

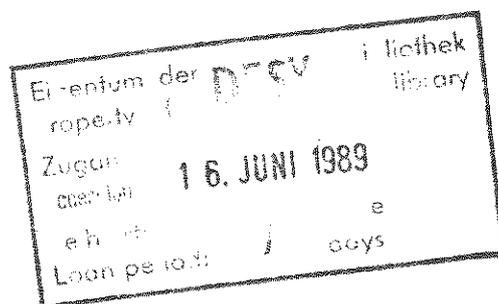
Interner Bericht  
DESY F15-89/01  
Mai 1989

— A —

**Messung der inklusiven Produktion  
von *D*-Mesonen in *B*-Zerfällen  
mit dem Detektor ARGUS**

von

Gernot Harder



**Messung der inklusiven Produktion  
von *D*-Mesonen in *B*-Zerfällen  
mit dem Detektor ARGUS**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Gernot Harder  
aus Bad Oldesloe

Hamburg  
1989

Gutachter der Dissertation:

Dr. W. Schmidt-Parzefall  
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation:

Dr. W. Schmidt-Parzefall  
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation:

21. 4. 1989

Sprecher des Fachbereichs Physik und  
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. H. Wendker

## Zusammenfassung

Unter Verwendung von Daten, die mit dem Detektor ARGUS am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden, ist die inklusive Produktion von  $D^0$ -,  $D^+$ - und  $D^{*+}$ -Mesonen in Zerfällen von  $B$ -Mesonen sowie in Ereignissen der nichtresonanten  $e^+e^-$ -Annihilation bestimmt worden. Es wurden die Impulsspektren der  $D$ -Mesonen in beiden Ereignisklassen gemessen. Die resultierenden Werte für die Produkt-Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D^0 + X) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ ,  $BR(B \rightarrow D^+ + X) \cdot BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$  und  $BR(B \rightarrow D^{*+} + X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$  sind  $(1.94 \pm 0.15 \pm 0.25)\%$ ,  $(2.09 \pm 0.27 \pm 0.40)\%$  und  $(0.71 \pm 0.06 \pm 0.12)\%$ . Mit den vom Experiment MARK III gemessenen  $D$ -Verzweigungsverhältnissen folgt, daß in etwa 70 % aller  $B$ -Zerfälle ein  $D^0(\bar{D}^0)$ - oder  $D^+(D^-)$ -Meson auftritt.

Es konnten weitere Verzweigungsverhältnisse sowie Beziehungen zwischen Produktionsraten von  $D$ -Mesonen aus den gemessenen Werten  $BR(B \rightarrow D + X)$  abgeleitet werden.

Die Kombination der Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D^0 + X)$  und  $BR(B \rightarrow D^+ + X)$  mit bereits bekannten Verzweigungsverhältnissen für die inklusive Produktion anderer Charm-Hadronen in  $B$ -Zerfällen ermöglicht eine Abschätzung des Verhältnisses  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  der beiden Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix. Wenn man annimmt, daß  $B$ -Mesonen entsprechend dem Zuschauer-Modell zerfallen, folgt  $|V_{ub}|/|V_{cb}| < 0.62$  (90 %  $CL$ ).

Bei Verwendung der LUND-Fragmentationsfunktion ergaben sich aus den Impulsspektren der  $D$ -Mesonen in nichtresonanten Ereignissen die folgenden Produktions-Wirkungsquerschnitte bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ :  $\sigma_{D^0} \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (44.2 \pm 4.6) \text{ pb}$ ,  $\sigma_{D^+} \cdot BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = (45.6 \pm 5.8) \text{ pb}$  und  $\sigma_{D^{*+}} \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (14.0 \pm 1.4) \text{ pb}$ .

## Abstract

Using data which have been recorded by the ARGUS detector at the  $e^+e^-$  storage ring DORIS II the inclusive production of  $D^0$ ,  $D^+$  and  $D^{*+}$  mesons both in  $B$  decays and in nonresonant  $e^+e^-$  annihilation has been determined. The momentum spectra of the  $D$  mesons in both event classes have been measured. The resulting values of the product branching ratios  $BR(B \rightarrow D^0 + X) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ ,  $BR(B \rightarrow D^+ + X) \cdot BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$  and  $BR(B \rightarrow D^{*+} + X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$  are  $(1.94 \pm 0.15 \pm 0.25)\%$ ,  $(2.09 \pm 0.27 \pm 0.40)\%$  and  $(0.71 \pm 0.06 \pm 0.12)\%$ . With the  $D$  branching ratios as measured by the MARK III experiment it follows that a  $D^0(\bar{D}^0)$  or  $D^+(D^-)$  meson appears in approximately 70 % of all  $B$  decays.

Several additional branching ratios and relations between production rates of  $D$  mesons in  $B$  decays have been derived from the measured values  $BR(B \rightarrow D + X)$ .

Combining the branching ratios  $BR(B \rightarrow D^0 + X)$  and  $BR(B \rightarrow D^+ + X)$  with known branching ratios for the inclusive production of other charm hadrons in  $B$  decays allows to estimate the ratio  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  of the two elements of the Kobayashi-Maskawa-matrix. If one assumes that  $B$  mesons decay only according to the spectator model it follows that  $|V_{ub}|/|V_{cb}| < 0.62$  (90 %  $CL$ ).

Using the LUND fragmentation function the following production cross sections for  $D$  mesons in nonresonant events at  $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$  centre-of-mass energy have been determined from the measured momentum spectra:  $\sigma_{D^0} \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (44.2 \pm 4.6) \text{ pb}$ ,  $\sigma_{D^+} \cdot BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = (45.6 \pm 5.8) \text{ pb}$  and  $\sigma_{D^{*+}} \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = (14.0 \pm 1.4) \text{ pb}$ .

# Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
<b>1 Produktion und Zerfälle von B-Mesonen</b>	<b>3</b>
1.1 Das Standard-Modell	3
1.2 Das Y-System	8
1.3 Eigenschaften der B-Mesonen	11
<b>2 Das Experiment</b>	<b>18</b>
2.1 Der Speicherring DORIS II	18
2.2 Der Detektor ARGUS	20
2.2.1 Die Detektorkomponenten	20
2.2.2 Der Trigger	24
2.3 Die Datenverarbeitung	26
2.3.1 Der Weg der Rohdaten	26
2.3.2 Die Rekonstruktion der Ereignisse	27
2.3.3 Die Standard-Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen	28
2.3.4 Die Analysesprache KAL	29
<b>3 Grundlagen der Analyse</b>	<b>30</b>
3.1 Die Bestimmung der Luminosität	30
3.2 Die endgültige Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen	31
3.3 Die Kontinuum-Subtraktion und die Anzahl der erzeugten B-Mesonen	35
3.4 Das Monte-Carlo-Programm	40
3.5 Die Fragmentation schwerer Quarks	41
3.6 Die Teilchenidentifikation	45
<b>4 Die Analyse</b>	<b>54</b>
4.1 Der Zerfall $B \rightarrow D^0 + X$	54
4.1.1 Die Rekonstruktion von $D^0$ -Mesonen	54
4.1.2 Die Behandlung von Doppelzählungen	59
4.1.3 Reflexionen	64
4.1.4 Die Breite des $D^0$ -Signals	68
4.1.5 Die Akzeptanz	69
4.1.6 Die $D^0$ -Impulsspektren	70
4.2 Der Zerfall $B \rightarrow D^+ + X$	79
4.2.1 Die Rekonstruktion von $D^+$ -Mesonen	79
4.2.2 Die Breite des $D^+$ -Signals	83

4.2.3 Die Akzeptanz	84
4.2.4 Die Parametrisierung des Untergrundes	85
4.2.5 Die $D^+$ -Impulsspektren	88
4.3 Der Zerfall $B \rightarrow D^{*+} + X$	94
4.3.1 Die Rekonstruktion von $D^{*+}$ -Mesonen	94
4.3.2 Die Breite des $D^{*+}$ -Signals	98
4.3.3 Die Akzeptanz	99
4.3.4 Die $D^{*+}$ -Impulsspektren	100

<b>5 Die Charm-Bilanz in B-Zerfällen und <math>e^+e^- \rightarrow q\bar{q}</math>-Ereignissen</b>	<b>107</b>
<b>6 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>114</b>
<b>Anhang</b>	<b>118</b>
<b>A Ableitung weiterer Ergebnisse aus den gemessenen <math>B \rightarrow D + X</math> Raten</b>	<b>118</b>
<b>Namensliste der ARGUS Kollaboration</b>	<b>122</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>123</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>124</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>126</b>
<b>Danksagung</b>	<b>130</b>

# Einleitung

Es ist das Ziel der modernen Elementarteilchenphysik, den Aufbau der Materie aus fundamentalen Bausteinen zu erforschen und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte zu untersuchen. Einer Fülle von experimentellen Beobachtungen steht das Bemühen gegenüber, diese durch eine einheitliche Theorie zu beschreiben. Dieses Ziel ist sicherlich heute noch nicht erreicht. Es existiert aber eine weitgehend akzeptierte Theorie, das sogenannte *Standard-Modell*, die bisher mit allen experimentellen Ergebnissen im Einklang ist. Als besonderer Erfolg für das Standard-Modell wird die korrekte Vorhersage der Existenz und Massen der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen gewertet, die die schwache Wechselwirkung vermitteln.

