

hat auslegen

Interner Bericht
DESY F15-93-03
September 1993

Partialwellenanalyse des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^+K^-\bar{K}^0$

von

A. Rohde

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	30. SEP. 1993	
Accessions:		
Leihfrist:	7	in e
Loan period:		days

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

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

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

Partialwellenanalyse des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$

Diplomarbeit
von
Angela Rohde ✓

Universität Hamburg
Juli 1993

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde mit dem ARGUS-Detektor am e^+e^- -Speicherring DORIS II der Zerfall $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$ auf Resonanzen im $K^+ K^-$ -Kanal untersucht. Dabei wurden folgende Verzweigungsverhältnisse bestimmt:

$$BR(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) \times BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0 \text{ nicht } \phi) = (4.1 \pm 0.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$$

Der Anteil des Zerfalls, der nicht über die ϕ -Resonanz ablief, wurde weiter untersucht. Dabei ergab sich:

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0)}{\Gamma_{tot}} \right| = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3)\%$$

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0 \text{ nicht resonant})}{\Gamma_{tot}} \right| = (0.4 \pm 0.4 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$$

Zusätzlich wurde eine obere Grenze für das Auftreten der a_0 -Resonanz gefunden:

$$BR(D^0 \rightarrow a_0^+ K^-) \times BR(a_0^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0) < 1.3 \cdot 10^{-4} \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.}$$

Abstract

In this diploma thesis the decay $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$ was studied with the ARGUS-detector at the e^+e^- -collider DORIS II. The following results were obtained:

$$BR(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) \times BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0 \text{ non } \phi) = (4.1 \pm 0.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$$

Further investigations about the fraction of decays where there is no ϕ -resonance were made:

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0)}{\Gamma_{tot}} \right| = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3)\%$$

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0 \text{ non resonant})}{\Gamma_{tot}} \right| = (0.4 \pm 0.4 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$$

Furthermore an upper limit was found for the decay via the a_0 :

$$BR(D^0 \rightarrow a_0^+ K^-) \times BR(a_0^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0) < 1.3 \cdot 10^{-4} \quad \text{with } 90\% \text{ c.l.}$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Theorie	6
1.1 Das D^0 -Meson	6
1.2 $f_0(975)$ und $a_0(980)$	7
1.2.1 Das skalare Mesonen-Nonett	7
1.2.2 $qqqq$ -Systeme	8
1.2.3 $K\bar{K}$ -Moleküle	9
1.3 Der Zerfall $D^0 \rightarrow K^+K^-K^0$	10
2 Das ARGUS-Experiment	13
2.1 Der Speicherring DORIS II	13
2.2 Der ARGUS-Detektor	14
2.2.1 Die Hauptdriftkammer	16
2.2.2 Die Vertex-Driftkammer	17
2.2.3 Das Flugzeitsystem	18
2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter	19
2.2.5 Die Myonkammern	19
2.3 Das Triggersystem	20
2.3.1 Der Pretrigger	20
2.3.2 Der „Little Track Finder“ (LTF)	20
2.4 Datenverarbeitung	21
2.4.1 Die Datennahme	21
2.4.2 Die Datenrekonstruktion	21
2.4.3 Multihadronische Ereignisse	22
2.4.4 Die Analysesprache KAL	22
2.4.5 Die Monte-Carlo-Simulation	23
3 Grundlagen der Analyse	24
3.1 Teilchenidentifikation	24
3.2 Die K^0 -Rekonstruktion	25
3.3 ARGUS-Standardschritte	25
3.4 Die Datenmenge	26

4 Analyse	28
4.1 Das D^0 -Signal	28
4.2 Das K^+K^- -Massenspektrum	29
4.3 K^+K^- -Massenspektrum ohne Untergrund	30
4.4 Die Partialwellenanalyse	31
4.4.1 Die Methode	31
4.4.2 Das Anpassen der D^0 -Signale	33
4.4.3 Akzeptanzkorrektur	35
4.4.4 Trennung von L=1- und L=0-Zuständen	35
5 Ergebnisse	37
5.1 Das L=1 Massenspektrum	37
5.1.1 Das ϕ -Signal	37
5.1.2 $D^0 \rightarrow K^+K^-K^0$ -Zerfälle ohne die ϕ -Resonanz	37
5.2 Das L=0-Massenspektrum	38
5.2.1 Die a_0 -Resonanz	39
5.2.2 Die f_0 -Resonanz und der Untergrund	40
5.2.3 Diskussion von Untergrund-Quellen	42
5.2.4 Vergleich mit anderen Arbeiten	43
6 Zusammenfassung	45
A Systematik	46
A.1 Anzahl der D^0	46
A.2 Likelihoods	46
A.3 D^0 -Breite	47
A.4 Systematischer Fehler der f_0 -Resonanz	47
B Abbildungen	48
Danksagung	65

Einleitung

Der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall $D^0 \rightarrow K^+K^-\bar{K}^0$ ist von Interesse für zwei wichtige Forschungsgebiete der heutigen Elementarteilchenphysik. Das eine beschäftigt sich mit den Wechselwirkungen der Quarks in den Hadronen, das andere mit der Suche nach Teilchen, die sich nicht in das bestehende Schema aus Mesonen und Baryonen einfügen lassen, wie z.B. Glueballs oder Mesonenmoleküle.

Als leichtestes Mesonen mit einem c -Quark kann das D^0 nur schwach zerfallen, wobei der Zerfall aber entscheidend von der starken Wechselwirkung mit beeinflusst wird. Dieses Zusammenspiel von starker und schwacher Wechselwirkung ist noch nicht genau verstanden. Nach Bauer, Stech und Wirbel [22] sollen Prozesse dieser Art vornehmlich über resonanten Zwei-Körperzerfall im Zuschauermodell, mit einer kleinen Beimischung nichtresonanten Untergrund, ablaufen. Messungen von ARGUS, CLEO und MARK III ([23], [24], [25]) zu dem Zerfall $D^0 \rightarrow \phi\bar{K}^0$ deuten jedoch auch stark auf das Auftreten der „Final State Interaction“ und des Zerfalls über das Austauschmodell hin. Der oben erwähnte Zerfall wird in dieser Analyse auf Resonanzen im K^+K^- -Kanal untersucht, wofür das ϕ -Meson und das $f_0(975)$ sowie das $a_0(980)$ in Frage kommen. Im ganzen werden also die vier folgenden Zerfälle näher betrachtet:

$$D^0 \longrightarrow \phi\bar{K}^0 \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+K^-$$

$$D^0 \longrightarrow a_0\bar{K}^0 \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+K^-$$

$$D^0 \longrightarrow f_0\bar{K}^0 \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \hookrightarrow K^+K^-$$

$$D^0 \longrightarrow K^+K^-\bar{K}^0 \text{ nicht resonant}$$

Das mögliche Auftreten der f_0 - und der a_0 -Resonanz ist von besonderem Interesse für das zweite Forschungsgebiet der Elementarteilchenphysik, da die Zusammensetzung dieser beiden Teilchen noch nicht geklärt ist. Zum jetzigen Zeitpunkt stehen dafür drei Theorien zur Verfügung. In einer dieser Theorien werden die beiden Mesonen als Mitglieder des skalaren Mesonen-Nonetts betrachtet, in der zweiten als $(qq\bar{q}\bar{q})$ -Systeme und in der

dritten als Moleküle aus einem K - und einem \bar{K} -Meson. Von theoretischer Seite werden daher besonders Untersuchungen im K^+K^- -Kanal gefordert, um die verschiedenen Modelle überprüfen zu können.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Im ersten Kapitel werden kurz die verschiedenen Zerfallsmechanismen, sowie die bestehenden Theorien zum Aufbau des $f_0(975)$ und des $a_0(980)$ vorgestellt. Anschließend wird das Experiment beschrieben, das heißt, der Speicherring, der Detektor und die Datennahme und -verarbeitung. Im dritten Kapitel werden einige Analysegrundlagen beschrieben die in fast jeder Arbeit Verwendung finden. Darauf folgend wird diese spezielle Analyse motiviert, erklärt und die Durchführung dargestellt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt und diskutiert sowie mit anderen Ergebnissen verglichen. Auf die systematischen Fehler wird im Anhang eingegangen.

Kapitel 1

Theorie

1.1 Das D^0 -Meson

Das D^0 -Meson gehört zu dem SU(4)-Hexadekuplett der pseudoskalaren Mesonen mit einem schweren Quark. Da es das leichteste Meson mit charm ist, kann es nur schwach

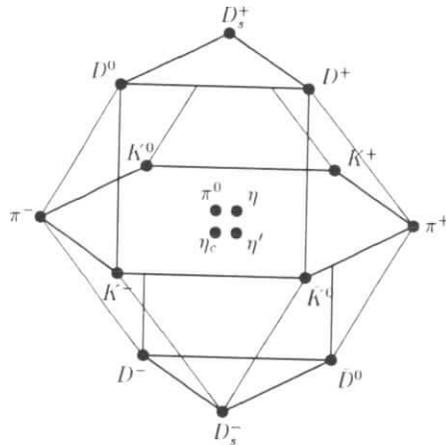


Abbildung 1.1: Hexadekuplett der pseudoskalaren Mesonen mit einem schweren Quark.

zerfallen, wobei der Zerfall allerdings entscheidend von der starken Wechselwirkung, also von dem Austausch von Gluonen, beeinflusst wird. So führt der Austausch eines harten Gluons zwischen Quarks zu einer Korrektur erster Ordnung in der Störungstheorie, wohingegen der Austausch weicher Gluonen die Bildung gebundener Zustände ermöglicht. Die wichtigsten Eigenschaften des D^0 -Mesons sind in Tab. 1.1 zusammengefasst. Die D^0 -Mesonen dieser Arbeit stammen aus Zerfällen der B-Mesonen aus der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz oder direkt aus e^+e^- -Annihilationen.

Das D^0 -Meson	
Quarkgehalt	$c\bar{u}$
$I(J^P)$	$\frac{1}{2}(0^-)$
Masse	$1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$
Lebensdauer	$(4.20 \pm 0.08) \times 10^{-13} \text{ s}$

Tabelle 1.1: Eigenschaften des D^0 -Mesons nach [11].

1.2 $f_0(975)$ und $a_0(980)$

	f_0	a_0
Masse	$974.1 \pm 2.5 \text{ MeV}$	$982.7 \pm 2.0 \text{ MeV}$
Halbwertsbreite	$47 \pm 9 \text{ MeV}$	$57 \pm 2.0 \text{ MeV}$
$I^G(J^{PC})$	$0^+(0^{++})$	$1^-(0^{++})$
Hauptzerfälle	$\pi\pi$ (78.1 \pm 2.4)% $K\bar{K}$ (21.9 \pm 2.4)%	$\eta\pi$ gesehen $K\bar{K}$ gesehen

Tabelle 1.2: Eigenschaften der exotischen Mesonen f_0 und a_0 nach [11].

Die Struktur der beiden Mesonen $f_0(975)$ und $a_0(980)$ konnte bisher, trotz zahlreicher Experimente nicht eindeutig bestimmt werden. Zur Zeit stehen zur Beantwortung dieser Frage drei verschiedene Theorien zur Verfügung, wovon allerdings zwei eng miteinander verbunden sind. In den folgenden Abschnitten werden diese Theorien kurz vorgestellt.

1.2.1 Das skalare Mesonen-Nonett

Die erste Möglichkeit besteht darin, a_0 und f_0 als Mitglieder des 0^{++} -Nonetts zu betrachten.

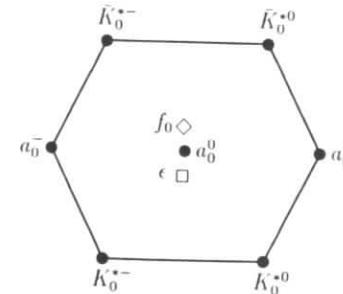


Abbildung 1.2: 0^{++} -Nonett

Hierbei müßten sie aufgrund ihrer fast gleichen Massen ein ρ - ω ähnliches System bilden. Sie hätten also folgenden Quarkgehalt:

$$a_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \quad f_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

Es gibt jedoch einige Gründe, die gegen diese Theorie sprechen:

- Die Breite des 3F_0 $q\bar{q}$ -Zustandes wurde sowohl von Godfrey und Isgur [1] als auch von Kokoski und Isgur [2] zu

$$\Gamma_{f_0}^{q\bar{q}} = 500 - 1000 \text{ MeV} \quad \Gamma_{a_0}^{q\bar{q}} = 400 \text{ MeV}$$

bestimmt. Die gemessenen Werte betragen jedoch

$$\Gamma_{f_0} = 33 \pm 6 \text{ MeV} \text{ und } \Gamma_{a_0} = 54 \pm 7 \text{ MeV}.$$

- Aus der SU(3)-Theorie folgt

$$\Gamma(f_0^{q\bar{q}} \rightarrow \pi\pi) \approx 4 \times \Gamma(a_0^{q\bar{q}} \rightarrow \eta\pi),$$
 wohingegen der gemessene Faktor 0.6 ± 0.2 statt 4 beträgt.
- f_0 und a_0 koppeln stark an das $K\bar{K}$ -System, was nicht erklärbar ist, wenn sie keine s -Quarks enthalten.

- Barnes [3] berechnete folgende Produktionsraten für f_0 und a_0 aus $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen:

$$\Gamma(f_0^{q\bar{q}} \rightarrow \gamma\gamma) = 4.5 \text{ keV} \quad \Gamma(a_0^{q\bar{q}} \rightarrow \gamma\gamma) = 1.5 \text{ keV}$$

Die Crystal Ball Messungen [4] ergaben:

$$\Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma)B(f_0 \rightarrow \pi\pi) \leq 0.8 \text{ keV} \quad \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma)B(a_0 \rightarrow \eta\pi) \leq (0.19 \pm 0.07) \text{ keV}$$

- Die Gell-Mann-Okubo-Massenformel ist nicht erfüllt. Das läßt darauf schließen, daß andere Teilchen mit größeren Massen Mitglieder des 0^{++} -Nonetts sein sollten.
- Die Mesonen $f_0(1400)$ und $f_0(1590)$ haben ebenfalls die Quantenzahlen $J^{PC}=0^{++}$. Damit gibt es 11 Kandidaten für das Nonet.

1.2.2 $qq\bar{q}\bar{q}$ -Systeme

Im M.I.T.-Bag-Modell [8] wird eine Reihe von skalaren 4-Quarkzuständen vorausgesagt, deren Massen im Bereich von 1-2 GeV liegen. Dies sind die 9 , 9^* , 36 , 36^* 0^+ -Multipletts. Normalerweise sollte die Breite dieser Resonanzen etwa 1 GeV betragen, womit sie vom Untergrund praktisch nicht zu unterscheiden sind. Das liegt daran, daß die $qq\bar{q}\bar{q}$ -Mesonen aus Paaren von Pseudoskalar- und Vektor- $q\bar{q}$ -Mesonen bestehen und daher zweigübererlaubt an die korrespondierenden Zerfallskanäle koppeln. Ohne Phasenraumunterdrückung fallen die 0^+ -Mesonen also praktisch einfach in ihre Bestandteile auseinander, ohne daß ein weiteres $q\bar{q}$ -Paar aus dem Vakuum erzeugt werden muß. Es kann aber vorkommen, daß die zweigübererlaubten Zerfälle durch den Phasenraum unterdrückt sind, was ihre Breite erheblich verschmälern und sie somit sichtbar machen würde. Dies könnte gerade bei f_0

und a_0 der Fall sein. Sie werden dann als Mitglieder des „leichten“ 4-Quark ($9, 0^+$) Nonetts betrachtet, für das der zweigübererlaubte Zerfall in den $K\bar{K}$ -Kanal durch den Phasenraum unterdrückt ist. Nach Achasov et al. [9] haben die beiden Mesonen im $qq\bar{q}\bar{q}$ -Modell folgende Struktur:

$$a_0(980, 1^- 0^+) = s\bar{s} \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \quad f_0(975, 0^+ 0^+) = s\bar{s} \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

Dies erklärt die ähnliche Masse von f_0 und a_0 sowie die starke Kopplung an das $K\bar{K}$ -System.

1.2.3 $K\bar{K}$ -Moleküle

Diese Theorie basiert im Prinzip ebenfalls auf dem 4-Quark-Modell. Man kann sich diese 4-Quark-Zustände auf drei verschiedene Arten realisiert denken.

- „Baryonium“: Alle vier Teilchen bilden eine einzige hadronische Struktur.
- Zwei schwach gebundene Mesonen
- Zwei freie pseudoskalare Mesonen

Während das M.I.T.-Bag-Modell Baryoniumzustände voraussagt, stellten Weinstein und Isgur [10] durch Variationsrechnungen der $q\bar{q}$ -Zustände in einem nichtrelativistischen Potentialmodell fest, daß die meisten der 4-Quark-Hadronen gar nicht als Resonanzen existieren, sondern als zwei völlig getrennte $q\bar{q}$ -Mesonen auftreten.

Verwendet wurde dabei als Hamiltonfunktion

$$H = \sum_{i=1}^4 (m_i + \frac{p_i^2}{2m_i}) + H_{SI} + H_{SD}$$

mit folgenden spinabhängigen und spinunabhängigen Hamiltonfunktionen:

$$H_{SI} = - \sum_{i < j} (-\alpha_s \tilde{r}_{ij}^{-1} + \frac{3}{4}c + \frac{3}{4}br_{ij}) F_i F_j \quad \text{spinunabh.}$$

$$H_{SD} = - \sum_{i < j} \frac{8\pi\alpha_s}{3m_i m_j} \tilde{\delta}^3(r_{ij}) S_i \cdot S_j F_i \cdot F_j \quad \text{spinabh.}$$

Dabei ist

$$F_i = \begin{cases} \frac{\lambda_i}{2} & \text{für Quarks} \\ -\frac{\lambda_i^*}{2} & \text{für Antiquarks} \end{cases}$$

m_i, r_i, p_i und S_i sind Masse, Ort, Impuls und Spin des i -ten Quarks. $\tilde{\delta}$ und \tilde{r}^{-1} sind δ - und r^{-1} -Funktionen, die mit einer Gaußfunktion gefaltet wurden, um dem Effekt der Verschmierung aller Operatoren durch relativistische Korrekturen wie der Impulsabhängigkeit der Wechselwirkung Rechnung zu tragen. Variiert wird mit der Wellenfunktion

$$\psi_\alpha(xay) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} \prod_{i=1}^3 \sum_{k=1}^{k_{\max}} c_{\alpha i j k} \exp(-\frac{1}{2} \beta_{\alpha i j k}^2 \xi_i^2),$$

wobei $(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = (x, y, z)$ ist und $c_{\alpha ij}$ und $\beta_{\alpha ij}$ die Variationsparameter sind. Die Rechnungen ergaben jedoch auch zwei wichtige Ausnahmen:

Es werden zwei $J^{PC}=0^{++}$ $q^2\bar{q}^2$ -Zustände mit $I=1$ bzw. 0 vorhergesagt, deren Massen um ungefähr 10 MeV unterhalb der doppelten Kaonmasse liegen sollten. Eine Untersuchung der entsprechenden Wellenfunktionen ergab, daß es sich bei diesen beiden Zuständen um schwach gebundene K und \bar{K} Mesonen handelt, vergleichbar mit dem Deuteron, die hauptsächlich durch die Hyperfeinwechselwirkung der Quarks gebunden werden. Physikalisch sollen sie durch die beiden Teilchen f_0 und a_0 realisiert werden.

Dieses Modell erklärt die folgenden Punkte:

- Die Position von f_0 und a_0 knapp unterhalb der Massengrenze ist kein Zufall mehr.
- Das Fehlen der anderen Elemente des vom M.I.T.-Bag-Modell vorhergesagten cryptoelektrischen Nonetts ist geklärt.
- Die gemessene Halbwertsbreite wird richtig vorhergesagt.

1.3 Der Zerfall $D^0 \rightarrow K^+ K^- \bar{K}^0$

Für den Zerfall des D^0 -Mesons in drei Kaonen kommen zwei verschiedene Zerfallsmechanismen in Frage. Die erste Möglichkeit ist das sogenannte „Spektator“-Modell, bei dem das leichte u -Quark als „Zuschauer“ fungiert, daß heißt es wird von der Wechselwirkung nicht beeinflusst. Schematisch ist dieser Zerfall in Abb. 1.3 dargestellt. Diese Theorie geht auf Gaillard [5] und Ellis [6] zurück.

