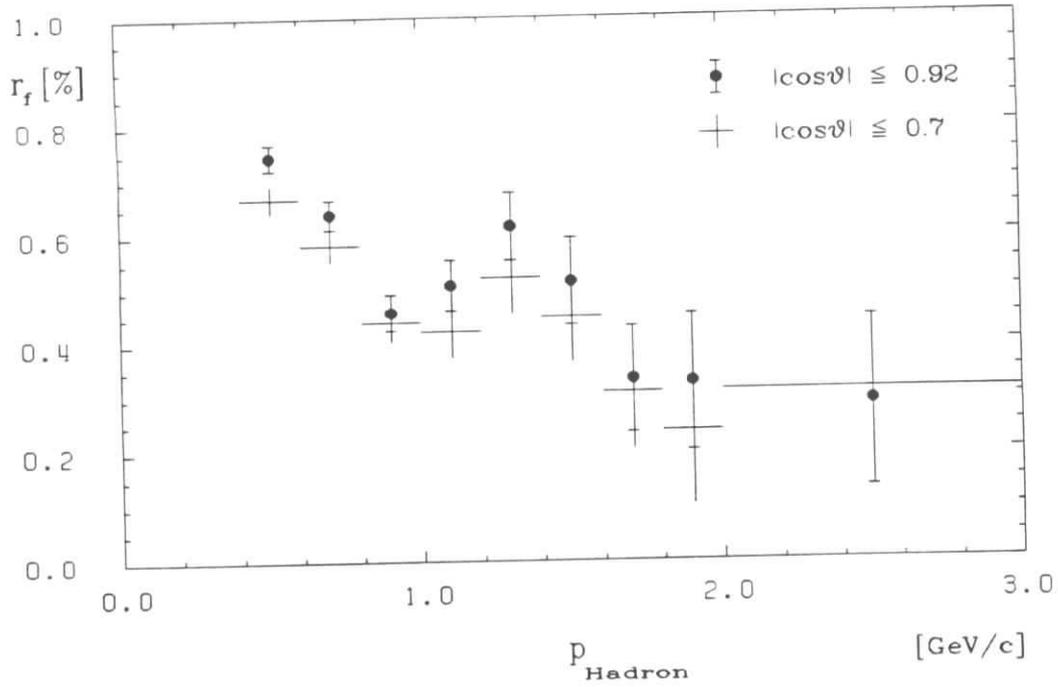


Abbildung 3.9: Fehlidentifikationsrate r_f für $L_e > 0.8$, ermittelt mit Methode A.

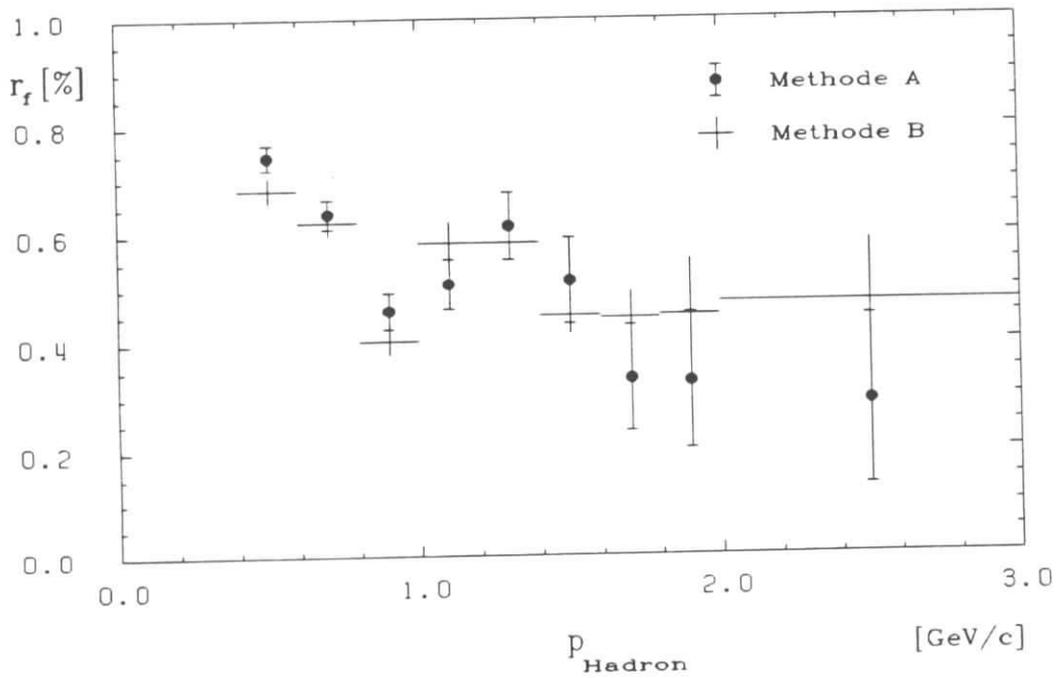


Abbildung 3.10: Vergleich der durch Methode A bzw. B ermittelten Fehlidentifikationsraten r_f und r'_f .

mit

H_i = Hadronenspur der Teilchensorte i

und

e'^{\pm} = Elektronen aus $\gamma_c, \pi^{0\prime}s$ und $\eta's$, die nicht als solche erkannt werden.

definieren. Das Monte Carlo wurde derart modifiziert, daß es die in [17] gemessenen relativen Teilchenverhältnisse reproduziert. Innerhalb der Fehler zeigen r_f und r'_f (Abb.3.10) eine gute Übereinstimmung, sowohl in der absoluten Rate, als auch in der Impulsabhängigkeit.

Die Wichtungsmethode erlaubt es also im Prinzip für jede Ereignis Selektion anhand des MC aus den teilchenspezifischen Hadronenspektren ein individuelles r'_f zu berechnen. Auf diese Weise werden die entsprechenden Anteile der einzelnen Teilchensorten mit ihren jeweiligen Fehlidentifikationsraten berücksichtigt. Bei der Methode A hingegen ist das nicht gegeben, da ihr die feste Teilchenzusammensetzung der $\Upsilon(1S)$ Zerfälle zugrundeliegt.

Die Unterschiede der beiden Methoden können anhand der ϕe Analyse verdeutlicht werden: in Ereignissen, die ein ϕ -Meson enthalten, ergibt die Monte Carlo Simulation ein Pion/Kaon-Verhältnis von $\frac{3}{1}$, wohingegen in direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen ein Verhältnis von $\frac{8}{1}$ gemessen wurde [17]. Da die Kaonen im Bereich kleiner Impulse fünfmal häufiger als Pionen ein Elektron vortäuschen (s. Tab.3.1), erwartet man in Ereignissen mit einem größeren Kaonenanteil auch eine deutlich erhöhte mittlere Fehlidentifikationsrate. Es zeigt sich allerdings, daß auch bei solchen extremen Änderungen in den Teilchenverhältnissen r'_f nur um ca. 15% anwächst. Dieses Verhalten läßt sich folgendermaßen verstehen: für Impulse $p < 1 \text{ GeV}/c$ tragen laut Monte Carlo Elektronen aus asymmetrischer Photonkonversion 25-30% zur Gesamtrate bei. Diese lassen sich aufgrund der Proportionalität

$$n_{\pi^+} \approx \frac{1}{2} n_{\pi^0} \approx n_{\gamma}. \quad (3.6)$$

als eine Steigerung der effektiven Fehlidentifikation Pion-Elektron interpretieren, und zwar auf ungefähr den doppelten Wert. Folglich hängt die gemittelte Rate nicht mehr so stark vom Verhältnis Pion/Kaon ab.

Da die Wichtungsmethode mit Unsicherheiten behaftet ist, die aus der Simulation der konvertierten Photonen und der exakten Reproduktion der Teilchenverhältnisse resultiert, wird in der vorliegenden Arbeit stets ein Mittelwert beider Methoden verwendet. Aus den obigen Überlegungen wurde der systematische Fehler in r_f für ein weiches Elektronenspektrum (wie es in Charmzerfällen im Kontinuum gegeben ist) auf 20% abgeschätzt. Das schließt neben anderen Teilchenverhältnissen auch andere Topologien ein, was ebenfalls gemäß des $q\bar{q}$ Monte Carlos durch die Wichtungsmethode überprüft wurde.

3.3.3 Das Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumseignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 \text{ GeV}$

Mit den bisher gewonnenen Informationen über die Elektronenidentifikation sind nun die Voraussetzungen geschaffen, um das Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumseignissen zu messen. Das Ziel dieser Messung ist es, zu zeigen, daß diese

Elektronen nach Abzug der fehlidentifizierten Hadronen ausschließlich aus semi-leptonischen Zerfällen der Charm-tragenden Teilchen D^0 , D^+ , D_s und Λ_c stammen.

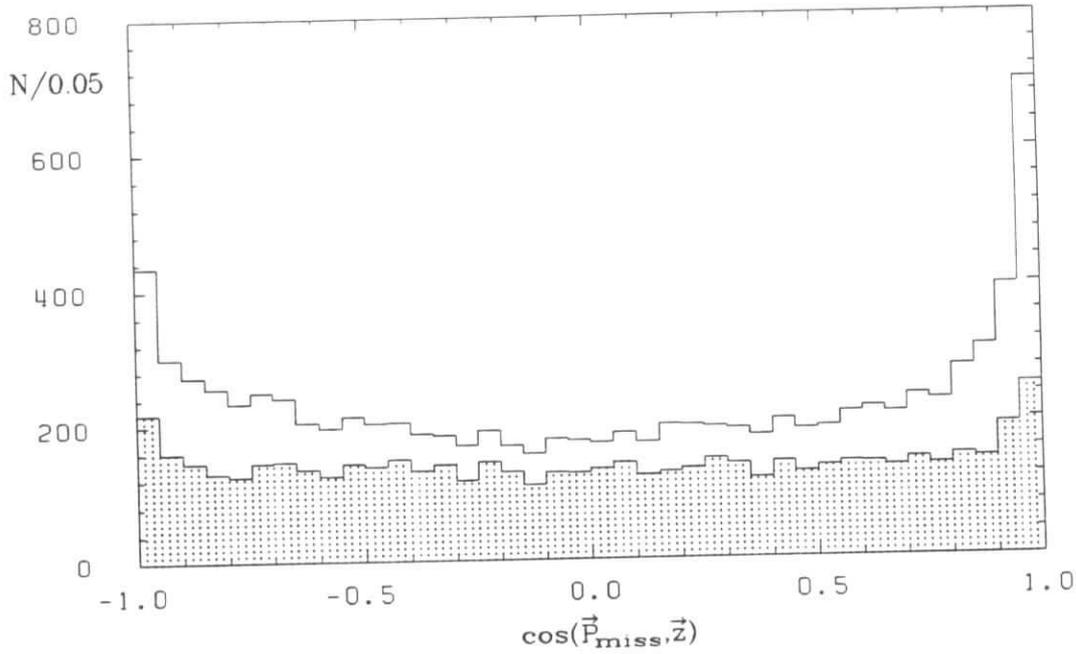


Abbildung 3.11: $\cos(\vec{z}, \vec{P}_{miss} \cdot \text{Ladung})$ -Verteilung für Kontinuumsereignisse mit $n_{ch} > 4$ (Histogramm), und nach Anwendung der zusätzlichen Forderungen $n_{tot} > 6.5$, $|\cos\theta_e| < 0.7$ (punktiertes Histogramm).

Datenselektion

Zur experimentellen Bestimmung des Impulsspektrums wurden die Daten mit $E_{cms} > 10.4 \text{ GeV}$ der Experimente 2-6 (integrierte Luminosität $L = 44.1 \text{ pb}^{-1}$) unter folgenden Selektionskriterien ausgewertet :

- $n_{ch} > 4$,
mehr als 4 geladene Spuren im Ereignis
- $n_{tot} = n_{ch} + 0.5n_\gamma > 6.5$
- $|\cos\theta_e| < 0.7$ (Barrelbereich)
- $c_{miss} = \cos(\vec{z}, \vec{P}_{miss} \cdot \text{Ladung}) < 0.9$,
wobei \vec{P}_{miss} als Impulssumme aller Spuren definiert ist.

Die ersten beiden Schnitte weisen den Untergrund aus radiativen Bhabhaereignissen zurück, während letztere gegen $\gamma\gamma$ -Ereignisse konzipiert sind, bei denen ein

Elektron gesehen wird, das andere dagegen im Strahlrohr verloren geht. Zur Veranschaulichung des $\cos(\vec{z}, \vec{P}_{miss} \cdot Ladung)$ Schnittes zeigt Abb.3.11 die Verteilung dieser Größe: ohne n_{tot} und $\cos\theta_e$ Schnitte sieht man eine deutliche Anhäufung der $\gamma\gamma$ -Ereignisse bei Werten nahe 1, während nach Anwenden letztgenannter Schnitte ihr Beitrag nur noch bei ca. 5% liegt; die Forderung $c_{miss} < 0.9$ führt schließlich zu einer nahezu vollständigen Unterdrückung der Zwei-Photon-Ereignisse. Entgegengesetzt geladene Elektronenpaare,

- die einen gemeinsamen Sekundärvertex besitzen, oder
- deren invariante Masse kleiner als $100 \text{ MeV}/c^2$ ist,

werden als konvertierte Photonen interpretiert und verworfen.

Korrektur des Rohspektrums

Das auf diese Weise gewonnene Rohspektrum (s.Abb.3.12) muß auf Fehlidentifikation, Akzeptanz- und Bremsstrahlungsverluste korrigiert werden:

- Zur Subtraktion der fehlidentifizierten Hadronen wurde unter den obigen Selektionskriterien das Impulsspektrum aller Hadronspuren erzeugt, und mit der impulsabhängigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit r_f multipliziert. Zur Reduktion von systematischen Fehlern ist r_f für Impulse $p < 2 \text{ GeV}/c$ als Mittelwert aus Methode A und B (unter Benutzung des $q\bar{q}$ -MC) und für $p > 2 \text{ GeV}$ konstant zu 0.35 ± 0.15 angesetzt worden. Aus Abb.3.12 ist zu ersehen, daß der Untergrund aus fehlidentifizierten Hadronen im unteren Impulsbereich mehr als 50% beiträgt, womit dies die dominante Quelle des systematischen Fehlers darstellt.

- Die Akzeptanz wurde faktorisiert in $\eta_{tot}(\vec{p}) = \eta_{Ereignis} \cdot \eta_{Spur} \cdot \eta_{id}(\vec{p}) \cdot \eta_{trigger}$. Unter $\eta_{Ereignis}$ sind die Schnitte für $n_{ch}, n_{tot}, c_{miss}$ und $\cos\theta_e$ berücksichtigt; sie wurden aus dem LUND6.2 Monte Carlo [28] mit voller Detektorsimulation bestimmt. Für $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignisse ist in Ref. [18] die gute Übereinstimmung der n_{ch} -Verteilung zwischen Daten und Monte Carlo gezeigt. Der n_{tot} -Schnitt birgt keine großen Unsicherheiten, da nur ca. weitere 5% der Ereignisse verloren gehen. Für semileptonische Charm-Zerfälle wurde das Monte Carlo jedoch so modifiziert, daß das gemessene Verhältnis $r = \frac{D \rightarrow K^* e \nu}{D \rightarrow K e \nu} = 0.5$ [19] reproduziert wird (ursprünglich $r = 2$). Dieser Unterschied schlägt sich im n_{ch} -Schnitt nieder. Kombiniert ergibt sich so $\eta_{Ereignis} = 0.48$.

Um Identifikationsverlusten durch Überlappung in den Schauerzählern Rechnung zu tragen (im Unterschied zu isolierten Spuren aus radiativen Bhabhaereignissen), wurde die Identifikationsakzeptanz η_{id} (Abb.3.8) um absolut 3% vermindert. Diese Zahl ist sowohl durch Monte Carlo Studien, als auch durch radiative Bhabhaereignisse, bei denen mehrere Photonen und Elektronen zugelassen werden, motiviert.

Die kombinierte Akzeptanz $\eta_{Spur} \cdot \eta_{trigger}$ ergibt sich aus dem Monte Carlo zu $(94 \pm 2)\%$.

- Berücksichtigung der Bremsstrahlung der Elektronen:
Zu diesem Zweck wurde das *theoretische* Spektrum (s.u.) nach der Bethe-Heitler-Näherung [21] mit dem für den ARGUS Detektor geltenden Wert von $\frac{4.8\%}{\sin\theta}$ Strahlungslängen [24] korrigiert. Da dieser Effekt winkelabhängig ist, wurde das so für den Barrelbereich ermittelte Spektrum angepaßt.

Auswertung des korrigierten Elektronenspektrums

Das korrigierte Impulsspektrum muß zuletzt anhand von Modellen im Impulsbereich $p_e < 0.4 \text{ GeV}/c$ extrapoliert werden. Hierzu wurde das WBS-Modell [26] in seiner modifizierten Version mit $J/J_0 = 0.5$ benutzt, womit sichergestellt ist, daß das Verhältnis K^*/K in semileptonischen D -Zerfällen korrekt wiedergegeben wird (s. Abb.1.4). Ein Vergleich des im *Ruhesystem* der D -Mesonen gemessenen Elektronenspektrums der DELCO-Kollaboration [27] mit dem so verbesserten Modell zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (s. Abb.3.13).