Das Modell benötigt einen Satz von 21 Parametern, deren Werte nicht aus der Theorie selbst abgeleitet werden können, sondern experimentell bestimmt werden müssen. Diese Vielzahl an Parametern läßt es unwahrscheinlich erscheinen, daß das Standard-Modell bereits die fundamentale Theorie der Elementarteilchenphysik darstellt. Es ist aber zumindest ein äußerst erfolgreiches Arbeitsmodell zur Beschreibung der elementaren Prozesse.

Das Standard-Modell sieht als elementare Materiebausteine 6 Leptonen und 6 Quarks an. Der direkte Nachweis des sechsten (*top*-) Quarks ist allerdings bis heute noch nicht gelungen.

Das schwerste derzeit bekannte Quark, das  $b$ - bzw. *bottom*-Quark, wird am Elektron-Positron-Speicherring DORIS II beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg untersucht, wo auch die hier beschriebene Analyse im Rahmen des ARGUS-Experiments durchgeführt wurde. Dort werden bei Elektron-Positron-Vernichtungsreaktionen neben anderen Endzuständen auch gebundene ( $b\bar{b}$ )-Zustände, die  $\Upsilon$ -Resonanzen, erzeugt.

Gegenstand dieser Arbeit sind die  $B$ -Mesonen  $B_u^-$  und  $\bar{B}_d^0$ , die aus einem  $b$ -Quark und aus einem  $\bar{u}$ - bzw.  $\bar{d}$ -Antiquark bestehen. Als Quelle für diese  $B$ -Mesonen dient der dritte radial angeregte  $\Upsilon$ -Zustand, das  $\Upsilon(4S)$ , welches in ein  $(B^+B^-)$ - bzw.  $(B^0\bar{B}^0)$ -Paar zerfällt.

Es wurden inklusive Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle der  $B$ -Mesonen in Endzustände mit  $D$ -Mesonen bestimmt und das Impulsspektrum der  $D$ -Mesonen gemessen. Diese Messungen stellen für sich allein gesehen zusätzliche Information über die Eigenschaften von  $B$ -Mesonen dar. Darüber hinaus können die Ergebnisse aber noch mit anderen Messungen kombiniert und im Rahmen des Standard-Modells interpretiert werden. Konkret folgt daraus eine Abschätzung des Verhältnisses  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  der Parameter der Kobayashi-Maskawa-Matrix, die die Mischung der Quarks beschreibt.

Das Kapitel 1 beginnt mit einer kurzen Einführung in das Standard-Modell. Anschließend werden einige experimentelle und theoretische Aspekte der Physik der  $b$ -Quarks und  $B$ -Mesonen dargestellt, die in Verbindung zur vorliegenden Arbeit stehen.

Das folgende Kapitel beschreibt die experimentellen Gegebenheiten, d.h. den Speicherring DORIS II, den Detektor ARGUS sowie die Methode der Datenauswertung.

Im Kapitel 3 sind einige Punkte zusammengefaßt, die die Grundlage für die folgende Analyse der inklusiven  $B$ -Zerfälle bilden.

Im Kapitel 4 wird dann in drei Abschnitten die Analyse der Zerfälle  $B \rightarrow D^0+X$ ,  $B \rightarrow D^++X$  und  $B \rightarrow D^{*++}X$  vorgestellt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden im Kapitel 5 mit den Ergebnissen anderer Untersuchungen über die Produktion von Charm-Hadronen in  $B$ -Zerfällen und in nichtresonanten Ereignissen kombiniert. Dies resultiert in einer Bilanz der inklusiven Charm-Produktion in den genannten Ereignissen und in einer Abschätzung des Verhältnisses  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ .

Das Kapitel 6 faßt dann die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen. Außerdem werden mit Hilfe der gemessenen Produktionsraten von  $D^0$ ,  $D^+$ - und  $D^{*+}$ -Mesonen einige weitere Verzweigungsverhältnisse für inklusive  $D$ -Produktion in  $B$ -Zerfällen abgeleitet, deren direkte Messung nicht ohne weiteres möglich ist.

# Kapitel 1

## Produktion und Zerfälle von B-Mesonen

Das Bestreben, die in Experimenten der Elementarteilchenphysik gewonnenen Erkenntnisse in möglichst einheitlicher Weise zu beschreiben und zu interpretieren, hat auf die Entwicklung des sogenannten Standard-Modells der elektroschwachen und starken Wechselwirkung geführt. Die Eigenschaften von  $b$ -Quarks und  $B$ -Mesonen lassen sich innerhalb dieser Theorie zum Teil vorhersagen. Experimentelle Untersuchungen von  $B$ -Mesonen tragen andererseits zur Festlegung der freien Parameter des Modells bei.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels gibt eine kurze Darstellung der Ansätze und Modellvorstellungen der Standard-Theorie. Es folgen dann einige Anmerkungen zum System der  $\Upsilon$ -Resonanzen, die im Energiebereich um  $10 \text{ GeV}$  die am besten geeigneten Ausgangszustände für die Untersuchung von  $b$ -Quarks und  $B$ -Mesonen sind. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit den  $B$ -Mesonen und ihren Zerfällen.

### 1.1 Das Standard-Modell

Gegenwärtig werden als fundamentale Materiebausteine die 6 *Leptonen* und 6 *Quarks* angesehen, die in der Tabelle 1.1 aufgeführt werden. Zu jedem dieser Fermionen existiert ein Antiteilchen gleicher Masse mit entgegengesetzten Quantenzahlen. Die Neutrinos werden als masselos an-

	Leptonen			Quarks		
		el. Ladung [ $e$ ]	Masse [ $\text{MeV}/c^2$ ]	Flavour	el. Ladung [ $e$ ]	Masse [ $\text{MeV}/c^2$ ]
1.Generation	$\nu_e$	0	$< 18 \cdot 10^{-6}$	$u$ ( <i>up</i> )	$2/3$	6
	$e^-$	-1	0.511	$d$ ( <i>down</i> )	$-1/3$	6
2.Generation	$\nu_\mu$	0	$< 0.25$	$c$ ( <i>charm</i> )	$2/3$	1350
	$\mu^-$	-1	105.66	$s$ ( <i>strange</i> )	$-1/3$	150
3.Generation	$\nu_\tau$	0	$< 35$	$t$ ( <i>top</i> )	$2/3$	?
	$\tau^-$	-1	1784.1	$b$ ( <i>bottom</i> )	$-1/3$	4800

Tabelle 1.1: Die elementaren Fermionen  
(Die Leptonmassen sind experimentelle Werte (aus [1]), bei den Quarkmassen handelt es sich um Strommassen (aus [19]) )

Boson	Anzahl	Wechselwirkung	el. Ladung [in Einheiten von $e$ ]	Masse [ $\text{GeV}/c^2$ ]
$\gamma$	1	el.-mag.	0	0
$W$	2	schwach	$\pm 1$	$81.0 \pm 1.3^1$
$Z$	1	schwach	0	$92.4 \pm 1.8^1$
$g$	8	stark	0	0

Tabelle 1.2: Die Eichbosonen (<sup>1</sup>Massenwerte aus [1])

gesehen. Das  $t$ -Quark wurde bisher noch nicht direkt nachgewiesen; es gibt jedoch indirekte Hinweise für seine Existenz [2]. Zwischen den Fermionen wirken vier fundamentale Kräfte:

- starke Wechselwirkung
- Elektromagnetische Wechselwirkung
- schwache Wechselwirkung
- Gravitation

Allerdings nehmen nur die Quarks an allen Wechselwirkungen teil. Alle Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung, die Neutrinos als elektrisch neutrale Teilchen reagieren auch nicht auf elektromagnetische Kräfte.

Bisher konnten nur die ersten drei Wechselwirkungen erfolgreich durch Eichtheorien beschrieben werden. Diese Theorien bilden das *Standard-Modell*, die derzeit erfolgreichste Theorie der Elementarteilchenphysik. In Eichtheorien wird die Kraftwirkung durch den Austausch von intermediären Vektorbosonen vermittelt. Die Tabelle 1.2 führt die heute bekannten Bosonen auf. Der Ansatz der Eichtheorien ist die Forderung nach Invarianz der Wechselwirkung gegenüber lokalen Transformationen der Felder. Eine allgemein akzeptierte Eichtheorie für die Gravitation existiert bis jetzt noch nicht.