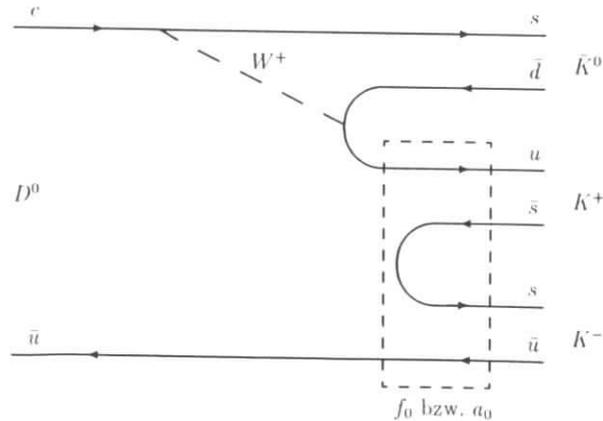


Abbildung 1.3: D^0 -Zerfall in drei Kaonen durch das Spektator-Modell

Hierbei wandelt sich das c -Quark unter Aussendung eines W^+ -Bosons, das anschließend in ein \bar{d} - und ein u -Quark konvertiert, in ein s -Quark um. Nach diesem schwachen Teil des Zerfalls liegt ein \bar{K}^0 und ein $u\bar{u}$ -System vor, das $I=1$ oder 0 haben kann, da der Isospin beider Komponenten halbzahlig ist. Durch starke Wechselwirkung entsteht dann noch ein $s\bar{s}$ -Paar. Die f_0 - bzw. a_0 -Resonanz wäre dann in dem $u\bar{u}s\bar{s}$ - oder dem $u\bar{u}$ -System zu finden, für welches dann ebenfalls sowohl $I=1$ als auch 0 möglich ist. Man würde also erwarten, beide Resonanzen anzutreffen. Ein Vergleich der Vorhersagen dieses Modells

	Zuschauermodell	Austauschmodell	Experiment
$\frac{\Gamma(D^+ \rightarrow l^+ \nu_l X)}{\Gamma(D^+ \rightarrow all e)}$	20%	20%	$(14 \pm 3)\%$
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow l^+ \nu_l X)}{\Gamma(D^0 \rightarrow all e)}$	20%	8.6%	$(6 \pm 1)\%$
τ_{D^+} / τ_{D^0}	1	2.3	2.3 ± 0.3
$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow l^+ \nu_l X)}{\Gamma(D_s^+ \rightarrow all e)}$	20%	20%	?
$\tau_{D^+} / \tau_{D_s^+}$	$\simeq 1$	3.2	3 ± 1

Tabelle 1.3: Vorhersagen des Zuschauer- und des Austauschmodells mit experimentellen Daten nach Schubert [7]

über die Verhältnisse semileptonischer D -Zerfälle zu allen Kanälen mit experimentellen Ergebnissen zeigt jedoch große Abweichungen (siehe Tab. 1.3). Als Grund hierfür wird die fehlerhafte Bestimmung der hadronischen Zerfallskanäle angenommen, die auf Effekte der Bindung der Quarks in den Hadronen, also auf die starke Wechselwirkung zurückgeführt werden.

Der zweite mögliche Zerfallsmechanismus wird durch das sogenannte Austauschmodell beschrieben. Er ist in Abb. 1.4 schematisch dargestellt.

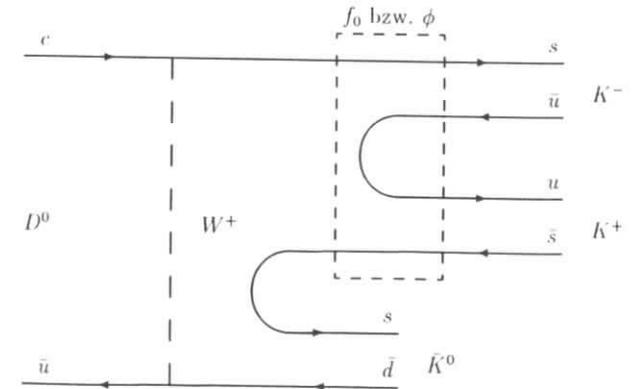


Abbildung 1.4: D^0 -Zerfall in drei Kaonen durch das Austausch-Modell

Hierbei wird ein W^+ zwischen dem c - und dem \bar{u} -Quark ausgetauscht, wodurch ein s und ein \bar{d} entstehen. Vernachlässigt man die Quarkmassen und alle Bindungs- und Gluoneffekte, so ist dieser Zerfall wegen der (V-A)-Struktur des geladenen Stromes verboten. Gluonen in den Mesonen können diese Unterdrückung, die auf der Erhaltung des Drehimpulses beruht, jedoch aufheben, da sie ebenfalls Drehimpuls tragen können. Daher erwartet man noch ein zusätzliches Gluon, das dann in ein $s\bar{s}$ -Paar zerfallen kann, so daß sich das \bar{K}^0 und eine Resonanz mit zwei s -Quarks bildet, z.B. das ϕ oder das f_0 (möglicherweise erst nach dem weiteren Entstehen eines $u\bar{u}$ -Paares). In diesem Zerfallsmodell ist eine a_0 -Resonanz ausgeschlossen, da sie aus dem starken den Isospin erhaltenden Zerfall des $s\bar{s}$ -Systems entstehen müßte, welches jedoch Isospin 0 hat. Sollte der Zerfall also über das Austauschmodell verlaufen, würde man nur die ϕ - und die f_0 -Resonanz erwarten.

Allgemein ist bei einem Drei-Körperzerfall eines Teilchens der Masse M die partielle Verzweigungsrate in seinem Ruhesystem durch das lorentzinvariante Matrixelement \mathcal{M} gegeben:

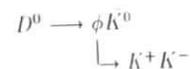
$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_3(P'; p_1, p_2, p_2) \quad (1.1)$$

Dabei ist $d\Phi_3$ ein Element des Drei-Körper-Phasenraumes. Bei diesem Zerfall setzt sich das Matrixelement \mathcal{M} aus vier Anteilen zusammen:

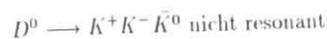
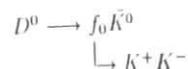
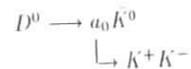
$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{D^0 \rightarrow \phi K_S^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0} + \mathcal{M}_{D^0 \rightarrow f_0 K_S^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0} \quad (1.2)$$

$$+ \mathcal{M}_{D^0 \rightarrow a_0 K_S^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0} + \mathcal{M}_{D^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0} \quad \text{nicht resonant} \quad (1.3)$$

Diese \mathcal{M}_i sind proportional zu den Partialbreiten Γ_i , die hier untersucht werden sollen. Die Zerfallsreaktion



wurde bereits beobachtet. Das Ziel dieser Arbeit ist es, die anderen möglichen Zerfallsreaktionen



erstmalig nachzuweisen und daraus Aufschlüsse über den Zerfallsmechanismus und die Zustände a_0 und f_0 zu erhalten.

Kapitel 2

Das ARGUS-Experiment

Die Daten, die für diese Arbeit verwendet wurden, stammen von dem Experiment ARGUS am Speicherring DORIS II bei DESY in Hamburg. Aufbau und Zielsetzung des Detektors und der Speicherringanlage sowie die Datenverarbeitung sollen in diesem Kapitel kurz beschrieben werden. Eine detailliertere Darstellung findet sich in [20].

2.1 Der Speicherring DORIS II

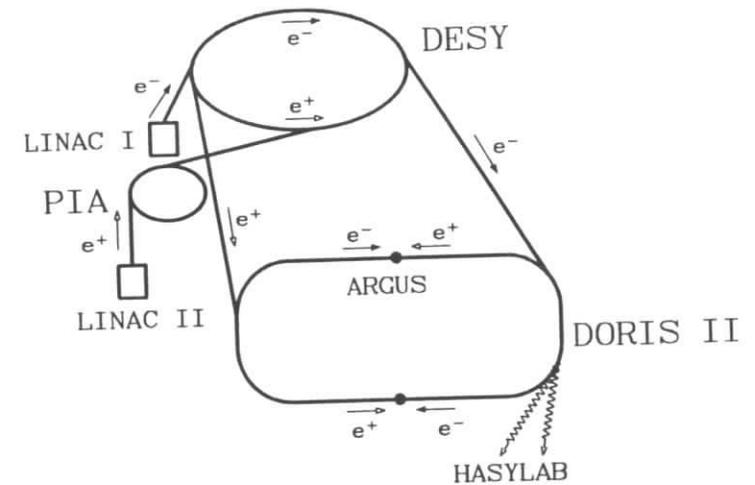


Abbildung 2.1: Die Strahlführung bei DORIS

1974 wurde DORIS zunächst als Doppelringspeicher in Betrieb genommen, bei dem Elektronen und Positronen in getrennten Strahlrohren geführt wurden. Zu dieser Zeit diente DORIS vor allem der Erforschung des J/ψ -Systems bei Schwerpunktsenergien von 3-4 GeV.

Die Entdeckung der Υ -Resonanzen war 1978 Anlaß für einen Umbau, durch den die Schwerpunktsenergie auf 10 GeV gesteigert werden sollte. Um dies bei möglichst großer Luminosität erreichen zu können, wurde der Doppelspeicherring in einen Einfachring umgewandelt, in dem je ein Elektronen- und Positronenpaket (sog. Bunches) gegenseitig kreisen. Um auch die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei 10.58 GeV (die eine besondere Bedeutung hat, da sie gerade oberhalb der Schwelle für B-Mesonenerzeugung liegt) effektiv erforschen zu können, strebte man eine weitere Steigerung der Luminosität bis auf über $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Strahlenergie von 5.3 GeV an. 1982 wurden neben Änderungen an Beschleunigung und Fokussierung, die eine Strahlenergie von 5.6 GeV ermöglichten, in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes Mini- β -Quadrupole eingebaut, mit denen durch zusätzliche Bündelung des Strahls die erhöhte Luminosität erreicht werden konnte. Der so entstandene Speicherring erhielt den Namen DORIS II.

Das beteiligte Beschleunigersystem ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Elektronen werden in dem Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV vorbeschleunigt und dann in das Synchrotron DESY II injiziert. Die im Linearbeschleuniger LINAC II durch Beschluß eines Wolframtargets mit Elektronen entstehenden Positronen werden zuerst im kleinen Speicherring PIA akkumuliert, bevor sie ebenfalls in DESY II gelangen. Hier werden beide auf ihre endgültige Energie beschleunigt und erst dann in den 288 m langen Speicherring DORIS II eingespeist, wo sie, zusammengefaßt zu jeweils einem Bunch von $10^{11} - 10^{12}$ Teilchen, für etwa 1-2 Stunden gespeichert und in den Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden.

Im nördlichen dieser Wechselwirkungspunkte befindet sich seit 1982 der Detektor der ARGUS-Kollaboration.

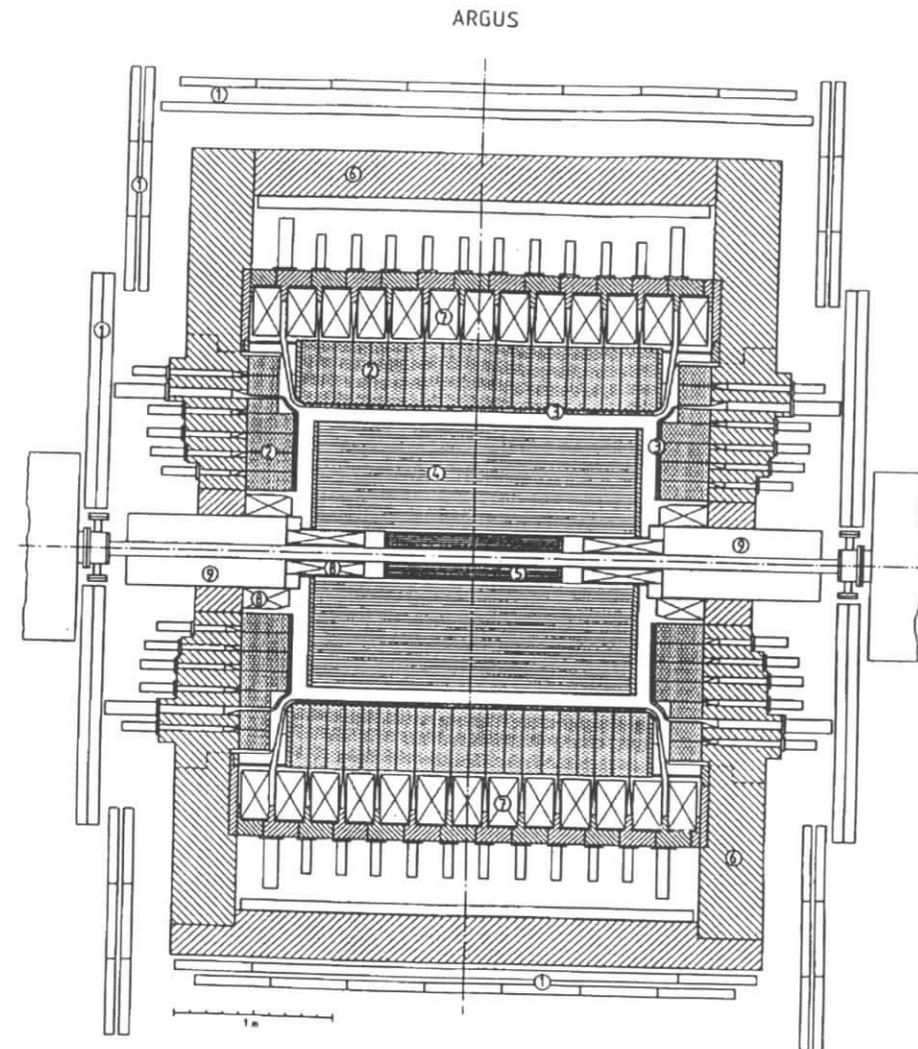
2.2 Der ARGUS-Detektor

Der ARGUS-Detektor wurde konstruiert, um in dem Energiebereich der Υ -Resonanzen folgende physikalische Phänomene zu untersuchen:

B-Mesonen-Zerfälle, direkte Υ -Zerfälle und Übergänge zwischen S- und P-Zuständen, 3-Gluonzerfälle der $\Upsilon(1,2,3S)$ -Resonanzen, Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, τ -Zerfälle sowie Streuprozesse von zwei Photonen. Das Hauptinteresse liegt dabei bei der Erforschung der B-Mesonen-Zerfälle.

Diese Vielzahl von Ereignistypen stellt besondere Anforderungen an den Detektor. Er muß

- komplexe Ereignisse mit isotroper und jetartiger Struktur auflösen können.
- den Impuls geladener und die Energie ungeladener Teilchen mit großer Genauigkeit und über einen großen Raumwinkelbereich messen können.
- möglichst homogen sein, um eine zuverlässige Rekonstruktion, Akzeptanzberechnung und Untergrundbestimmung zu gewährleisten.
- eine sehr gute Teilchenidentifikation über einen weiten Impulsbereich ermöglichen.



- | | | |
|-------------------|----------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Hauptdriftkammer | 7) Spule |
| 2) Schauerzähler | 5) Vertexdriftkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der Detektor ARGUS

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist ein zylindersymmetrischer Detektor mit den folgenden Komponenten:

- Vertexdriftkammer
- Hauptdriftkammer
- Flugzeitsystem
- elektromagnetisches Kalorimeter
- Myonkammern

Man unterscheidet das im Zylindermantel gelegene „Barrel“ (75% des Raumwinkels) von den „Endkappen“ (25% des Raumwinkels). Zur geometrischen Beschreibung wird die z-Achse in Strahlrichtung gelegt. Die Ausmaße des Detektors werden von den Mini- β -Quadrupolen, die sich in 1.23 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt befinden, begrenzt.

Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten kurz erläutert.

2.2.1 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer bildet das Kernstück des Detektors. Sie dient zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen sowie zur Messung der spezifischen Ionisation dE/dx und des Transversalimpulses.

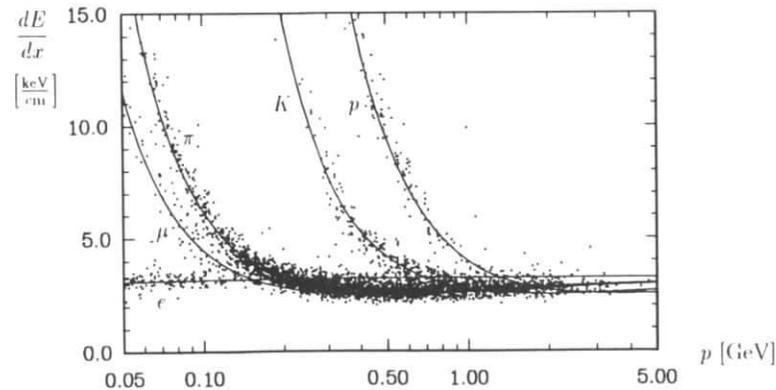


Abbildung 2.3: Die gemessenen und die theoretisch erwarteten spezifischen Ionisationen dE/dx für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls.

Die zylindrische Kammer hat eine Länge von 2 m, ihre Innen- und Außendurchmesser betragen 30 bzw. 172 cm. Sie verfügt über 5940 Signaldrähte aus 30 μm dickem

goldbeschichtetem Wolfram und 24588 Potentialdrähte aus einer 7.5 μm dicken Kupfer-Beryllium-Legierung, die zusammen 5940 rechtwinklige Driftzellen mit einem Querschnitt von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$ bilden und in 36 Lagen konzentrisch um die Strahlachse herum angeordnet sind. Um auch die z-Koordinate der Teilchenimpulse bestimmen zu können, ist bei jeder zweiten Lage der Signaldraht um den sogenannten Stereowinkel $\pm\alpha(r)$ azimuthal gegen die Strahlachse verdreht. Der Stereowinkel α wächst mit der Wurzel des Radius von 40 mrad bis auf 80 mrad. Spuren im Barrelbereich durchqueren sämtliche Lagen, aber die Mindestanforderung für einen Spurfit (vier 0° -Lagen und drei Stereolagen getroffen) kann sogar innerhalb von einem Raumwinkel von $0.92 \cdot 4\pi$ erfüllt werden.

Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 97% Propan und 3% Methylal mit einer Beimischung von Wasserdampf betrieben, welches sich durch hohe Strahlungslänge, geringe Diffusion und enge Landau-Verteilung auszeichnet.

Die Driftkammer ist von einer Magnetspule umgeben, die in ihrem Inneren ein Feld von 0.755 T entlang der z-Achse erzeugt. Dadurch sind die Spuren der geladenen Teilchen proportional zu ihrer Ladung und umgekehrt proportional zu ihrem Transversalimpuls gekrümmt. Auf diese Weise können beide Größen bestimmt werden. Bei großen Impulsen ($> 1 \text{ GeV}/c$) wird die Auflösung durch die Fehler bei der Spurbestimmung begrenzt. Hier ist

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 \cdot p_T [\text{GeV}/c].$$

Für Impulse kleiner als 1 GeV/c bestimmt die Vielfachstreuung die Impulsauflösung. Damit gilt:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T [\text{GeV}/c])^2}.$$

Es können Transversalimpulse bis 30 MeV/c bestimmt werden.

Ferner kann mit der Driftkammer noch die spezifische Ionisation dE/dx mit einer Genauigkeit von 4.5%-5.5% bestimmt werden. Diese Information ist sehr nützlich für die Teilchenidentifikation, wie Abb. 2.3 verdeutlicht.

2.2.2 Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer (VDC) befand sich von 1984 - 1990 ¹ zwischen der Hauptdriftkammer und dem Strahlrohr. Aufgrund dieser Lage erlaubt sie die Rekonstruktion von Spuren bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran.