Um das theoretische Spektrum im nächsten Schritt gemäß der Impulsverteilung der D -Mesonen zu 'boosten', wurde das LUND6.2 MC mit den Standardparametern ($\alpha = 1.0, \beta = 0.7$) verwendet [28,29,30]. Wie in Abb.3.14 zu sehen ist, beschreibt es die gemessenen Spektren der D^0 - und D^+ -Mesonen [31], die den Hauptanteil der Charmteilchen im Kontinuum bilden, hinreichend gut. Das auf diese Weise erzeugte theoretische Elektronenimpulsspektrum wurde an die experimentelle Verteilung angepaßt (Abb.3.15), wobei der einzige freie Parameter, die absolute Normierung, gleichzeitig die absolute Anzahl der Elektronen festlegt. Sie wurde zu 8820 ± 475 Elektronen bestimmt, bei einem χ^2 von 0.5/Freiheitsgrad. Zum Vergleich mit den Erwartungen kann die gemessene Anzahl von Elektronen entweder in ein mittleres semileptonisches Verzweigungsverhältnis, oder in den Charm-Kontinuumswirkungsquerschnitt $\sigma_{c+\bar{c}}$ konvertiert werden; hier wird letzterer Weg eingeschlagen. Zu diesem Zweck muß aus den relativen Produktionsraten von D^+, D^0, D_s und Λ_c , und den jeweiligen semileptonischen Verzweigungsverhältnissen ein Mittelwert nach

$$\overline{Br}(X_c \rightarrow e\nu X) = \frac{\sum_i \sigma_i \cdot Br(X_i \rightarrow e\nu X)}{\sum_i \sigma_i} \quad (i = D^0, D^+, D_s, \Lambda_c) \quad (3.7)$$

gebildet werden. Die dazu notwendigen Daten sind in Tab.3.2 zusammengefaßt, wo die Produktionswirkungsquerschnitte von D^0, D^+ und Λ_c aus Messungen der ARGUS- und CLEO- Kollaborationen [32,33,34] aufgeführt sind; der Wert für die D_s Produktion, der bisher noch nicht bekannt ist, wurde wie folgt abgeschätzt: die CLEO-Kollaboration hat den $q\bar{q}$ -Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Annihilation zu $3.33 \pm 0.05 \pm 0.21$ [36,35] bestimmt. Der Anteil $r_{c\bar{c}}$ der $c\bar{c}$ -Produktion beträgt hiervon unter Berücksichtigung von QED- und QCD-Strahlungskorrekturen $(0.36 \pm 0.03)^4$, sodaß sich für den Charmwirkungsquerschnitt ein Wert von

$$\sigma_{c+\bar{c}} = (2.4 \pm 0.04 \pm 0.26) \text{ nb} \quad (3.9)$$

⁴Ohne Korrekturen berechnet sich $r_{c\bar{c}}$ nach

$$r_{c\bar{c}} = \frac{q_c^2}{\sum_i q_i} = 0.4 \quad (i = u, d, s, c). \quad (3.8)$$

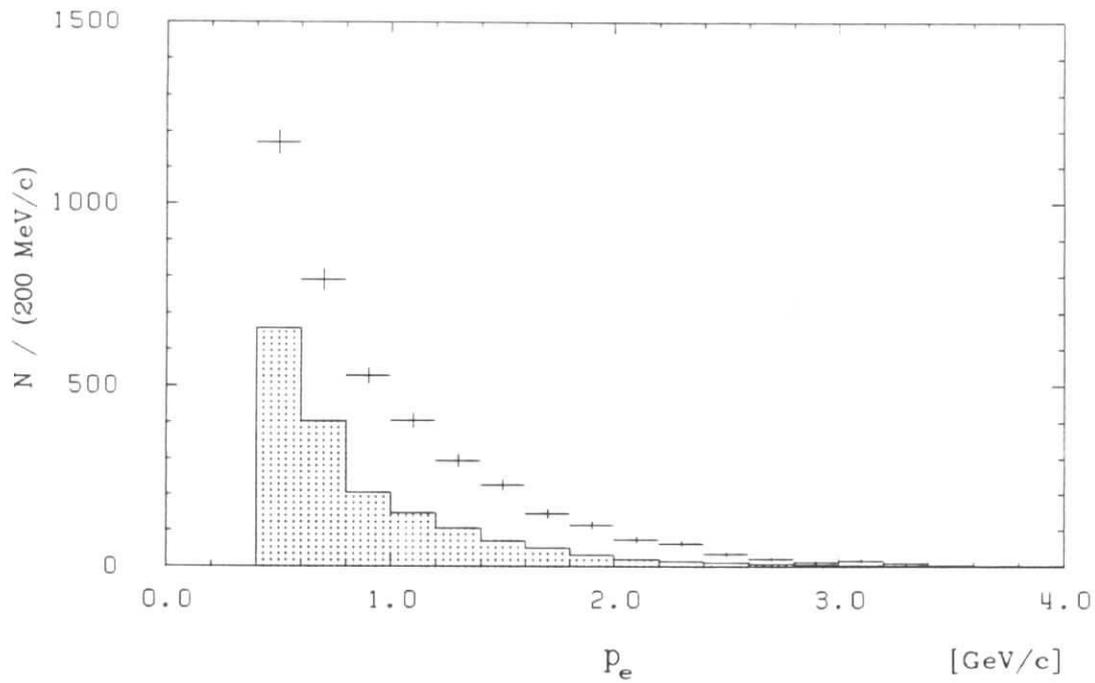


Abbildung 3.12: Rohspektrum der Elektronenkandidaten (Kreuze). Das punktierte Histogramm zeigt den Untergrund aus fehlidentifizierten Hadronen (s.Text).

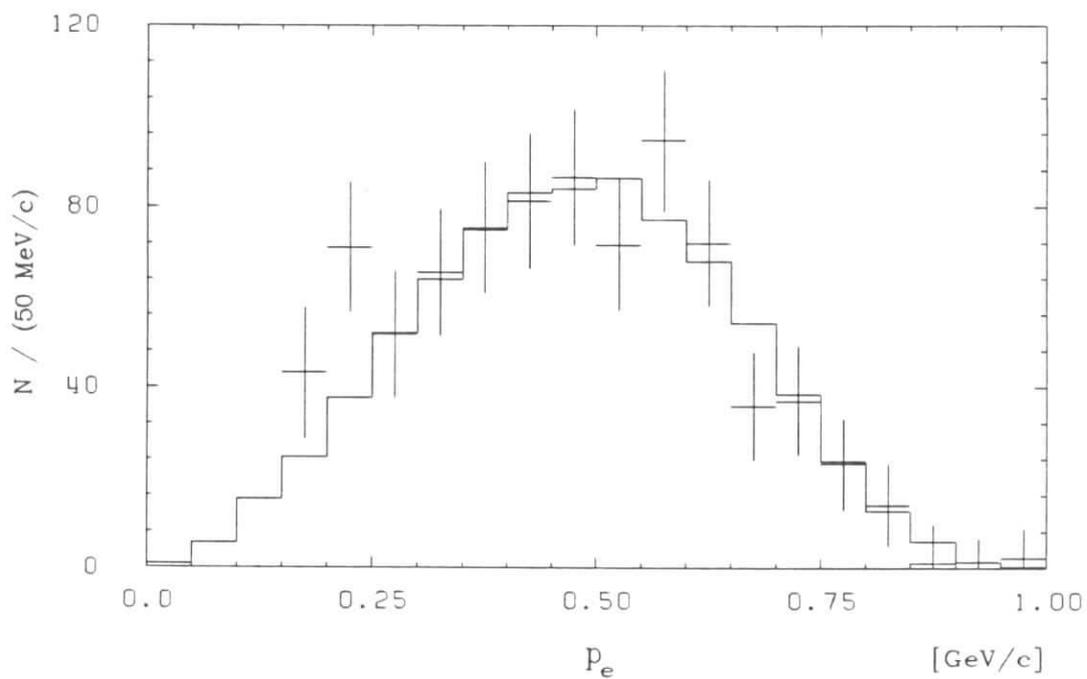


Abbildung 3.13: Vergleich des Elektronenimpulsspektrums des WBS-Modells (Histogramm) mit den DELCO-Daten [27] (Kreuze) im D -Ruhesystem.

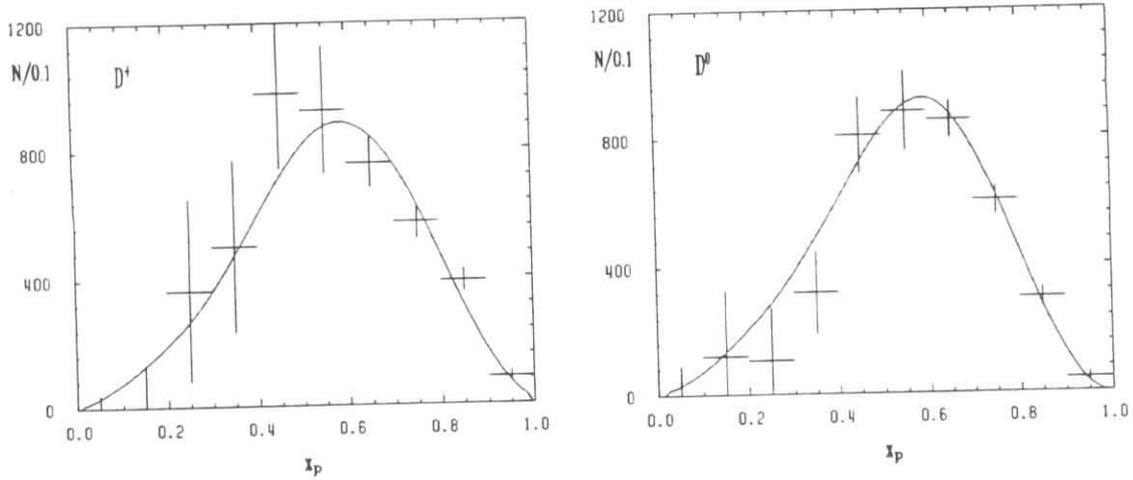


Abbildung 3.14: Vergleich der gemessenen D -Impulsspektren [31] mit dem Standard-LUND Modell.

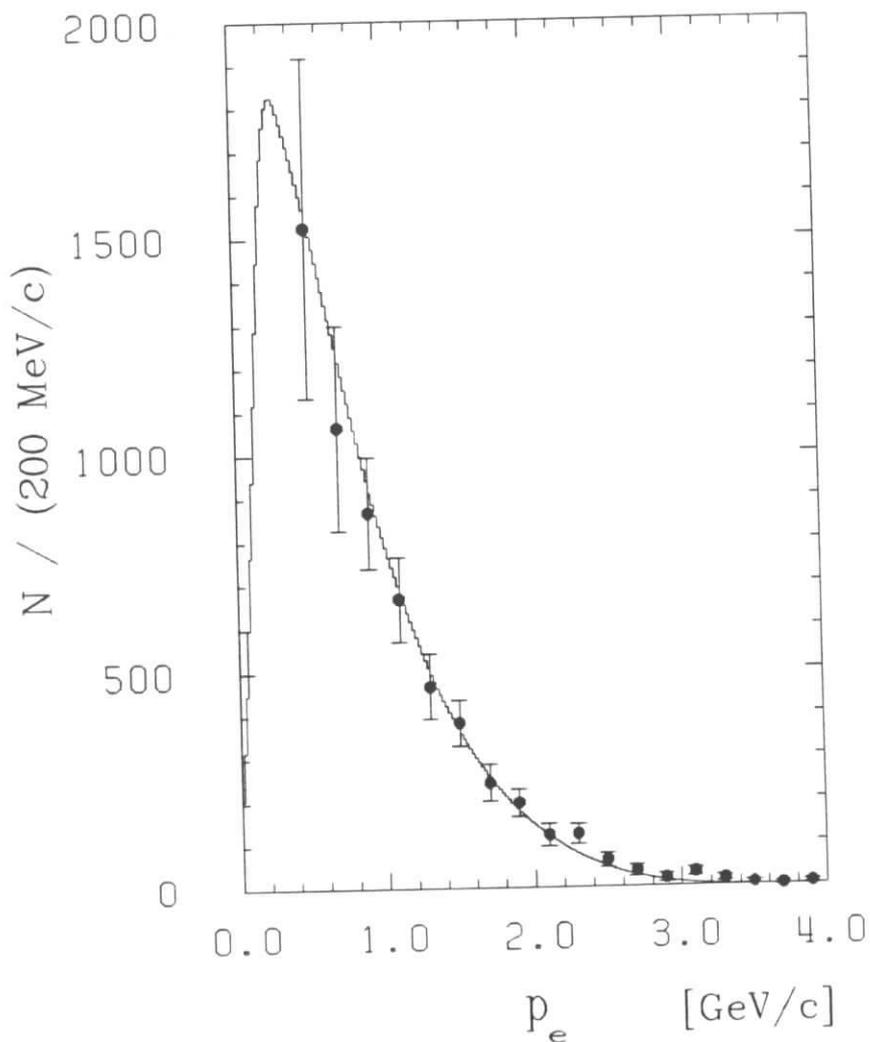


Abbildung 3.15: Korrigiertes Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 \text{ GeV}$; als theoretische Verteilung wurde das WBS-Modell angepaßt.

X_c	$\sigma_{X_i} [\text{nb}]$		$Br(X_i \rightarrow e\nu X) [\%]$
	ARGUS	CLEO	
D_0	$1.04 \pm 0.13 \pm 0.14$	$1.24 \pm 0.15 \pm 0.17$	$7.5 \pm 1.1 \pm 0.4$
D^+	$0.55 \pm 0.08 \pm 0.08$	$0.56 \pm 0.08 \pm 0.08$	$17.0 \pm 1.9 \pm 0.7$
D_s	$0.27 \pm 0.01 \pm 0.10$		$7.5 \pm 0.8 \pm 0.5$
Λ_c	$0.31 \pm 0.03 \pm 0.16$	$0.36 \pm 0.11 \pm 0.18^1$	$3.3 \pm 0.4 \pm 0.2$
Summe	$2.17 \pm 0.16 \pm 0.25$	$2.43 \pm 0.20 \pm 0.28$	
$Br(X_c \rightarrow e\nu X) [\%]$	$9.3 \pm 0.8 \pm 0.9$	$9.1 \pm 0.8 \pm 0.9$	

Tabelle 3.2: Die Charm-Daten für Kontinuumsereignisse ($\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$); $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ wurde zu $(3.8 \pm 1.9)\%$ angenommen [31].

ergibt. Unter der Annahme, daß $s\bar{s}$ -Paare mit einer Wahrscheinlichkeit von 15% in der Fragmentation produziert werden, erhält man $\sigma_{D_s} = (0.36 \pm 0.01 \pm 0.04) \text{ nb}$. Berücksichtigt man weiterhin die Produktion höherer D_s^{**} -Mesonen, die nicht in D_s zerfallen, mit 25% [53,54], so folgt schließlich

$$\sigma_{D_s} = (0.27 \pm 0.01 \pm 0.10) \text{ nb.} \quad (3.10)$$

Die in Tab.3.2 referierten Werte für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von D^+ bzw. D^0 entstammen der MARK III - Messung [38]; die entsprechenden Zahlen für D_s und Λ_c wurden gemäß der Relation $Br_X^{sl} = \frac{Br_{D^i}^{sl} \cdot \tau_X}{\tau_{D^i}}$ skaliert (s.Kap1.2) und über $D^i = D^0, D^+$ gewichtet gemittelt.

Unter Benutzung des Mittelwertes aus den ARGUS und CLEO Daten (s. Tab.3.2) von $\overline{Br}(X_c \rightarrow e\nu X) = (9.2 \pm 0.7 \pm 0.9)\%$ berechnet sich der Charmwirkungsquerschnitt aus der Anzahl der Elektronen nach $\sigma_{c+\bar{c}} = \frac{N_{e\pm}}{\overline{Br}(X_c \rightarrow e\nu X) \cdot L}$ zu

$$\sigma_{c+\bar{c}} = (2.15 \pm 0.24 \pm 0.26) \text{ nb} \quad (3.11)$$

Hierbei bezeichnet der erste Fehler die experimentelle, und der zweite die durch die Verzweigungsverhältnisse hervorgerufene Unsicherheit. Die Übereinstimmung mit dem aus hadronischen Zerfällen abgeleiteten Mittelwert der ARGUS und CLEO-Kollaboration (s.Tab3.2) von

$$\sigma_{c+\bar{c}} = (2.27 \pm 0.13 \pm 0.26) \text{ nb} \quad (3.12)$$

ist gut. Berücksichtigt man zusätzlich Gl.(3.8), so zeigt die hier durchgeführte Messung, obwohl innerhalb der Fehler konsistent, eine gewisse Tendenz zum Unterschätzen von $\sigma_{c+\bar{c}}$. In dem Zusammenhang ist zu beachten, daß die Fehlidentifikationsrate nur auf 20% genau gemessen werden kann, und die fehlidentifizierten Hadronen bis zu 50% der beobachteten Elektronen betragen, d.h., daß die Auswertung des Elektronenspektrums sehr empfindlich auf diesen Anteil reagiert. Von daher ist hier eine sehr befriedigende Übereinstimmung erreicht, zumal, wie sich noch zeigen wird, bei der Analyse der *exklusiven* Kanäle letzterer Untergrund maximal 30% des Signals beträgt.

Mit der Messung des Elektronenimpulsspektrums wurde somit der Grundstein für die im nächsten Abschnitt zu untersuchenden exklusiven semileptonischen Zerfälle gelegt, da gezeigt werden konnte, daß das Elektronen-Tagging sich als geeignetes Werkzeug zur Markierung des Charminhalts erweist.

3.4 Untergrund aus Fragmentationsprozessen

Im folgenden Abschnitt wird der Untergrund aus Fragmentationsprozessen diskutiert, d.h. es wird erläutert, wie man die Anzahl der Vc -Kombinationen ermittelt, bei denen ein während der Fragmentation gebildetes Vektormeson zusammen mit einem Elektron aus einem beliebigen semileptonischen Charm-Zerfall beobachtet wird. Dieser Anteil wird im Prinzip mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation bestimmt, allerdings muß zuvor sichergestellt werden, daß sie die zugrundeliegenden Prozesse richtig wiedergibt. Das setzt die Kenntnis sowohl der semileptonischen Verzweungsverhältnisse der verschiedenen D -Mesonen (s.Tab.3.2) als auch der Wahrscheinlichkeit für eine korrelierte Produktion eines ϕ bzw. K^{*0} -Meson mit einem D voraus. Dieser Prozeß wird im wesentlichen durch die Wahrscheinlichkeit der $s\bar{s}$ -Paarerzeugung aus dem Vakuum gesteuert. Das LUND MC beschreibt mit einer $\frac{s}{u}$ Quark Unterdrückung von $\frac{1}{3}$ die in den Kontinuumsereignissen gemessenen Pion- und Kaon-Raten in guter Übereinstimmung [17]. Im folgenden soll untersucht werden, ob es auch die korrelierte Produktion von D -Mesonen mit einem ϕ oder K^{*0} reproduziert.

Zu diesem Zweck ist es hilfreich, den zugrundeliegenden physikalischen Prozeß auf dem Quarkniveau zu betrachten. Es kann angenommen werden, daß die in Abb. 3.16 dargestellten Graphen die ϕ -Fragmentationsproduktion in $c\bar{c}$ -Ereignissen dominieren.

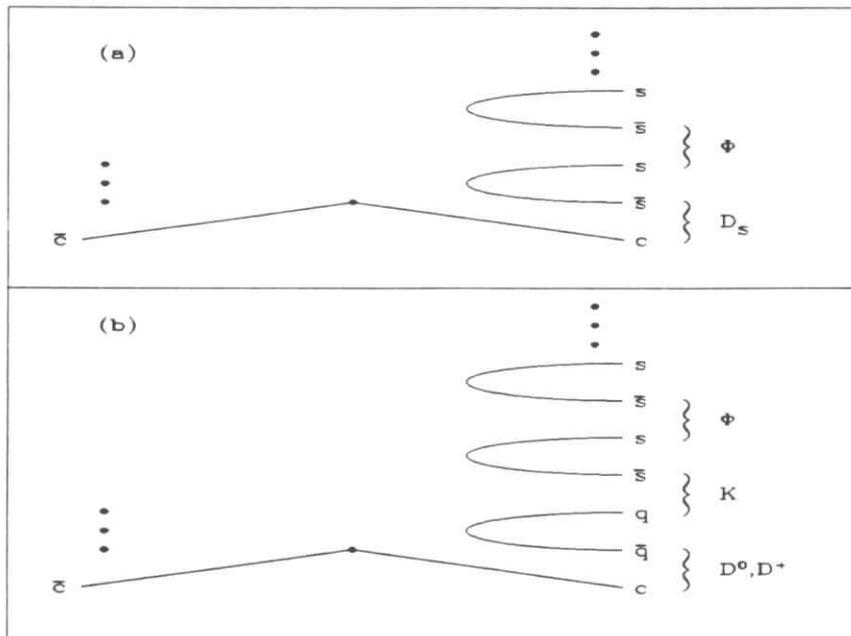


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung der Beiträge zur ϕ -Fragmentationsproduktion in $c\bar{c}$ -Ereignissen.

Die 'naive' Interpretation setzt in beiden Fällen zur Bildung eines ϕ -Mesons die Erzeugung von zwei $s\bar{s}$ -Quarkpaaren aus dem Vakuum voraus. Der Unterschied

liegt allein im dem zur Verfügung stehenden Phasenraum, der bei dem letzteren Prozeß geringer ist, da die $s\bar{s}$ -Paare erst nach dem D -Meson produziert werden; im ersten Graph dagegen trägt ein s -Quark bereits zum D_s -Meson bei. Daher erwartet man, daß die ϕ Produktion in D_s -Jets größer ist als in D -Jets.