Es gibt in der Elementarteilchenphysik das Bestreben, verschiedene Phänomene möglichst auf ein einheitliches Prinzip zurückzuführen. Dies gelang bei der Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur *elektroschwachen Wechselwirkung* durch das Glashow-Salam-Weinberg-Modell (GSW-Modell) [3]. Das Standard-Modell besteht also aus den folgenden zwei Komponenten:

- GSW-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung
- Quantenchromodynamik (*QCD*), Eichtheorie der starken Wechselwirkung

Die folgende Zusammenfassung der Aussagen des Standard-Modells orientiert sich an den Darstellungen in [4] und [5]. Die Transformationen der elektroschwachen Theorie gehören zur Gruppe  $SU(2) \times U(1)$ , die Erzeugenden der Transformationen sind der schwache Isospin  $\vec{T}$  bzw. die schwache Hyperladung  $Y$ . Die Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte gegenüber diesen lokalen Transformationen erzwingt die Einführung von 4 zunächst masselosen Vektorfeldern  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $B_\mu$ . Linearkombinationen dieser Felder können dann mit den Boson-Feldern

$W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  und  $A$  (für das Photon  $\gamma$ ) identifiziert werden, die die schwache bzw. elektromagnetische Wechselwirkung übertragen:

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

Hierbei ist  $\vartheta_W$  der *Weinbergwinkel*. In Experimenten wird  $\sin^2(\vartheta_W)$  gemessen; der aktuelle Wert ist  $\sin^2(\vartheta_W) = 0.230 \pm 0.005$  [1].

Die elementaren Fermionen werden in SU(2)-Multipletts eingeteilt:

$$\left. \begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \\ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{linkshändige Fermionen} \\ \text{SU(2) - Dubletts (I} = \frac{1}{2} \text{)} \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{ccc} e_R^- & \mu_R^- & \tau_R^- \\ u_R & c_R & t_R \\ d_R & s_R & b_R \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{rechtshändige Fermionen} \\ \text{SU(2) - Singulett (I} = 0 \text{)} \end{array}$$

Im GSW-Modell erhalten die Fermionen und die Vektorbosonen ihre Masse durch den Prozeß der spontanen Symmetriebrechung (*Higgs-Mechanismus* [6]). Hierzu wird ein zusätzliches SU(2)-Dublett von komplexen skalaren Feldern eingeführt:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Neben dem kinematischen Term für  $\phi(x)$  erscheint in der Lagrangedichte ein Potentialterm mit der Eigenschaft, daß der Grundzustand von  $\phi(x)$ , d.h. sein Vakuum Erwartungswert, nicht invariant unter SU(2)-Transformationen ist. Außerdem treten in der Lagrangedichte Kopplungsterme zwischen dem Higgs-Feld und den Bosonfeldern der schwachen Wechselwirkung sowie den Fermionfeldern auf, die auf Massenterme für diese Felder führen. Aus dieser Prozedur geht zusätzlich ein massives neutrales Boson - das physikalische Higgs-Teilchen - hervor, dessen Masse nicht von der Theorie vorhergesagt wird. Es konnte bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden.

Die Eigenzustände  $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$  der schwachen Wechselwirkung sind Mischungen der Massen-Eigenzustände  $d$ ,  $s$ ,  $b$  und mit diesen durch folgende Transformation verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{KM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Die unitäre Matrix  $V_{KM}$  (*Kobayashi - Maskawa - Matrix*) besitzt 4 freie Parameter. Alle weiteren Parameter sind durch die geforderte Unitarität festgelegt oder können als nicht beobachtbare Phasen in den Quarkfeldern absorbiert werden. In der ursprünglichen Form wurden als Parameter drei Winkel  $\theta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) und eine Phase  $\delta$  gewählt [7].

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } c_i &= \cos(\theta_i), \quad s_i = \sin(\theta_i) \\ 0 &\leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \delta < 2\pi \end{aligned}$$

Die Elemente der Matrix  $V_{KM}$  sind mit den Wahrscheinlichkeiten für Übergänge zwischen den ( $u, c, t$ ) - und den ( $d, s, b$ ) - Quarks verknüpft. Der Teil der Lagrangedichte, der diese Übergänge und die Übergänge im Leptonensektor beschreibt, hat die Form

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2} \cdot \sin(\vartheta_W)} \cdot (W_\mu^+ \cdot \mathcal{J}_{CC}^\mu + W_\mu^- \cdot \mathcal{J}_{CC}^{\mu\dagger}) \quad (1.5)$$

Der geladene Strom  $\mathcal{J}_{CC}^\mu$  besitzt einen hadronischen und einen leptonischen Anteil:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{CC}^\mu &= (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \cdot \gamma^\mu \cdot \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \cdot V_{KM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ &+ (\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau) \cdot \gamma^\mu \cdot \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \cdot \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die Bedeutung der einzelnen Elemente der KM-Matrix für die verschiedenen Übergänge zwischen Quarks wird in der allgemeinen Darstellung deutlich:

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Derzeit sind die Parameter der KM-Matrix in folgenden Grenzen bekannt (bei 90 % CL) [1]:

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

D.h. Übergänge finden bevorzugt innerhalb einer Generation statt, während Übergänge zur nächsten Generation stark und zur übernächsten Generation noch stärker unterdrückt sind.

Die *Quantenchromodynamik* ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung [8]. Nach dieser Theorie tritt jedes Quark in drei Farbladungszuständen auf: *rot*, *gelb* oder *blau*. Die Antiquarks tragen entsprechende Anti-Farbladungen: *anti-rot*, *anti-gelb*, *anti-blau*. Der Ausdruck 'Farbe' wurde in diesem Zusammenhang in Anlehnung an die additive Farbmischung gewählt. Während die Quarks also als Farb-Triplets erscheinen, sind die bekannten Hadronen Farb-Singulett-Zustände ('weiße' Zustände). Dabei handelt es sich bei den *Mesonen* um gebundene Quark-Antiquark-Zustände ( $q\bar{q}$ ) und bei den *Baryonen* um 3-Quark-Zustände ( $qqq$ ).

Die Symmetriegruppe der QCD ist die (Farb-) SU(3). Die Eichung dieser Gruppe führt auf 8 masselose Bosonfelder - die *Gluonen* -, die die starke Wechselwirkung vermitteln. Sie tragen selbst Farb- und Antifarbladungen (z.B.  $(r\bar{g})$ ,  $(g\bar{b})$ , ...).

Die Kopplungsstärke  $\alpha_S$  der starken Wechselwirkung hängt stark vom Viererimpulsübertrag  $Q^2$  ab. Im Grenzfall großer  $Q^2$ -Werte liefert die Störungstheorie die folgende Abhängigkeit:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \cdot \left[ 1 - \beta_1 \cdot \frac{\ln \left( \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)}{\beta_0^2 \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right] \quad (1.8)$$

mit

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} \cdot N_f$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38}{3} \cdot N_f$$

Hier bezeichnet  $N_f$  die Anzahl der beteiligten Quark-Flavour, und  $\Lambda$  ist ein Skalenparameter, der nicht aus der QCD selbst berechnet werden kann. Der experimentelle Wert für  $\Lambda$  beträgt  $200^{+150}_{-80} \text{ MeV}$  [1].

Bei großen  $Q^2$ -Werten und entsprechend kleinen Abständen wird  $\alpha_S$  klein und geht gegen Null für  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Diese *asymptotische Freiheit* bedingt, daß sich die in Hadronen gebundenen Quarks bei Experimenten mit großen Impulsüberträgen wie freie Teilchen verhalten. Nur in diesem Bereich können Prozesse mit störungstheoretischen Methoden behandelt werden (*perturbative QCD*). Dabei werden die beteiligten Feynman-Diagramme nach Potenzen von  $\alpha_S$  sortiert. Wenn  $\alpha_S$  hinreichend klein ist, kann die Reihe nach den Gliedern der Ordnung  $\alpha_S$  oder  $\alpha_S^2$  ohne wesentlichen Verlust an Genauigkeit abgebrochen werden. Der hiermit verbundene Rechenaufwand ist bereits sehr groß. Bei Prozessen mit kleinen Viererimpulsüberträgen wie der Bildung von Hadronen bei der Fragmentation von Quarks können hingegen die Terme höherer Ordnung nicht mehr vernachlässigt werden, so daß eine Berechnung derzeit nicht möglich ist. Schon bei einem  $Q^2$ -Wert von  $(10 \text{ GeV}/c^2)^2$  ergibt sich nach (1.8) für  $\alpha_S$  ein Wert von etwa 0.17. Dies sollte mit dem Wert der elektromagnetischen Kopplungskonstante

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137} \quad (1.9)$$

verglichen werden.