Ihre Länge beträgt 1 m und ihr innerer (äußerer) Durchmesser 10 cm (28 cm). Damit deckt sie 95% des gesamten Raumwinkels ab. In der Kammer befinden sich 594 Signaldrähte aus einer goldbeschichteten Wolfram-Rhenium-Legierung mit einem Durchmesser von 20 μm und 1412 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von 127 μm . Sie sind parallel zur Strahlachse in einer hexagonalen

¹wurde danach von der Mikro-Vertexkammer abgelöst, die noch weitere Verbesserungen liefert

Struktur angeordnet, wobei sich die Signaldrähte jeweils in den Zentren der hexagonalen Zellen befinden. Da es keine Stereodrähte gibt, ist mit dieser Anordnung eine Ortsauflösung nur in der x-y-Ebene möglich. Die angelegte Spannung beträgt 3500 V. Als Füllgas wird Kohlendioxid mit einer Beimischung (0.3%) von Wasserdampf unter einem Druck von 1.5 bar verwendet.

Mit Hilfe der Vertexkammer ist eine stark verbesserte Rekonstruktion von Sekundärvertices sowie eine bessere Impulsauflösung geladener Spuren möglich. Beispielsweise verbessert sich $\sigma(p_T)/p_T$ für 5 GeV/c-Myonen von 0.9% auf 0.6%, womit sich für die impulsabhängige Auflösung

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.006 \cdot p_T [GeV/c])^2}$$

ergibt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für K_S^0 -Mesonen stieg nach dem Einbau auf etwa 60 %.

2.2.3 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (time-of-flight-system, TOF) ermittelt die Geschwindigkeit geladener Teilchen, indem es deren Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitzähler mißt. Es dient daher zusammen mit der Impulsmessung der Driftkammer zur Teilchenidentifikation.

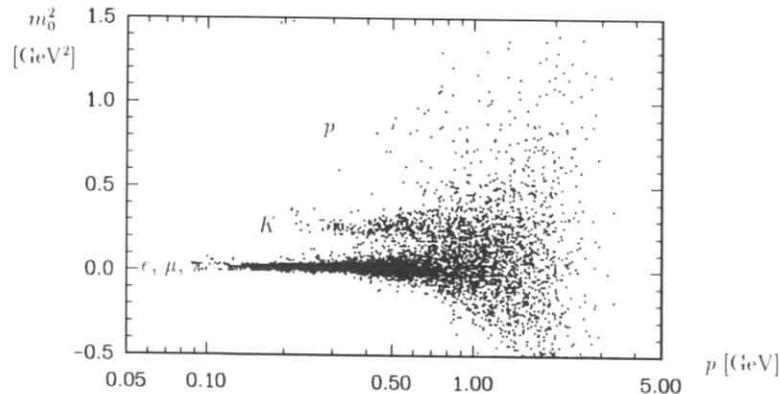


Abbildung 2.4: Aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Werte für m_0^2 von geladenen Teilchen.

Das TOF-System umhüllt die Hauptdriftkammer. Es besteht aus 160 Szintillationszählern, davon 64 in der Barrelregion entlang der Strahlachse verlaufend und je 48 radial angeordnet an den Endkappen. Die letzteren werden nur einfach ausgelesen, von den ersten wird das Szintillationslicht über Plexiglaslichtleiter durch die Grenzregion zwischen Endkappe und Barrel geleitet und dort, außerhalb des ARGUS-Magnetfeldes, ausgelesen. Diese Anordnung wurde gewählt, da es bis vor kurzem keine Photovervielfacher gab, die in einem starken Magnetfeld betrieben werden konnten.

Die Flugzeiten können mit dem TOF-System mit einer Genauigkeit von 220 ps bestimmt werden. Die Ruhmassen der Teilchen kann man dann aus den errechneten Geschwindigkeiten β und den durch die Driftkammer gemessenen Impulsen p zu

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

bestimmen. Abb. 2.4 zeigt die so gemessenen m_0^2 -Werte für die verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit vom Impuls.

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter soll im wesentlichen Energie und räumliche Ausdehnung von Schauern, die von Photonen und geladenen Teilchen stammen, sowie die Richtung von Photonen bestimmen. Es befindet sich hinter den TOF-Zählern aber noch innerhalb der Magnetspule und besteht aus 20 Ringen von jeweils 64 Schauerzählern im Barrelbereich und 5 Ringen mit je 32 bis 64 (zusammen 480) Zählern im Endkappenbereich. Damit werden 96% des gesamten Raumwinkels erfaßt. Die Schauerzähler sind Sandwichblöcke aus 5 mm dicken Szintillatorplatten und 1 mm (Barrelbereich) bzw. 1.5 mm (Endkappenbereich) dicken Bleiplatten. Sie werden durch Wellenlängenschieber ausgelesen und über Lichtleiter an Photovervielfacher weitergegeben. Photonen können mit dieser Anordnung bis hinunter zu 50 MeV mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Elektronen können von Myonen und Hadronen aufgrund der Tatsache, daß sich ihre Schauer in der lateralen Ausdehnung unterscheiden und daß Elektronen im allgemeinen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, getrennt werden. Die Energieauflösung wurde mit Elektronen aus Bhabha-Streuung und für kleine Energien mit Photonen aus π^0 -Zerfällen bestimmt. Für den Barrelbereich gilt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[GeV]}}$$

und für den Endkappenbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[GeV]}}$$

2.2.5 Die Myonkammern

Es gibt drei Myonkammerlagen, von denen eine innerhalb und zwei außerhalb des Eisenjochs angebracht sind. Insgesamt sind es 218 Kammern, die jeweils aus acht 56×56 mm² großen Aluminium-Proportionalzählern, gefüllt mit einem Argon- (92%) und Propan- (8%) Gasgemisch bestehen. Da das Magnetjoch als Hadronabsorber (mit 1.8 Absorptionslängen) fungiert, werden die äußeren Myonkammern fast ausschließlich von Myonen erreicht. Die inneren, die 43% des gesamten Raumwinkels überdecken, haben einen Schwellenimpuls von 0.7 GeV/c für Myonen, die äußeren, die 87% überdecken, einen von 1.1 GeV/c. Insgesamt haben die Kammern eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.98 ± 0.01 .

2.3 Das Triggersystem

In DORIS II treffen die Bunches mit einer Frequenz von 1 MHz aufeinander, so daß 1 μ s zur Verfügung steht, um zu entscheiden, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll oder nicht. Bei ARGUS ist das Triggersystem in zwei Stufen unterteilt:

Einen schnellen Pretrigger, der innerhalb von 300 ns überprüft, ob es sich um ein eventuell verwertbares Ereignis handelt, und einen langsameren „Little Track Finder“, der die vorher ausgewählten Ereignisse nochmals genauer überprüft.

2.3.1 Der Pretrigger

Der Pretrigger verwendet nur Informationen aus dem TOF-System und den Schauerzählern. Die Informationen von beiden werden in zwei Hemisphären aufgeteilt, die durch die Ebene senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt getrennt werden. Dieser erste Trigger gibt ein positives Signal, wenn einer der vier Subtrigger anspricht. Diese sind:

- Der „Total Energy trigger“ (ETOT)
Er wird gesetzt, wenn in beiden Hemisphären die gemessene Energie 0.7 GeV übersteigt. Damit werden Bhabha-Ereignisse oder solche der QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ erfaßt.
- Der „High Energy Shower Trigger“ (HESH)
Wenn in mindestens einer von 16 Gruppen von Schauerzählern im Barrelbereich eine Energie von mehr als 1 GeV gemessen wird, spricht dieser Trigger an. So werden Ereignisse akzeptiert, bei denen ein Teilchen den Großteil der Gesamtenergie trägt.
- Der „Charged Particle Pretrigger“ (CPPT)
Er verlangt mindestens eine geladene Spur in jeder Hemisphäre, wobei eine Spur als Koinzidenz bestimmter Schauerzähler- und Flugzeitgruppen definiert wird. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für diesen Trigger ist größer als 95%.
- Der „Coincidenz Matrix Trigger“ (CMT)
Die Spuridentifizierung geschieht hier genau wie beim CPPT. Dieser Trigger wird gesetzt, wenn zwei Signale von zwei im Azimutwinkel entgegengesetzten Gruppen ohne Berücksichtigung der z-Koordinate registriert werden. Dabei muß die longitudinale Impulsbilanz nicht ausgeglichen sein, weshalb der CMT insbesondere $\gamma\gamma$ - und $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse triggert.

2.3.2 Der „Little Track Finder“ (LTF)

Ist ein Ereignis von einem der Subtrigger akzeptiert worden, was mit einer Frequenz von etwa 100 Hz geschieht, aktiviert dieser den LTF. Er benötigt dann etwa 20 μ s, um mit Hilfe der Informationen aus der Hauptdriftkammer und dem TOF-System eine weitere Selektierung vorzunehmen. Ein Ereignis wird dabei akzeptiert, wenn eine bestimmte Anzahl von Spuren aus der Driftkammer und dem TOF-System (2 beim CPPT und CMT,

1 beim HESH, keine beim ETOT) mit einer von 2000 vorprogrammierten Spurmasken übereinstimmt. Die Akzeptanz der Spurfinding beträgt ca. 97%.

2.4 Datenverarbeitung

2.4.1 Die Datennahme

Für die Online-Datenverarbeitung werden mehrere Zwischenstufen benötigt. (s. Abb. 2.5)

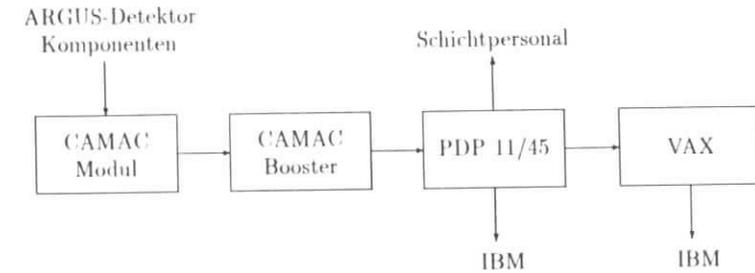


Abbildung 2.5: Online-Datennahme

Die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden zunächst von einem CAMAC-Modul gesammelt, von einem schnellen Mikroprozessor, dem CAMAC-Booster, innerhalb von 1.2 ms zu Ereignissen zusammengefaßt und an einen Online-Computer vom Typ DEC PDP 11/45 weitergegeben. Hier werden sie sortiert und auf einem Ringspeicher abgelegt. Außerdem existiert eine Schnittstelle zum Schichtpersonal, so daß die Datennahme beeinflusst werden kann. Von dem Ringspeicher werden die Daten im Normalfall an eine Vax 780 geschickt, die etwa 20 Ereignisse zusammenfaßt, durch ein Filterprogramm noch etwa 30% als Untergrund verwirft und die Daten dann an den IBM-Großrechner weitersendet. Nebenbei läuft auf dem VAX-Rechner ein Monitorprogramm, das eine Kontrolle der Funktionstüchtigkeit aller Detektorkomponenten ermöglicht. Bei einem Ausfall der VAX können die Daten auch direkt an die IBM geschickt werden. Hier werden sie auf einer Magnetplatte zwischengespeichert, die bis zu 40000 Ereignissen Platz bietet. Von dieser Platte werden sie auf Magnetbänder geschrieben.

2.4.2 Die Datenrekonstruktion

Aus den Rohdaten der Magnetbänder müssen nun physikalische Meßgrößen gewonnen werden. Dafür versucht man zunächst mit Hilfe eines Kennungsprogramms aus den Informationen der Driftkammer eine Spur zu finden, wobei im ersten Durchgang nur die

R - ϕ -Ebene berücksichtigt wird. Erst wenn dies erfolgreich verlaufen ist, werden auch die Informationen der Stereolagen mit hinzugenommen und so die Suche auf 3 Dimensionen ausgedehnt. Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Energieverlustes durch Ionisation sowie des Auftretens von Mehrfachstreuung erhält man für eine rekonstruierte Spur einen Satz von 5 Parametern, die ihren Verlauf im Raum vollständig beschreiben. Für Ereignisse, bei denen mindestens zwei Spuren aus unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes stammen, wird dann nach getroffenen Drähten in der Vertexkammer gesucht, die in der Nähe der verlängerten Driftkammerspur liegen. Nach einer erneuten Spuranpassung erhält man verbesserte Impuls- und Vertexauflösungen der Teilchen. Anschließend wird versucht, die Treffer des TOF-Systems, der Schauercluster und Myonkammern den geladenen Spuren zuzuordnen. Gelingt dies für einen registrierten Schauer nicht, wird angenommen, daß er von einem Photon erzeugt worden ist. Aus dem Energieschwerpunkt des Clusters und der Position des Hauptvertex läßt sich der Impuls des Photons bestimmen. Myonen können erkannt werden, wenn in der Nähe der verlängerten Spur in den Myonkammern Zähldrähte angesprochen haben. Die Rohdaten werden zusammen mit den rekonstruierten auf EXPDST-Bänder geschrieben.

2.4.3 Multihadronische Ereignisse

Für viele Analysen, wie auch für diese, werden nur multihadronische Ereignisse benötigt. Auf den sogenannten EXPDST-Bändern befinden sich aber beispielsweise auch viele Ereignisse wie Bhabha-Streuung und μ -Paarerzeugung, oder Untergrundeignisse, die z.B. aus der Wechselwirkung des Strahls mit der Rohrwand stammen können. Es sind also zusätzliche Selektionskriterien nötig, um die Anzahl der zu analysierenden Daten zu verringern. Daher werden nur Ereignisse, die eine der beiden folgenden Bedingungen erfüllen, auf sogenannte EXMUHA-Bänder geschrieben:

- Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex innerhalb eines zylinderförmigen Volumens, das durch

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \& \quad |z| < 6.0 \text{ cm}$$
 gegeben ist.
- Es gibt mindestens 3 geladene Spuren, die in den Zylinderbereich mit

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \& \quad |z| < 5.0 \text{ cm}$$
 extrapoliert werden können, **und** in den Schauerzählern wurde eine Gesamtenergie von mindestens 1.7 GeV deponiert.

Dadurch werden 85% der Daten verworfen. Aus den EXMUHA-Bändern werden schließlich noch MINI-Datenbänder erzeugt, die die wesentlichen physikalischen Daten, die aus dem Rekonstruktionsprogramm stammen enthalten und die für diese Arbeit verwendet wurden.

2.4.4 Die Analysesprache KAL

Die Daten im MINI-Format können mit der speziell für ARGUS entwickelten Analysesprache KAL (**K**inematical **A**nalysis **L**anguage) [17] bearbeitet werden. Diese ermöglicht

es dem Benutzer, auf einfache Weise Selektionskriterien zu definieren und die Analyse von Mehrteilchenkombinationen durchzuführen. Außerdem erlaubt KAL auch die Benutzung des Graphik-Pakets GEP (**G**raphical **E**ditor **P**rogram) [18], mit dem neben graphischen Darstellungen auch Manipulationen von Daten und Anpassungsrechnungen interaktiv durchgeführt werden können. Für diese Arbeit wurde die Version KAL8 verwendet.

2.4.5 Die Monte-Carlo-Simulation

Die Monte-Carlo-Simulation ist unter anderem nötig, um die Akzeptanz des Detektors für verschiedene Ereignisse zu bestimmen. Aus den verschiedensten Gründen können im Detektor nicht alle Teilchen die entstehen nachgewiesen werden. Beispielsweise ist nicht der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt. Auch kann es vorkommen, daß die Teilchen die Detektorkomponenten, in denen sie registriert werden können nicht erreichen. Die Akzeptanz ist ein Maß für diese Verluste. Sie stellt das Verhältnis von gefundenen zu wirklich vorhandenen Teilchen dar. Zu Ihrer Bestimmung sind mehrere Schritte nötig. Zunächst müssen die gesuchten Ereignistypen erzeugt werden. Dafür diente der Ereignisgenerator MOPEK 4.3 [19], der jeweils die neuesten experimentellen Daten über B- und D-Zerfälle berücksichtigt. Anschließend muß der Detektor simuliert werden. Dafür dient das Programm SIMARG, das die Teilchen in kleinen Schritten durch den Detektor führt, wobei es Wechselwirkungen mit der Detektormaterie simuliert. Die Ergebnisse werden auf die gleiche Art wie „echte“ Daten rekonstruiert und abgespeichert, wobei die Informationen über die generierten Zerfälle erhalten bleiben. Die so erhaltenen Daten kann man genauso mit KAL weiterverarbeiten wie die richtigen Meßdaten. Durch Vergleich der generierten und der rekonstruierten Daten kann man u.a. die Akzeptanz bestimmen.

Kapitel 3

Grundlagen der Analyse

3.1 Teilchenidentifikation

Wie bereits erwähnt, werden zur Teilchenidentifikation vornehmlich das TOF-System und die Driftkammer verwendet, in denen $(dE/dx)_{Exp}$ und β_{Exp} bestimmt werden. Es können also nur solche Teilchen direkt nachgewiesen werden, die langlebig genug sind, um diese Detektorkomponenten auch zu erreichen. Dabei handelt es sich um Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen.

Für jede geladene Spur kann nun die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, mit der es sich um eine bestimmte der genannten Teilchensorten handelt. Dafür muß zunächst durch einen Vergleich der gemessenen Werte $(dE/dx)_{Exp}$ und β_{Exp} mit den für jede Teilchenhypothese i theoretisch ermittelten ein χ_i^2 errechnet werden. Die theoretischen Werte erhält man dabei aus der Bethe-Bloch-Gleichung und mit den Ruhemassen der Teilchen. Es ist dann:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{Exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{dE/dx,Exp}^2 + \sigma_{dE/dx,th}^2} \quad (3.1)$$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[(1/\beta)_{Exp} - (1/\beta)_{th,i}]^2}{\sigma_{1/\beta,Exp}^2 + \sigma_{1/\beta,th}^2} \quad (3.2)$$

wobei σ_{th}^2 durch den Fehler bei der Impulsmessung bestimmt wird.

Die $\chi_i^2(dE/dx)$ und $\chi_i^2(TOF)$ können für jede Teilchenhypothese zu einem einzigen χ_i^2 addiert werden, da TOF- und dE/dx-Messung unabhängig voneinander sind.

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(TOF) \quad (3.3)$$

Aus diesen Werten können nun die normierten Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Teilchenhypothesen, die sogenannten „Likelihoods“, berechnet werden.

$$L_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad i, k = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.4)$$

Dabei sind die w_i Gewichtungsfaktoren, die die unterschiedlichen Produktionshäufigkeiten der einzelnen Teilchen mit berücksichtigen. Die in dieser Arbeit benutzten Verhältnisse der

ω_i -Werte von

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1$$

berücksichtigen den erheblich höheren Anteil an erzeugten Pionen.

Für Elektronen und Myonen stehen zur Bestimmung der Likelihoodfunktion zusätzlich die Informationen aus Schauerzählern und Myonkammern zur Verfügung.

3.2 Die K^0 -Rekonstruktion

K^0 -Mesonen werden mithilfe ihrer geladenen Zerfallsprodukte rekonstruiert. Daraus ergibt sich, daß nur K_S^0 nachgewiesen werden können, da K_L^0 mit einer mittleren Lebensdauer von 5.17×10^{-8} s erst außerhalb des Detektors zerfallen. Da K^0 zu je 50% als K_S^0 bzw. K_L^0 zerfallen, kann also höchstens die Hälfte der neutralen Kaonen erfaßt werden.

K_S^0 -Mesonen können aufgrund ihrer mittleren Flugstrecke von 2.67 cm im Detektor nachgewiesen werden. Dafür wird der Zerfall in $\pi^+\pi^-$ verwendet, für den das Verzweigungsverhältnis $(68.61 \pm 0.28)\%$ beträgt [11]. Der Impulsvektor des Kaons, der aus den Impulsvektoren der beiden Pionen berechnet werden kann, gibt hierbei Aufschluß darüber, ob das Kaon vom Hauptvertex kam. Zur Unterdrückung des Untergrundes aus zufälligen $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen wird ein Schnitt auf den Winkel zwischen Orts- und Impulsvektor von $\omega < 26^\circ$ durchgeführt.