Dieses eher anschauliche Bild der Fragmentation läßt sich *experimentell* überprüfen, indem man Teilchenkorrelationen zwischen dem ϕ -Meson und verschiedenen Spezies von D_x -Mesonen ($D_x = D_s^+, D^+, D^0, D^{*+}$) untersucht. Beide Teilchen bilden, wenn sie auf die eben beschriebene Art erzeugt sind, vorzugsweise einen kleinen Öffnungswinkel. Die Produktionswahrscheinlichkeit eines ϕ -Mesons in einem D_x -Jet ($W_\phi^{D_x}$) ist also gegeben durch :

$$W_\phi^{D_x} = \frac{N(D_x \phi \text{ Paare})}{N(D_x \text{ Mesonen})}, \quad (3.13)$$

wobei ein $D_x \phi$ -Paar hier durch $\cos(D_x, \phi) > 0$ charakterisiert wird.

Diese Wahrscheinlichkeit kann mit den MC Vorhersagen verglichen werden. Als die experimentell saubersten Kanäle bieten sich hier an:

- Zur Bestimmung von $W_\phi^{D_s}$ wird der Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ ausgewertet,
- für alle anderen D -Mesonen wird stellvertretend das D^{*+} genommen, da es das beste Signal/Untergrund Verhältnis gewährleistet. Unterschiede zu den nichtangeregten D 's werden nicht erwartet, und zudem ist der Produktionsmechanismus von ϕ -Mesonen in D^0 - und D^+ -Jets identisch. Das D^{*+} wird in dem Kanal $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit $D^0 \rightarrow K\pi, K3\pi$ untersucht.

In beiden Fällen wird das ϕ -Meson im Kanal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ rekonstruiert. Um wiederum die gesamte Datenmenge ausnutzen zu können, wurden die Resonanzzerfälle durch

1. $F_2 > 0.35$, bzw.
2. $x_p^D > 0.5$ mit $x_p = p/p_{max}$

unterdrückt.

Die erste Klasse entspricht genau den Bedingungen der Analyse, die zweite dagegen bietet neben einer besseren Statistik auch ein besseres Signal/Untergrund Verhältnis. Sie hat jedoch den Nachteil, daß durch die Forderung des hohen D -Impulses das gemessene W_ϕ^D eventuell zu kleineren Werten verschoben wird. Daher werden beide Messungen getrennt mit den jeweiligen MC Erwartungen verglichen. Es wurden alle Daten der Experimente 2-7 benutzt; Tab.3.3 faßt die Ergebnisse zusammen :

- Die Statistik für D_s -Mesonen ist noch nicht ausreichend, um ein signifikantes Signal zu beobachten.
- Trotz guter D^{*+} Statistik konnten keine $D^{*+} \phi$ -Paare (s.Abb.3.17) nachgewiesen werden, d.h. $W_\phi^{D^{*+}} < 0.5\%$.

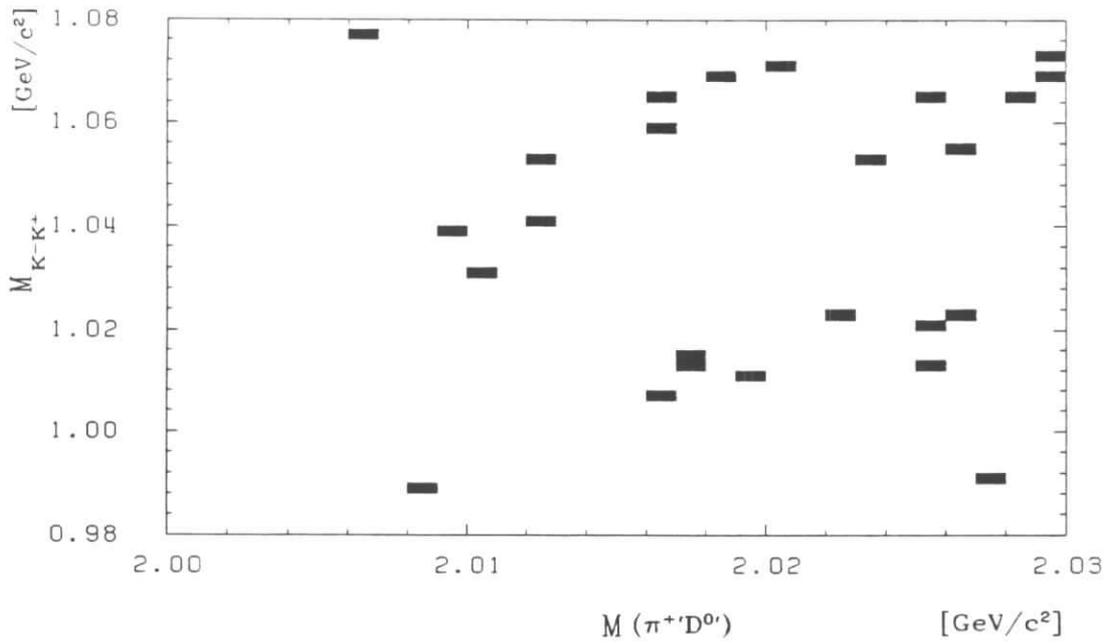


Abbildung 3.17: $M_{\pi^+\pi^0}$ vs. $M_{K^-K^+}$ für $x_p^{D^*} > 0.5$; im Massenbereich des ϕ ($1.02 \text{ GeV}/c^2$) und des D^{*+} ($2.01 \text{ GeV}/c^2$) findet sich kein Ereignis.

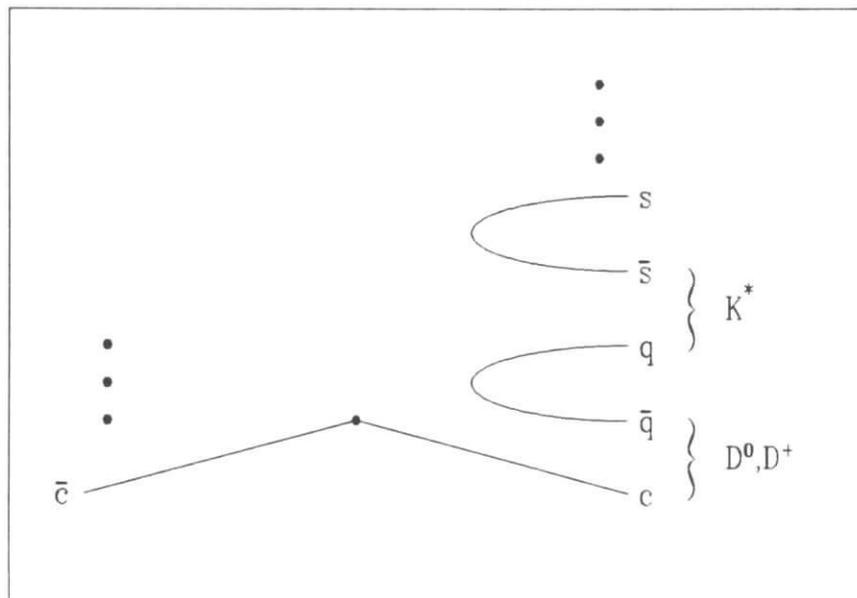


Abbildung 3.18: Hauptbeiträge zur K^{*0} -Fragmentationsproduktion in $c\bar{c}$ -Ereignissen.

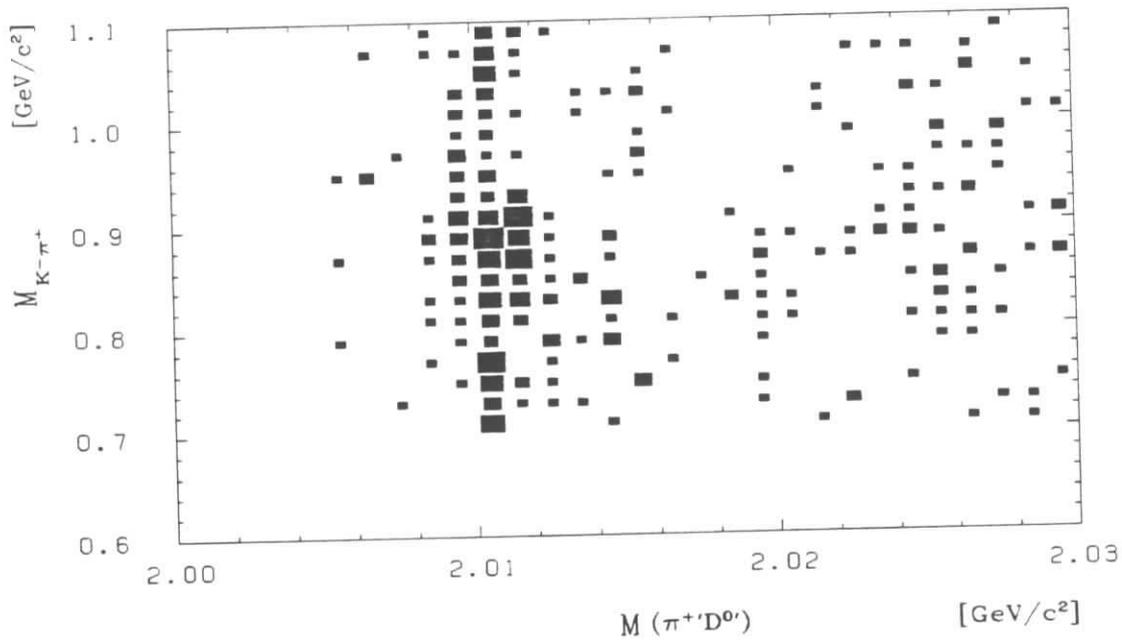


Abbildung 3.19: $M_{\pi^+ D^0}$ vs. $M_{K^- \pi^+}$ für $F_2 > 0.35$; im Massenbereich des K^{*0} ($0.896 \text{ GeV}/c^2$) und des D^{*+} ($2.01 \text{ GeV}/c^2$) sieht man eine deutliche Häufung der Einträge.

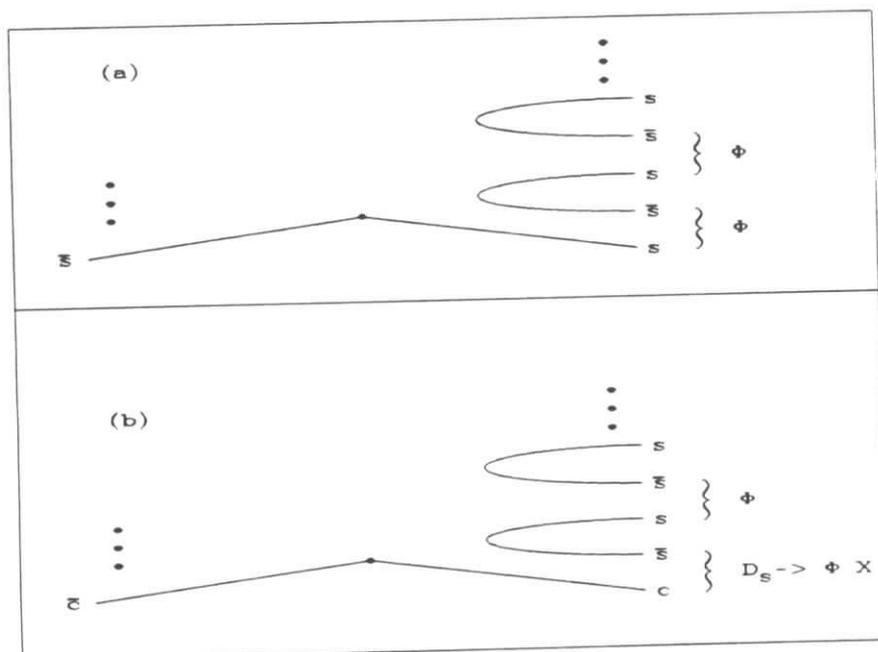


Abbildung 3.20: Beiträge zu $\phi\phi$ -Korrelationen.

X_C	Schnitt	$N(D)$	$N(D\phi)$	
			Daten	MC-Erwartung
D_s	$F_2 > 0.35$	240 ± 23	3 ± 2	2
	$x_p > 0.5$	401 ± 31	0	2.5
D^{*+}	$F_2 > 0.35$	2144 ± 55	0	1
	$x_p > 0.5$	3149 ± 63	0	1.5

Tabelle 3.3: ϕD -Korrelationsmessungen im Kontinuum ($\sqrt{s} \approx 10.5 \text{ GeV}$).

Klasse	p_{K^*} -Schnitt [GeV]	$W_{K^*}^D$ [%]	
		Daten	MC
$F_2 > 0.35$		4.8 ± 1.7	6.2
	> 0.8	3.3 ± 1.4	3.7
	> 1.0	2.2 ± 1.2	2.8
	> 1.2	1.3 ± 1.0	2.0
$x_p > 0.5$		5.0 ± 1.3	5.7

Tabelle 3.4: $K^{*0} D^{*+}$ Korrelationsergebnisse.

Beide Messungen stehen im Einklang mit den MC-Erwartungen, und obwohl die zweite schon recht kleine Grenzen angibt, ist sie alleine noch nicht aussagekräftig, da man den ersten Prozeß als den dominanten erwartet. Man kann jedoch versuchen, analoge Mechanismen zu untersuchen, und so das Bild der Fragmentation zu vervollständigen: greift man noch einmal auf den ersten Graph aus Abb.3.16 zurück, und vertauscht lediglich ein $s\bar{s}$ -Paar durch ein anderes $q\bar{q}$ -Paar, so gelangt man zu dem in Abb.3.18 dargestellten Fall. Als Endzustand erhält man jetzt ein D^+ - und K^{*0} -Meson. Der entscheidene Punkt ist dabei, daß das *Verhältnis* sich bei diesem Austausch in 1. Näherung nicht ändern sollte, also :

$$W_{\phi}^{D_s} \approx W_{K^{*0}}^{D^+} \quad (3.14)$$

Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß beide Prozesse nicht genau analog verlaufen, da im letzteren Fall sich noch ein weiteres $q\bar{q}$ -Paar 'dazwischenschieben' kann, und man die gleiche Signatur erhält. Bei jetartigen Ereignissen sollte dieser Anteil jedoch klein sein. Im Prinzip sind die zugrundeliegenden, steuernden Mechanismen jeweils die $s\bar{s}$ -Paarproduktion aus dem Vakuum und das Produktionsverhältnis Vektormeson/Pseudoskalmeson. Um also eine Beziehung zwischen den einzelnen Korrelationsmessungen herstellen zu können, werden wiederum die gleichen Prozesse mit dem Monte Carlo simuliert und mit den Daten verglichen. In Abb.3.19 sind die $D^{*+} K^{*0}$ Korrelationen dargestellt, die quantitative Auswertung findet sich in Tab.3.4. Darin enthalten sind neben den Monte Carlo Werten auch die Abhängigkeit von $W_{K^{*0}}^D$ vom K^{*0} -Impuls. Innerhalb der Fehler ist die Übereinstimmung recht gut; jedoch zeigt das MC eine Tendenz zum Überschätzen der Korrelationen um ca. 20%. Es soll hier noch hervorgehoben werden, daß die so produzierten K^{*0} ein weiches Impulsspektrum besitzen, sodaß man sie durch

einen Schnitt $p_{K^{*0}} > 1.0 \text{ GeV}/c$ um mehr als die Hälfte reduzieren kann. Auf diese Weise wird bei der Analyse die Untergrundabschätzung durch Variation des Impulses überprüft. Die Untersuchung von $D^{*+} K^{*0}$ -Korrelationen dient gleichzeitig der Untergrundbestimmung für den Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$.

Zum Abschluß soll noch ein notwendiger, aber nicht hinreichender Test zu den Fragmentationsuntersuchungen angeführt werden: die $\phi\phi$ Produktion relativ zur ϕ Produktion, beschrieben durch W_ϕ^ϕ . Sie wird durch dieselben, eben erwähnten Mechanismen gesteuert, nur tragen hier nicht ausschließlich $c\bar{c}$ -Ereignisse, sondern auch $s\bar{s}$ -Ereignisse bei (Abb.3.20), d.h. der Phasenraum ist unterschiedlich. Die Daten ergeben $W_\phi^\phi = (4.5 \pm 1)\%$, in guter Übereinstimmung mit dem MC Wert von 4%.

Insgesamt bestätigen die Daten also das Fragmentationsbild des LUND MC, wobei sich nicht sagen läßt, ob die beobachteten Unterschiede zwischen MC und Daten statistischer oder physikalischer Natur sind.

Für die Untergrundsubtraktion wird in der Analyse die MC-Simulation benutzt werden, um auf diese Weise die Kinematik zu berücksichtigen; allerdings wird der so ermittelte Untergrundbeitrag in seiner absoluten Anzahl um 10% reduziert, wodurch den hier durchgeführten Fragmentationsuntersuchungen Rechnung getragen ist. Der Fehler auf diese Untergrundquelle wird für den Kanal $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ mit 25%, und für $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ mit 35% abgeschätzt (im letzteren Fall sind die Fragmentationsstudien weniger aussagekräftig).

Kapitel 4

Messung des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$

Unter Anwendung der erarbeiteten Methoden zur Untergrundbestimmung wird in diesem Kapitel die Messung des Verzweigungsverhältnisses $Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu)$ vorgestellt. Diese Analyse erfolgt vor den ϕe -Korrelationsuntersuchungen, da sie den Vorteil bietet, daß sich auch sogenannte falsche Kombinationen ausnutzen lassen, die keine Signalereignisse enthalten. Damit liefert sie eine unabhängige Überprüfung der Analysetechnik im Hinblick auf die Untergrundbestimmung. Das Verzweigungsverhältnis wurde 1989 von der E691 Kollaboration veröffentlicht. In diesem Experiment werden die D -Mesonen in der Photoproduktion erzeugt, und die semileptonischen Zerfälle anhand von Sekundärvertices rekonstruiert. Der gemessene Wert beträgt nur die Hälfte des theoretisch erwarteten, und ist von den Modellen nur schwer zu erklären. Von daher ist eine unabhängige Messung dieses Prozesses sehr interessant.

4.1 Das Konzept

Bei der Untersuchung von $K^{*0} e^\pm$ -Korrelationen kann man zwischen den sogenannten *richtigen* und *falschen* Kombinationen unterscheiden, die sich aus folgenden Anteilen zusammensetzen:

richtige Kombinationen : $\bar{K}^{*0} e^+$	falsche Kombinationen : $\bar{K}^{*0} e^-$
$D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ $D \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu X$	$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} e^- \nu$ (Cabbibo unterdrückt)
fehlidentifizierte Hadronen	fehlidentifizierte Hadronen
K^{*0} aus der Fragmentation	K^{*0} aus der Fragmentation
$\bar{D} \rightarrow \bar{K}^{*0} X$ $D \rightarrow e^+ X$	$D \rightarrow \bar{K}^{*0} X^1$ $\bar{D} \rightarrow e^- X$

Die Auflistung zeigt, daß die falschen Ladungskombinationen neben den zahlenmäßig zu vernachlässigenden Cabibbo-unterdrückten semileptonischen D_s -Zerfällen, ebenso wie die richtigen Kombinationen fehlidentifizierte Hadronen und K^{*0} -Mesonen aus der Fragmentation (s. Kap.3.4), enthalten. Um zu veranschaulichen, wie sich letztere quantitativ verhalten, ist in Abb.4.1 noch einmal der Fragmentationsprozeß dargestellt. Daraus wird ersichtlich, daß sich die Produktion der K^{*0} -Mesonen in beiden Fällen nur durch die Aufeinanderfolge der $s\bar{s}$ und $d\bar{d}$ -Paare unterscheidet (und somit bis auf den Phasenraum annähernd gleich groß ist), allerdings wird bei den richtigen Kombinationen ein D_s und bei den falschen ein D^- als Zwischenzustand gebildet. Diese D -Mesonen haben eine sehr verschiedene semileptonische Rate (s. Tab. 3.2), wodurch sich insgesamt ein quantitativer Unterschied für beide Fälle ergibt, und man demzufolge nicht einfach die falschen von den richtigen Kombinationen subtrahieren kann.