Im Bereich der asymptotischen Freiheit leitet man einen Verlauf des Potentials ähnlich dem Coulombpotential ab, während man bei großen Abständen eine lineare Abhängigkeit erwartet [9]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_S}{r} + \kappa \cdot r \quad (1.10)$$

Man stellt sich vor, daß die Feldlinien des Farbfeldes einen Flußschlauch mit etwa  $1 \text{ fm}$  Durchmesser und konstanter Kraftdichte bilden. Daher wäre ein unendlicher großer Energieaufwand erforderlich, um die Quarks voneinander zu trennen. Dies hat zur Folge, daß Quarks immer in Hadronen gebunden sind (*confinement*) und nicht frei existieren.

Das Standard-Modell in seiner heutigen Form enthält 21 freie Parameter, die nicht aus der Theorie abgeleitet werden können sondern experimentell bestimmt werden müssen:

- 12 Fermionmassen,
- die Masse der  $W^\pm$ -Bosonen,
- die Masse des Higgs-Bosons,
- die Kopplungskonstanten  $\alpha_S$  und  $\alpha_{em}$ ,

- den Weinbergwinkel  $\vartheta_W$  (bzw.  $\sin(\vartheta_W)$ ),
- die Parameter  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  und  $\delta$  der KM-Matrix.

Die Masse des  $Z$ -Bosons folgt dann aus der Beziehung

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos(\vartheta_W)}, \quad (1.11)$$

die man aus zwei Gleichungen erhält, welche die Masse des  $W^\pm$  bzw. des  $Z$  mit dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes verknüpfen.

Die Vielzahl der Parameter läßt Zweifel an der Fundamentalität der Theorie aufkommen. Das Standard-Modell ist aber zumindest ein äußerst erfolgreiches Arbeitsmodell zur Beschreibung der elementaren Prozesse. Bisher ist keine seiner Aussagen durch ein Experiment widerlegt worden.

## 1.2 Das $\Upsilon$ -System

In der vorliegenden Arbeit werden Zerfälle von  $B$ -Mesonen analysiert, die wiederum aus Zerfällen von  $\Upsilon(4S)$ -Mesonen stammen. Das  $\Upsilon(4S)$  ist entsprechend der in der Spektroskopie üblichen Notation der  $4^3S_1$ -Zustand eines gebundenen ( $b\bar{b}$ )-Systems. Dieses System ist das Analogon zum Positronium, mit dem Unterschied, daß hier die starke Wechselwirkung für die Bindung der ( $b\bar{b}$ )-Zustände verantwortlich ist. Wegen der großen Masse des  $b$ -Quarks kann das System in guter Näherung durch die nichtrelativistische Schrödingergleichung beschrieben werden. Es gibt dabei verschiedene Ansätze für die Form des Potentials. Damit können dann die diskreten Energieniveaus des ( $b\bar{b}$ )-Systems berechnet und mit experimentellen Daten verglichen werden. Ein Überblick über den Status der Potentialmodelle wird z.B. in [10] gegeben.

$\Upsilon$ -Mesonen wurden zum ersten Mal im Jahre 1977 bei einem p-Cu/Pt - Streuexperiment beobachtet [11]. Dort zeigte sich eine Struktur in der Verteilung der invarianten  $\mu^+\mu^-$ -Masse, die auf zwei schmale Resonanzen bei etwa  $9.5 \text{ GeV}/c^2$  und  $10.0 \text{ GeV}/c^2$  hindeutete. Seitdem werden die  $\Upsilon$ -Resonanzen in Experimenten an  $e^+e^-$ -Speicherringen untersucht.

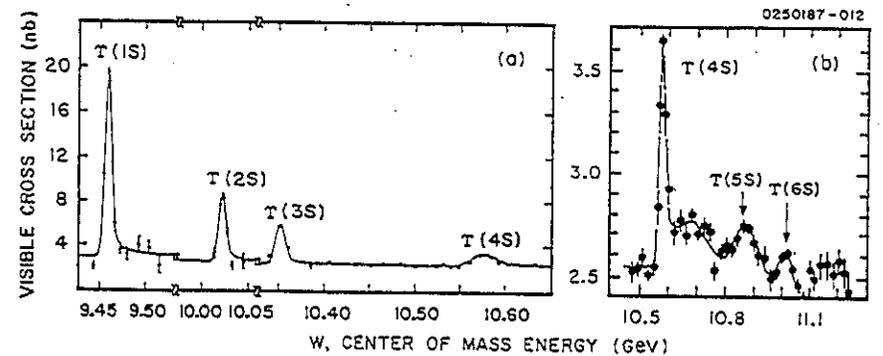


Abbildung 1.1: Die  $\Upsilon$ -Resonanzen im visuellen hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  [12]

Resonanz	Masse [ $MeV/c^2$ ]	Breite
$\Upsilon(1S)$	$9460.3 \pm 0.3$	$51 \pm 3 \text{ keV}$
$\Upsilon(2S)$	$10023.4 \pm 0.3$	$37 \pm 10 \text{ keV}$
$\Upsilon(3S)$	$10355.5 \pm 0.5$	$27 \pm 6 \text{ keV}$
$\Upsilon(4S)$	$10580 \pm 4$	$20 \pm 4 \text{ MeV}$
$\Upsilon(5S)$	$10868 \pm 8$	$112 \pm 29 \text{ MeV}$
$\Upsilon(6S)$	$11019 \pm 9$	$61 \pm 26 \text{ MeV}$

Tabelle 1.3: Die Massen der  $\Upsilon(nS)$ -Zustände (aus [10,13])

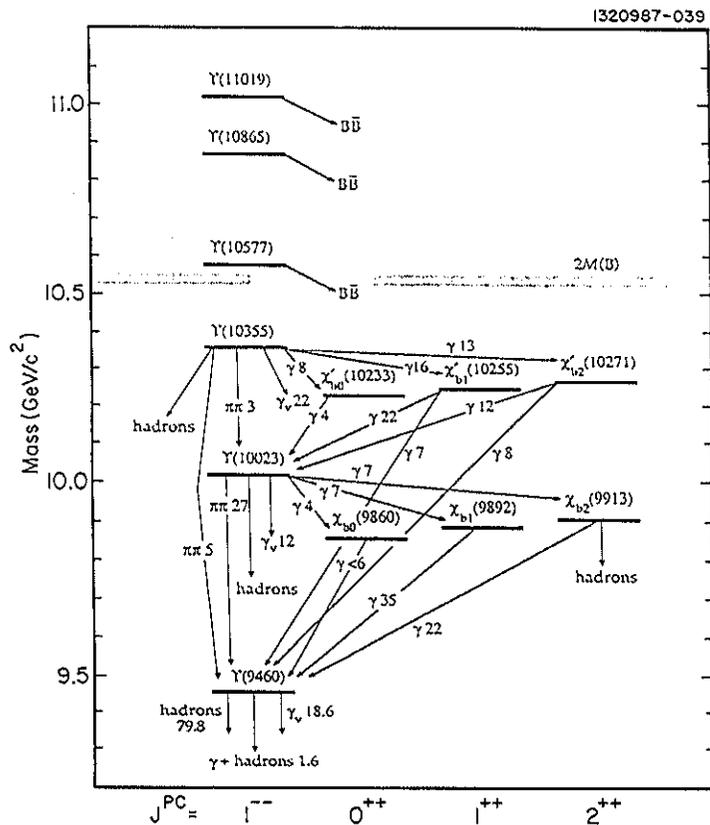


Abbildung 1.2: Das Niveauschema der gemessenen  $\Upsilon$ -Zustände (aus [14]). Die Zahlenwerte an den Übergängen bezeichnen die jeweiligen Verzweungsverhältnisse in %.

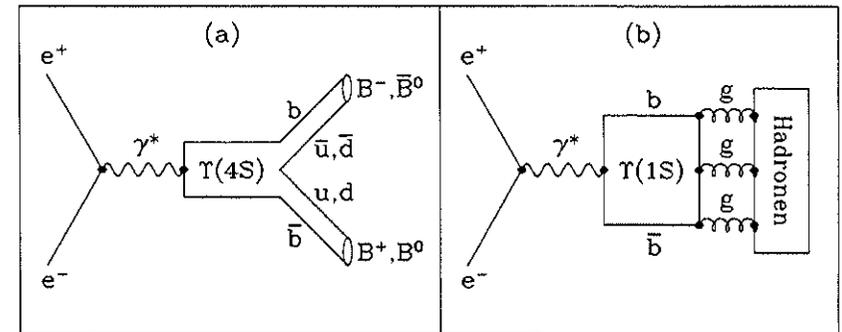


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramme für Erzeugung und Zerfall von  $\Upsilon$ -Resonanzen: (a) Zerfall des  $\Upsilon(4S)$  in zwei B-Mesonen (b) Zerfall des  $\Upsilon(1S)$  in drei Gluonen

Bei der  $e^+e^-$ -Annihilation in ein virtuelles Photon können nur die  $n^3S_1$ -Zustände des  $(b\bar{b})$ -Systems direkt erzeugt werden, da sie die gleichen Quantenzahlen wie das Photon ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) haben. Bisher wurden sechs dieser Zustände über die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  gegenüber dem Kontinuum-Wirkungsquerschnitt (siehe Kapitel 3.3) nachgewiesen (Abbildung 1.1). Ihre Massen werden in Tabelle 1.3 aufgeführt.