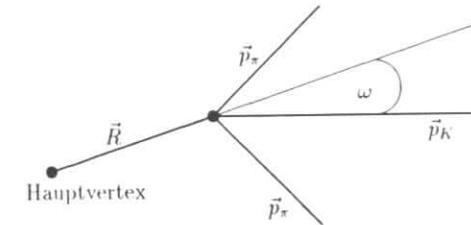


Abbildung 3.1: Der Winkel ω

3.3 ARGUS-Standschnitte

Es gibt Schnitte, die bei fast allen ARGUS Analysen verwendet werden. So müssen die geladenen Spuren folgende Kriterien erfüllen:

- Damit die Spurparameter ausreichend genau festgelegt werden können, muß gewährleistet sein, daß jedes Teilchen genügend Driftkammerlagen durchquert. Um dies zu erreichen, wird der Winkel θ , den die Spur mit der Strahlachse bildet, durch

$$|\cos \theta| < 0.92$$

eingeschränkt.

- Der Beitrag jeder Spur zum Hauptvertex-Fit wird durch die Bedingung

$$\chi_{Vertex}^2 < 36$$

eingeschränkt. Dadurch wird Untergrund aus Spuren vermieden, die nicht aus dem Wechselwirkungspunkt kommen.

3.4 Die Datenmenge

Die ARGUS-Daten sind in verschiedene Experimente unterteilt. Die Experimentnummer gibt Aufschluß darüber, in welchem Jahr die Daten genommen wurden. Ferner sind während eines Experiments immer etwa 20000 Ereignisse zu einem Run zusammengefaßt. Besondere Flags geben dabei Aufschluß über spezielle Eigenschaften der Runs, wie z.B. Informationen über den Zustand der einzelnen Detektorkomponenten, darüber welche Trigger gesetzt waren oder bei welcher Energie gemessen wurde.

In dieser Arbeit wurden nur Daten mit Vertex-Driftkammer-Rekonstruktion verwendet, da sonst die Nachweiswahrscheinlichkeit der K^0 zu schlecht ist. Dadurch konnten nur die Experimente 4-8 verwendet werden, die in den Jahren 1985-1989 aufgenommen wurden.

Die verwendeten Daten wurden auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz oder im Kontinuum gemessen. Ein Maß für die Datenmenge ist die integrierte Luminosität.

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (3.5)$$

Sie wird bei ARGUS über die Anzahl N_{Bhabha} der aufgezeichneten Bhabha-Streuereignisse ermittelt, da sich für diesen Prozeß der Wirkungsquerschnitt durch QED-Berechnungen sehr genau ermitteln läßt.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt σ_{Bhabha}^{vis} wurde aus Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Er berücksichtigt sowohl Selektionskriterien als auch die Detektorakzeptanz und hat bei ARGUS einen Wert von $\sigma_{Bhabha}^{vis} = 11.8$ nb. Der systematische Fehler von \mathcal{L} beträgt 1.8%.

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)} = 200.7 \text{ pb}^{-1}$$

auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und

$$\mathcal{L}_{cont} = 89.4 \text{ pb}^{-1}$$

im Kontinuum.

200.7 pb^{-1} auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entsprechen nach Hölscher [14] 337000 ± 17000 B-Mesonen. Da diese zu $(46 \pm 5)\%$ in D^0 und \bar{D}^0 zerfallen [11], liegen also $155000 \pm$

19000 neutrale D-Mesonen aus B-Zerfällen vor. Auf alle Daten wurde ein Schnitt von $p > 2$ GeV/c auf den Gesamtimpuls der drei Kaonen durchgeführt. Die Akzeptanz für diesen Schnitt beträgt für $\Upsilon(4S)$ -Daten $(8 \pm 4)\%$ [15]. Damit verbleiben 12000 ± 6000 neutrale D-Mesonen.

Zur Bestimmung der Anzahl der D^0 aus Kontinuumsereignissen ist es zunächst einmal zweckmäßig, eine auf eine Schwerpunktsenergie normierte, sogenannte „effektive Luminosität“ \mathcal{L}_{eff} zu berechnen, da $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} \propto 1/s$ ist. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.55$ GeV/c² wäre

$$\mathcal{L}_{eff}(\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}/c^2) = 289.2 \text{ pb}^{-1} \pm 1.8\% \quad (3.6)$$

Für diese Schwerpunktsenergie wurde der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{D^0} = (1.18 \pm 0.15 \pm 0.08) \text{ nb} \quad (3.7)$$

bestimmt [15]. Hierbei ist mit D^0 auch \bar{D}^0 gemeint. Aus Kontinuumsereignissen liegen also 340000 ± 50000 neutrale D-Mesonen vor. Für diesen Ereignistyp beträgt die Akzeptanz des Impulsschnittes $(84 \pm 4)\%$ [15]. Insgesamt beläuft sich die Zahl der in dieser Analyse zur Verfügung stehenden D^0 - bzw. \bar{D}^0 -Mesonen auf

$$N_{D^0, p > 2 \text{ GeV}/c} = 298000 \pm 44000. \quad (3.8)$$

Kapitel 4

Analyse

4.1 Das D^0 -Signal

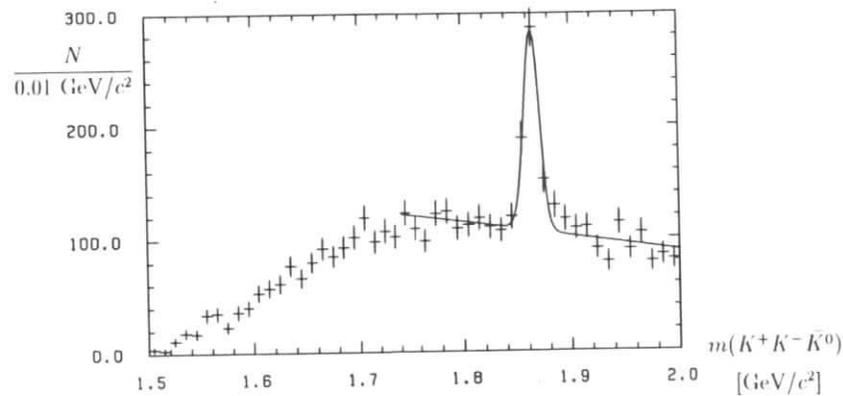


Abbildung 4.1: Das $K^+K^-K_s^0$ -Massenspektrum

Die D^0 -Resonanz ist als deutliches Signal im invarianten Massenspektrum $m(K^+K^-K_s^0)$ der als K^+ , K^- und K_s^0 -Kandidaten ausgewählten Spurkombinationen zu erkennen. Dabei wurde neben den Standard-ARGUS-Schnitten zur Spurfindung der im vorigen Kapitel bereits erwähnte Schnitt von $p > 2$ GeV/c auf den Gesamtimpuls der drei Kaonen vorgenommen. Für diesen Schnitt gibt es zwei Gründe. Zunächst einmal soll er das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessern, also zufällige $K^+K^-K_s^0$ -Kombinationen unterdrücken. Zum anderen ist es wünschenswert, daß die Detektorakzeptanz im untersuchten Bereich flach verteilt ist. Dies ist ab 2 GeV/c gegeben. Unterhalb dieser Grenze wird sie impulsabhängig.

Außerdem wurden folgenden Schnitte auf die Likelihoods der beteiligten Teilchen vor-

genommen:

$$L_K > 5\% \quad (4.1)$$

$$L_\pi > 1\% \quad (4.2)$$

Diese Schnitte ergeben eine weitere Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund, da sie Fehlidentifikationen unterdrücken.

Es ist nun möglich, mit Hilfe einer Anpassungsprozedur Breite und Inhalt der Resonanz zu bestimmen. Das D^0 ist eine sehr schmale Resonanz, die aufgrund der Detektorverschmierung einer Gaußverteilung folgt:

$$G(m) = \frac{e^{-(m-m_0)^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (4.3)$$

Sämtliche Anpassungen in dieser Analyse wurden mit dem Fitprogramm Minuit [26] durchgeführt. Diese Anpassung, für die ein Maximum-Likelihood-Fit verwendet wurde, ergab für die Signallbreite (0.0070 ± 0.0006) GeV/c². Im weiteren Verlauf der Analyse wurden die Anpassungen an die D^0 -Signale mit einer festen Breite von diesem Wert vorgenommen.

4.2 Das K^+K^- -Massenspektrum

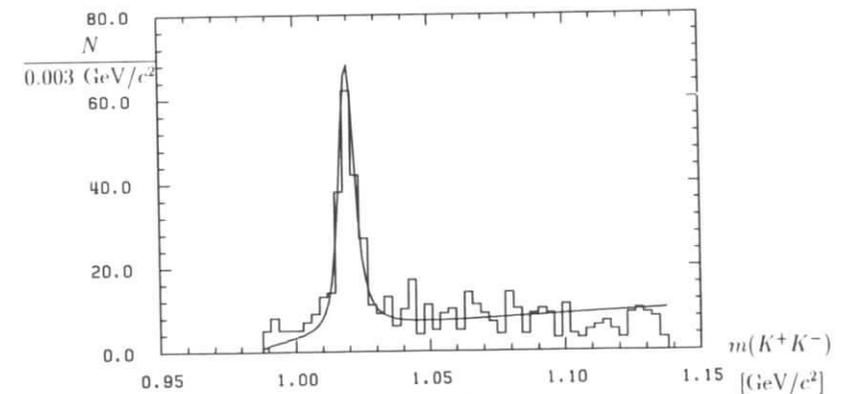


Abbildung 4.2: Das K^+K^- -Massenspektrum im Bereich der D^0 -Resonanz

Abb. 4.2 zeigt das K^+K^- -Massenspektrum im Bereich der D^0 -Resonanz. Das heißt, die invariante Masse der drei Kaonen wurde auf $1.84 < m(K^+K^-K_s^0) < 1.89$ beschränkt. In dieser Abbildung ist vor allem das ϕ -Signal bei 1020 MeV/c² zu sehen. Dabei handelt es sich um eine Resonanz mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$, die einer relativistischen

Breit-Wigner-Verteilung folgt. Um die Detektoreinwirkung zu berücksichtigen, muß diese Breit-Wigner-Verteilung mit einer Gauß-Funktion gefaltet werden. Zur Anpassung des Untergrundes wurde folgende Funktion verwendet, die den Anstieg des Phasenraumes an der Massengrenze widerspiegelt:

$$f_u = a_1 \cdot \sqrt{m - 2m_K} \quad (4.4)$$

(s. O. Behnke [12])

Das Ergebnis der Anpassungsprozedur, bei der über die Binbreite integriert wurde, ist in Abb. 4.2 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Dabei fällt auf, daß die Funktion die Daten im größten Teil des Massenbereiches gut beschreibt. Nur an der Massengrenze liegt eine deutliche Untergrundüberhöhung vor. Es wäre möglich, daß diese Überhöhung auf zufällige $K^+K^-K^0$ -Kombinationen zurückzuführen ist, die gar nicht aus dem Zerfall eines D^0 stammen. Um dies auszuschließen, ist es von Interesse, daß K^+K^- -Spektrum ohne diesen Untergrund zu betrachten.

4.3 K^+K^- -Massenspektrum ohne Untergrund

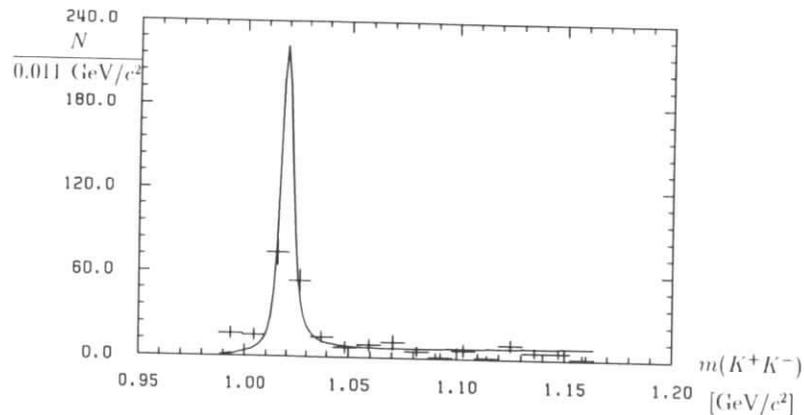


Abbildung 4.3: Das K^+K^- -Massenspektrum ohne Untergrund. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassungsprozedur.

Das K^+K^- -Massenspektrum ohne Untergrund kann auf folgende Weise erzeugt werden:

Das K^+K^- -Massenspektrum von $(0.988 - 1.164)$ GeV/c^2 wird in 30 Intervalle der Breite $0.011 \text{ GeV}/c^2$ unterteilt. Für jedes dieser Massenintervalle wird das D^0 -Signal mit oben erwähnter Funktion angepaßt. Auch hierbei wird wieder über die Binbreite integriert. Auf diese Weise erhält man für jeden Massenbereich die Anzahl der K^+K^- -Kombinationen, die wirklich aus einem D^0 -Zerfall stammen. Diese Werte werden in ein Histogramm eingetragen, das dann die Massenverteilung ohne den Untergrund darstellt.

Führt man hier wieder dieselbe Anpassung durch wie zuvor an das Histogramm mit Untergrund, so ist noch deutlicher eine Überhöhung an der Massengrenze zu sehen. Abb. 4.3 zeigt das Spektrum zusammen mit der Anpassungsfunktion.

Zunächst einmal gibt es mehrere Erklärungsmöglichkeiten für diese Überhöhung:

- Auftreten der f_0 -Resonanz
Aufgrund seiner Breite von $47 \text{ MeV}/c^2$ kann das f_0 in diesem Zerfall vorkommen, obwohl das Zentrum der Resonanz unter der Massengrenze liegt.
- Auftreten der a_0 -Resonanz
Aufgrund seiner Breite von $52 \text{ MeV}/c^2$ kann das a_0 genau wie das f_0 in diesem Zerfall auftreten.
- Coulombkorrekturen an der Massengrenze
Zwischen den beiden Kaonen wirken Coulombkräfte, die den Untergrund an der Schwelle anheben.

Ziel dieser Analyse ist es, diese Punkte zu klären.

4.4 Die Partialwellenanalyse

4.4.1 Die Methode

Zur weiteren Untersuchung wäre es von Vorteil, das ϕ -Signal von der f_0 - bzw. a_0 -Resonanz und dem nichtresonanten Untergrund zu trennen. Dafür kann man sich zunutze machen, daß es sich um einen Drei-Körper-Zerfall, einen sogenannten Dalitz-Zerfall, handelt. Die Kinematik eines solchen Prozesses ist durch zwei Meßgrößen eindeutig bestimmt, also zum Beispiel durch die invariante Masse $m(K^+K^-)$ der beiden geladenen Kaonen und

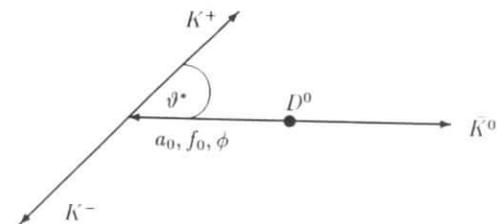


Abbildung 4.4: Der Zerfallswinkel ϑ^*

den Cosinus des Zerfallswinkels ϑ^* . Dabei ist ϑ^* der Winkel zwischen der Resonanz und dem K^+ im Ruhesystem der Resonanz, wobei der gesamte Zerfall vom Ruhesystem des D^0 aus betrachtet wird. Es muß also zunächst ins Ruhesystem des D^0 und anschließend

ins Ruhesystem der Resonanz transformiert werden, bevor der Winkel bestimmt werden kann. In Abb. 4.4 ist er graphisch dargestellt. Aufgrund der geringen Reichweite der Wechselwirkung dominieren in diesem Zerfall L=0

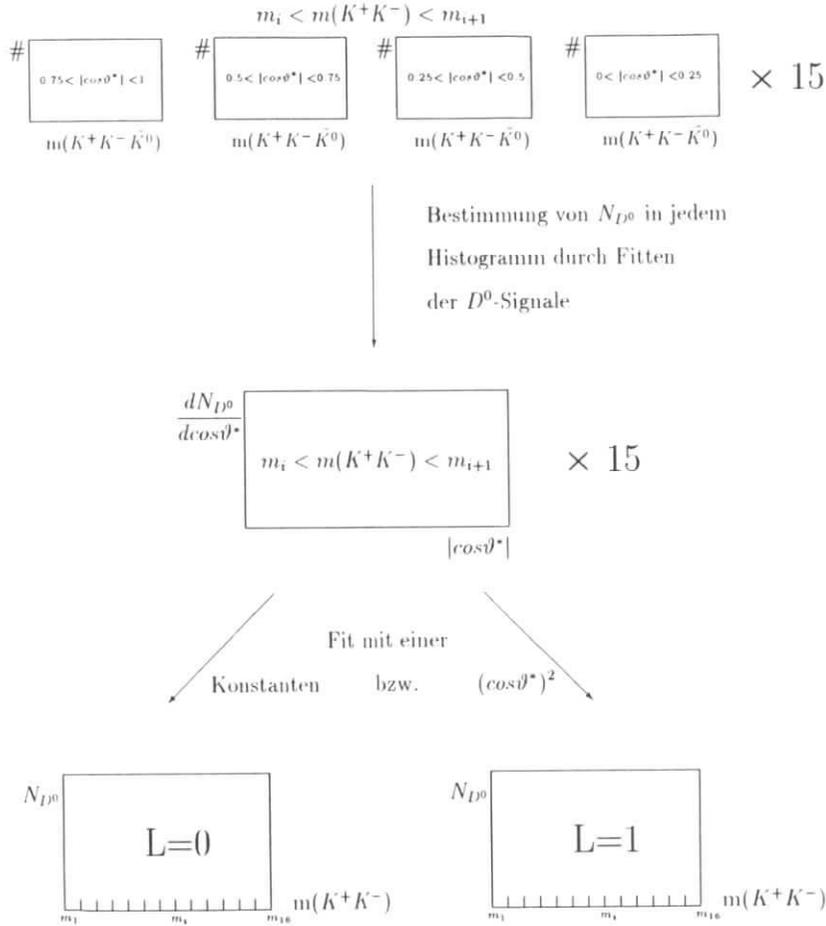


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Partialwellenanalyse

und L=1 Zustände. Das leichteste Meson mit L=2 hat bereits eine Masse von 1270 GeV/c². Daher wurde angenommen, daß sich das Matrixelement für diesen Zerfall folgendermaßen zusammensetzt:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{L=0}|^2 + |\mathcal{M}_{L=1}|^2 \quad (4.5)$$

Weiterhin wurde angenommen, daß der Zerfall über die ϕ -Resonanz den einzigen Beitrag zu $\mathcal{M}_{L=1}$ liefert. Die beiden Matrixelemente sind proportional zu den entsprechenden Kugelflächenfunktionen:

$$\mathcal{M}_{L=0} \propto Y_0^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (4.6)$$

$$\mathcal{M}_{L=1} \propto Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \vartheta^* \quad (4.7)$$

Hier bietet sich also eine Möglichkeit, L=0 und L=1 Zustände zu trennen, indem man die Winkelverteilungen $\frac{dN}{d\cos\vartheta^*}$ untersucht. Dafür wurde folgende Vorgehensweise verfolgt:

Zunächst wird der K^+K^- -Massenbereich von (0.988-1.138) GeV/c² in 15 Intervalle der Breite 0.022 GeV/c² unterteilt. Die Verbreiterung der Intervalle ist aufgrund der geringen Statistik unvermeidlich. Für jeden dieser Massenbereiche wird das invariante Massenspektrum $m(K^+K^-\bar{K}^0)$ der drei Kaonen in vier verschiedenen Bereichen von $|\cos\vartheta^*|$ dargestellt. Aus einem Fit an diese Histogramme erhält man die Winkelverteilung in den verschiedenen Bereichen der invarianten K^+K^- -Masse und durch einen weiteren Fit an diese Winkelverteilungen die Massenverteilungen der Zerfälle mit L=0 und mit L=1. Der Verlauf der Analyse ist in Abb. 4.5 graphisch dargestellt.