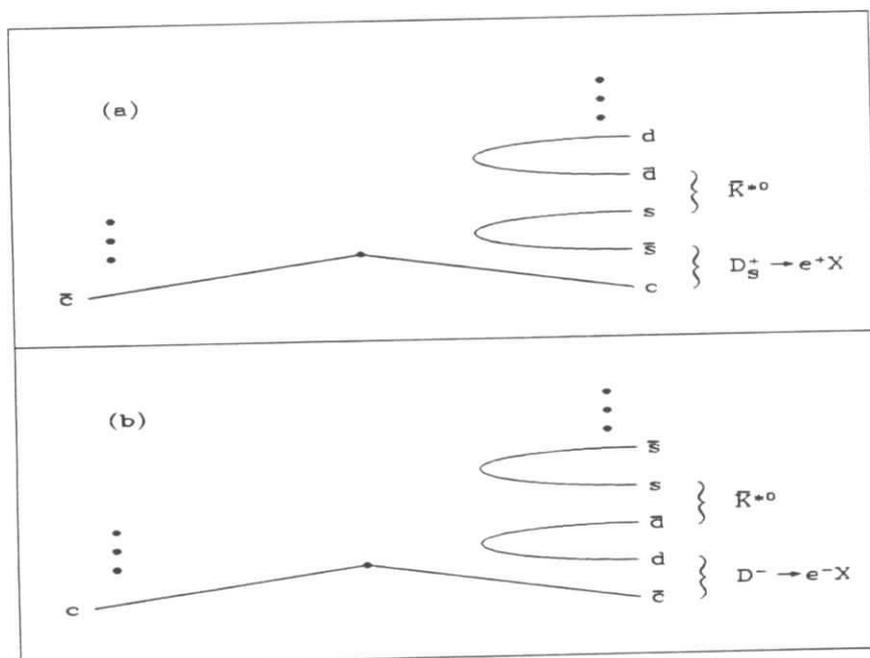


Abbildung 4.1: Vergleich des Fragmentationsanteils von *richtigen* und *falschen* $K^{*0}e$ -Kombinationen.

Es wird daher zunächst versucht, die beobachtete Anzahl von falschen Kombinationen durch die oben erwähnten Beiträge zu erklären, um dann auf die gleiche Weise den Untergrund in den richtigen Kombinationen zu analysieren. Vorab soll jedoch noch die Größenordnung der Beiträge aus $D \rightarrow K^{*0}e\nu X$ in den richtigen Kombinationen abgeschätzt werden:

- Modellvorhersagen (ISGW-Modell [47]) geben die Produktion höherer K^{*0} -Resonanzen mit 2% der semileptonischen Gesamtrate an. Da der Im-

¹Dieser Anteil wird im weiteren nicht separat behandelt, sondern ist, obwohl physikalisch verschieden, implizit in den K^{*0} -Mesonen der Fragmentation berücksichtigt, da er sich auch in den Fragmentationsuntersuchungen (Kap 3.4) nicht von ihnen unterscheiden läßt.

pulsübertrag q^2 typischerweise kleiner als die Anregungsenergie des K^{**} ist, kann diese Vorhersage als relativ modellunabhängig angesehen werden [41].

- Der *nichtresonante* Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu$ beträgt $(10 \pm 9)\%$ des resonanten Kanals $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ (E691) [19].
- Addiert man alle *exklusiven* semileptonischen Kanäle auf [42], so sättigen sie die *inklusive* semileptonische Partialbreite zu $(87 \pm 13)\%$. Nimmt man im ungünstigsten Fall an, daß die verbleibenden 13% ausschließlich aus dem nichtresonanten Zerfall $D^{+,0} \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0 e^+ \nu$ stammen (er hat die größte Akzeptanz), so läßt sich dieser Anteil durch einen geeigneten Schnitt in der invarianten Masse $M_{K^* e}$ auf 12 – 20% des Kanals $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ reduzieren. Wie sich noch zeigen wird, liegt er damit in der Größenordnung der statistischen Unsicherheiten.

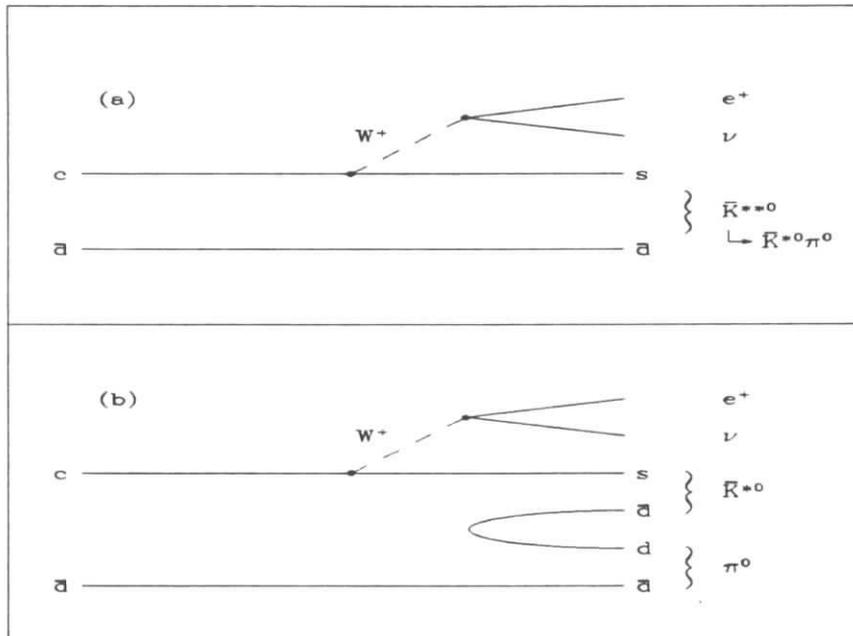


Abbildung 4.2: Beiträge höherer Resonanzen oder nichtresonanter Zerfälle zur semileptonischen Gesamtrate von D^+ -Mesonen.

Für die hier durchgeführte Untersuchung werden daher alle $\bar{K}^{*0} e^+$ -Kombinationen (nach Subtraktion der übrigen Untergründe) dem Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ zugeordnet.

4.2 Die Analyse

Die Analyse gliedert sich in zwei Abschnitte: die in Abschnitt 4.2.1 vorgestellte Messung des Verzweungsverhältnisses basiert auf einer reinen Kontinuumsdatenmenge von 88 pb^{-1} . Da der Fox-Wolfram Schnitt dabei nicht erforderlich ist,

ermöglicht diese Untersuchung gleichzeitig eine präzise Bestimmung der systematischen Unsicherheiten, die für die beschriebene Analysetechnik von besonderer Bedeutung ist.

Durch Hinzunahme der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit F_2 -Schnitt (Abschnitt 4.2.2) läßt sich der statistische Fehler weiter reduzieren, sodaß das endgültige Ergebnis mit dieser Datenmenge erzielt wurde.

4.2.1 K^{*0}_e Korrelationensuntersuchungen

Zur Datenselektion wurden die Kontinuumsdaten der Runperioden von Experiment 2-7 ($L = 88 \text{ pb}^{-1}$, mittlere Energie 10.3 GeV) unter folgenden Kriterien ausgewertet :

- $n_{ch} > 4$
- $L_{K,\pi} > 0.1$
- $L_e > 0.8$
- $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$
- $\cos(K^{*0}, e^\pm) > 0$
- Schnitte gegen γ_c (s. Kap 3.33)

Parametrisierung der $K\pi$ -Massenverteilung

Das \bar{K}^{*0} -Meson ($M = (896.2 \pm 0.3) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = (50.5 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$ [43]) wurde im Zerfallskanal $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ ($Br = 66.7\%$) rekonstruiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Kanal ist annähernd impulsunabhängig und beträgt etwa 51% (s. Abb.4.3).

Die Massenverteilung der $K^- \pi^+$ -Kombinationen weist einige Besonderheiten auf, die kurz angesprochen werden sollen. Zunächst entsteht durch die Interpretation von $K^- \pi^+$ als $K^+ \pi^-$ das sogenannte 'Austauschsignal' bei annähernd der gleichen Masse wie das richtige; es läßt sich jedoch durch die Forderung $L_K^1 \cdot L_\pi^2 > L_\pi^1 \cdot L_K^2$ auf weniger als 3% reduzieren, wobei man kaum Akzeptanzverluste hinnehmen muß [44]. Als weiterer Untergrund treten in der Massenverteilung Reflexionen von ρ -Mesonen im Zerfall $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$ auf, wenn eines der Pionen als Kaon identifiziert wird. Dieses Signal liegt im oberen Ausläufer des K^{*0} -Signals, je nach Impuls bei einer Masse von $960 \text{ MeV}/c^2$, und einer Breite um $60 \text{ MeV}/c^2$. Die Form wurde aus der Monte Carlo Simulation bestimmt, und die Anzahl ist als freier Parameter in der Anpassungsrechnung berücksichtigt. Weitere Reflexionen von $\phi \rightarrow K^+ K^-$ und $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ spielen eine untergeordnete Rolle, trotzdem wurde der relevante Massenbereich von $(0.68 - 0.80) \text{ GeV}/c^2$ bei der Anpassungsrechnung ausgespart.

Der kombinatorische Untergrund der $K^+ \pi^-$ -Massenverteilung wurde durch die Funktion

$$f(x) = (x - a)^b \cdot (Ae^{-\alpha x} + Be^{-\beta x}) \quad (4.1)$$

parametrisiert (sie läßt sich in sehr guter Weise an die Verteilung von $K^+\pi^+$ -Paaren anpassen), und schließlich das K^{*0} -Signal mit einer relativistischen Breit-Wigner-Funktion beschrieben. Da in diesem Falle die natürliche Breite des K^{*0} -Mesons groß gegenüber der Auflösung des Detektors ist, kann man auf eine explizite Faltung mit einer Gaußfunktion verzichten; es ist ausreichend, ihr näherungsweise durch Vergrößerung von Γ auf $52 \text{ MeV}/c^2$ Rechnung zu tragen.

Falsche Kombinationen : $\bar{K}^{*0}e^-$

Die Anpassungsrechnung an die falschen Kombinationen (Abb.4.4) ergab

$$232 \pm 51 \text{ Ereignisse.} \quad (4.2)$$

An dieser Stelle soll exemplarisch gezeigt werden, wie sich die einzelnen Untergrundbeiträge quantitativ aus den vorangegangenen Untersuchungen ergeben :

- 102 ± 21 fehlidentifizierte Hadronen
Dieser Beitrag wurde durch Selektion von $\bar{K}^{*0}Hadron^-$ -Paaren unter den genannten Kriterien ermittelt. Der einzige Unterschied ist, daß die Forderung $L_e > 0.8$ invertiert werden mußte, um nicht eine Elektronen-, sondern eine Hadronenspur zu erhalten. Diese Anzahl von $\bar{K}^{*0}Hadron^-$ -Paaren wurde mit der *impulsabhängigen* Fehlidentifikationsrate r_f multipliziert, was die Bestimmung des K^{*0} -Signal in Intervallen des Hadronenimpulses voraussetzt. Um die Prozedur zu vereinfachen, wurden nur zwei solcher Intervalle gewählt : $p_{Hadron} < 0.7 \text{ GeV}/c$ mit $r_f = 0.7\%$, und $p_{Hadron} > 0.7 \text{ GeV}/c$ mit $r_f = 0.4\%$. Die Raten r_f sind geringfügig kleiner als die der Methode A (s. Kap 3.32), was durch die Selektion von $\bar{K}^{*0}Hadron^-$ -Kombinationen im $q\bar{q}$ -Monte-Carlo und anschließender Wichtung mit der teilchenspezifischen Rate (Methode B) bestimmt wurde.
- 125 ± 31 Ereignisse, in denen das K^{*0} während der Fragmentation gebildet wurde. Mit dem LUND6.2 MC wurde genau dieser Prozeß unter den gleichen Selektionskriterien, und unter Benutzung der gemessenen semileptonischen D -Verzweigungsverhältnisse [38] simuliert. Die so ermittelte Anzahl von $K^{*0}e^-$ -Paaren wurde auf die gleiche Grundmenge von $c\bar{c}$ -Ereignissen normiert, und um 10% reduziert, wodurch die Fragmentationsuntersuchungen (s.Kap.3.4) berücksichtigt sind.

Addiert man beide Anteile auf, so erhält man 230 ± 38 Ereignisse. Die exzellente Übereinstimmung mit (4.2) läßt darauf schließen, daß die Untergrundbeiträge *vollständig* verstanden sind.

Richtige Kombinationen : $\bar{K}^{*0}e^-$

Die richtigen Kombinationen (Abb.4.5) wurden im Prinzip auf die gleiche Weise behandelt. Hier ist nur anzumerken, daß die Anpassungsrechnung erst ab $M_{K\pi} > 0.8 \text{ GeV}/c^2$ durchgeführt wurde, da unterhalb von $M_{K\pi} < 0.79 \text{ GeV}/c^2$ $K\pi$ -Kombinationen aus dem Zerfall

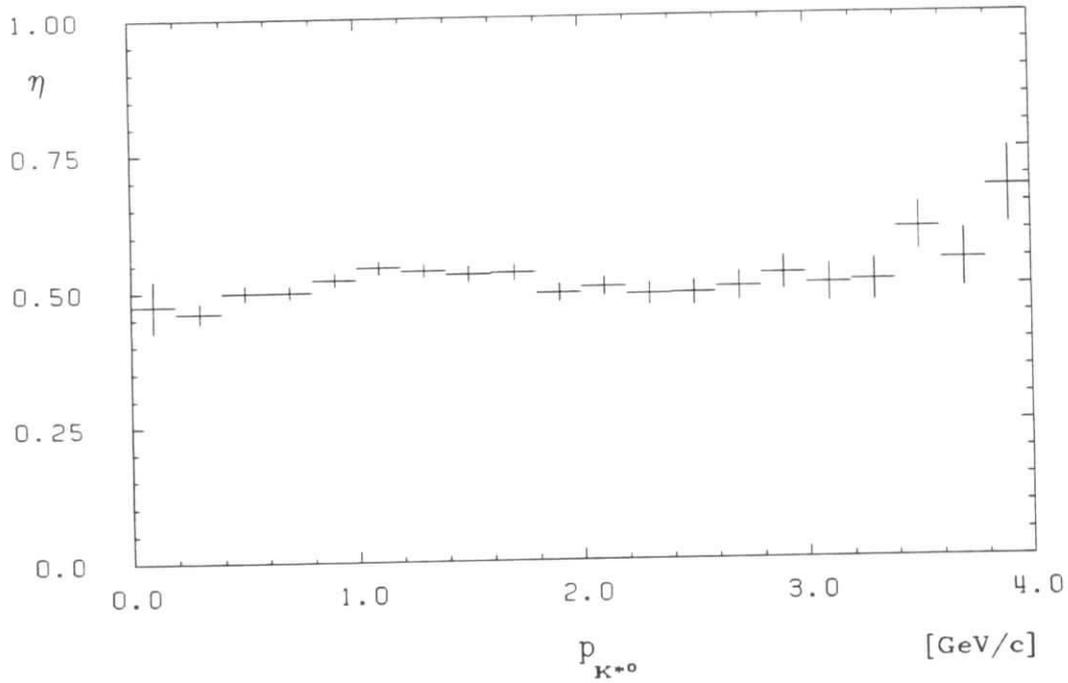


Abbildung 4.3: Akzeptanzverlauf der K^{*0} -Mesonen im Kanal $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$.

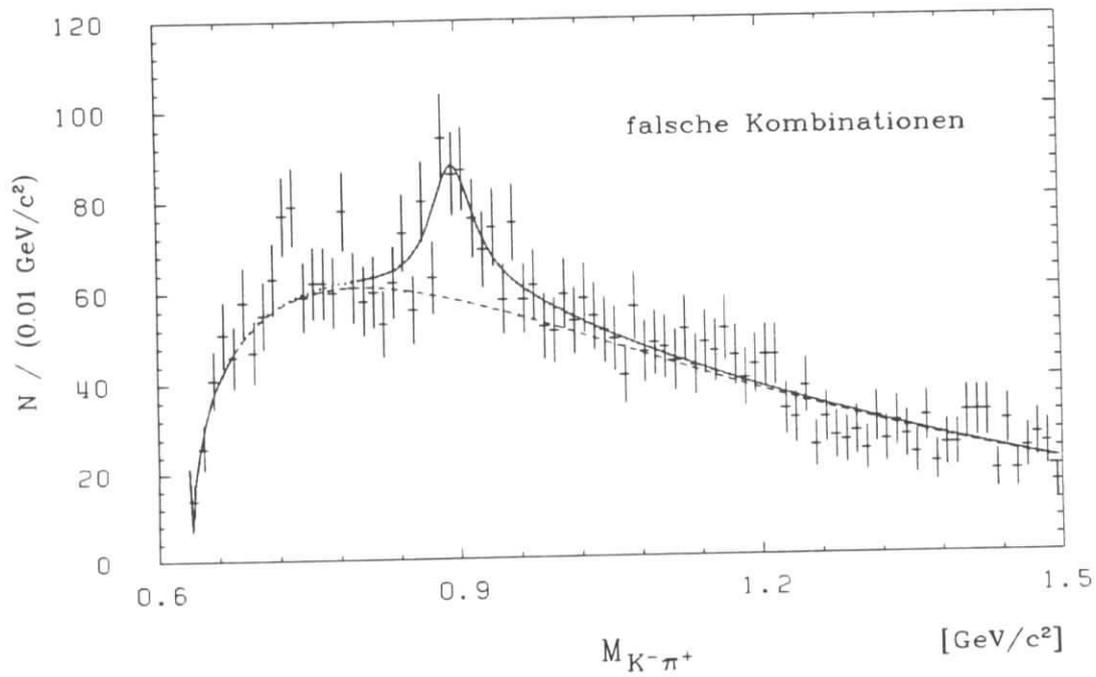


Abbildung 4.4: K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0}e^-$ -Korrelationen im Kontinuum.

$$\begin{aligned}
D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+ \\
&\rightarrow K^{*-} e^+ \nu
\end{aligned}$$

liegen, die ein abruptes Schwellenverhalten aufweisen.

Der Fit ergab für die richtigen Kombinationen

- $N(K^{*0}e) = 548 \pm 65$ Ereignisse, von denen
- 105 ± 21 fehlidentifizierte Hadronen, und
- 90 ± 23 K^{*0} -Mesonen der Fragmentation ($N(K^{*0}e)_{\text{Frage}}$)

subtrahiert werden mußten. Interpretiert man die verbleibenden $N(K^{*0}e)_{\text{sl}} = 353 \pm 72$ Ereignisse als Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$, so berechnet sich hieraus nach der Akzeptanzkorrektur (s.u.) ein *vorläufiger* Wert für das Verzweigungsverhältnis von $\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu) = (5.2 \pm 1.1)\%$.