Die  $n^3P_J$ -Zustände des  $(b\bar{b})$ -Systems konnten mit Hilfe der elektromagnetischen Übergänge zwischen ihnen und den  $n^3S_1$ -Zuständen gemessen werden. Außerdem wurden hadronische Übergänge zwischen den  $n^3S_1$ -Niveaus beobachtet. In der Abbildung 1.2 werden die derzeit bekannten Zustände des  $(b\bar{b})$ -Systems und die Übergänge zwischen ihnen dargestellt.

Das  $\Upsilon(4S)$  ist der erste Zustand oberhalb der Schwelle zur Erzeugung von B-Mesonen, d.h. seine Masse ist größer als  $2m_B$ . Es kann entsprechend der Abbildung 1.3(a) in ein Paar von geladenen bzw. neutralen B-Mesonen zerfallen, indem im Kraftfeld zwischen dem  $b$  und  $\bar{b}$  ein  $(u\bar{u})$ - bzw.  $(d\bar{d})$ -Quarkpaar erzeugt wird. Die  $\Upsilon$ -Zustände mit kleineren Massen können nur durch die Annihilation des  $(b\bar{b})$ -Paares zerfallen oder in andere  $\Upsilon$ -Zustände mit noch kleinerer Masse übergehen, bis schließlich die  $b\bar{b}$ -Annihilation stattfindet. Der dominierende Zerfall des  $\Upsilon(1S)$ -Zustandes ist der OZI-unterdrückte [15] Zerfall in drei Gluonen (Abbildung 1.3(b)). Die Rate für den Zerfall ist proportional zu  $\alpha_s^3$ . Diese starke Unterdrückung ist die Ursache für die kleine natürliche Breite des  $\Upsilon(1S)$  im Vergleich zur Breite des  $\Upsilon(4S)$  (Tabelle 1.3). Ein Zerfall des  $\Upsilon(1S)$  in weniger als 3 Gluonen ist nicht möglich, da beim Übergang in 1 Gluon die Farbladung nicht erhalten bliebe und der Zerfall in 2 Gluonen wegen der positiven C-Parität des 2-Gluon-Zustandes verboten ist.

Es wird angenommen, daß das  $\Upsilon(4S)$  ausschließlich in ein Paar von B-Mesonen zerfällt. Diese Annahme wird gestützt durch die Form des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen aus  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen (Abbildung 1.4). Die Tatsache, daß keine Teilchen mit Impulsen oberhalb von  $0.5 \cdot p_{\text{Strahl}}$  gefunden werden, deutet darauf hin, daß das  $\Upsilon(4S)$  in zwei schwere Teilchen zerfällt, die sich annähernd in Ruhe befinden.

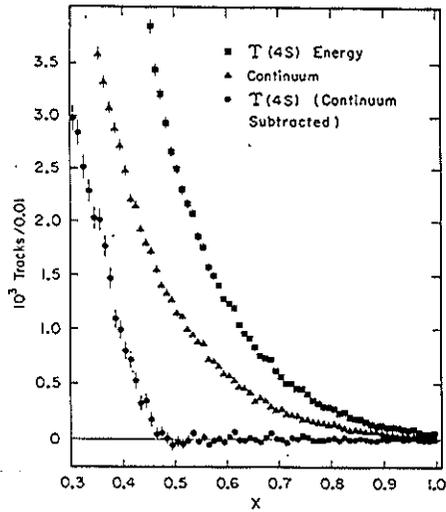


Abbildung 1.4: Das Impulsspektrum von geladenen Teilchen aus  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ( $x = p / p_{\text{Strahl}}$ ) [16]

### 1.3 Eigenschaften der B-Mesonen

Als  $B$ -Mesonen werden alle Mesonen bezeichnet, die ein schweres  $b$ -Quark und ein leichteres  $\bar{u}$ -,  $\bar{d}$ -,  $\bar{s}$ - oder  $\bar{c}$ -Antiquark enthalten. Für die leichtesten Pseudoskalar mesonen ( $J^P = 0^-$ ) werden die folgenden Bezeichnungen verwendet<sup>1</sup> (Die Ausdrücke in Klammern geben den jeweiligen Valenzquarkinhalt an)

$$B_u^- = (b\bar{u}) \quad , \quad \bar{B}_d^0 = (b\bar{d}) \quad , \quad \bar{B}_s^0 = (b\bar{s}) \quad , \quad B_c^- = (b\bar{c})$$

In Zerfällen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz treten nur die beiden leichtesten  $B$ -Mesonen,  $B_u^-$  und  $\bar{B}_d^0$ , auf (die Indizes  $u$  und  $d$  werden im folgenden weggelassen). Die Experimente ARGUS und CLEO konnten eine Reihe von Zerfällen von  $\bar{B}^0$ - und  $B^-$ -Mesonen vollständig rekonstruieren. Es handelt sich dabei um Zerfälle der Art

$$\begin{aligned} B &\rightarrow D^{*+} + n\pi & (n = 1, 2, 3) \\ B &\rightarrow D^0, D^+ + n\pi & (n = 1, 2) \\ B &\rightarrow J/\Psi + K + n\pi & (n = 0, 1, 2) \end{aligned}$$

Die Verzweungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle sind alle kleiner als 10 %, in den meisten Fällen kleiner als 5 % [17]. Aus der Rekonstruktion ergaben sich folgende Werte für die Massen der  $B$ -Mesonen:

<sup>1</sup>Wenn nicht besonders vermerkt, schließen Hinweise auf einen bestimmten Ladungszustand den ladungskonjugierten Zustand mit ein.

Exp.	$m(\bar{B}^0)$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$m(B^-)$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
ARGUS	$5279.9 \pm 0.9 \pm 3.0$	$5278.0 \pm 0.8 \pm 3.0$
CLEO	$5281.3 \pm 0.8 \pm 2.0$	$5279.3 \pm 0.8 \pm 2.0$

Tabelle 1.4: Die Massen der  $B$ -Mesonen (aus [17])

Die große Masse der  $B$ -Mesonen bedingt, daß sie sich nach dem  $\Upsilon(4S)$ -Zerfall annähernd in Ruhe befinden (der mittlere Impuls beträgt nur etwa  $340 \text{ MeV}/c$ ). Dies erschwert die Rekonstruktion von  $B$ -Zerfällen, da die im Detektor registrierten Teilchen aus dem einen  $B$ -Zerfall nicht räumlich von den Teilchen aus dem anderen  $B$ -Zerfall getrennt sind. Es kommt hierdurch zu einer Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten und damit zu einem hohen Untergrundniveau.

$\Upsilon(4S)$ -Zerfälle sind durch eine große mittlere Multiplizität von geladenen Teilchen und Photonen gekennzeichnet:

	Multiplizität
geladene Teilchen	$10.99 \pm 0.06 \pm 0.29$
Photonen	$10.00 \pm 0.53 \pm 0.50$

Tabelle 1.5: Die mittlere Teilchenmultiplizität in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen (aus [18])

Demzufolge müssen viele Zerfallskanäle von  $B$ -Mesonen eine größere Anzahl von Teilchen im Endzustand enthalten als die bisher nachgewiesenen Zerfälle, wodurch ihre Rekonstruktion erheblich erschwert wird.

Die  $\bar{B}^0$ - und  $B^-$ -Mesonen sind die leichtesten  $b$ -Hadronen und können daher nur über den schwachen Zerfall des  $b$ -Quarks zerfallen. Damit bieten  $B$ -Zerfälle prinzipiell eine besonders gute Möglichkeit, Information über die Elemente  $V_{ub}$  und  $V_{cb}$  der *Kobayashi-Maskawa*-Matrix zu gewinnen.

Im Rahmen des *Standard-Modells* können die inklusiven Zerfallsraten von  $B$ -Mesonen über elementare Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Fermionen berechnet werden. Die folgende kurze Beschreibung orientiert sich an der Darstellung in [19].