4.4.2 Das Anpassen der D^0 -Signale

Als Beispiel seien in Abb. 4.6 die vier Histogramme zum ersten Massenbin von (0.988-1.010) GeV/c² gezeigt. Die übrigen finden sich im Anhang. Wie vorher werden auch hier mit Hilfe einer Anpassungsprozedur die Einträge in den D^0 -Signalen bestimmt. Als Anpassungsfunktion wurde dabei für das D^0 wieder die Gaußfunktion mit fester Breite verwendet. Der Untergrund wurde mit dem Zwei-Körper-Phasenraum, multipliziert mit einer linearen Funktion angepaßt. Also

$$f(m) = f_s(m) + f_u(m) \quad (4.8)$$

mit

$$f_s = \frac{e^{-(m-m_0)^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (4.9)$$

$$f_u = a_2 \cdot (1+m) \cdot \sqrt{(m^2 - (m_{K^0} + m_{K^+K^-})^2) \cdot (m^2 - (m_{K^0} - m_{K^+K^-})^2)} / m^2 \quad (4.10)$$

Auch hier wurde ein Maximum-Likelihood-Fit verwendet. Die vier Parameter a_1 , die sich dadurch für jeden Massenbin ergeben, werden in ein Histogramm eingetragen, daß dann die Winkelverteilung in diesem Bereich der invarianten K^+K^- -Masse darstellt. Für die ersten beiden Massenbereiche ist diese Winkelverteilung in Abb. 4.7 zu sehen.

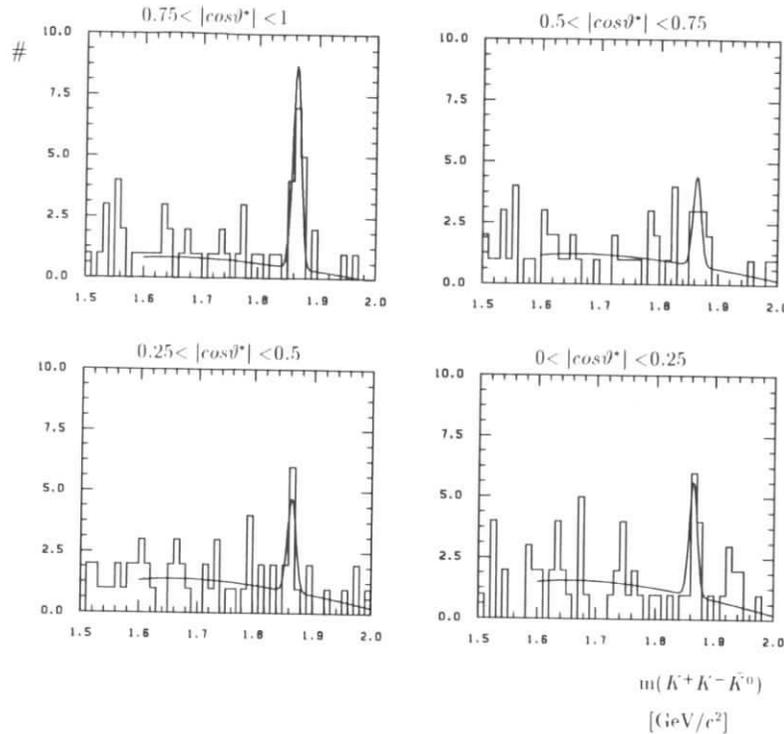


Abbildung 4.6: Die $K^+K^-K^0$ -Massenverteilung im ersten Massenbin von $(0.988-1.010)$ GeV/c^2 für die vier Winkelbereiche

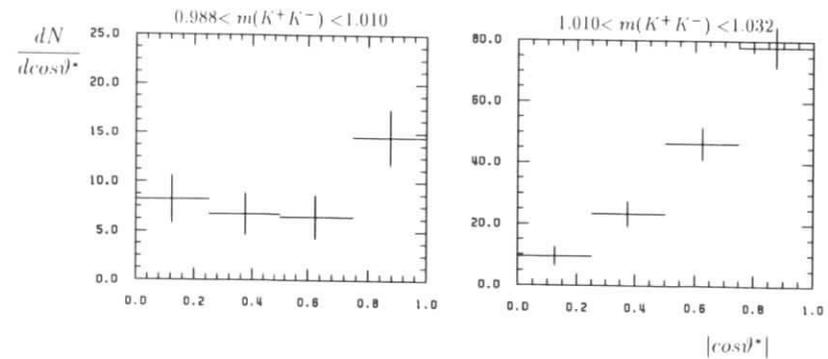


Abbildung 4.7: Winkelverteilungen zu den ersten beiden Massenbins.

4.4.3 Akzeptanzkorrektur

An diesem Punkt der Analyse müssen die Ergebnisse mit der Detektorakzeptanz korrigiert werden. Auf diese Weise werden Winkel- bzw. Massenabhängigkeiten gleich mit berücksichtigt.

Zu diesem Zweck wurden mit Mopek 4.3 37000 Zerfälle der Art $D^0 \rightarrow K^+K^-K^0$ aus Kontinuumsdaten und 10.000 Zerfälle aus $\Upsilon(4S)$ -Daten erzeugt, durch einen simulierten Detektor geschickt und anschließend rekonstruiert. Mit diesen generierten und rekonstruierten Daten wird die Analyse wiederholt. Eine Division der jeweiligen Histogramme ergibt die Akzeptanz. Mit den so entstandenen 15 Histogrammen, die in Anhang B zu finden sind, wurden die Winkelverteilungen korrigiert. Dabei entstehen die 15 akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen, die sich ebenfalls in Anhang B befinden.

4.4.4 Trennung von L=1- und L=0-Zuständen

Aus den 15 Histogrammen, die am Ende des letzten Abschnittes vorlagen, kann nun durch eine Anpassungsprozedur für jeden K^+K^- -Massenbereich die Anzahl der D^0 bestimmt

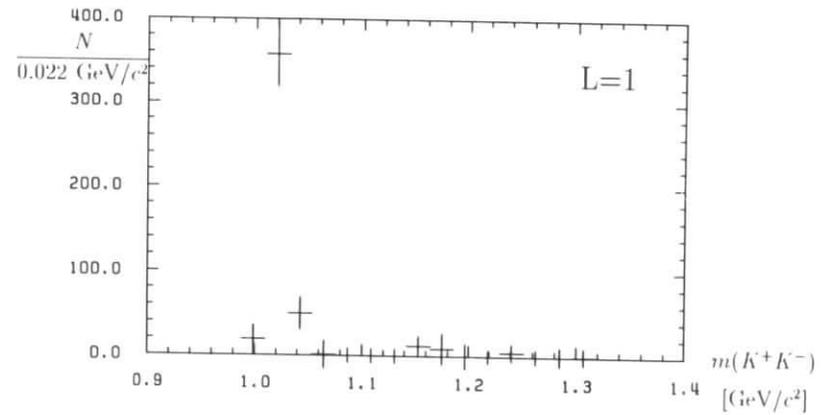


Abbildung 4.8: Das Histogramm zeigt das $K^+K^-K^0$ -Massenspektrum für $L=1$.

werden, die über ein Untersystem mit $L=0$ bzw. mit $L=1$ zerfallen sind. Als Anpassungsfunktion wurde dafür

$$f(\cos \vartheta^*) = (a_1 + 3 \cdot a_2 \cdot (\cos \vartheta^*)^2)/4$$

verwendet, wobei a_1 den Anteil mit $L=0$ und a_2 den Anteil mit $L=1$ angibt.

Hierbei wurde ein Least-Square-Fit verwendet. Die Ergebnisse dieser Anpassungsprozedur sind in den Abb. 4.8 und 4.9 dargestellt.

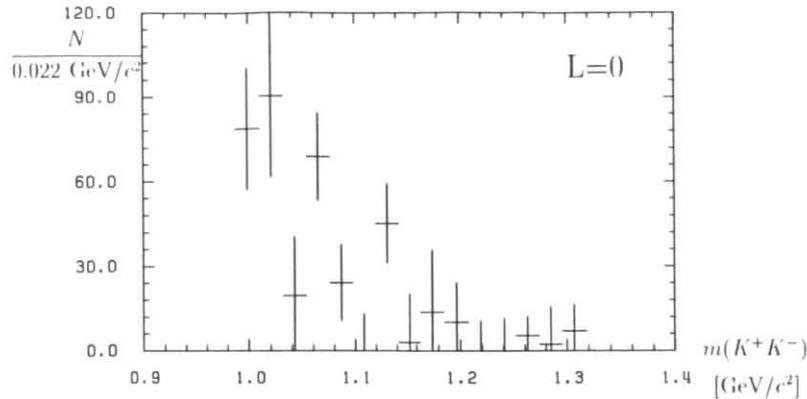


Abbildung 4.9: Das Histogramm zeigt das $K^+K^-K^0$ -Massenspektrum für $L=0$.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Das $L=1$ Massenspektrum

5.1.1 Das ϕ -Signal

In Abb. 4.8 a. ist sehr schön das ϕ -Signal zu sehen. Ferner ist zu sehen, daß es zumindest innerhalb der Fehler keinen Untergrund mit $L=1$ gibt. Durch Abzählen der Einträge in den ersten drei Massenbins ergibt sich, daß $426 \pm 46 D^0$ über die ϕ -Resonanz zerfallen sind. Unter Verwendung der Gesamtzahl der D^0 und unter Berücksichtigung der besonderen Rekonstruktionsbedingungen der K^0 , ergibt sich daraus ein Verzweungsverhältnis von

$$BR(D^0 \rightarrow \phi K^0) \times BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3} \quad (5.1)$$

Die Particle Data Group [11] gibt für dieses Verzweungsverhältnis einen Wert von

$$BR(D^0 \rightarrow \phi K^0) \times BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (4.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \quad (5.2)$$

an. Der in dieser Analyse ermittelte Wert stimmt also innerhalb der Fehler gut mit diesem überein. Der systematische Fehler wird in Anhang A diskutiert.

5.1.2 $D^0 \rightarrow K^+K^-K^0$ -Zerfälle ohne die ϕ -Resonanz

Aus beiden Histogrammen ergibt sich zunächst durch Abzählen, daß $414 \pm 53 D^0$ in den Endzustand $K^+K^-K_s^0$ zerfallen sind, ohne ein ϕ als Zwischenresonanz gebildet zu haben.

Daraus kann das Verzweungsverhältnis für diesen Zerfall bestimmt werden.

$$BR(D^0 \rightarrow K^+K^-K^0 \text{ nicht } \phi) = (4.1 \pm 0.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-3} \quad (5.3)$$

Der systematische Fehler wird in Anhang A behandelt. Der Wert der Particle Data Group ist

$$BR(D^0 \rightarrow K^+K^-K^0 \text{ nicht } \phi) = (5.2 \pm 0.9) \cdot 10^{-3} \quad (5.4)$$

Auch diese Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler gut überein.

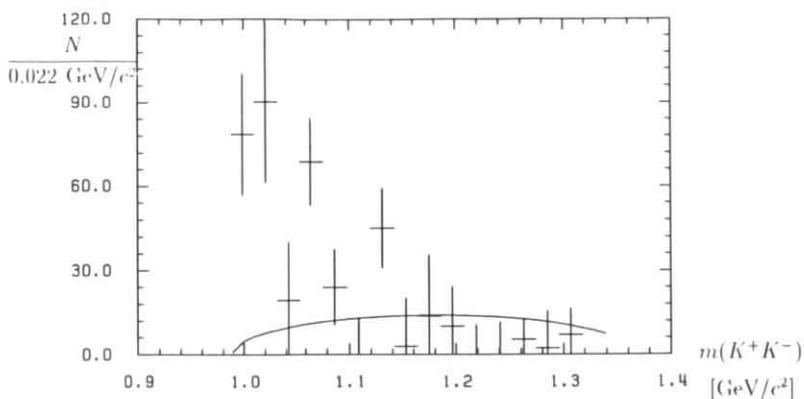


Abbildung 5.1: Das K^+K^- -Massenspektrum für $l=0$. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis einer Anpassungsprozedur mit einem phasenraumverteilten Untergrund.

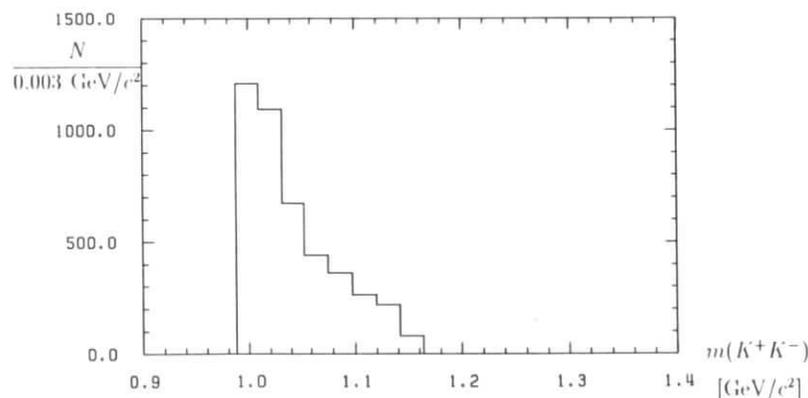


Abbildung 5.2: Das Spektrum der f_0 aus Monte-Carlo Ereignissen.

5.2 Das $L=0$ -Massenspektrum

Betrachten wir nun das K^+K^- -Massenspektrum etwas genauer. In Abb. 5.1 wurde versucht, die Verteilung mit einem phasenraumverteilten Untergrund anzupassen. Auch hier fällt wieder die deutliche Untergrundüberhöhung an der Massengrenze auf. Es ist nun die Frage, ob die Ursache hierfür die f_0 - oder die a_0 -Resonanz ist. Dafür wurden zunächst mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes Zerfälle der Art

$$D^0 \longrightarrow f_0 \bar{K}^0 \longrightarrow K^+ K^-$$

erzeugt. Das daraus resultierende Spektrum ist in Abb. 5.2 dargestellt. Es fällt deutlich die Ähnlichkeit der Signalform in diesem Histogramm und der Abb. 5.1 auf.

5.2.1 Die a_0 -Resonanz

Das a_0 ist eine Resonanz mit Isospin $I=1$. Das heißt, daß neben dem a_0^0 auch das a_0^+ und das a_0^- existieren. Dies eröffnet eine Möglichkeit zu überprüfen, ob in diesem Zerfall das a_0^0 auftritt. Dafür muß man den K^+K^0 -Kanal näher untersuchen, denn wenn im K^+K^- -Kanal die a_0^0 -Resonanz auftritt, dann muß in diesem Kanal die a_0^+ -Resonanz zu finden sein.

Das in Abschnitt 4.3 beschriebene Verfahren wird hier auf diesen Kanal angewandt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.3 zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, daß hier keine Reso-

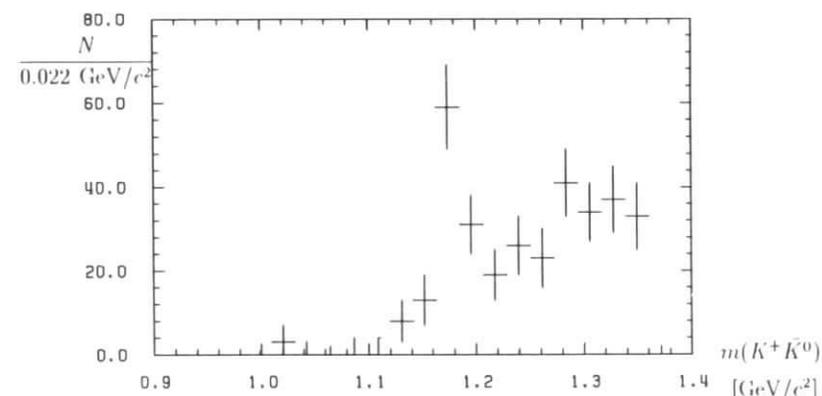


Abbildung 5.3: Das K^+K^0 -Massenspektrum.

nanz an der Massengrenze vorliegt. Also kann auch im K^+K^- -Kanal keine a_0^0 -Resonanz auftreten. Die Form des K^+K^0 -Spektrums kann man sehr gut verstehen, wenn man den Doppelplot $m(K^+K^-)$ gegen $m(K^+K^0)$ betrachtet (s. Abb. 5.4). Hier sieht man, daß das ϕ -Signal, wegen der Winkelverteilung zwei Reflexionen im $\bar{K}^0 K^+$ -Kanal hat. Eine liegt bei $1.175 \text{ GeV}/c^2$ und eine bei $1.32 \text{ GeV}/c^2$. Ferner hat das f_0 eine Reflexion bei $1.28 \text{ GeV}/c^2$. In dem Bereich von $0.988 \text{ GeV}/c^2$ bis $1.109 \text{ GeV}/c^2$, also in dem Bereich in dem das a_0 zu suchen wäre, finden sich 3 ± 8 Einträge. Daraus ergibt sich ein Verzweungsverhältnis von

$$BR(D^0 \rightarrow a_0^+ K^-) \times BR(a_0^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0) < 1.3 \cdot 10^{-4} \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.} \quad (5.5)$$

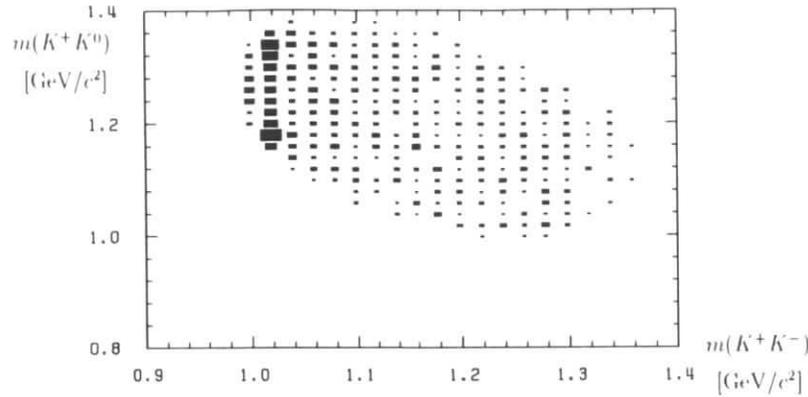


Abbildung 5.4: Doppelplot von K^+K^0 - und K^+K^- -Massenspektrum

5.2.2 Die f_0 -Resonanz und der Untergrund

Es bleibt also zur Erklärung der K^+K^- -Massenverteilung mit $L=0$ die f_0 -Resonanz und Untergrund. Der jeweilige Anteil kann wieder mit Hilfe einer Anpassungsprozedur, bei der über die Binbreite integriert wird, ermittelt werden. Für das f_0 wurde dabei eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung gefaltet mit dem Produkt aus 2-Körper- und 3-Körper-Phasenraum, das auch zur Beschreibung des Untergrundes diente, verwendet. Da es außerdem zu Interferenzen zwischen dem Signal und dem Untergrund kommen kann, sieht die Fitfunktion folgendermaßen aus:

$$f(m) = |a_1 \cdot \text{B.W.}(m) + a_3 \cdot e^{i\alpha_2}|^2 \cdot \text{Phasenraum} \quad (5.6)$$

mit

$$\text{B.W.}(m) = \frac{m_R \Gamma_{el}}{(m^2 - m_R^2) + im_R \Gamma} \quad (5.7)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{p}{p_0} \frac{m_R}{m}$$

Γ_{el} : Partialbreite der einlaufenden Welle

m : K^+K^- -Masse

m_R : Masse der Resonanz

Γ : Breite der Breit-Wigner-Verteilung

Γ_0 : nominelle Breite

p : Impuls des f_0 im Ruhesystem des D^0

p_0 : Impuls des f_0 (mit nomineller Masse) im Ruhesystem des D^0

$$\text{Phasenraum} = Ph_{2K\text{örper}} \cdot Ph_{3K\text{örper}} \quad (5.8)$$

$$Ph_{2K\text{örper}} = \sqrt{(m^2 - (m_{K^+} + m_{K^-})^2)} \quad (5.9)$$

$$Ph_{3K\text{örper}} = \sqrt{(m_{D^0}^2 - (m - m_{K^0})^2) \cdot (m_{D^0}^2 - (m + m_{K^0})^2)} \quad (5.10)$$

Bei dem mit Minuit durchgeführte Least-Square-Fit wurde die Breite der f_0 -Resonanz