Zur Überprüfung der Stabilität der Methode und zur Optimierung des Signal/Untergrund Verhältnisses wurden die Schnitte in den kinematischen Größen p_e , $p_{K^{*0}}$ und $M_{K^{*0}e}$ variiert; eine Zusammenstellung, die auch die entsprechenden Akzeptanzen enthält, findet sich in Tab.4.1. Bei der Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit muß auch in diesem Falle zur Extrapolation von $p_e < 0.4 \text{ GeV}/c$ auf Modelle zurückgegriffen werden; wie bereits bei der Messung des Elektronenspektrums wurde das WBS-Modell benutzt, da es die Möglichkeit bietet, mittels eines freien Parameters ($J/J_0 \approx 0.5$) die Polarisation des K^{*0} in dem hier untersuchten Zerfall den E691-Messungen [19] anzupassen. Diese Eigenschaft ist von großer Wichtigkeit, weil die Polarisation den Verlauf der p_e und vor allem der $M_{K^{*0}e}$ Verteilung beeinflusst. Für die eingangs beschriebene Standardselektion ergibt sich mit diesem Modell eine kombinierte Akzeptanz von $\eta^{\text{tot}} = 20.0\%$ (ohne $\text{Br}(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)$). Da die Akzeptanzen in den einzelnen kinematischen Größen untereinander stark korreliert sind, insbesondere in p_e und $\cos(K^{*0}, e)$ bzw. in p_e und $M_{K^{*0}e}$, kann man die Gesamtakzeptanz nicht faktorisieren. Jedoch lassen sich folgende Hauptanteile näherungsweise separieren :

- Akzeptanz $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$: 68%
- Elektronenakzeptanz : 65%
Hierin sind der Schnitt in $\cos\theta_e$, die Teilchenidentifikation, die Spurfindung und die Bremsstrahlungsverluste enthalten.
- K^{*0} -Akzeptanz : 51%.

Nach diesen Vorbemerkungen werden die einzelnen Schnitte aus Tab.4.1 diskutiert, und anschließend das endgültige Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu)$ bestimmt :

- Als Test des Verlaufes des p_e -Spektrums wurde $p_e > 0.7 \text{ GeV}/c$ gefordert; durch diese Forderung erreicht man gleichzeitig eine Reduktion des Untergrundes aus fehlidentifizierten Hadronen (s. Kap. 3.32).

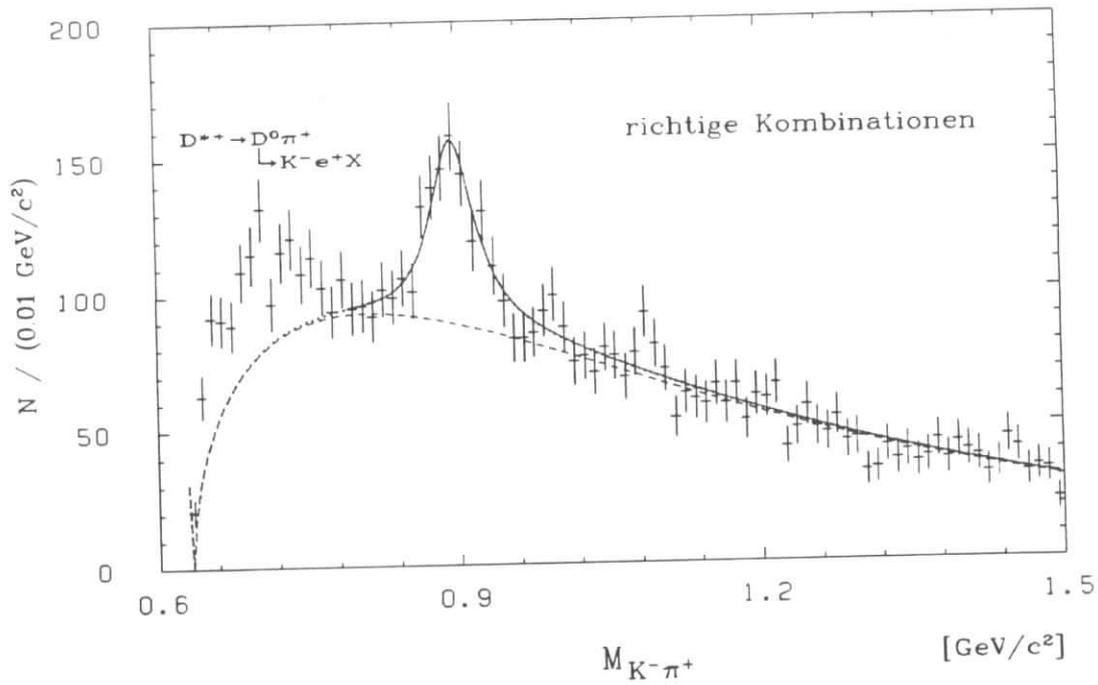


Abbildung 4.5: K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0} e^+$ -Korrelationen im Kontinuum.

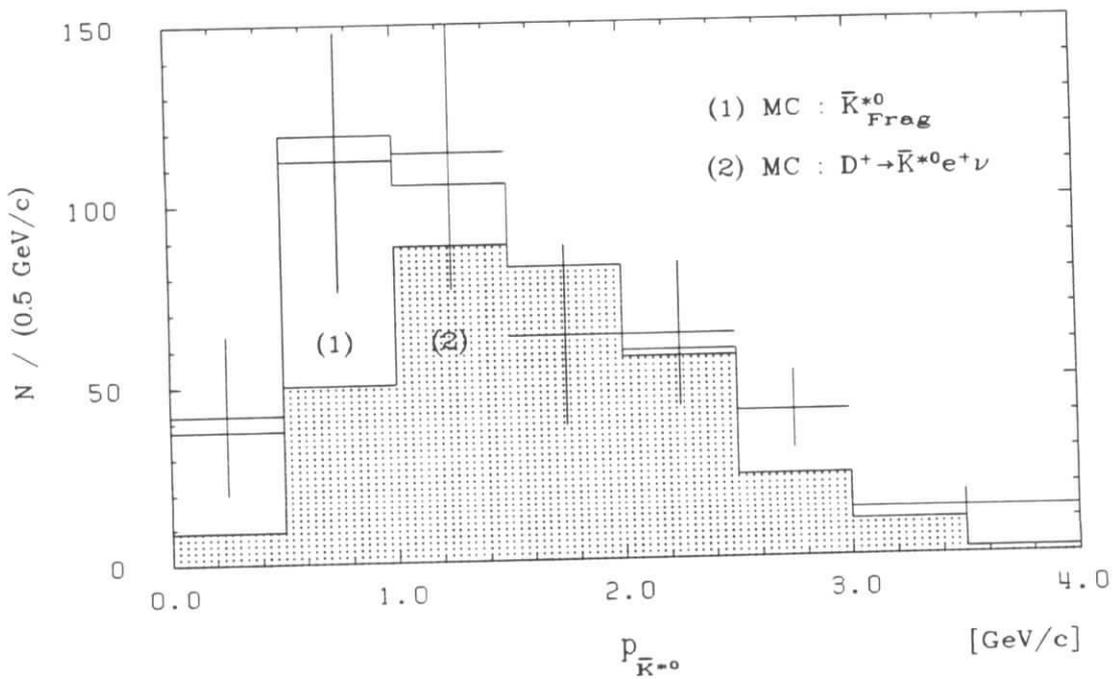


Abbildung 4.6: K^{*0} -Impulsspektrum aus $\bar{K}^{*0} e^+$ -Korrelationen (fehlidentifizierte Hadronen sind subtrahiert).

Schnitt	$N(K^{*0}\epsilon)$	fehlid. Hadr.	$N(K^{*0}\epsilon)_{Frag}$	$N(K^{*0}\epsilon)_{sl}$	η^{tot} [%]	Br [%]
Standard	548 ± 65	105 ± 21	90 ± 23	353 ± 72	20.0	5.2 ± 1.1
$p_{K^*} > 0.7$	292 ± 48	48 ± 10	49 ± 12	195 ± 51	11.8	4.9 ± 1.3
$p_{K^*} > 1.0$	355 ± 51	61 ± 12	25 ± 6	269 ± 53	16.4	4.8 ± 1.0
$M_{K^*0\epsilon} > 1.2$	424 ± 59	59 ± 12	79 ± 20	286 ± 63	16.7	5.0 ± 1.1
$M_{K^*0\epsilon} > 1.35$	278 ± 46	30 ± 6	57 ± 14	191 ± 48	11.6	4.9 ± 1.2

Tabelle 4.1: Beobachtete $K^{*0}\epsilon$ -Ereignismengen mit Untergrundanteilen unter Variation der kinematischen Schnitte ($Br = Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}\epsilon^+\nu)$).

- Die invariante Masse $M_{K^*0\epsilon}$ ist eine aussagekräftige Größe, in der sich z.B. ein möglicher Beitrag aus Zerfällen $D \rightarrow K^{*0}X\epsilon\nu$ widerspiegeln würde, da dieser sich bei kleinen Massen ansiedelt. Das K^{*0} -Signal hat jedoch eine zu große natürliche Breite, um diese Verteilung vollständig zu extrahieren, sodaß sie durch zwei Schnitte $M_{K^*0\epsilon} > 1.2 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{K^*0\epsilon} > 1.35 \text{ GeV}/c^2$ mit den theoretischen Erwartungen überprüft wurde. Die Ergebnisse sind unter den Vorhersagen des WBS-Modells für den $M_{K^*0\epsilon}$ Verlauf stabil, womit es keinen Hinweis auf einen signifikanten Anteil aus Prozessen $D \rightarrow \bar{K}^{*0}\epsilon^+\nu X$ gibt.

- An das Impulsspektrum der K^{*0} -Mesonen (s.Abb.4.6) wurden MC-Impulsverteilungen des Zerfalls $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}\epsilon^+\nu$ und der Fragmentations- K^{*0} -Mesonen simultan angepaßt. Das Resultat, $N(K^{*0}\epsilon)_{Frag} = 112 \pm 53$ und $N(K^{*0}\epsilon)_{sl} = 322 \pm 48$ ist konsistent mit der obigen Berechnung, wobei $N(K^{*0}\epsilon)_{Frag}$ in diesem Falle einen etwas höheren Wert aufweist.

Das Impulsspektrum zeigt weiterhin, daß die Fragmentations- K^{*0} -Mesonen eine sehr weiche Verteilung besitzen (s.auch Kap. 3.4), sodaß man die Unsicherheiten in diesem Untergrundanteil durch einem Schnitt $p_{K^*} > 1.0 \text{ GeV}/c$ stark reduzieren kann. Dadurch läßt sich ein Signal/Untergrund Verhältnis von 3/1 erreichen.

Abschließend kann resümiert werden, daß die einzelnen Ergebnisse eine gute Stabilität zeigen, d.h. weniger als 10% voneinander abweichen.

4.2.2 Bestimmung von $Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}\epsilon^+\nu)$

Nachdem die systematischen Untersuchungen von $K^{*0}\epsilon$ -Korrelationen abgeschlossen sind, erfolgt nun die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses unter Hinzunahme der bei $\Upsilon(4S)$ -Energien genommenen Daten (integrierte Luminosität = 333 pb^{-1}). Zur Unterdrückung der direkten Resonanzzerfälle wird der in Kap.3.2 beschriebene Schnitt

$$F_2 > 0.35$$

angewandt. Die Anpassungsrechnung ergab hier (Abb.4.7) $(1441 \pm 96) \bar{K}^{*0} \epsilon^+$ -Ereignisse, die sich zusammensetzen aus

- 256 ± 51 fehlidentifizierten Hadronen.
- 185 ± 46 K^{*0} -Mesonen der Fragmentation.
- 120 ± 52 verbleibender $\Upsilon(4S)$ -Anteil.

Dieser Beitrag wurde durch Selektion von $K^{*0} \epsilon$ -Paaren unter den gleichen Selektionskriterien, nur *ohne* F_2 -Schnitt in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen ermittelt. Die absolute Anzahl muß kontinuumsabgezogen und auf die Akzeptanz des Fox-Wolfram-Schnittes $\eta_{F_2 > 0.35}^{\Upsilon(4S)}$ korrigiert werden. Letztere beträgt nach Kap. 3.2 $(7 \pm 3)\%$. Beide Schritte sind in der folgenden Korrekturformel zusammengefaßt:

$$N(K^{*0} \epsilon)_{F_2 > 0.35}^{dir. \Upsilon(4S)} = \eta_{F_2 > 0.35}^{\Upsilon(4S)} \cdot \frac{N(K^{*0} \epsilon)^{\Upsilon(4S)} - (N(K^{*0} \epsilon)_{F_2 > 0.35}^{\Upsilon(4S)} / \eta_{F_2 > 0.35}^{Kont.})}{1 - \eta_{F_2 > 0.35}^{\Upsilon(4S)} / \eta_{F_2 > 0.35}^{Kont.}} \quad (4.3)$$

Die Beziehung (4.3) erlaubt somit eine Kontinuumsabzählung ohne explizite Benutzung von Kontinuumsdaten, eine Möglichkeit, die bei kleiner Kontinuumsstatistik (wie in $\phi \epsilon$ -Korrelationen) vorteilhaft ist. Auf die in (4.3) ebenfalls benötigte Akzeptanz des F_2 -Schnittes für Kontinuumsereignisse $\eta_{F_2 > 0.35}^{Kont.}$ wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

Damit entfallen 880 ± 129 Ereignisse auf den Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$.² Bevor jedoch aus dieser Zahl das Verzweungsverhältnis abgeleitet werden kann, muß zunächst die Akzeptanz für den Schnitt $F_2 > 0.35$ bestimmt werden.

Bestimmung der F_2 -Akzeptanz für D^+ -Mesonen

Die topologische Größe F_2 hat den Nachteil, daß sie keine Invariante ist, d.h. sie hängt nicht nur vom *Produktionsmechanismus*, sondern auch vom jeweiligen *Zerfallskanal* ab. Will man die Akzeptanz also aus den Daten ermitteln, so muß man einen möglichst ähnlichen Zerfallskanal des D^+ -Mesons, hier $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$, heranziehen, und die Anzahl der D^+ -Mesonen mit $F_2 > 0.35$ im Verhältnis zu denjenigen mit $F_2 < 0.35$ ermitteln. Da die Breite des D^+ -Signals jedoch impulsabhängig ist, muß für beide Fälle das Impulsspektrum ausintegriert werden. Das bietet den zusätzlichen Vorteil, daß oberhalb der kinematischen Schwelle für die Resonanzproduktion von D^+ auch die $\Upsilon(4S)$ -Daten hinzugenommen werden können. Die Technik zum Anpassen des D^+ -Signals ist bereits in Referenz [31] detailliert erarbeitet worden und wird für diese Untersuchung übernommen. Das Ergebnis in Abb.4.8 zeigt sehr schön die Verschiebung des D^+ -Spektrums zu höheren x_p -Werten mit zunehmender Jetartigkeit des Ereignisses.

²Die Anzahl der falschen Kombinationen für diese Datenselektion ergibt 573 beobachtete Ereignisse. Die berechneten Kombinationen sind mit 586 ± 78 Ereignissen auch hier in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Zahl. Sie setzen sich zusammen aus 259 ± 52 fehlidentifizierten Hadronen, 260 ± 65 K^{*0} -Mesonen der Fragmentation und 67 ± 29 $\Upsilon(4S)$ Ereignissen.

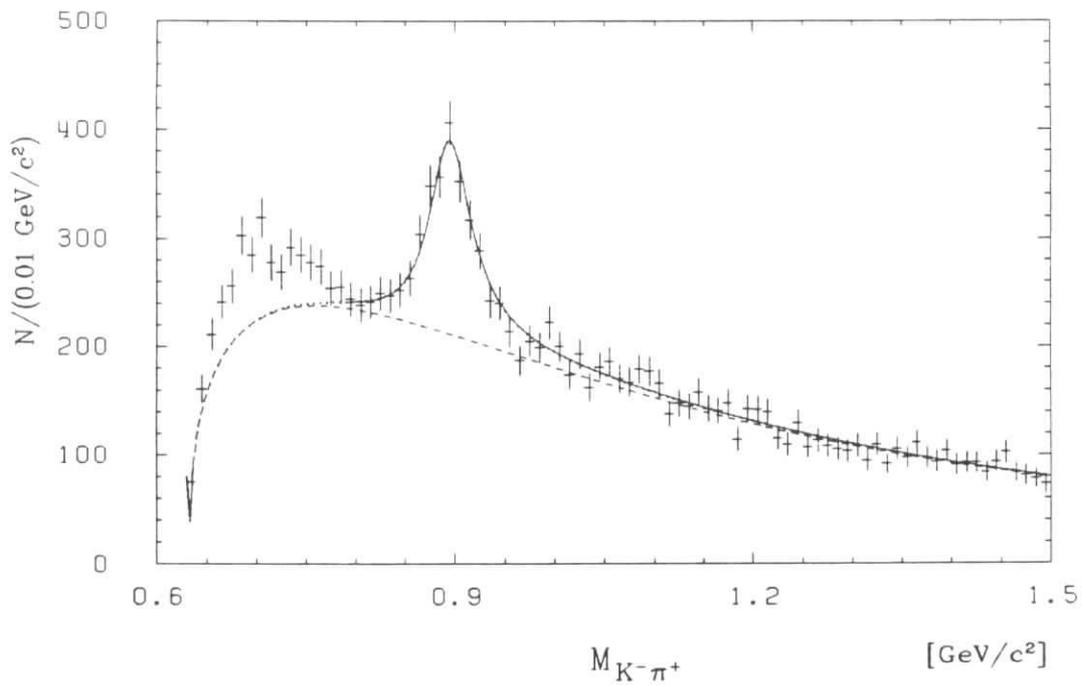


Abbildung 4.7: K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0}\epsilon^+$ -Korrelationen mit voller Statistik.

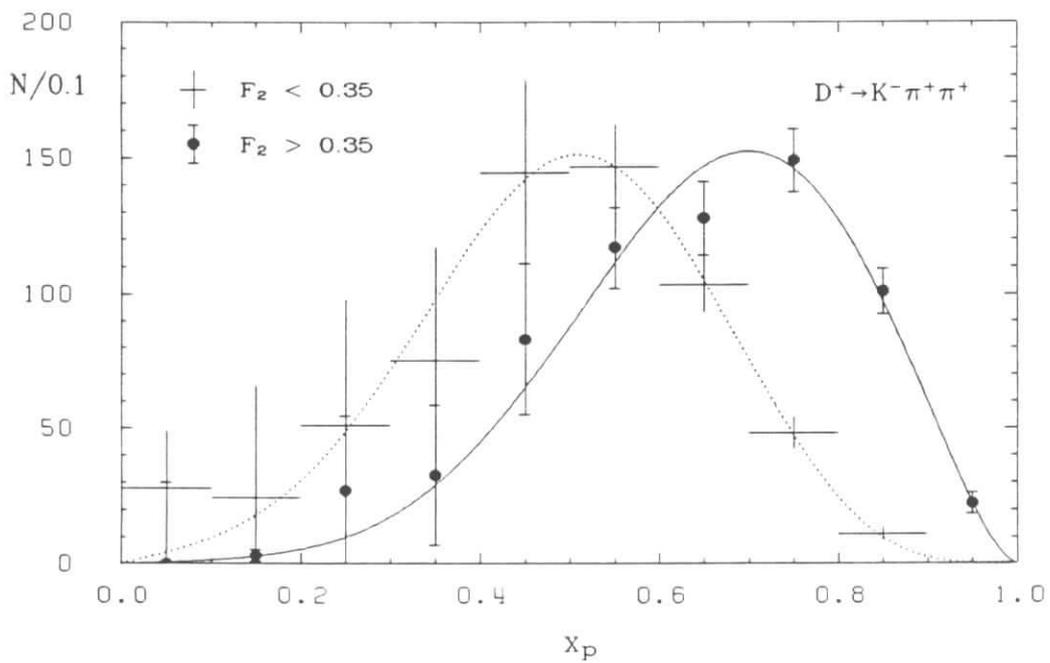


Abbildung 4.8: x_{pD^+} -Verteilung für $F_2 > 0.35$ und $F_2 < 0.35$.