Der dominierende Prozeß wird durch den *Zuschauer*-Graph in Abbildung 1.5(a) verdeutlicht. Das leichte Quark im  $B$ -Meson befindet sich hierbei in der Rolle des *Zuschauers* (*spectator*) und beeinflusst den schwachen Zerfall des  $b$ -Quarks nicht. Bindungseffekte im Meson bleiben unberücksichtigt. Da der Viererimpulsübertrag hier gegenüber der  $W$ -Masse vernachlässigt werden kann, wird der Zerfall durch das Matrixelement mit punktförmiger Fermikopplung beschrieben:

$$M_{fi} = \langle f | H_W | i \rangle \quad (1.12)$$

mit dem Hamiltonoperator

$$H_W = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \cdot \mathcal{J}_{CC}^{\mu\dagger} \mathcal{J}_{CC\mu} \quad (1.13)$$

und  $\mathcal{J}_{CC}^{\mu}$  aus Gleichung (1.6).

$G_F$  ist die Fermikonstante:  $G_F/\sqrt{2} = e^2/8m_W^2 \sin^2(\vartheta_W)$ .

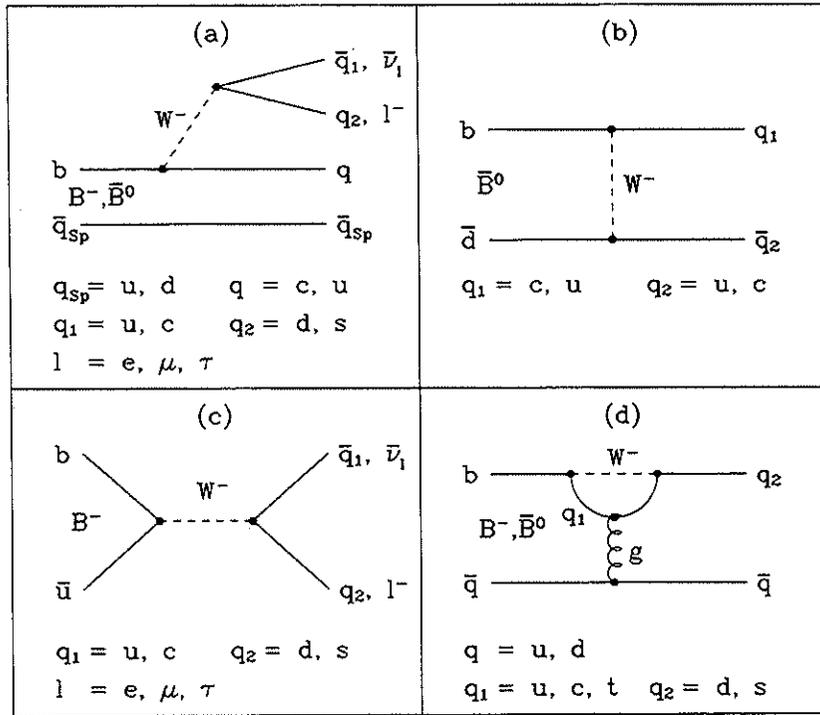


Abbildung 1.5: Feynman-Diagramme für B-Zerfälle

(a) Zuschauer-Graph (b)  $W$ -Austausch (c) Annihilationsgraph (d) 'Penguin'-Graph

Die differentielle Breite für einen Zerfall ( $b \rightarrow q\bar{q}_1q_2$ ) ist dann

$$d\Gamma(b \rightarrow q\bar{q}_1q_2) = \frac{(2\pi)^4}{2m_b} \cdot |V_{qb}|^2 |V_{q_1q_2}|^2 \cdot |M|^2 \cdot \delta(p_b - p_q - p_{q_1} - p_{q_2}) \cdot d\Phi_3 \quad (1.14)$$

mit

- $m_b$  : Masse des  $b$ -Quarks
- $V_{ij}$  : Element der  $KM$ -Matrix
- $p_i$  : Viererimpuls des Quarks  $i$
- $d\Phi_3$  : lorentzinvarianter Drei - Teilchen - Phasenraum

Aus der Integration von (1.14) folgt die Zerfallsbreite

$$\Gamma_{Sp}^0(b \rightarrow q\bar{q}_1q_2) = 3 \Gamma^0 \cdot |V_{qb}|^2 |V_{q_1q_2}|^2 \quad (1.15)$$

mit  $\Gamma^0 = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}$

Der Faktor 3 berücksichtigt die drei möglichen Farbzustände der Quarks  $\bar{q}_1, q_2$ .

Diese Zerfallsrate muß noch auf Effekte der starken Wechselwirkung korrigiert werden. Es werden zwei Arten von Gluonkorrekturen unterschieden:

A) Bei den nichtleptonischen Zerfällen ( $b \rightarrow q\bar{q}_1q_2$ ) treten Gluonen mit großem Viererimpulsübertrag auf, die eine Schleife mit dem  $W$  bilden. Ihre Berücksichtigung führt auf den effektiven Hamiltonoperator

$$H_W^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot \sum_{q, q_1, q_2} V_{qb} V_{q_1q_2}^* \left\{ \frac{c_+ + c_-}{2} (\bar{q}b)_L (\bar{q}_2q_1)_L + \frac{c_+ - c_-}{2} (\bar{q}q_1)_L (\bar{q}_2b)_L \right\} \quad (1.16)$$

mit  $q = (u, c)$ ,  $q_1 = (u, c)$ ,  $q_2 = (d, s)$ ,  $(\bar{q}b)_L = \bar{q}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)b$  etc. .

Die Renormierungskonstanten  $c_+$  und  $c_-$  sind bei Berücksichtigung der führenden Terme aller Korrekturen  $\propto \left[ \frac{\alpha_S}{\pi} \ln \left( \frac{m_b^2}{m_l^2} \right) \right]^n$  ( $LLA$ -Näherung, *leading log approximation*) gegeben durch

$$c_- = \left( \frac{\alpha_S(m_b^2)}{\alpha_S(m_W^2)} \right)^{\frac{33-2N_f}{3}} = \frac{1}{c_+} \quad (1.17)$$

Mit  $m_b = 4.8 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Lambda = 200 \text{ MeV}$  und  $m_W = 81 \text{ GeV}/c^2$  ergibt dies

$$c_+ = 0.86 \quad c_- = 1.34$$

Die Zerfallsbreite (1.15) erhält damit die folgende Form:

$$\Gamma_{Sp}^{LLA} = \left( \frac{2c_+^2 + c_-^2}{3} \right) \cdot \Gamma_{Sp}^0 = 1.09 \cdot \Gamma_{Sp}^0 \quad (1.18)$$

Diese Verstärkung der nichtleptonischen Zerfallsbreite wird als *short distance enhancement* bezeichnet. Sie bedingt natürlich auch eine Reduzierung des inklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnisses.

B) Entlang der Quarklinien in Abbildung 1.5(a) können virtuelle oder reelle Gluonen abgestrahlt werden. Wenn diese Prozesse in  $\mathcal{O}(\alpha_S)$  berücksichtigt werden, ergeben sich für semi- bzw. nichtleptonische Zerfälle die Breiten

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow q l^- \bar{\nu}_l) = \Gamma^0 \cdot \left\{ 1 - \frac{2\alpha_S(m_b^2)}{3\pi} \cdot \left( \pi^2 - \frac{25}{4} \right) \right\} \cdot |V_{qb}|^2$$

$$\Gamma_{nl}(b \rightarrow q\bar{q}_1q_2) = \Gamma^0 \cdot \left\{ 1 - \frac{2\alpha_S(m_b^2)}{3\pi} \cdot \left( \pi^2 - \frac{31}{4} \right) \right\} \cdot 3 \cdot |V_{qb}|^2 |V_{q_1q_2}|^2 \quad (1.19)$$

Die semileptonische Breite wird also vergleichsweise stärker reduziert als die nichtleptonische Breite.

In [20] wird eine Rechnung vorgestellt, die den unter (A) beschriebenen Gluonenaustausch in nächst höherer Näherung ( $NLL = \text{next-to-leading-log approximation}$ ) mit den unter (B) aufgeführten Korrekturen verbindet. Die aus dieser Rechnung folgenden Partialbreiten der verschiedenen  $b$ -Zerfälle stehen in der Tabelle 1.6. Es wurden dabei zusätzliche Korrekturfaktoren  $I\left(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_{q_1}}{m_b}, \frac{m_{q_2}}{m_b}\right)$  für den Drei-Teilchen-Phasenraum angebracht, die die Massen der beteiligten Fermionen berücksichtigen.