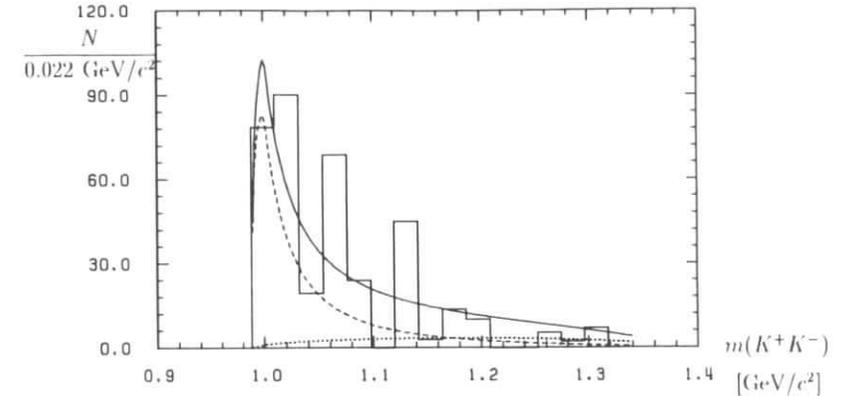


Abbildung 5.5: Das K^+K^- -Massenspektrum für $L=0$. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassungsprozedur. Die gestrichelte Linie gibt den Signalanteil an und die gepunktete Linie den Anteil des nichtresonanten Untergrundes.

auf 47 MeV festgesetzt [11]. Da die nominelle f_0 -Masse unterhalb der Massengrenze liegt und sich somit ein komplexer Wert für den Impuls ergeben würde, wird in diesem Fall ip_0 verwendet. Die Anpassungsprozedur lieferte für die drei Parameter folgende Werte:

$$a_1 = 185.1 \pm 43.8 \quad (5.11)$$

$$a_2 = (-2 \pm 29)^{\circ} \quad (5.12)$$

$$a_3 = 40.8 \pm 32.8 \quad (5.13)$$

Da die Phasenverschiebung sehr gering ist, ist es in diesem Fall trotz der auftretenden Interferenzen möglich Verzweungsverhältnisse anzugeben. Für die f_0 -Resonanz ergibt sich unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses von $\text{BR}(f_0 \rightarrow K^+K^-) = (10.95 \pm 1.2)\%$ [11]:

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f_0 K^0)}{\Gamma_{tot}} \right| = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3)\% \quad (5.14)$$

Und für den nichtresonanten Untergrund:

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+K^- \text{ nicht resonant})}{\Gamma_{tot}} \right| = (0.4 \pm 0.4 \pm 0.07) \cdot 10^{-3} \quad (5.15)$$

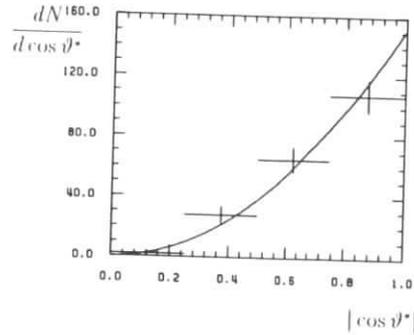
5.2.3 Diskussion von Untergrund-Quellen

Neben der f_0 -Resonanz und dem Untergrund gibt es noch weitere mögliche Beiträge zu dem Spektrum. Diese sollen hier kurz diskutiert werden:

- Coulombkorrekturen an der Massengrenze

Aufgrund der Wirkung der Coulombkraft wird der Untergrund an der Massengrenze etwas angehoben. Nach Schwinger [16] sollte diese Untergrundüberhöhung in der Größenordnung von 5 % liegen.

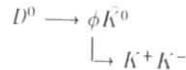
- Winkelbestimmung



Die Anpassungsprozedur lieferte
 0.3 ± 5 Zerfälle mit $L=0$
 und 200 ± 14 Zerfälle mit $L=1$

Abbildung 5.6: Ergebnis der Winkeluntersuchung für $L=1$

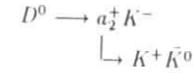
An der Massengrenze haben die beteiligten Teilchen einen sehr geringen Impuls. Es wäre denkbar, daß aufgrund dessen der Winkel fehlerhaft bestimmt wird und so $L=1$ Zustände als $L=0$ identifiziert werden. Um dies zu überprüfen, wurden mit Monte-Carlo Ereignisse vom Typ



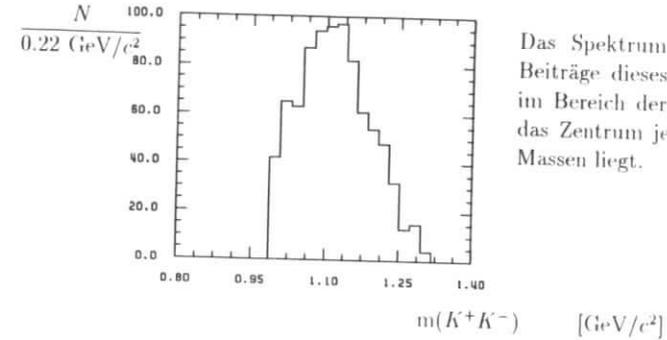
erzeugt und mit diesen die Winkeluntersuchung durchgeführt. Das Ergebnis dieser Untersuchung liefert einen Fehler von maximal 3%, der sich sicherlich durch mehr Statistik noch weiter verringern lassen würde.

- Reflexionen

Es könnten Reflexionen von Resonanzen anderer Kanäle auftreten, die gerade in dem betrachteten Bereich liegen. Dafür kommt die a_2 -Resonanz in Frage. Allerdings ist sowohl das Verzweigungsverhältnis von $D^0 \rightarrow a_2^+ K^-$ als auch von a_2^+ in $K^+ K^0$ sehr gering. Mit Monte-Carlo-Rechnungen wurde trotzdem überprüft, ob die Reflexion in dem Bereich liegen würde. Dafür wurden 400 Ereignisse vom Typ



erzeugt und deren $K^+ K^-$ -Massenspektrum untersucht. Das Verzweigungsverhältnis



Das Spektrum zeigt, daß zwar Beiträge dieses Reflexionssignals im Bereich der Resonanz liegen, das Zentrum jedoch bei höheren Massen liegt.

Abbildung 5.7: Reflexionssignal des a_2^+

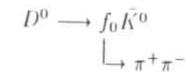
von diesem Zerfall ist mit 90% c.l. kleiner als $1.5 \cdot 10^{-4}$. Daher kann sich hieraus maximal ein Fehler von 1% ergeben.

- Interferenz zwischen dem $L=0$ - und $L=1$ -Zustand.

Der $L=1$ - und $L=0$ -Zustand können interferieren. Um diese Interferenz zu bestimmen müsste im Doppelpplot zwischen der Winkelverteilung und der $K^+ K^-$ -Masse das ϕ -Signal, die f_0 -Resonanz und der nichtresonante Untergrund zusammen gefittet werden. Dies stößt bei dieser Analyse auf große Schwierigkeiten aufgrund der geringen Statistik und der großen Binbreiten. Fast das gesamte ϕ -Signal liegt beispielsweise in einem einzigen Bin. Dieses Problem ist daher im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht gelöst worden.

5.2.4 Vergleich mit anderen Arbeiten

J.Taninga hat den Zerfall



gemessen [13]. Er gibt als Verzweigungsverhältnis

$$BR(D^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0) = \left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f_0 \bar{K}^0)}{\Gamma_{tot}} \right| = (0.48 \pm 0.21)\% \quad (5.16)$$

an. Hier ist eine deutliche Abweichung von dem Ergebnis (5.14) dieser Analyse festzustellen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die angenommene Form der Resonanz. Das f_0

folgt eigentlich keiner Breit-Wigner Verteilung. Man müßte die Resonanz mit der Flatté-Verteilung [21] anpassen. Diese hat unterhalb der K^+K^- -Massengrenze eine andere Form als oberhalb. Da in dieser Arbeit oberhalb der Schwelle gemessen wurde und in der Arbeit von Taminga unterhalb ist es denkbar, daß die Verwendung einer Breit-Wigner-Verteilung in beiden Fällen zu Fehlern führt.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde gefunden, daß beim Zerfall $D^0 \rightarrow K^+K^-\bar{K}^0$ das K^+K^- -System sowohl den Drehimpuls $L=0$ als auch $L=1$ haben kann. Im $L=1$ Zustand wird dominant das ϕ -Meson gebildet. Die relativen Verzweigungsverhältnisse für $L=1$ und $L=0$ wurden bestimmt. Es ergab sich:

$$BR(D^0 \rightarrow \phi\bar{K}^0) \times BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^+K^-\bar{K}^0 \text{ nicht } \phi) = (4.1 \pm 0.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$$

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Werten der Particle Data Group [11]. Im $L=0$ Zustand wird eine Resonanz gebildet, deren Masse nahe an der Massenschwelle liegt. Für diese Resonanz kommen das f_0 und das a_0 in Frage. Durch Untersuchung der Massenverteilung des K^+K^- -Systems konnte gezeigt werden, daß der $L=0$ Zustand nicht der a_0 -Zustand sein kann, der den Isospin $I=1$ hat. Daher handelt es sich um den f_0 -Zustand mit $I=0$. Insgesamt ergab die Untersuchung des $L=0$ Massenspektrums folgende Ergebnisse:

$$BR(D^0 \rightarrow a_0^+K^-) \times BR(a_0^+ \rightarrow K^+\bar{K}^0) < 1.3 \cdot 10^{-4} \quad \text{mit } 90\% \text{ c.l.}$$

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f_0\bar{K}^0)}{\Gamma_{tot}} \right| = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3)\%$$

$$\left| \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+K^-\bar{K}^0 \text{ nicht resonant})}{\Gamma_{tot}} \right| = (0.4 \pm 0.4 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$$

Diese Ergebnisse zeigen, daß der Prozess, wie von Bauer, Stech und Wirbel [22] vorhergesagt, vornehmlich über resonanten Zwei-Körperzerfall abläuft. Das Verzweigungsverhältnis des Kanals $D^0 \rightarrow \phi\bar{K}^0$ und das Fehlen der a_0 -Resonanz deuten jedoch daraufhin, daß neben dem Zerfallsmechanismus des Zuschauermodells auch der des Austauschmodells oder die sogenannte „Final State Interaction“ auftritt. Die Zuordnung des hier auftretenden f_0 -Zustandes zu einer der drei vorgestellten Theorien ist hier nicht möglich. Alle Beobachtungen sind damit konsistent, daß es sich um einen gebundenen Zustand von zwei K -Mesonen handelt, also einem sogenannten $K\bar{K}$ -Molekül. Es konnte aber auch keine der übrigen beiden Theorien ausgeschlossen werden.

Anhang A

Systematik

Der systematische Fehler setzt sich aus vielen einzelnen Beiträgen zusammen. Im folgenden werde ich kurz auf jeden einzelnen eingehen. Eine Übersicht über alle Fehler findet sich am Ende des Abschnittes.

A.1 Anzahl der D^0

Die Bestimmung der Anzahl der D^0 -Mesonen liefert den größten systematischen Fehler. Er setzt sich aus hauptsächlich zwei Anteilen zusammen:

- Die Akzeptanz des Impulsschnittes, ϵ_p , hat einen Fehler von 5% [15].
- Der Wirkungsquerschnitt für die D^0 -Erzeugung hat einen Fehler von 14.4% [15]. Da dieser Wert auch aus einer Analyse mit ARGUS-Daten stammt, ist hier der Fehler aus der Luminositätsbestimmung bereits enthalten.

Die Fehler aus der Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen und der Anzahl der D-Mesonen aus diesen machen sich in der Analyse praktisch nicht bemerkbar, da der Anteil an D^0 -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Daten sehr gering ist.

A.2 Likelihoods

Bei der Wahl der Schnitte auf die Likelihoods der beteiligten Teilchen muß ein vernünftiger Kompromiß zwischen zwei Forderungen gefunden werden. Eine Verschärfung des Schnitts bewirkt zwar eine Verbesserung des Signal zu Untergrund-Verhältnisses, reduziert dafür aber auch das Signal. Aufgrund der ohnehin geringen Statistik bei dieser Analyse darf der Schnitt hier nicht zu hart sein. Daher wurden die Schnitte auf die Likelihoods nur zwischen $L > 1\%$ und $L > 10\%$ variiert. Auf diese Weise kann man die Genauigkeit der Monte-Carlo-Simulation zur Akzeptanzbestimmung überprüfen da die Meßergebnisse unabhängig von dem gewählten Schnitt sein sollten. Die Untersuchung ergab einen Fehler von 2% auf die Ergebnisse.

A.3 D^0 -Breite

Zu Beginn der Analyse wurde die Breite der D^0 -Resonanz aus einem Fit an das gesamte Signal bestimmt. Es ergab sich:

$$\Gamma_{D^0} = (0.0070 \pm 0.0006) \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{A.1})$$

Anschließend wurden die weiteren Fits mit einer festen Breite von diesem Wert durchgeführt. Zur Bestimmung des daraus resultierenden systematischen Fehlers, wurde die gesamte Analyse mit Breiten von $0.0064 \text{ GeV}/c^2$ und $0.0076 \text{ GeV}/c^2$ durchgeführt. Daraus ergab sich ein Fehler von 3%.

A.4 Systematischer Fehler der f_0 -Resonanz

Bei der Bestimmung des Fehlers der f_0 -Resonanz und dem nichtresonanten Untergrund kommen noch weitere Anteile hinzu, die bereits im letzten Abschnitt diskutiert worden sind. Diese werden in der Tabelle A.1 nochmals aufgeführt. Der größte Fehler bei der Bestimmung des f_0 -Anteils stammt aus der Wahl der Anpassungsfunktion. Um diesen Fehler abschätzen zu können wurde die Breite der Breit-Wigner-Verteilung innerhalb von drei Standardabweichungen variiert. Dadurch werden die meisten Meßwerte, die von der Particle Data Group [11] angegeben werden erfaßt. Hieraus ergab sich ein Fehler von 9%.

Systematische Fehler	
Akzeptanz des Impulsschnittes ϵ_p	5%
Wirkungsquerschnitt für D^0 -Erzeugung	14.4%
Likelihoods	2%
D^0 -Breite	3%
Σ	15.7%
Zusätzliche Fehler der f_0 -Resonanz	
Coulombkorrekturen	+0%
	-5%
Winkelauflösung	+0%
	-3%
Reflexionssignal	+0%
	-1%
f_0 -Breite	9%
Σ	+18%
	-19%

Tabelle A.1: Auflistung der systematischen Fehler.

Anhang B

Abbildungen

Auf den folgenden Seiten finden sich die $K^+K^-K^0$ -Spektren mit den Anpassungen an die D^0 -Signale für die verbleibenden 14 Massenbereiche, jeweils in den vier Winkelbereichen. Auf den Abszissen ist die invariante $K^+K^-K^0$ -Masse in $[\text{GeV}/c^2]$ aufgetragen, auf den Ordinaten die Anzahl $N/(0.01\text{GeV}/c^2)$ der Einträge. Die Nummern am Rand geben Aufschluß über den Massenbereich. Und zwar bedeutet:

- | | |
|-----------------------------------|------------------------------------|
| 1. (1.010-1.032) GeV/c^2 | 8. (1.164-1.186) GeV/c^2 |
| 2. (1.032-1.054) GeV/c^2 | 9. (1.186-1.208) GeV/c^2 |
| 3. (1.054-1.076) GeV/c^2 | 10. (1.208-1.230) GeV/c^2 |
| 4. (1.076-1.098) GeV/c^2 | 11. (1.230-1.252) GeV/c^2 |
| 5. (1.098-1.120) GeV/c^2 | 12. (1.252-1.274) GeV/c^2 |
| 6. (1.120-1.142) GeV/c^2 | 13. (1.274-1.296) GeV/c^2 |
| 7. (1.142-1.164) GeV/c^2 | 14. (1.296-1.318) GeV/c^2 |

Die vier Histogramme zu einem Massenbereich sind folgendermaßen angeordnet:
In den darauffolgenden Seiten finden sich zuerst die Histogramme zur Detektorakzeptanz

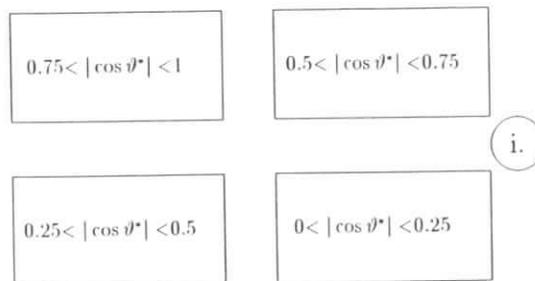


Abbildung B.1: Anordnung der Histogramme zu den einzelnen Massenbins.

und daran anschließend die akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen.

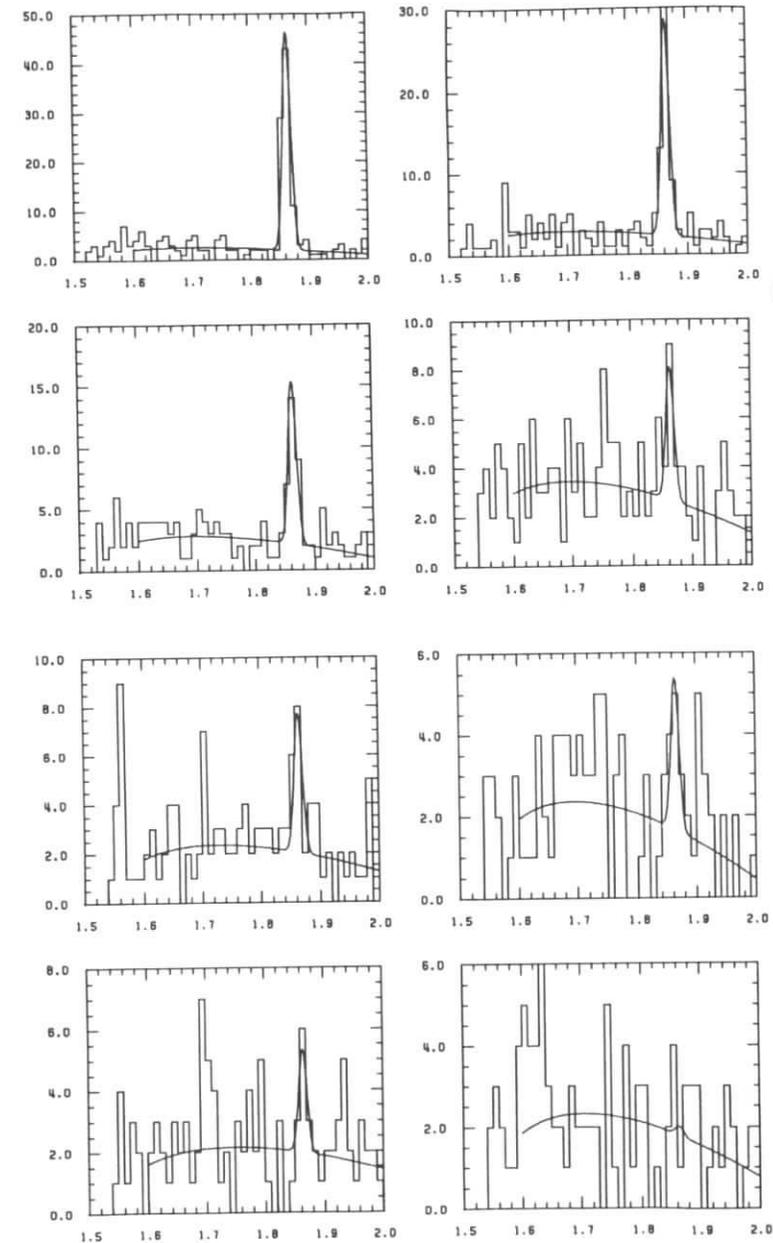
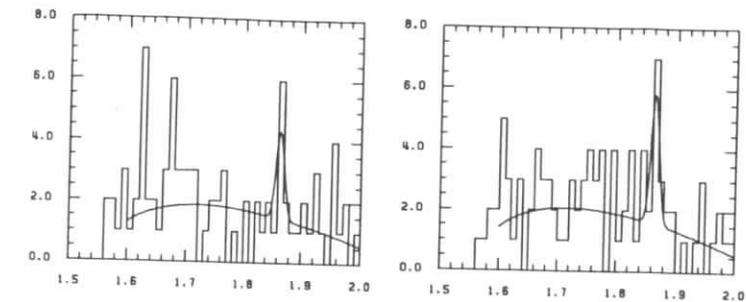
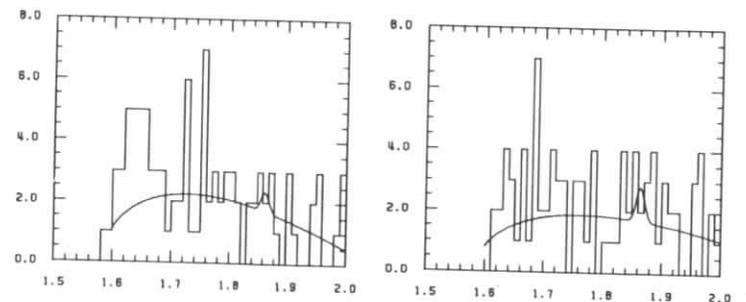
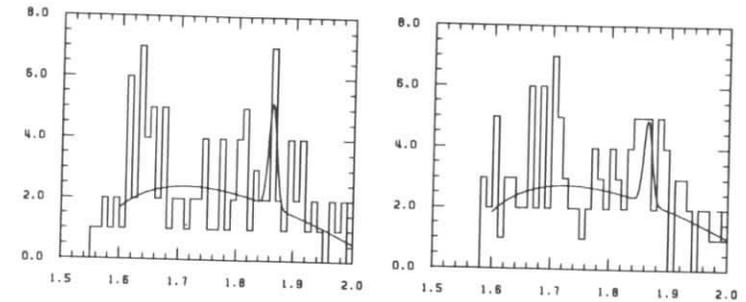


Abbildung B.2: $K^+K^-K^0$ -Massenspektren



3.