Zur Reduktion der Fluktuationen bei niedrigen x_p -Werten wurde an beide Verteilungen die Lund-Fragmentationsfunktion angepaßt; als Resultat erhält man eine Akzeptanz von $\eta_{F_2 > 0.35} = (51 \pm 7)\%$. Das MC liefert für denselben Zerfallskanal 45%, in guter Übereinstimmung mit 46% für den Kanal $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$. Der Vergleich mit dem experimentellen Ergebnis macht also eine 10% Korrektur der MC Vorhersage erforderlich.

Die kombinierte Akzeptanz aller Selektionsanforderungen beträgt damit 14%. Das Verzweungsverhältnis berechnet sich dann nach $Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu) = \frac{N(K^{*0} \epsilon)_{sl}}{L \cdot \eta \cdot \sigma_{D^+}}$ mit $\sigma_{D^+} = (0.56 \pm 0.06 \pm 0.08) nb$ bei $E_{cms} = 10.55 GeV$ zu :

$$Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu) = (5.0 \pm 0.7 \pm 1.2)\% \quad (4.4)$$

Die relativen systematischen Unsicherheiten des Endresultates setzen sich zusammen aus :

- Extrapolation in p_ϵ :
Der Verlauf der $x_p^{D^+}$ -Verteilung hat Einfluß auf den zu extrapolierenden Anteil. Zwar konnte in Abb.3.14 die gute Übereinstimmung der Daten mit dem MC gezeigt werden, jedoch haben die Daten bei kleinen $x_p^{D^+}$ -Werten große statistische Unsicherheiten; gerade dieser Bereich bestimmt den niederenergetischen Teil des p_ϵ -Spektrums. Unter besonderer Berücksichtigung der eben erwähnten Überlegungen wurde das MC- $x_p^{D^+}$ -Spektrum variiert. Die p_ϵ -Verteilung wurde zusätzlich auf Modellabhängigkeiten getestet, indem die Verteilungen des WBS, KS und des LUND-Modells (mit V-A Matricelement) verglichen und außerdem die Auswirkungen des Verhältnisses $\Gamma_{long}/\Gamma_{trans}$ auf den Impulsverlauf untersucht wurden. Es stellte sich heraus, daß der Einfluß der Polarisation auf die Akzeptanz gering ist. Zusammen wurde eine Unsicherheit von 7% veranschlagt.
- Die Variation des in der Anpassungsprozedur ausgesparten Massenbereiches und des Anteiles der ρ -Reflexion innerhalb des 1σ -Fehlerintervalles des freien Fits ergab einen Fehler von 8%.
- Fox-Wolfram Schnitt : 13%.
- Der Fehler in der Elektronenidentifikation von 5% basiert hauptsächlich auf Unwägbarkeiten durch Spurüberschneidungen und Überlappungen der Schauercluster in hadronischen Ereignissen.
- Luminositätsbestimmung : 2% [45].
- Produktionsrate $e^+e^- \rightarrow D^+ X$:
Es wurde ein gemittelter Wert aus den ARGUS und CLEO Daten von $\sigma_{D^+} = (0.56 \pm 0.06 \pm 0.08) pb^{-1}$ bei $E_{cms} = 10.55 GeV$ [32,34] verwendet, entsprechend einem relativen Fehler von 18%. Das ARGUS-Resultat alleine würde nicht die Aufhebung der systematischen Fehler bedeuten, da es mit einer wesentlich kleineren Datenmenge erzielt wurde, und somit Differenzen

³Das KS-Modell [46] liefert ähnliche Ergebnisse.

aus zeitabhängigen Detektoreinflüssen auftreten können. Letztere wurden mit weiteren 4% veranschlagt [44].

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß anhand der $\bar{K}^{*0} e^-$ Kombinationen gezeigt werden konnte, daß die Untergrundanteile sehr gut verstanden sind. Das gemessene Verzweigungsverhältnis führt zu einer Bestätigung des von der E691-Kollaboration ermittelten Wertes von $\text{Br}(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu) = (4.5 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$.

Kapitel 5

Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten alle notwendigen Vorbereitungen ausführlich dargelegt worden sind, bleibt für das abschließende Kapitel lediglich die Anwendung auf die ϕe -Korrelationen. Es soll jedoch vorab noch ein Vergleich zu den $K^{*0} e$ -Korrelationen in bezug auf die experimentellen Unterschiede angestellt werden:

- Die ϕe -Korrelationen haben den Nachteil, daß eine Unterscheidung in richtige und falschen Kombinationen nicht möglich ist. Während die falschen Kombinationen in der $K^{*0} e$ Analyse separiert werden konnten und eine Überprüfung der Untergrundbestimmung erlaubten, tragen sie in diesem Fall vollständig zur Signalklasse bei. Die damit verbundene Erhöhung des Untergrundes in den Signalereignissen macht die Verschärfung einiger Schnitte notwendig.
- Demgegenüber steht allerdings der Vorteil, daß Untergrund aus Zerfällen wie $D_s \rightarrow \phi e \nu X$ oder $D_s \rightarrow \phi' e \nu$ weitaus unwahrscheinlicher ist: einerseits gehen die höheren Resonanzen ϕ' bevorzugt durch starke Zerfälle in $K^+ K^-$ über; andererseits setzt eine Produktion durch einen nichtresonanten Prozeß die Abstrahlung zweier Gluonen voraus (s. Abb 5.1). Damit ist der Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ durch die Untersuchung von ϕe -Korrelationen physikalisch viel präziser definiert.

5.1 Die Analyse

Die Messung des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ basiert wieder auf Daten mit einer integrierten Luminosität von 333 pb^{-1} , die folgenden Kriterien genügen müssen:

- $L_{\pi, K} > 0.01$
- $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$
- $L_e > 0.8$
- $F_2 > 0.35$
- $\cos(\phi, \epsilon) > 0.4$

Der letzte Schnitt wurde gegenüber den $K^*0\epsilon$ -Korrelationen etwas stärker gewählt, weil er hier den Untergrund noch einmal um 25%, den Signalanteil jedoch nur um weniger als 5% reduziert.

Das ϕ -Meson ($M = (1.0194 \pm 0.01) GeV/c^2$ [43]) wurde im Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ rekonstruiert ($Br = (49.5 \pm 1)\%$); die Akzeptanz zeigt in diesem Kanal durch den Zerfall der langsamen Kaonen eine starke Impulsabhängigkeit (s. Abb.5.2).

Das den obigen Anforderungen genügende ϕ -Signal ist in Abb.5.3 dargestellt; bei der Anpassungsfunktion lassen sich 3 Anteile unterscheiden :

- Als *Untergrundparametrisierung* wurde

$$f(x) = (x - a)^{1/2} \cdot (A + B \cdot x + C \cdot x^2 + D \cdot x^3) \quad (5.1)$$

gewählt. Der Parameter a entspricht dem Schwellenwert der $K^+ K^-$ Masse von $0.987 GeV/c^2$.

- Zusätzlich wurde die ausgeprägte *Reflexion* des \bar{K}^{*0} -Mesons im Kanal $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ (hauptsächlich aus dem im vorangegangenen Abschnitt besprochenen Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$) berücksichtigt : die Form wurde anhand des MC festgelegt und die absolute Anzahl aus den Daten bestimmt.
- Das ϕ -Signal wurde durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion (natürliche Breite $4.41 MeV/c^2$ [43]), gefaltet mit einer Gaußfunktion ($\sigma = (2 \pm 0.5) MeV/c^2$) für die Detektoraufösung, beschrieben.

Die auf diese Weise ermittelten 164 ± 19 $\phi\epsilon$ -Kombinationen enthalten :

- 32 ± 7 fehlidentifizierte Hadronen :
Bestimmung durch Multiplikation aller $\phi - Hadron^\pm$ -Paare, die die gleichen Selektionsschnitte erfüllen, mit der Fehlidentifikationsrate r_f (in diesem Falle wurde der etwas erhöhten Rate in jetartigen Ereignissen Rechnung getragen und $r_f = 0.8\%$ für $p < 0.8 GeV/c$ bzw. $r_f = 0.5\%$ für $p > 0.8 GeV/c$ benutzt).
- 14 ± 5 verbleibende Kombinationen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen
- 19 ± 7 ϕ -Mesonen aus der Fragmentation
- 99 ± 22 Ereignisse entfallen damit auf den Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$.

Zur Veranschaulichung sind in Abb.5.4 und 5.5 die x_p^ϕ - und p_ϵ -Spektren dargestellt. Die Datenpunkte sind auf fehlidentifizierte Hadronen, nicht jedoch auf Akzeptanz korrigiert und zeigen eine gute Übereinstimmung mit der aus der MC Simulation gewonnenen Verteilung. Unter Benutzung obiger absoluter Raten setzt sich diese additiv zusammen aus den Signalereignissen (1), sowie den Untergrundanteilen aus $\Upsilon(4S)$ - und Fragmentationsprozessen ((2) und (3)).

Von größerer Aussagekraft als die Impulsverteilungen ist die invariante $\phi\epsilon$ -Masse, da sie die einzige zugängliche *invariante* Größe ist, und zusätzlich der Nebenbedingung $M_{\phi\epsilon} < M_{D_s} = 1.97 GeV/c^2$ genügen muß . Diese Forderung ist nach Abzug der Untergrundanteile sehr gut erfüllt (Abb.5.7). Der Vergleich mit dem WBS-Modell läßt außerdem darauf schließen, daß Untergründe aus nichtresonanten D -Zerfällen, wie $D \rightarrow K^+ \phi \epsilon \nu$, deren obere Grenze $M_{\phi\epsilon} < 1.37 GeV/c^2$ ist, vernachlässigbar sind.

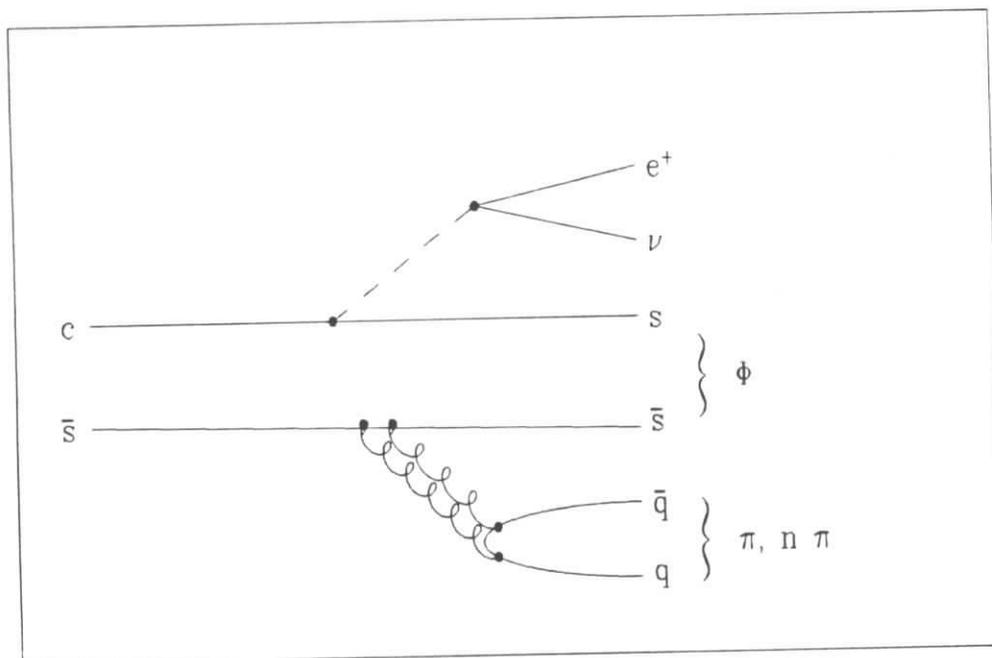


Abbildung 5.1: Produktion von ϕ -Mesonen im nichtresonanten semileptonischen D_s Zerfall.

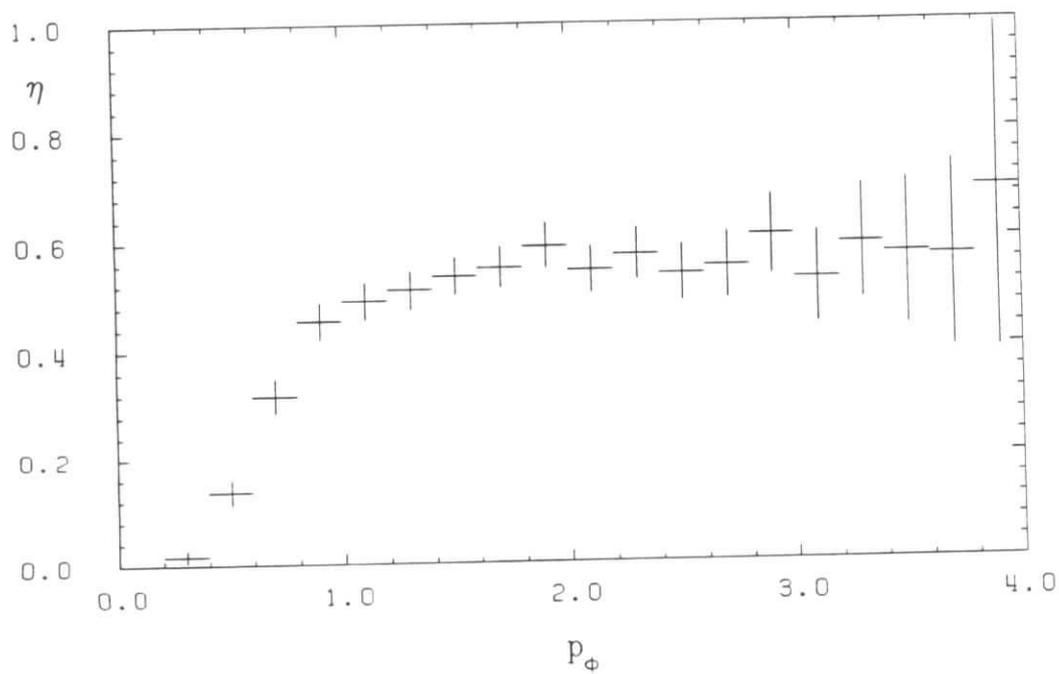


Abbildung 5.2: Akzeptanzverlauf für ϕ -Mesonen im Zerfall $\phi \rightarrow K^+ K^-$.

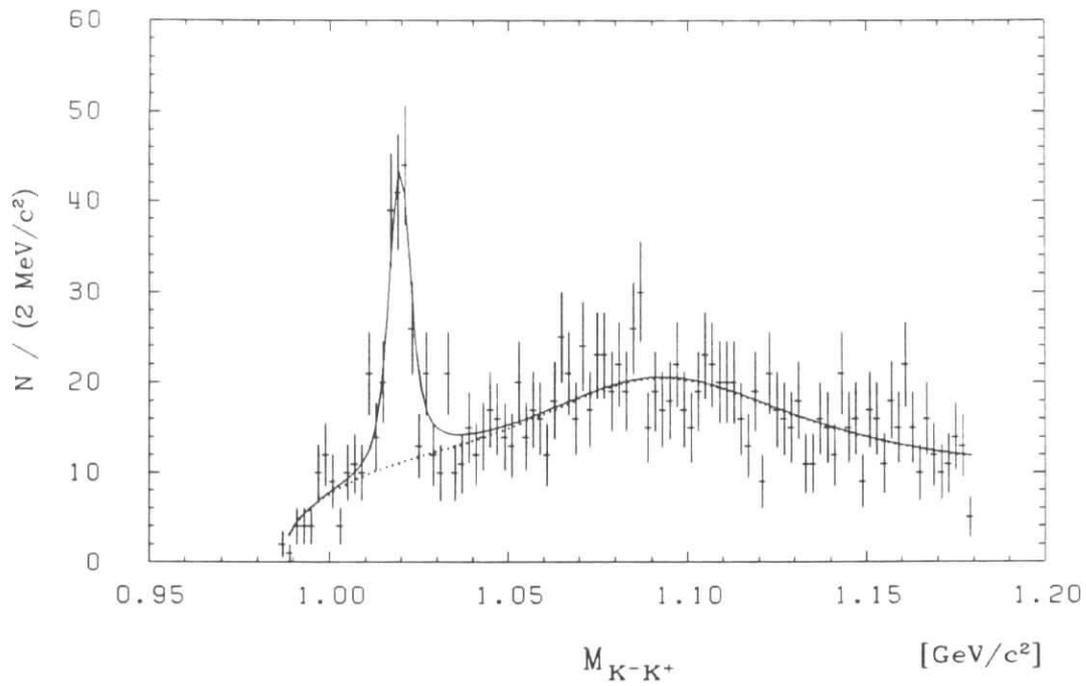


Abbildung 5.3: ϕ -Signal aus ϕe -Korrelationen (s. Text).

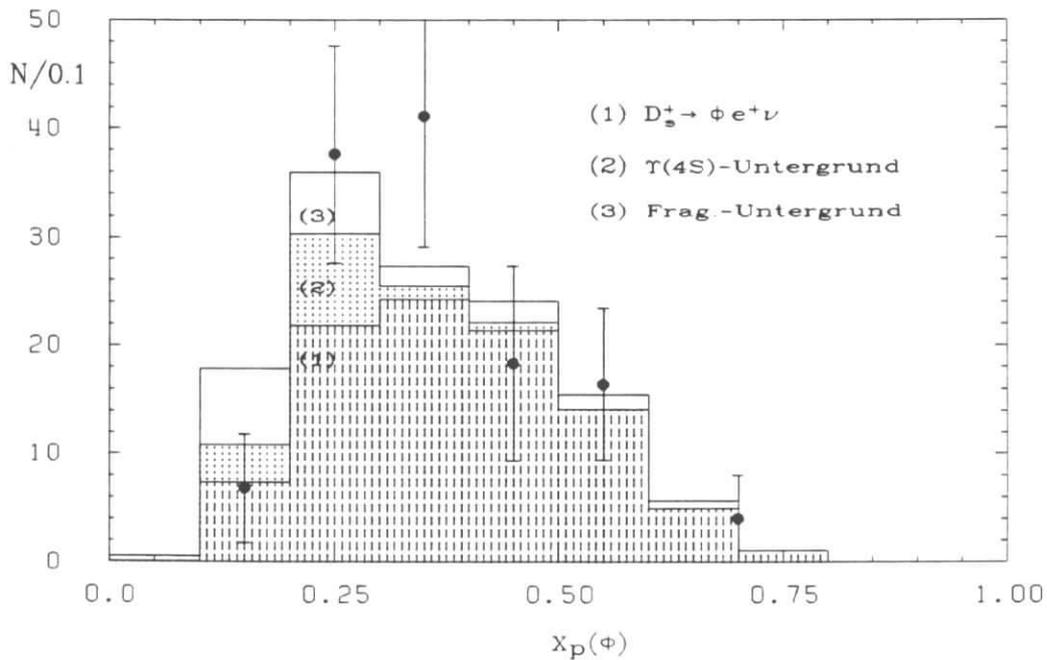


Abbildung 5.4: x_p^ϕ -Spektrum (Datenpunkte nach Subtraktion der fehlidentifizierten Hadronen); zum Vergleich sind die MC Verteilungen des Signalprozesses (1) sowie der Untergrundbeiträge (2) und (3) aufaddiert (s. Text).