Die  $NLL$ -Rechnung sagt für B-Mesonen ein inklusives semileptonisches Verzweungsverhältnis von 12% voraus. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat ( $l = e, \mu$ ):

	Phasenraumkorrektur	$\Gamma = K \cdot  V_{cb} ^2 \cdot G_F^2 m_b^5 / 192\pi^3$			
		$\alpha_S = 0$	LLA-Näherung	NLL-Näherung	
$b \rightarrow q f_1 \bar{f}_2$	$I \left( \frac{m_q}{m_b}, \frac{m_{f_1}}{m_b}, \frac{m_{f_2}}{m_b} \right)$	$K_0$	$K_{LLA}$	$K_{NLL}$	BR [%]
$c \bar{d}u$	0.560	1.60	1.82	1.89	47.3
$c \bar{s}u$	0.555	0.08	0.09	0.09	2.3
$c \bar{s}\bar{c}$	0.243	0.69	0.79	0.81	20.3
$c \bar{d}\bar{c}$	0.247	0.04	0.05	0.05	1.3
$c X_H$		2.41	2.75	2.84	71.2
$c e^- \bar{\nu}_e$	0.561	0.56	0.56	0.48	12.0
$c \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0.558	0.56	0.56	0.48	12.0
$c \tau^- \bar{\nu}_\tau$	0.131	0.13	0.13	0.12	3.0
$c l^- \bar{\nu}_l$		1.25	1.25	1.08	27.0
$u \bar{d}u$	1.000	2.85	3.25	3.36	0.8
$u \bar{s}u$	0.992	0.15	0.17	0.18	0.1
$u \bar{s}\bar{c}$	0.555	1.58	1.80	1.86	0.5
$u \bar{d}\bar{c}$	0.560	0.08	0.09	0.10	0.0
$u X_H$		4.66	5.31	5.50	1.4
$u c^- \bar{\nu}_c$	1.000	1.00	1.00	0.87	0.2
$u \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0.996	1.00	1.00	0.87	0.2
$u \tau^- \bar{\nu}_\tau$	0.370	0.37	0.37	0.31	0.1
$u l^- \bar{\nu}_l$		2.37	2.37	2.05	0.5

Tabelle 1.6: Partialbreiten für  $b$ -Zerfälle im Zuschauermodell (aus [19])  
Bei der Berechnung der Verzweungsverhältnisse BR wurde  $|V_{ub}|/|V_{cb}| = 0.1$  angenommen.

$$\text{BR}(B \rightarrow l^+ \nu X) = (11.4 \pm 0.4 \pm 0.7)\% \quad [17]$$

Es soll nun kurz dargestellt werden, wie mit Hilfe der Untersuchung von  $b$ -Hadronen, speziell von  $B$ -Mesonen, die Elemente  $V_{ub}$  und  $V_{cb}$  der  $KM$ -Matrix bestimmt werden können. Mit den Werten aus Tabelle 1.6 ergibt sich der folgende Ausdruck für das semileptonische Verzweungsverhältnis:

$$\text{BR}(B \rightarrow l \bar{\nu}_l X) = \frac{\Gamma(b \rightarrow l \bar{\nu}_l q)}{\Gamma_{\text{total}}} \quad l = e \text{ oder } \mu, q = u, c$$

$$= \tau_B \cdot \Gamma^0 \cdot (0.87|V_{ub}|^2 + 0.48|V_{cb}|^2) \quad (1.20)$$

$\tau_B$  bezeichnet die mittlere Lebensdauer der  $B$ -Mesonen. Die Lebensdauer  $\tau_b$  von  $b$ -Hadronen ist gemessen worden, ohne die Anteile der einzelnen Teilchenarten trennen zu können.  $\tau_b$  hat den Wert

$$\tau_b = (1.18 \pm 0.14) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad [17]$$

Es wird allgemein angenommen, daß sich die Lebensdauern der verschiedenen  $b$ -Hadronen nicht wesentlich unterscheiden, so daß gilt:  $\tau_B \simeq \tau_b$ .

Die zweite Bestimmungsgleichung für  $V_{ub}$  und  $V_{cb}$  erhält man aus der Messung des Verhältnisses  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ . Hierfür gibt es mehrere Möglichkeiten:

Man kann  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  bestimmen, indem man versucht, die Form des inklusiven Leptonspektrums durch geeignete Überlagerung der bekannten Spektren aller beteiligten Prozesse zu be-

schreiben. Die Form der Spektren von primären Leptonen muß theoretischen Modellen entnommen werden, die zum Teil unterschiedliche Vorhersagen machen. Daher hängt auch das Resultat für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  vom verwendeten Modell ab. Die in der Tabelle 1.7 aufgeführten Experimente haben diese Analyse durchgeführt und konnten das Leptonspektrum ohne Beiträge von  $(b \rightarrow u)$ -Übergängen beschreiben. Aus diesem Grund werden obere Grenzen für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  angegeben.

Exp.	$\frac{\text{BR}(b \rightarrow u \nu)}{\text{BR}(b \rightarrow c \nu)}$	$\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} }$
CLEO [21]	< 4.2%	< 0.15
CUSB [22]	< 5.5%	< 0.16
ARGUS [23]	< 12.0%	< 0.23
CB [24]	< 4.5%	< 0.15

Tabelle 1.7: Experimentelle obere Grenzen (bei 90 %  $CL$ ) für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  aus semileptonischen  $B$ -Zerfällen. Mit Ausnahme der ARGUS-Messung wurden die Werte mit dem Modell von Altarelli et al. [25] ermittelt.

Das Experiment CLEO hat Lepton-Kaon-Winkelkorrelationen in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen gemessen und leitet daraus die folgende obere Grenze ab:  $|V_{ub}|/|V_{cb}| < 0.46$  (90 %  $CL$ ) [21].

Die dritte Möglichkeit besteht aus dem Versuch, exklusive Zerfallskanäle von  $B$ -Mesonen, die durch  $(b \rightarrow u)$ -Übergänge erzeugt werden, vollständig zu rekonstruieren. Die kleinste obere Grenze für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  folgt hierbei aus der Nichtbeobachtung des Zerfalls  $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Bei Verwendung des theoretischen Modells von Bauer et al. [26] erhält man  $|V_{ub}|/|V_{cb}| < 0.43$  (90 %  $CL$ ) [21].

Die Experimente ARGUS und CLEO haben außerdem vergeblich nach dem Zerfall  $B^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}_l$  gesucht. Daraus werden folgende Obergrenzen abgeleitet (bei 90 %  $CL$ ):  $|V_{ub}|/|V_{cb}| < 0.22$  [17] bzw.  $< 0.41$  [21].

Eine alternative Möglichkeit, das Verhältnis  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  zu bestimmen, besteht darin, die mittlere Zahl  $N_{c+\bar{c}}$  von Charm-Quarks pro  $B$ -Zerfall zu messen. Die Charm-Quarks stammen entweder aus dem  $(b \rightarrow c)$ -Übergang oder aus dem Übergang des  $W^-$  in ein  $(s\bar{c})$ - bzw.  $(d\bar{c})$ -Paar. Wäre  $V_{ub} = 0$ , so kann man mit den Partialbreiten aus Tabelle 1.6 abschätzen, daß im Mittel etwa 1.2  $c$ -Quarks pro  $B$ -Zerfall erzeugt würden.

Der Wert von  $N_{c+\bar{c}}$  kann aus den gemessenen inklusiven Verzweungsverhältnissen  $\text{BR}(B \rightarrow X_c + X)$  von Hadronen  $X_c$  abgeleitet werden, die Charm-Quarks enthalten. Dies wird im Kapitel 5 im Detail beschrieben. Man kann nun folgenden Ansatz machen:

$$N_{c+\bar{c}} \cdot \Gamma_{\text{total}} = \sum_i n_c^i \cdot \Gamma_i \quad (1.21)$$

mit

$$\Gamma_{\text{total}} = \Gamma_0 \cdot (7.55|V_{ub}|^2 + 3.92|V_{cb}|^2)$$

$$\Gamma_i : \text{ Partialbreite für den Zerfall } i$$

$$n_c^i : \text{ Anzahl der pro Zerfall } i \text{ erzeugten } c \text{- oder } \bar{c}\text{-Quarks}$$

Mit den Partialbreiten  $\Gamma_i$  aus Tabelle 1.6 ergibt sich die folgende Bestimmungsgleichung für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ :

$$\frac{|V_{ub}|^2}{|V_{cb}|^2} = \frac{4.78 - 3.92 \cdot N_{c+\bar{c}}}{7.55 \cdot N_{c+\bar{c}} - 1.96} \quad (1.22)$$

Diese Methode ist jedoch nur zulässig, wenn B-Mesonen überwiegend entsprechend dem Zuschauer-Modell in Abbildung 1.5(a) zerfallen. Es sind aber noch weitere Zerfallsarten denkbar. Bei den  $\bar{B}^0$ -Mesonen kann ein  $W^-$  zwischen dem  $b$ -Quark und dem  $\bar{d}$ -Antiquark ausgetauscht werden (Abbildung 1.5(b)), bei den  $B^-$ -Mesonen kann das  $b$ -Quark mit dem  $\bar{u}$ -Antiquark in ein  $W^-$  annihilieren (Abbildung 1.5(c)). Der letztgenannte Prozeß sollte aber wegen des KM-Matrixelements  $V_{ub}$  am  $buW^-$ -Vertex stark unterdrückt sein. Da bei beiden Zerfallsarten nur zwei leichte Quarks im Endzustand auftreten, sollte hier analog zum Zerfall  $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$  eine Helizitätsunterdrückung wirksam sein. Es ist allerdings möglich, daß zusätzliche weiche Gluonen diese Unterdrückung aufheben. Insgesamt wird erwartet, daß die beiden Zerfälle weniger als 5 % aller B-Zerfälle ausmachen [27].