4.

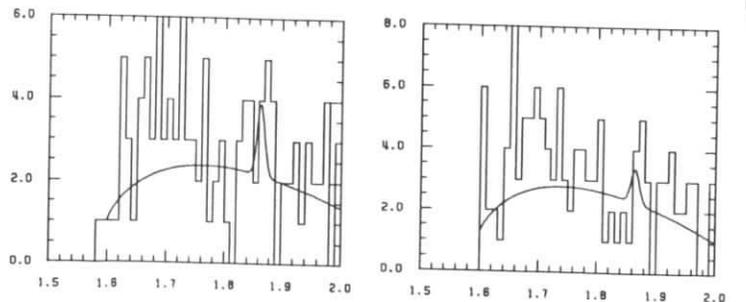
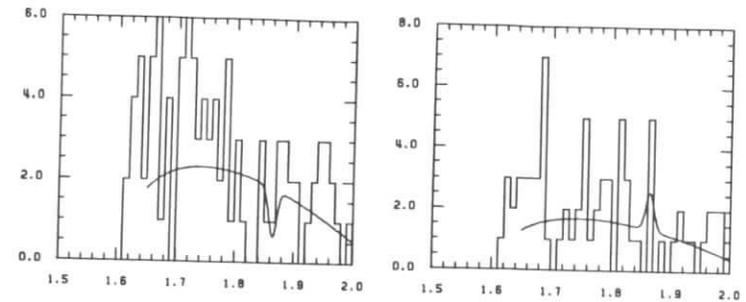
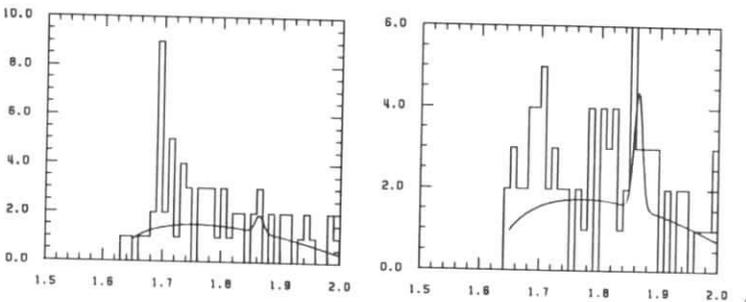
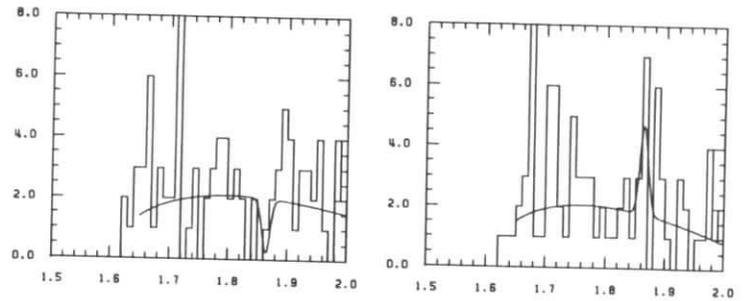


Abbildung B.3: $K^+K^-K^0$ -Massenspektren



5.



6.

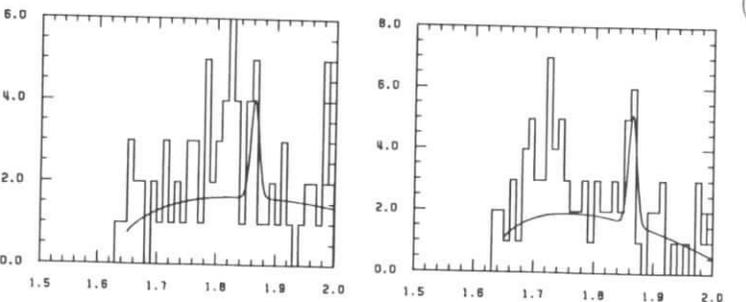
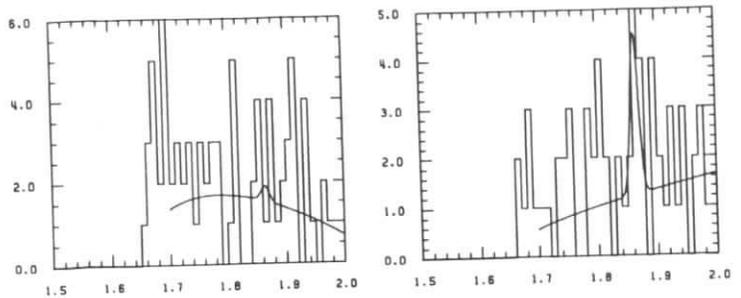
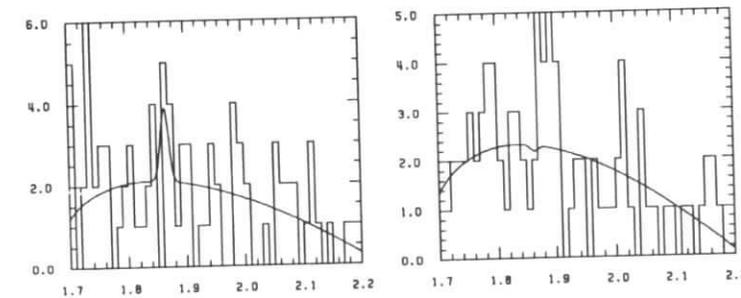
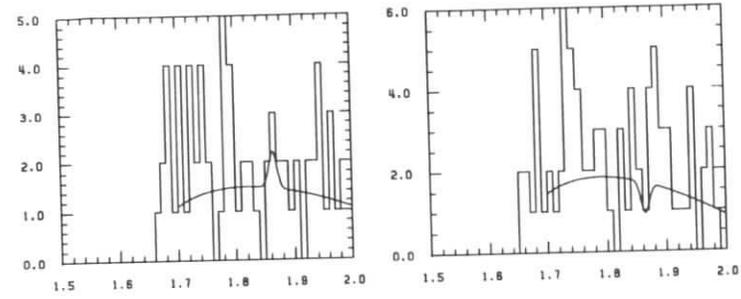


Abbildung B.4: $K^+K^-K^0$ -Massenspektren



7.



8.

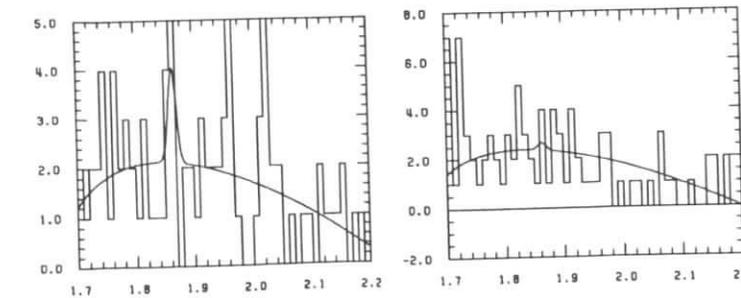
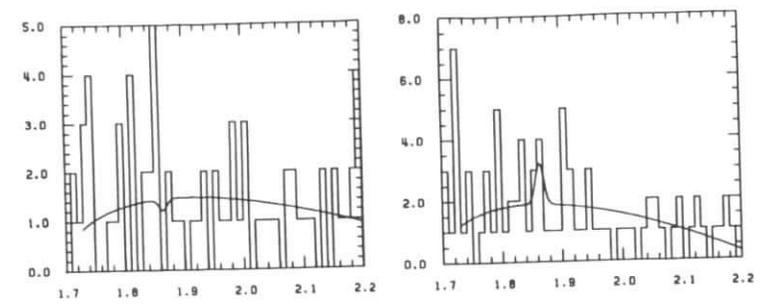
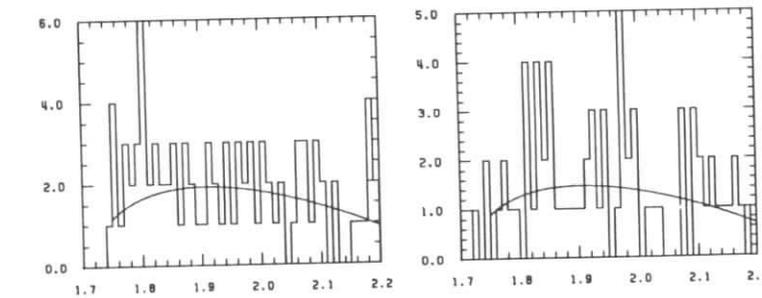
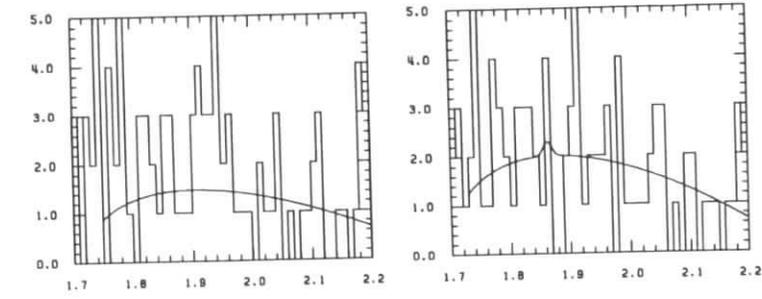


Abbildung B.5: $K^+K^-K^0\bar{K}^0$ -Massenspektren



9.



10.

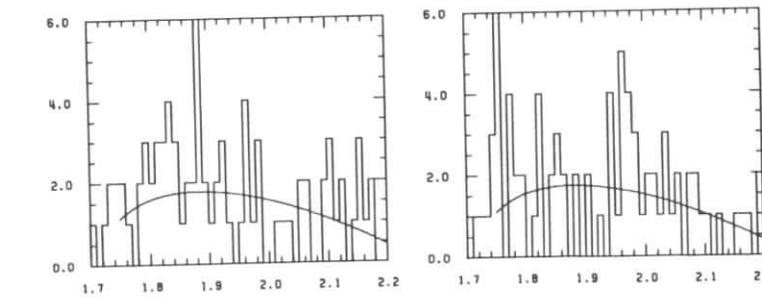
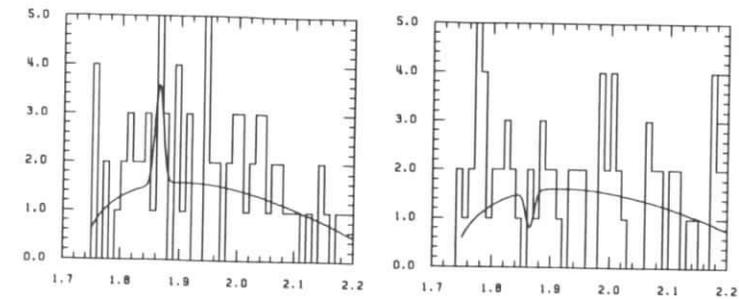
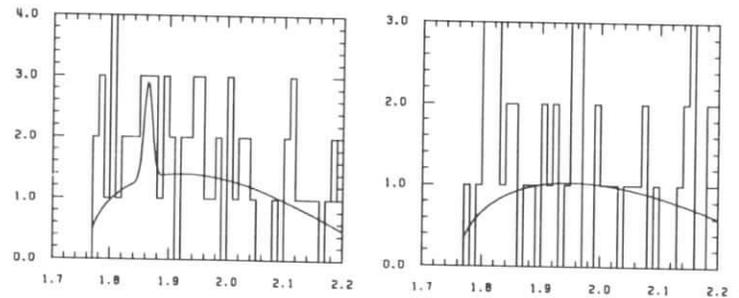
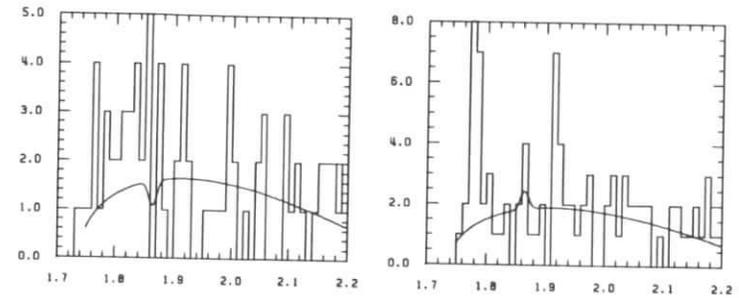


Abbildung B.6: $K^+K^-K^0\bar{K}^0$ -Massenspektren



11.



12.

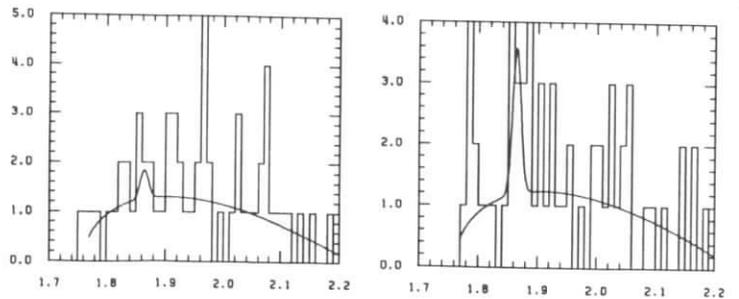
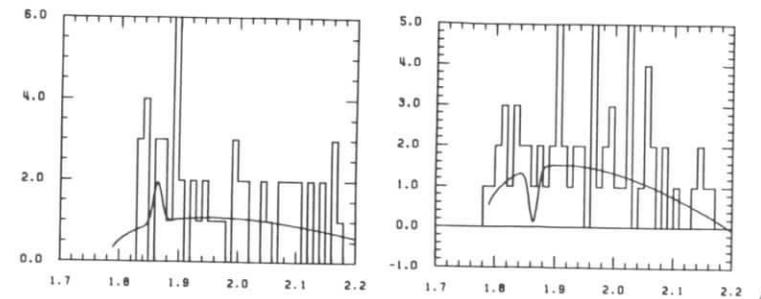
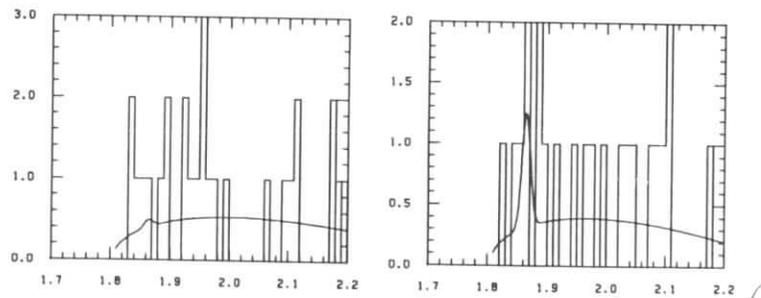
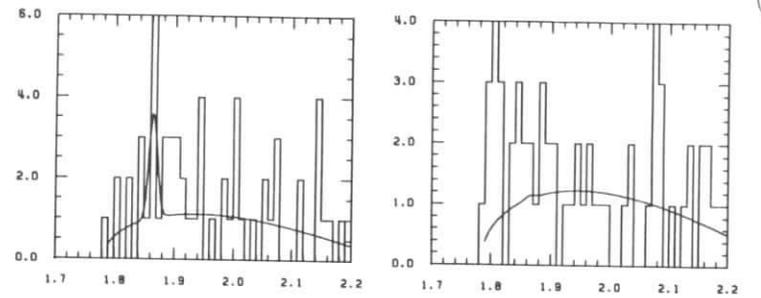


Abbildung B.7: $K^+K^-K^0$ -Massenspektren



13.



14.

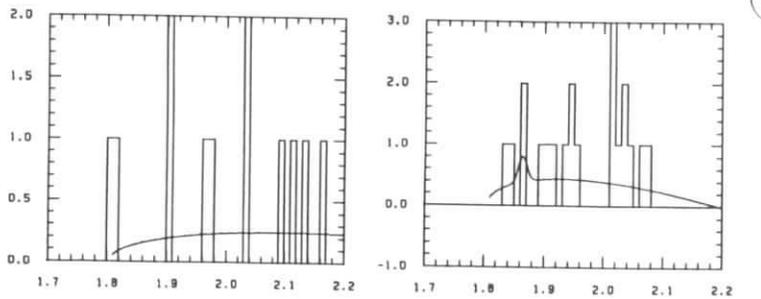


Abbildung B.8: $K^+K^-K^0$ -Massenspektren

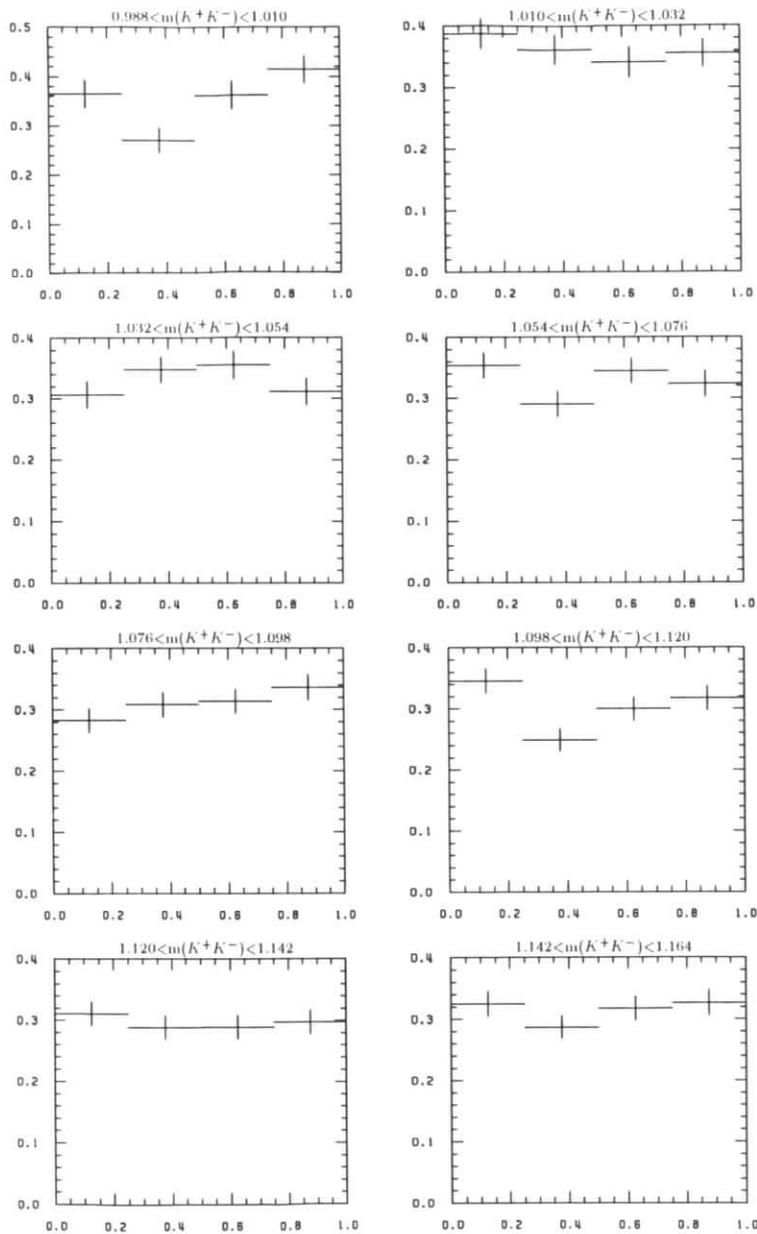


Abbildung B.9: Die Detektorakzeptanz in den verschiedenen Massenbereichen.
 Abszisse: $|\cos \vartheta^*|$; Ordinate: ϵ ; $m(K^+K^-)$ in GeV/c^2