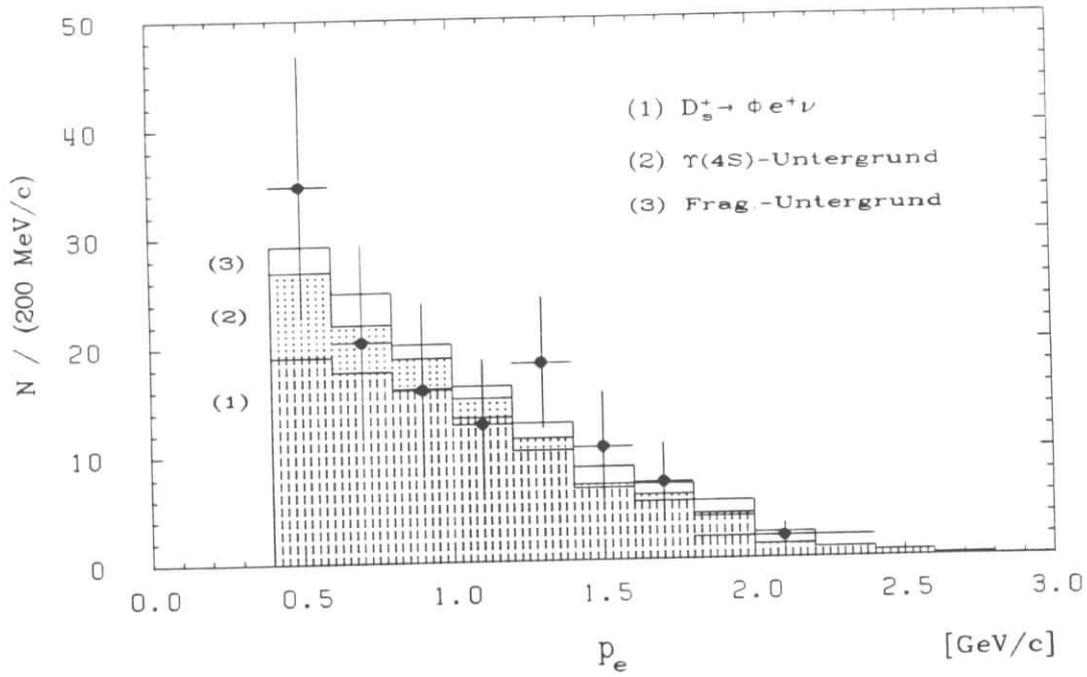


Abbildung 5.5: p_e -Spektrum mit den einzelnen Untergrundanteilen, wobei fehlidentifizierte Hadronen bereits subtrahiert sind.

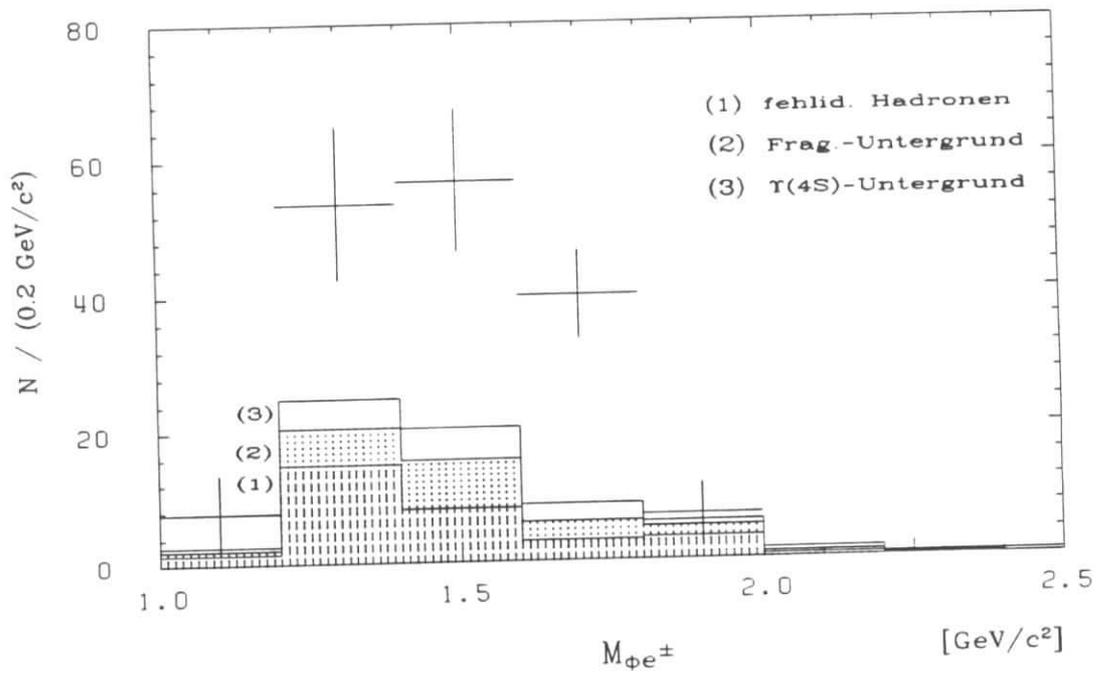


Abbildung 5.6: $M_{\phi e}$ -Verteilung mit *allen* Untergrundbeiträgen.

Bestimmung der Akzeptanz des F_2 -Schnittes für D_s -Mesonen

Damit kann nun im nächsten Schritt die Akzeptanz für den Schnitt $F_2 > 0.35$ bestimmt werden. In diesem Falle bietet sich der Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ an, der dem hier zu untersuchenden semileptonischen Prozeß sehr ähnlich ist, und eine ausreichende Statistik aufweist. Die Behandlung des D_s -Signals im Kanal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ist aus [14] übernommen. Analog der im Kap 4.22 erläuterten Methode wurde das $x_p^{D_s}$ -Spektrum in den beiden topologischen Bereichen $F_2 > 0.35$ und $F_2 < 0.35$ gemessen, und durch Anpassen der LUND-Fragmentationsfunktion ausintegriert (Abb.5.8). Es wurden neben den Kontinuumsdaten oberhalb der kinematischen Schwelle für die Produktion von D_s -Mesonen in direkten Resonanzzerfällen die $\Upsilon(4S)$ -Daten hinzugenommen.

Die Auswertung der Spektren ergab eine Akzeptanz von $\eta_{F_2 > 0.35}^{D_s \rightarrow \phi\pi} = (62 \pm 9)\%$, d.h. sie ist verglichen mit $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^-$ um etwa 20% höher. Das MC zeigt zwar die gleiche Tendenz, unterschätzt sie jedoch mit $\eta_{F_2 > 0.35}^{MC} = 56\%$ um ca. 10%. Dieser Tatsache wurde bei der Akzeptanzkorrektur Rechnung getragen.

Berechnung von $Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu) / Br(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$

Die Anzahl der beobachteten ϕe Kombinationen wurde weiterhin mit verschiedenen Datenmengen und unter Variation der Schnitte überprüft. Die Ergebnisse (s. Tab.5.1) lassen folgende Schlüsse zu :

- Die $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuums-Datenmengen stimmen unter den oben beschriebenen Standardschnitten innerhalb der Fehler überein.
- Das Signal/Untergrund Verhältnis läßt sich durch die Forderung $p_e > 0.7 \text{ GeV}/c$ auf annähernd 2/1 verbessern; das daraus berechnete $\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu)$ liegt geringfügig unterhalb des Wertes für $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$. Der Schnitt hat jedoch durch einen erweiterten Extrapolationsbereich auch eine größere systematische Unsicherheit.
- Die Kontinuumsdaten liefern *ohne* Anwendung des F_2 -Schnittes einen kleineren Wert. Hier resultiert allerdings aus dem schlechten Signal/Untergrund Verhältnis ein großer Fehler, sodaß das Ergebnis nicht inkonsistent zu den vorangegangenen ist.

Zur endgültigen Berechnung von $\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu) = \frac{N(\phi e)}{L \cdot \eta^{tot}}$ wird ein gewichtetes Mittel aus den Daten

Kontinuum(*ohne* F_2 -Schnitt) + $\Upsilon(4S)^{F_2 > 0.35}$ gebildet.

Bezogen auf $E_{cms} = 10.55 \text{ GeV}$ lautet das Resultat :

$$\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu) = (4.1 \pm 1.0 \pm 0.8) \text{ pb} \quad (5.2)$$

Zum besseren Vergleich ist es nützlich, das Verhältnis bezüglich des Kanals $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ anzugeben, wobei $\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$ von der ARGUS-Kollaboration

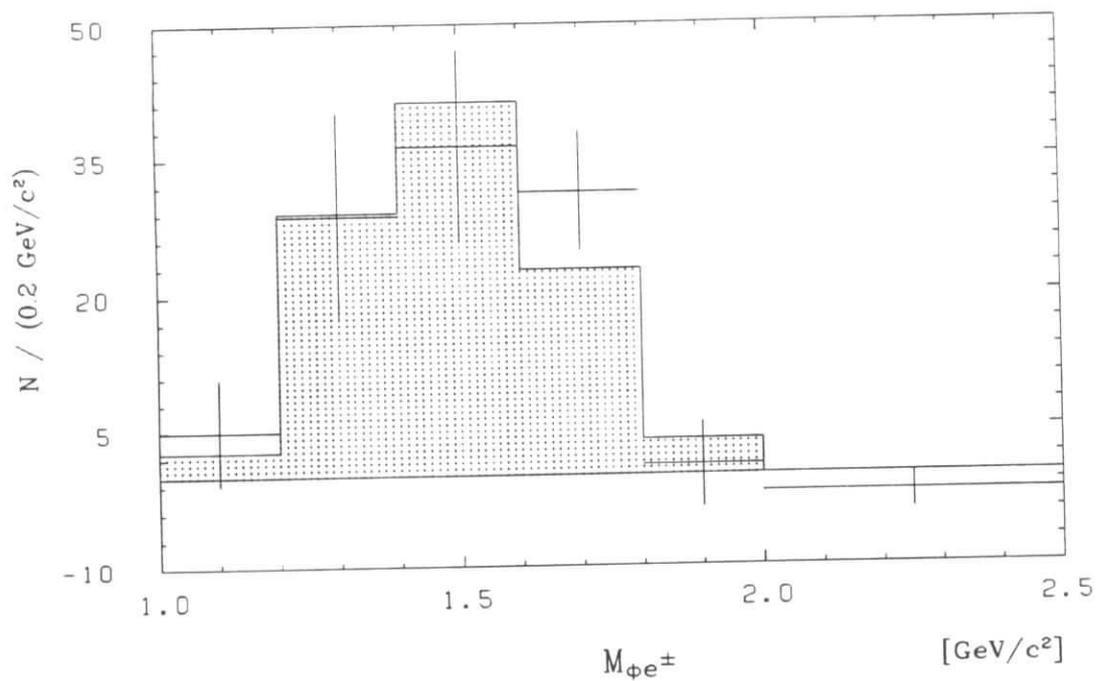


Abbildung 5.7: $M_{\phi e^\pm}$ -Verteilung nach Untergrundsubtraktion im Vergleich zum WBS- Modell.

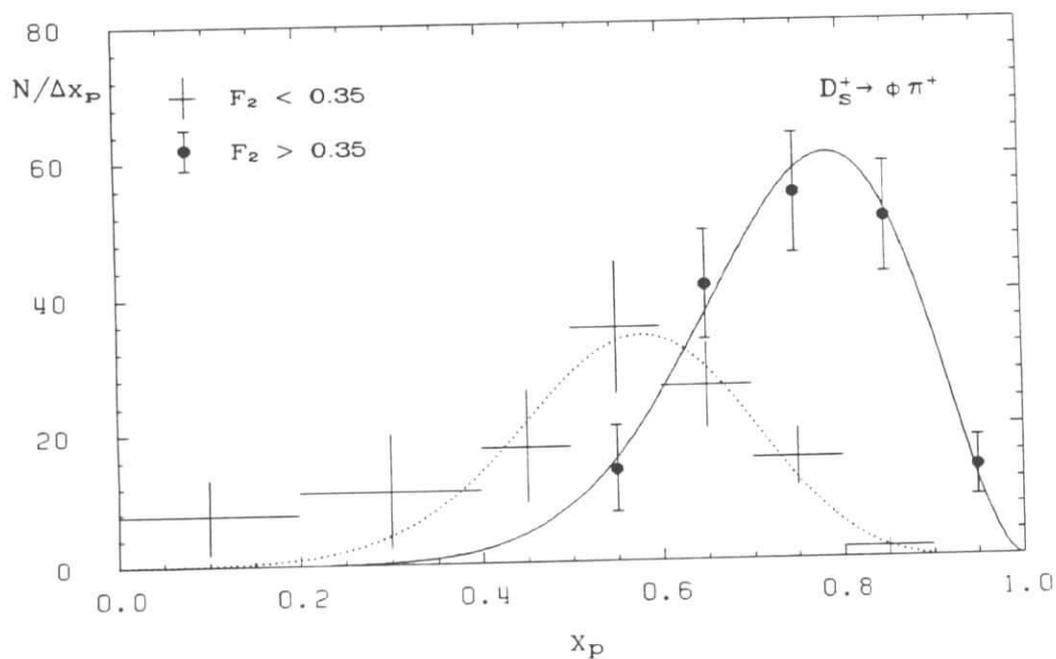


Abbildung 5.8: $x_p^{D_s^+}$ -Spektrum in den beiden topologischen Bereichen $F_2 > 0.35$ und $F_2 < 0.35$.

Daten	Schnitt	$N(\phi e)$	Untergrund	$N(\phi e)_{sl}$	$\sigma \cdot Br[pb]$
$\Upsilon(4S)$	1	119 ± 16	49 ± 8	70 ± 18	4.9 ± 1.3
$\Upsilon(4S)/CO$	1	164 ± 19	65 ± 10	99 ± 22	4.7 ± 1.1
$\Upsilon(4S)/CO$	2	96 ± 14	37 ± 5	59 ± 15	4.3 ± 1.1
$CONT$	1	45 ± 10	16 ± 3	29 ± 11	4.3 ± 1.6
$CONT$	3	69 ± 13	36 ± 7	33 ± 15	3.1 ± 1.4

Tabelle 5.1: $N(\phi e)$ mit verschiedenen Datenmengen und unter Variation der Selektionskriterien ($Br = Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu)$). Luminositäten $\Upsilon(4S) : 229 pb^{-1}$, Kontinuum: $104 pb^{-1}$ bei einer mittleren Energie von $10.35 GeV$, $\sigma \cdot Br$ ist jeweils auf $E_{cm} = 10.55 GeV$ normiert

Die Schnitte bedeuten im einzelnen:

Schnitt	F_2	$p_e [GeV/c]$	$\cos(\phi e)$	$\eta^{tot}[\%]$
1	> 0.35	> 0.4	> 0.4	12.6
2	> 0.35	> 0.7	> 0.4	8.2
3	—	> 0.4	> 0.0	19.9

zu $(7.8 \pm 0.8 \pm 1.3)pb$ bei $E_{cms} = 10.2 GeV$ [14] gemessen wurde :

$$\boxed{Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu)/Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = 0.57 \pm 0.15 \pm 0.15} \quad (5.3)$$

Die systematischen Fehlerquellen sind im Prinzip dieselben der Analyse $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$:

- Extrapolation $p_e < 0.4 GeV/c$: 6%.
- Akzeptanz $F_2 > 0.35$: 17%.
Neben den Unsicherheiten in der experimentellen Bestimmung (s.o.) sind hier auch die Einflüsse des $x_p^{D'}$ -Verlaufs (nach Anwenden des F_2 -Schnittes) berücksichtigt. Er hat Auswirkungen auf die p_e -Verteilung und damit auf die impulsabhängige ϕ -Akzeptanz (s.Abb.5.2). Aus diesem Grunde wurde das $x_p^{D'}$ -Spektrum der Messung (s.Abb.5.8) angepaßt.
- Unsicherheiten der Anpassungsprozedur: 7%.
Der Wert ergibt sich aus der Variation des ermittelten Anteiles der \bar{K}^{*0} -Reflexion und der Auflösung des ϕ -Signals.
- Elektronenidentifikation: 5%.
- Luminositätsbestimmung: 2% [45].
- Zeitabhängige Detektoreinflüsse: 4% [44].

	WBS		ISGW	Experiment
	$J/J_0 = 1.0$	$J/J_0 = 0.55$		
$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu)$	9.5	4.3	9.1	4.3 ± 0.8^1
$\Gamma_{long}/\Gamma_{trans}$	0.91	2.0	1.1	$2.4_{-0.9}^{+1.7} \pm 0.2^2$
$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu)$	7.8	3.6	9.5	–

Tabelle 5.2: Vorhersagen der Modelle ISGW [47,50] und WBS [26,49] für die Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$. Die Partialbreiten sind in Einheiten von 10^{10}sec^{-1} angegeben. Die Messungen entstammen: (1) = gewichtetes Mittel von E691 und dieser Arbeit, (2) = E691.

5.1.1 Diskussion des Ergebnisses

Zur Zeit stehen nur zwei theoretische Modelle zur Verfügung, die die Raten für $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu)$ vorhersagen: das ISGW-Modell [50] und das WBS-Modell [49]. Beide sind bereits anhand semileptonischer D -Zerfälle getestet, und beschreiben die Partialbreite des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- \epsilon^+ \nu$ guter Übereinstimmung mit dem Experiment [20,39]. Die Probleme liegen jedoch in der Berechnung des Prozesses $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$, wobei die Ergebnisse der E691-Kollaboration [19] weder in ihrer absoluten Rate, noch in der Polarisation des K^{*0} reproduziert werden können. Während das WBS-Modell nach der Veröffentlichung der E691 Messungen durch Einführen eines neuen Parameters J/J_0 so modifiziert wurde, daß beide Resultate nachvollzogen werden können, enthält das ISGW-Modell keinen solchen Freiheitsgrad (s.Tab.5.2).

Die Vorhersagen der Modelle für den in dieser Arbeit gemessenen Prozeß $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$, die ebenfalls in Tab.5.2 aufgelistet sind, ergeben in etwa das gleiche Bild wie in dem zuvor besprochenen D^+ -Zerfall. Das ist insofern verständlich, da beide Reaktionen auf dem Quarkniveau äquivalent sind, und aus der $SU(3)$ -Symmetrie und dem Zuschauermodell

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) \approx \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu)$$

folgt. Aus dem Grunde erwartet man, daß das ISGW-Modell auch den Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$ weniger gut beschreibt. Letztere Aussage läßt sich überprüfen, indem man die obere Grenze für

$$Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) < 4.1\% @ 90\% CL [38] \quad (5.4)$$

heranzieht und aus dem relativen Ergebnis (5.3) das Verzweigungsverhältnis $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu)$ nach oben abschätzt. Die Annahme $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = 4.1\%$ führt dann zu

$$\Gamma(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) = (5.2 \pm 1.3 \pm 1.3) \cdot 10^{10} \text{sec}^{-1}. \quad (5.5)$$

Tatsächlich differiert der Zentralwert um annähernd einen Faktor 2 zur ISGW-Vorhersage (Tab.5.2), allerdings mit einer großen Unsicherheit. Man kann aber auch genau umgekehrt aus der Tatsache, daß das WBS-Modell mit

$J/J_0 = 0.55$ den Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ gut beschreibt, dieses Modell dazu benutzen, um aus dem gemessenen $\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu)$ die Produktionsrate σ_{D_s} (5.3) zu berechnen und somit eine absolute Skalierung aller D_s -Verzweigungsverhältnisse zu ermöglichen. Das Resultat lautet :

$$\begin{array}{l} \sigma_{D_s}^{E_{cm_s}=10.55 \text{ GeV}} = (0.24 \pm 0.09) nb \\ Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (3.0 \pm 1.2)\% \end{array} \quad (5.6)$$

Zum Vergleich sei hier neben der oberen Grenze (5.4) auch eine Abschätzung von $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (1.5 \pm 0.8)\%$ [52] erwähnt, die alle aus den ARGUS und CLEO Messungen gemittelten Wirkungsquerschnitte von D^+, D^0, Λ_c aufaddiert und die Differenz zu $\sigma_{e^+e^-}$ (s. (3.9)) als σ_{D_s} interpretiert. Das aus dieser Analyse abgeleitete Resultat (5.6) schließt also beide Abschätzungen innerhalb der Fehler ein.

Unabhängig davon bestätigt die vorgestellte Analyse das Fragmentationsbild, welches von 15% für die $s\bar{s}$ -Quarkpaarerzeugung aus dem Vakuum ausgehend, zu einem Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{D_s} = 0.36 nb \quad (5.7)$$

gelangt (s.Kap.3.2.4), der damit etwa 30% über dem Wert (5.6) liegt. Eine mögliche Erklärung dieser Differenz liefern jüngste Beobachtungen höherer D^{**} -Resonanzen in der e^+e^- -Annihilation [53,54], die gezeigt haben, daß deren Produktionsrate ca. 30% beträgt. Eine weiterer, in diesem Zusammenhang bedeutender Punkt ist, daß die D_s^{**} -Resonanz im Zerfallskanal $D_s^{**} \rightarrow D^{*+} K^0$ nachgewiesen wurde [54], womit ein Übergang in D_s sehr unwahrscheinlich ist. Die dem Ergebnis (5.7) zugrundeliegenden Annahmen berücksichtigen jedoch keine D^{**} -Resonanzen, sondern lassen alle aus der $s\bar{s}$ -Erzeugung entstehenden D -Mesonen in das D_s übergehen. D.h., daß die Einbeziehung dieser Messungen zu einer Reduzierung des D_s -Wirkungsquerschnittes (5.7) um bis zu 30% führen, je nachdem, ob die bisher noch nicht gefundenen D_s^{**} ebenfalls oberhalb Massenschwelle zur $D K$ -Erzeugung liegen und damit nicht in D_s zerfallen. Durch obige Korrektur wird die Übereinstimmung zu (5.6) somit deutlich verbessert.

In einer abschließenden Anmerkung sollen die Vorhersagen des WBS-Modells über hadronische Endzustände anhand der Berechnung des Verhältnisses $R = Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) / Br(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$ getestet werden. Der Wert von $R_{WBS}^{J/J_0=0.55 \pm 0.9} = 0.45 \pm 0.9$, entsprechend $Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) \approx 3.6\%$, steht innerhalb der Fehler im Einklang mit der hier vorgestellten Analyse. Tab.5.3 faßt die Parameter des WBS-Modells noch einmal zusammen, und ordnet außerdem die Messungen der Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$ ein.

Insgesamt läßt sich also aus der in dieser Arbeit durchgeführten Messung ein konsistentes Bild ableiten.

J/J_0	R_{WBS}	R_{exp}	$\Gamma_{SL(WBS)}^{D_s \rightarrow \phi}$	$\Gamma_{SL(WBS)}^{D \rightarrow K^*}$	$\Gamma_{SL(exp)}^{D \rightarrow K^*}$
1.0	0.98		7.8	9.5	
0.8	0.72		5.7	6.8	
0.6	0.49	$(0.57 \pm 0.15 \pm 0.15)^2$	3.9	4.7	$(4.6 \pm 0.6 \pm 1.1)^2$
0.5	0.40		3.2	3.9	$(4.2 \pm 0.6 \pm 0.5)^1$

Tabelle 5.3: Vorhersagen des WBS-Modells in Abhängigkeit von J/J_0 , die Partialbreiten sind in Einheiten von 10^{10}sec^{-1} angegeben. Zum Vergleich sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit (2), und die der E691-Kollaboration (1) eingetragen.

Kapitel 6

Zusammenfassung der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde eine neue Methode zur Messung semileptonischer Verzweigungsverhältnisse für die Kanäle $D \rightarrow V e \nu$, wobei V ein Vektormeson bezeichnet, erarbeitet. Diese Technik basiert einerseits auf dem Taggen von Charmereignissen mit Elektronen, und nutzt zusätzlich die Eigenschaft aus, daß die in der nichtresonanten $e^+ e^-$ -Vernichtung bei 10 GeV erzeugten Charmteilchen einen hohen Impuls besitzen und damit ihre Zerfallsprodukte unter einem kleinen Öffnungswinkel beobachtet werden.

In einem ersten Schritt konnte gezeigt werden, daß die Elektronen in Kontinuumsereignissen ausschließlich aus semileptonischen Charmzerfällen stammen. Zu diesem Zweck wurde aus der Anzahl der beobachteten Elektronen der Charmwirkungsquerschnitt berechnet. Mit $\overline{Br}(X_c \rightarrow X e \nu) = (9.2 \pm 1.1)\%$ ergab sich

$$\sigma_{e+\bar{e}} = (2.15 \pm 0.24 \pm 0.26) \text{ nb}. \quad (6.1)$$

Dieses Resultat ist mit dem aus dem hadronischen Kontinuumswirkungsquerschnitt abgeleiteten Wert von $\sigma_{e+\bar{e}} = (2.4 \pm 0.04 \pm 0.26) \text{ nb}$ [35] konsistent.

Zur Bestimmung des exklusiven Verzweigungsverhältnisses $Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu)$ wurden $K^{*0} e^\pm$ Korrelationen studiert. Mit dem Ergebnis

$$Br(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu) = (5.0 \pm 0.7 \pm 1.2)\% \quad (6.2)$$

konnte das Resultat der E691 Kollaboration von $(4.5 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$ bestätigt werden. Diese niedrige Rate ist von den theoretischen Modellen nur schwer zu verstehen.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit zum ersten Mal ein exklusiver semileptonischer Zerfallskanal des D_s^+ -Mesons beobachtet. Die Untersuchung von ϕe Korrelationen führte zur Bestimmung des Produktes $\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu)$ zu

$$\sigma_{D_s} \cdot Br(D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu) = (4.1 \pm 1.0 \pm 0.8) \text{ pb}. \quad (6.3)$$

oder relativ zum Zerfallskanal $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ zu

$$\boxed{Br(D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu) / Br(D_s^- \rightarrow \phi \pi^+) = 0.57 \pm 0.15 \pm 0.15.} \quad (6.4)$$

Aus dem Verhältnis beider Messungen läßt sich der D_s Wirkungsquerschnitt von

$$\boxed{\sigma_{D_s} = (0.24 \pm 0.09) nb} \quad (6.5)$$

ableiten. Hierbei wurden symmetriebrechende Effekte anhand des WBS Modells berücksichtigt. Dieses Resultat kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 15% für die $s\bar{s}$ -Quarkpaarerzeugung aus dem Vakuum erklärt werden, wenn man eine Produktion höherer D_s^{**} Resonanzen von 30% annimmt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zuschauer-Diagramm für den schwachen $c \rightarrow s$ Zerfall	7
1.2	Annihilations- und W^- -Austauschgraphen	8
1.3	Geladener Strom und effektiver neutraler Strom	9
1.4	Vorhersagen des modifizierten WBS-Modells	13
1.5	Zuschauer-Diagramme für die Zerfälle $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$	15
2.1	Beschleunigungssystem des Speicherringes DORIS II	18
2.2	Der sichtbare hadronische $e^+ e^-$ Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ Resonanzen	18
2.3	Der Detektor ARGUS	19
2.4	Der spezifische Energieverlust dE/dx	26
2.5	Massenquadrat der Flugzeitbestimmung	26
3.1	$\cos(\phi, \epsilon^\pm)$ -Verteilung aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi e^+ \nu$ in MC-Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 GeV$	28
3.2	F_2 -Verteilung für Ereignisse bei $E_{cms} \approx 10.5 GeV$ und $E_{cms} = 10.58$	32
3.3	Winkelverteilung $\cos(\phi, \epsilon^\pm)$ ohne und mit Schnitt $F_2 > 0.35$	32
3.4	Verteilung der invarianten $K^+ K^-$ -Masse	33
3.5	Verteilung der invarianten $K^+ \pi^-$ -Masse	33
3.6	Schematische Darstellung der Untergrundbeiträge durch Produktion von ϕ -Mesonen während des Fragmentationsprozesses	34
3.7	Likelihoodverteilung L_e für <i>alle</i> Spuren aus multihadronischen Kontinuumsereignissen und für Elektronen aus Bhabhaereignissen	36
3.8	Elektronenakzeptanz in Abhängigkeit vom Impuls	36
3.9	Fehlidentifikationsrate für $L_e > 0.8$ (Methode A)	39
3.10	Vergleich der durch Methode A bzw. B ermittelten Fehlidentifikationsraten	39
3.11	$\cos(\vec{z}, \vec{P}_{miss} \cdot Ladung)$ -Verteilung	41
3.12	Rohspektrum der Elektronenkandidaten in Kontinuumsereignissen	44
3.15	Korrigiertes Elektronenimpulsspektrum in Kontinuumsereignissen bei $E_{cms} \approx 10.5 GeV$	45
3.16	Schematische Darstellung der Beiträge zur ϕ -Fragmentationsproduktion in $c\bar{c}$ -Ereignissen	48
3.17	$M_{\pi^+ (D^0)}$ vs. $M_{K^+ K^-}$ für $x_p^{D^+} > 0.5$	50
3.18	Hauptbeiträge zur K^{*0} -Fragmentationsproduktion in $c\bar{c}$ -Ereignissen	50
3.19	$M_{\pi^+ (D^0)}$ vs. $M_{K^- \pi^+}$ für $F_2 > 0.35$	51
3.20	Beiträge zu $\phi\phi$ -Korrelationen	51

4.1	Vergleich des Fragmentationsanteils von richtigen und $K^{*0}\epsilon$ -Kombinationen	55
4.2	Beiträge höherer Resonanzen oder nichtresonanter Zerfälle zur semileptonischen Gesamtrate von D^+ -Mesonen	56
4.3	Akzeptanzverlauf der K^{*0} -Mesonen im Kanal $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	59
4.4	K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0}\epsilon^-$ -Korrelationen	59
4.5	K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0}\epsilon^+$ -Korrelationen	61
4.6	K^{*0} -Impulsspektrum aus $\bar{K}^{*0}\epsilon^+$ -Korrelationen	61
4.7	K^{*0} -Signal aus $\bar{K}^{*0}\epsilon^-$ -Korrelationen mit voller Statistik	64
4.8	x_{pD^+} -Verteilung für $F_2 > 0.35$ und $F_2 < 0.35$	64
5.1	Produktion von ϕ -Mesonen im nichtresonanten semileptonischen D_s Zerfall	69
5.2	Akzeptanzverlauf für ϕ -Mesonen im Zerfall $\phi \rightarrow K^+K^-$	69
5.3	ϕ -Signal aus $\phi\epsilon$ -Korrelationen	70
5.4	x_p^ϕ -Spektrum	70
5.5	p_ϵ -Spektrum mit den einzelnen Untergrundanteilen	71
5.6	$M_{\phi\epsilon}$ -Verteilung mit allen Untergrundbeiträgen	71
5.7	$M_{\phi\epsilon}$ -Verteilung nach Untergrundsubtraktion	73
5.8	$x_p^{D_s}$ -Spektrum in den beiden topologischen Bereichen $F_2 > 0.35$ und $F_2 < 0.35$	73

Tabellenverzeichnis

1.1	Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen	3
1.2	Lebensdauern und semileptonische Verzweigungsverhältnisse der D - Mesonen	7
1.3	Vorhersagen der Modelle ISGW und WBS für die Zerfälle $D^+ \rightarrow$ $\bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ und $D^0 \rightarrow K \epsilon \nu$ im Vergleich zum Experiment	14
3.1	Teilchenspezifische Fehlidentifikationsrate r_f für $L_\epsilon > 0.8$	38
3.2	Die Charm-Daten in Kontinuum-Ereignissen	46
3.4	$K^{*0} D^{*+}$ Korrelationsergebnisse	52
4.1	Beobachtete $K^{*0} \epsilon$ -Ereignismengen mit Untergrundanteilen unter Variation der kinematischen Schnitte	62
5.1	$N(\phi \epsilon)$ mit verschiedenen Datenmengen und unter Variation der Se- lektionskriterien	74
5.2	Vorhersagen der Modelle ISGW und WBS für die Zerfälle $D^+ \rightarrow$ $\bar{K}^{*0} \epsilon^+ \nu$ und $D_s^+ \rightarrow \phi \epsilon^+ \nu$	75
5.3	Vorhersagen des WBS-Modells in Abhängigkeit von J/J_0	77

Literaturverzeichnis

- [1] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Phys. Lett. **192B** (1987) 245.
- [2] R.D.Peccei, *The Physics of the Standardmodell*, DESY 89-060, UCLA-89-TEP-22 (1989).
- [3] R.Rückl, Habilitationsschrift, Universität München (1984), unveröffentlicht.
- [4] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
A.Salam in *Proc. of the 8th Nobel Symposium*, Mai 1968, (N.Svartholm, Wiley, 1968, S.367).
- [5] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
M.Kobayashi und T.Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [6] S.L.Glashow, J.Illiopoulos und L.Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [7] P.W.Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Rev. Lett. **13**, (1964) 508; Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [8] E.Fermi, Ricera Scient. **2**, Heft 12 (1933); Z. Phys. **88** (1934) 161.
- [9] P.Aarnio et al. (DELPHI-Kollab.), CERN-EP/90-32.
- [10] P.Langacker. *The Standard Modell of Electroweak Interaction*, zur Veröffentlichung in Review on Particle Properties 1990.
- [11] H.Nesemann et al., *DORIS II. an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY M-80-09 (1980).
K.Wille, *DORIS II/III. A 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity*, DESY M-81-047 (1981).
- [12] H.Gennow, SIMARG - *A Program to Simulate the ARGUS Detector*, Interner Bericht DESY F15-85-02 (1985).
- [13] R.Gläser (ARGUS-Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg (1989), interner Bericht, DESY F15-89-02.
H.Albrecht et al (ARGUS Kollab.), Phys. Rev. Lett. **197B** (1989) 452.
- [14] J.A.McKenna (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. of Toronto (1987), unveröffentlicht.
H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Phys. Lett. **B153** (1985) 343.

- [15] S.Weseler (ARGUS Kollab.). Dissertation, Univ. Heidelberg (1986), IHEP-HD/86-2.
- [16] R.Fulton et al. Phys.Lett. **B224** (1989) 445.
- [17] W.Funk (ARGUS Kollab.). Diplomarbeit, Univ. Heidelberg (1988), IHEP-HD/88-3.
- [18] K. Reim (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Univ. Erlangen (1989), unveröffentlicht.
- [19] J.C.Anjos et al. (TPS Kollab.), Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 722; FERMILAB-Pub-88/143-E (1988).
- [20] J.C.Anjos et al. (TPS Kollab.), Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1587; FERMILAB-Pub-88/141-E (1988).
- [21] W.Heitler, *The quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, 3. Aufl. (1970).
- [22] J.C.Gabriel (ARGUS Kollab.). Dissertation, Univ. Heidelberg (1989), IHEP-HD/89-1.
- [23] V.Soloshenko (ARGUS Kollab.), interner ARGUS-Vortrag (1989).
- [24] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Nucl. Instr. and Methods **A275** (1989) 1.
- [25] M.Wirbel, M.Bauer und B.Stech, Z. Phys. **C29** (1985) 637.
- [26] M.Bauer und M.Wirbel, Z. Phys. **C42** (1989) 671.
- [27] W.Bancino et al. (DELCO Kollab.), Phys. Rev. Lett. **56** (1979) 2136
- [28] T.Sjöstrand. LU-TP 85-10 (1985), Lund.
- [29] R.Waldi (ARGUS Kollab.), *Monte Carlo Program for Event Kinematics ARGUS Software Note Nr. 28*, unveröffentlicht.
- [30] T.Ruf (ARGUS Kollab.), *Description of a B-Meson Decay Generator Program* IEKP-KA/89-8.
- [31] G.Harder (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg (1989), Interner Bericht DESY F15-89-01.
- [32] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Inclusive Production of D Mesons in B Decays and Nonresonant e^+e^- Annihilation at 10.6 GeV* zur Veröffentlichung in Zeitschrift für Physik.
- [33] C.Charlesworth (ARGUS Kollab.) private Mitteilung, vorläufiges Resultat.
- [34] D.Bortoletto et al. (CLEO Kollab.) Phys. Rev. **D37** (1988) 1719 und ibid. erratum **D37** (1989) 1471.

- [35] T. Bowcock et al. (CLEO Kollab.), Phys. Rev. **D38** (1988) 2679.
- [36] R.D.Giles et al. (CLEO Kollab.) Phys. Rev. **D29** (1984) 1285.
- [37] B.Gittelmann und S.Stone (CLEO Kollab.) *B Meson Decays*, CLNS 87/81 (1987).
- [38] R.M.Baltrusaitis et al. (MARK III Kollab) Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1976.
- [39] J.Adler et al. (MARK III Kollab) Phys. Rev. Lett.**62** (1989) 1821; SLAC-Pub-4745.
- [40] G.C.Fox, S. Wolfram Phys. Rev. Lett. **23** (1978) 1581.
- [41] D. Scora, private Mitteilung.
- [42] R.J. Morrison, M.S. Witherell *D-Mesons*, UCSB-HEP-89-01; Annual review of nuclear and particle science, Vol. **39** (1989) 183
- [43] Particle Data Group, Phys. Lett. **204B** (1988).
- [44] A. Lindner (ARGUS Kollab.), private Mitteilung.
- [45] C.W.Hast (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Univ. Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [46] J.G.Körner und G.Schuler, Z. Phys. **C38** (1988) 511 und Erratum in Z. Phys. **C41** (1989) 690. J.G.Körner, Univ. Mainz Preprint, MZ-TH/88-12 (1988); J.G.Körner und G.Schuler, MZ-TH/89-01 und DESY 89-015 (1989). J.G.Körner und G.Schuler, Univ. Mainz Preprints, MZ-TH/88-14 (1988) und MZ-TH/89-16 (1989), DESY 89-062 (1989).
- [47] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein und M.B.Wise, Phys. Rev. **D39** (1989) 799
- [48] D.Scora und N.Isgur Phys. Rev. **D40** (1989) 1491.
- [49] M.Wirbel, private Mitteilung.
- [50] D.Scora, Contr. Paper to the Boston Conference 1990.
- [51] J.Adler et al. (MARK III Kollab) Phys. Rev. Lett.**64** (1989) 169.
- [52] S.Stone, Proceedings of the Workshop on Weak Interaction and Neutrinos. Ginosar, Israel (1989), CLNS 89/925.
- [53] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.) Phys. Lett. **221B** (1989) 422.
- [54] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.) Phys. Lett. **230B** (1989) 162.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof.Dr.W.Schmidt-Parzefall für die fachliche Unterstützung herzlich bedanken. Darüberhinaus hat die durch seinen Führungsstil geschaffene angenehme Atmosphäre innerhalb der Kollaboration entscheidend zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank auch an Dr.H.Schröder für seine ständige Diskussionsbereitschaft und viele nützliche Anregungen, die den Grundstein für diese Arbeit gelegt haben.

Bei Prof.Dr.V.Soergel möchte ich mich für die Betreuung der Arbeit sowie für die schnelle und kritische Durchsicht des Manuskripts bedanken.

Ein Dank auch an Dr.M.Wirbel für die Durchführung spezieller theoretischer Berechnungen.

Da der Erfolg eines solchen Experiments nur durch die Zusammenarbeit aller Beteiligten möglich ist, danke ich an dieser Stelle allen Mitgliedern der ARGUS Kollaboration.

Marion danke ich für ihre Geduld, nicht nur beim unermüdlichen Korrigieren des Manuskripts, und Fabian für seine gute Laune, mit der er mich in den letzten drei Monaten aufgemuntert hat.