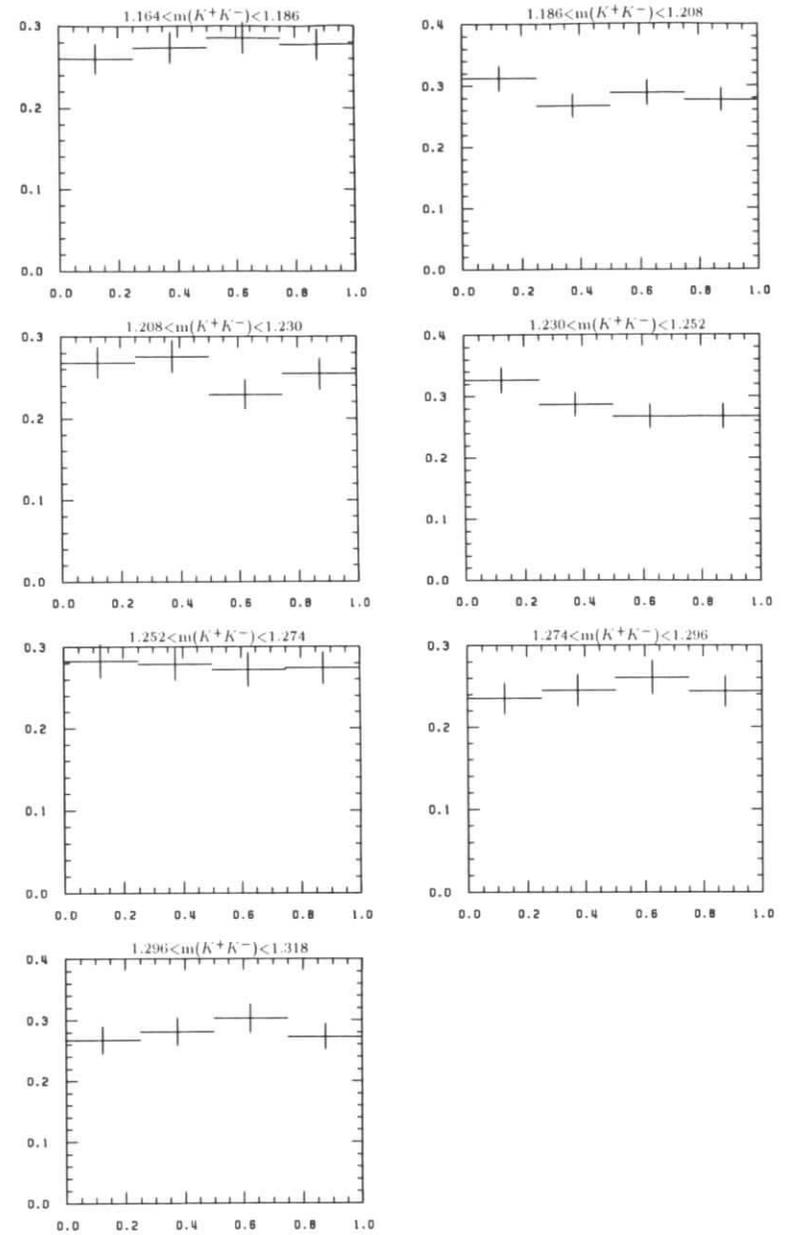


Abbildung B.10: Die Detektorakzeptanz in den verschiedenen Massenbereichen.
 Abszisse: $|\cos \vartheta^*|$; Ordinate: ϵ ; $m(K^+K^-)$ in GeV/c^2

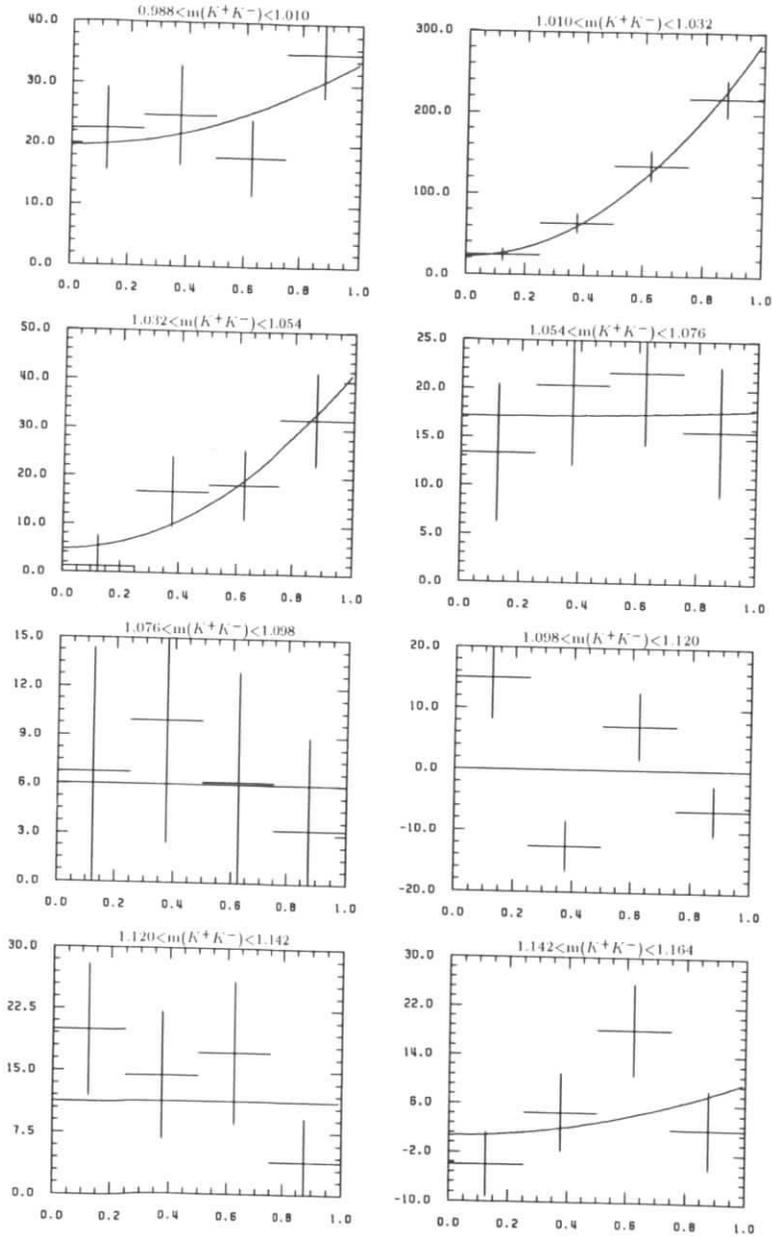


Abbildung B.11: Die Winkelverteilungen in den verschiedenen Massenbereichen.
 Abszisse: $|\cos \vartheta^*|$; Ordinate: $\frac{dN}{d\cos \vartheta^*}$; $m(K^+K^-)$ in GeV/c^2

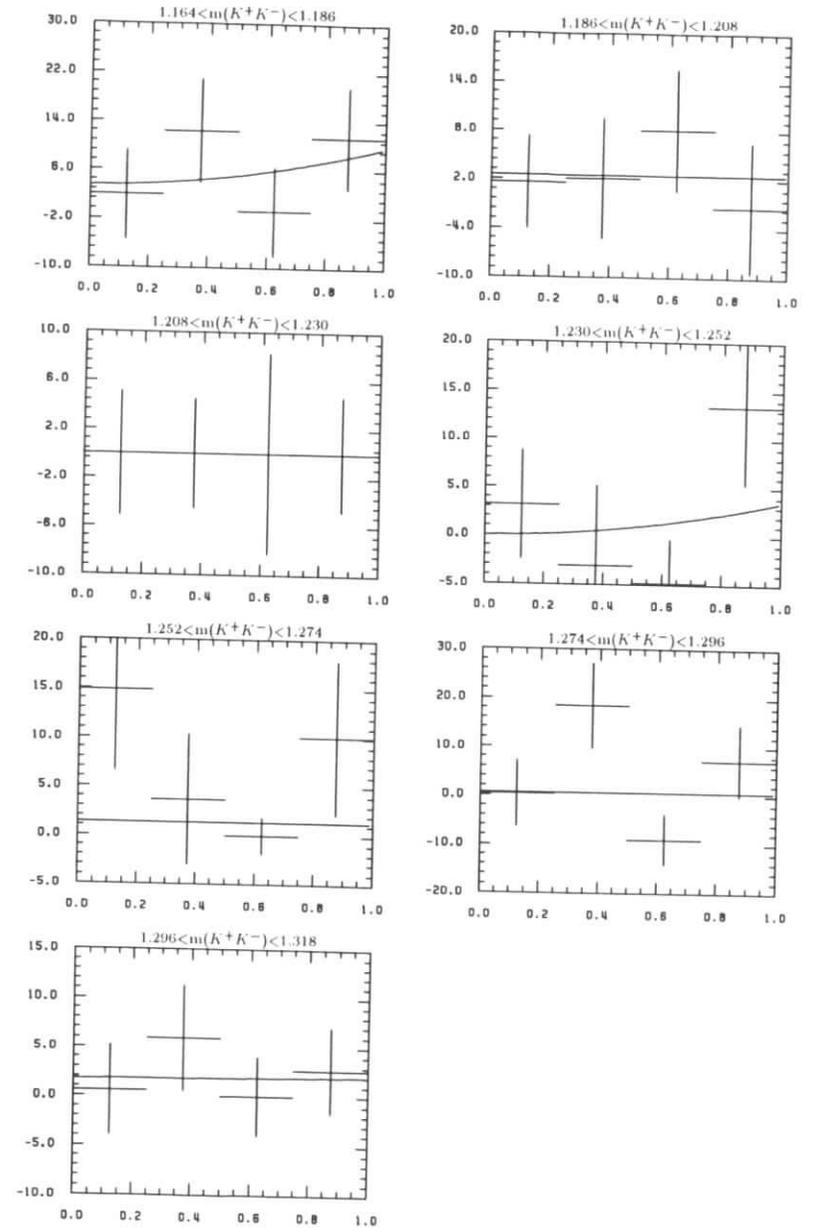


Abbildung B.12: Die Winkelverteilungen in den verschiedenen Massenbereichen.
 Abszisse: $|\cos \vartheta^*|$; Ordinate: $\frac{dN}{d\cos \vartheta^*}$; $m(K^+K^-)$ in GeV/c^2

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften des D^0 -Mesons	7
1.2	Eigenschaften der exotischen Mesonen f_0 und a_0	7
1.3	Vorhersagen des Zuschauer- und des Austauschmodells im Vergleich mit experimentellen Daten	11
A.1	Systematische Fehler	47

Abbildungsverzeichnis

1.1	Hexadekuplett der pseudoskalaren Mesonen mit einem schweren Quark	6
1.2	0^{++} -Nonett	7
1.3	D^0 -Zerfall in drei Kaonen durch das Spektator-Modell	10
1.4	D^0 -Zerfall in drei Kaonen durch das Austausch-Modell	11
2.1	Der Doris II Speicherring	13
2.2	Der Detektor ARGUS	15
2.3	Die spezifische Ionisation dE/dx	16
2.4	m_0^2 für geladene Teilchen aus TOF-Messung	18
2.5	Online-Datennahme	21
3.1	Der Winkel ω	25
4.1	Das $K^+K^-K^0$ -Massenspektrum	28
4.2	Das K^+K^- -Massenspektrum im Bereich der D^0 -Resonanz	29
4.3	Das K^+K^- -Massenspektrum ohne Untergrund	30
4.4	Der Zerfallswinkel ϑ^*	31
4.5	Schematische Darstellung der Partialwellenanalyse	32
4.6	$K^+K^-K^0$ -Spektren im ersten Massenbereich	34
4.7	Winkelverteilungen zu den ersten beiden Massenbins	34
4.8	Das K^+K^- -Massenspektrum für $L=1$	35
4.9	Das K^+K^- -Massenspektrum für $L=0$	36
5.1	Das K^+K^- -Massenspektrum für $l=0$	38
5.2	Das Spektrum der f_0 -Resonanz aus Monte-Carlo Ereignissen	38
5.3	Das K^+K^0 -Massenspektrum	39
5.4	Doppelplot von K^+K^- - und K^+K^0 - Massenspektrum	40
5.5	Das K^+K^- -Massenspektrum für $L=0$ mit der angepassten Funktion	41
5.6	Ergebnis der Winkeluntersuchung für $L=1$	42
5.7	Reflexionssignal des a_1^+	43
B.1	Anordnung der Histogramme zu den einzelnen Massenbins	48
B.2	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	49

B.3	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	50
B.4	$K^+K^-K^{\bar{0}}$ -Massenspektren	51
B.5	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	52
B.6	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	53
B.7	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	54
B.8	$K^+K^-K^0$ -Massenspektren	55
B.9	Die Detektorakzeptanz in den verschiedenen Massenbereichen	56
B.10	Die Detektorakzeptanz in den verschiedenen Massenbereichen	57
B.11	Die Winkelverteilungen in den verschiedenen Massenbereichen	58
B.12	Die Winkelverteilungen in den verschiedenen Massenbereichen	59

Literaturverzeichnis

- [1] S.Godfrey and N.Isgur, Phys.Rev.**D32** (1985) 189
- [2] R.Kokoski and N.Isgur, Phys.Rev.Lett.**54** (1985) 869
- [3] T.Barnes, Phys.Lett.**165B** (1985) 434
- [4] C.Edwards et al.(Crystal Ball), Phys.Lett.**110B** (1982) 82
D.Antreasyan et al.(Crystal Ball), Phys.Rev.**D33** (1986) 1847
- [5] Gaillard,M.K., B.W.Lee und J.L.Rosner, Rev.Mod.Phys. **47** (1975) 277
- [6] J.Ellis, M.K.Gaillard und D.V.Nanoupolus, Nucl.Phys. **B100** (1975) 313
- [7] K.R.Schubert, „Weak decays of Heavy Mesons“, in: Proc. 11th Int.Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys., Nordkirchen 1984, Hrsg. K.Kleinknecht und E.A.Paschos (World Scientific,Singapur 1984)
- [8] R.L.Jaffe, Phys.Rev. **D15** (1977) 267,281
- [9] N.N.Achasov, S.A.Devjannus und G.N.Shestakov, Z. Phys. **C22** (1989) 53-61
- [10] John Weinstein UTKP-89-7 , Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, Corsica, France Sept.1989
- [11] Particle Data Group,„Review of Particle Properties“, Phys. Rev. **D45** (1992)
- [12] O.Behnke,(ARGUS), Diplomarbeit, DESY F15-92-04
- [13] J.Taminga,(ARGUS) Universität Karlsruhe,IEKP-KA/91-14
- [14] A.Hölscher (Argus), „Exklusive hadronische Zerfälle von B-Mesonen“, Doktorarbeit, Univ. Heidelberg, interner Bericht DESY F15-90-06; veröffentlicht in: Z. Phys.**C48** (1990) 543.
- [15] H.Albrecht et al.(ARGUS), „Inclusive production of D^0, D^+ and $D^*(2010)^+$ mesons in B decay and nonresonant e^+e^- annihilation at 10.6 GeV“, Z. Phys.C-Particles and Fields **52** (1991) 353-360
- [16] „Particles, Sources and Fields“ Volume II.
By J.Schwinger (UCLA), 1973.

- [17] H.Albrecht, ARGUS **K**inematical **A**nalysis **L**anguage (KAL), März 1985, unveröffentlicht.
- [18] E.Bassler, GEP - **G**raphical **E**ditor **P**rogram, DESY Ro2-81/02.
- [19] T.Ruf (ARGUS), Doktorarbeit, Universität Karlsruhe, IEKP-KA/89-5 (1989).
- [20] H.Albrecht et al.(ARGUS Kollab.),ARGUS: A Universal Detektor at DORIS II, Nucl. Instr. and Methods bf A275 (1989) 1.
- [21] S.M.Flatté, Phys.Lett. **63B** (1976) 224
- [22] M.Bauer, B.Stech, M.Wirbel, Z.Phys. **C34** (1987) 103
- [23] H.Albrecht et al.(ARGUS Kollab.), Phys.Lett. **158B** (1985) 525
- [24] C.Bebek et al.(CLEO Kollab.), Phys.Rev.Lett. bf 56 (1986) 1893
- [25] P.M.Balrtusaitis et al.(MARK III Kollab.) SLAC-PUB-3858
- [26] F.James, M.Roos,(CERN), CERN-DD/75/20 Computer Physics Commun. **10** (1975) 343-367

Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn W. Schmidt-Parzefall dafür danken, daß ich diese Arbeit bei der ARGUS-Kollaboration schreiben durfte, was stets viel Spaß gemacht hat. Außerdem danke ich ihm und Herrn H. Schröder für die Auswahl des interessanten Themas.

Mit vielen nützlichen Anregungen und Ratschlägen half mir Thorsten sehr bei der Durchführung der Arbeit.

Ihm, sowie Oliver, Rüdiger, Kirsten, Olaf, Robert, Reinhard, Hartmut, und Peter danke ich für die prima Atmosphäre in Gebäude 62 (klack,klack!!!), sowie in Kinos, Restaurants, an der Elbe und in Dänemark.

Besonders erwähnen möchte ich Oliver, der mit niemals reißendem Geduldsfaden tausende von Computerfragen beantwortet und mein ständiges Geplapper ertragen hat. Er war stets ein sehr angenehmer und hilfsbereiter Zimmergenosse.

Schließlich und endlich gilt mein ganz persönlicher Dank noch Olaf, dafür, daß er so lange an seiner Diplomarbeit geschrieben hat, bis auch ich den Weg zu ARGUS gefunden hatte, und daß er die Bitte von Herrn H. Schröder, er möge sich um mich kümmern, anders verstanden hat, als sie gemeint war.

Die ARGUS-Kollaboration

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, R. P. Hofmann, T. Kirchhoff, A. Nau,
S. Nowak¹, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter¹, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

C. Hast, H. Kapitza, H. Kolanoski, A. Kosche, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel,
M. Schieber, T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, D. Wegener
Institut für Physik², Universität Dortmund, Germany

P. Eckstein, R. Waldi
*Institut für Kern- und Teilchenphysik³, Technische Universität Dresden,
Germany*

M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. Eckmann, R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁵, Universität Heidelberg, Germany

K. Ehret, W. Hofmann, A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, M. Seeger,
J. Spengler
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁶, C. E. K. Charlesworth⁷, K. W. Edwards⁸, E. R. F. Hyatt⁶, P. Krieger⁷,
D. B. MacFarlane⁶, P. M. Patel⁶, J. D. Prentice⁷, P. R. B. Saull⁶, K. Tzamariudaki⁶,
R. G. Van de Water⁷, T.-S. Yoon⁷
Institute of Particle Physics⁹, Canada

C. Frankl, D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik¹⁰, Universität Karlsruhe, Germany

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko
*Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹¹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana,
Slovenia*

V. Balagura, I. Belyaev, S. Chechelnitsky, M. Danilov, A. Droutskoy,
Yu. Gershtein, A. Golutvin, I. Korolko, G. Kostina, D. Litvintsev, V. Lubimov,
P. Pakhlov, S. Semenov, A. Snizhko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

¹ DESY, IfH Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054D051P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055DD11P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

⁵ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁶ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁷ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁸ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁹ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

¹⁰ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055KA11P.

¹¹ Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.