Eine weitere Zerfallsmöglichkeit ist in Abbildung 1.5(d) dargestellt. Bei diesen sogenannten *Penguin*-Zerfällen kommt es zu effektiven ( $b \rightarrow d, s$ )-Übergängen. Abschätzungen des Verzweigungsverhältnisses belaufen sich aber auf weniger als 2 % [28].

Das Zuschauer-Modell scheint also auf die Mehrzahl der B-Zerfälle anwendbar zu sein. Daher ermöglicht Gleichung (1.22) die Bestimmung von  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  in guter Näherung und wird in dieser Arbeit verwendet werden.

Da sich  $b$ -Quarks nach der bisherigen Kenntnis überwiegend in  $c$ -Quarks umwandeln, muß in den meisten B-Zerfällen mindestens ein  $c$ -Hadron auftreten. Dies wird in vielen Fällen ein  $D$ -Meson sein, denn  $D$ -Mesonen können leicht entstehen, indem sich das  $c$ -Quark aus dem ( $b \rightarrow c$ )-Übergang mit dem Zuschauer-Quark ( $\bar{u}$  oder  $\bar{d}$ ) verbindet oder indem ein ( $q\bar{q}$ )-Quarkpaar ( $q = u$  oder  $d$ ) aus dem Vakuum erzeugt wird und dabei ein ( $c\bar{q}$ )- oder ( $\bar{c}q$ )-Zustand gebildet wird. Die Messung der inklusiven Produktion von  $D$ -Mesonen in B-Zerfällen liefert also einen wesentlichen Beitrag zur Bestimmung von  $N_{c+\bar{c}}$  und  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ .

## Kapitel 2

# Das Experiment

Die hier beschriebene Analyse wurde im Rahmen des ARGUS-Experiments durchgeführt. Eine international zusammengesetzte Gruppe von Physikern und Technikern (Namensliste am Ende dieser Arbeit) betreibt seit 1982 den Detektor ARGUS am Elektron-Positron-Speicherring DORIS II des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg. Sowohl die Maschine zur Erzeugung der elementaren Wechselwirkungen als auch der Detektor für ihren Nachweis sind komplexe Apparaturen, die nur in Verbindung mit Rechenanlagen betrieben werden können. Und auch die Analyse und Interpretation der registrierten Daten ist ohne die Verwendung von Computerprogrammen nicht denkbar.

Die folgenden Abschnitte sollen einen kleinen Einblick in diese Experimentiertechnik geben. Im ersten Kapitel wird kurz das am Betrieb von DORIS II beteiligte System von Beschleunigern vorgestellt. Das zweite Kapitel beschreibt etwas ausführlicher den Detektor ARGUS mit seinen verschiedenen Komponenten. Im dritten Kapitel wird schließlich dargestellt, auf welche Weise die vom Detektor aufgezeichneten Signale weiterverarbeitet werden, bevor eine Analyse der Daten im Hinblick auf eine physikalische Fragestellung beginnen kann.

### 2.1 Der Speicherring DORIS II

Der Elektron-Positron-Speicherring DORIS (= Doppel-Ring-Speicher) wurde 1974 beim Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg in Betrieb genommen. Die ursprünglich für Untersuchungen des  $J/\Psi$ -Systems verwendete Maschine wies getrennte Vakuumrohre für den Elektronen- bzw. Positronenstrahl auf, die nur bei den beiden Wechselwirkungsstellen zusammengeführt wurden.

Die notwendige Energieerhöhung zur Untersuchung der  $\Upsilon$ -Resonanzen machte den Umbau der Maschine zum Speicherring DORIS II im Jahre 1977 erforderlich. Seitdem können Strahlenergien bis zu 5.8 GeV erreicht werden. Um ebenfalls die Luminosität der Maschine zu erhöhen, gab man das Doppelring-Konzept auf und speichert seitdem je ein Elektron- und Positronpaket (*bunch*) in einem einzigen Strahlrohr. Die Pakete laufen in entgegengesetzter Richtung um und kollidieren in den beiden Wechselwirkungsstellen. In der südlichen Wechselwirkungszone wurde im Jahr 1981/82 der Detektor ARGUS aufgebaut, in der nördlichen Zone befand sich im Zeitraum 1982 - 1987 das Experiment Crystal Ball. Eine detaillierte Beschreibung des Speicherrings wird z.B. in [29] gegeben.

Die erwähnte Luminosität  $\mathcal{L}$  ist ein Maß für die Häufigkeit von Kollisionen zweier Strahlteil-

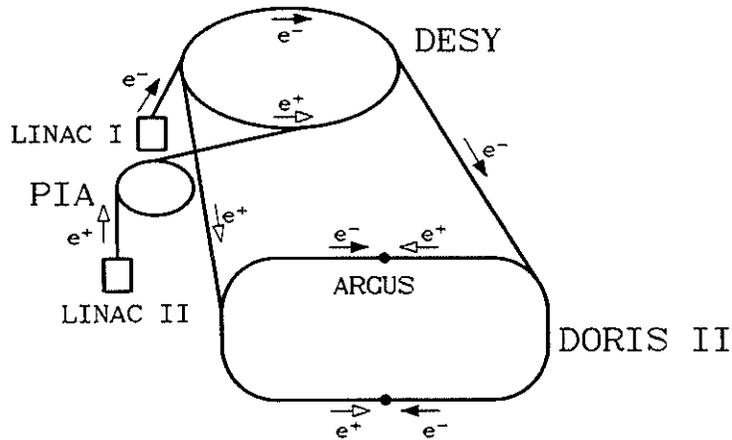


Abbildung 2.1: Der Speicherring DORIS II

chen und hat bei einem Prozeß mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  die Ereignisrate

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

zur Folge.  $\mathcal{L}$  hängt von den Strahlparametern ab:

$$\mathcal{L} = \frac{n \cdot I_{e^+} \cdot I_{e^-}}{4\pi \cdot f \cdot e^2 \cdot \sigma_x^2 \cdot \sigma_y^2} \quad (2.2)$$

mit

- $n$  : Anzahl der Teilchenpakete in jedem Strahl
- $I$  : elektrischer Strom, der von einem Teilchenpaket getragen wird
- $f$  : Umlauffrequenz
- $e$  : Ladung des Elektrons
- $\sigma_x, \sigma_y$  : transversale Ausdehnung des Strahls am Wechselwirkungspunkt

Die Ströme  $I_{e^+}, I_{e^-}$  und besonders die Ausdehnung  $\sigma_x, \sigma_y$  des Strahls können jedoch nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Deshalb bestimmt man die Luminosität über die Rate von Ereignissen einer Eichreaktion, in diesem Fall der elastischen  $e^+e^-$ -Streuung, deren Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist (siehe Kap. 3.1).

Nach dem Einbau von *Mini- $\beta$* -Quadrupolen in unmittelbarer Nähe zu den Wechselwirkungspunkten im Jahr 1982 konnte z.B. bei einer Strahlenergie von  $5.3 \text{ GeV}$  und einer Stromstärke von  $40 \text{ mA}$  pro Strahl eine maximale Luminosität von  $2.2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht werden [30].

In der Abbildung 2.1 wird das gesamte am Betrieb von DORIS II beteiligte Beschleunigersystem schematisch dargestellt. Elektronen werden in dem Linearbeschleuniger LINAC I auf etwa  $55 \text{ MeV}$  beschleunigt und in das Synchrotron DESY injiziert. Dort werden sie auf ihre nominelle Energie beschleunigt und dann in den Speicherring DORIS II überführt. Positronen werden erst durch Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie im Linearbeschleuniger

LINAC II erzeugt, dann in einem kleinen Speicherring (PIA = *Positron Intensity Accumulator*) akkumuliert und ebenfalls über das Synchrotron in den Speicherring geleitet. Die Strahlen werden im Ring durch Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete geführt. Außerdem müssen sie in Beschleunigungsstrecken mit Hohlraumresonatoren ständig nachbeschleunigt werden, um Energieverluste durch Synchrotronstrahlung auszugleichen.

## 2.2 Der Detektor ARGUS

### 2.2.1 Die Detektorkomponenten

In diesem Abschnitt sollen die verschiedenen Komponenten des Detektors kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [31].

Die Abbildung 2.2 zeigt schematisch in Form eines Längsschnittes den Aufbau des Detektors. Auf halber Höhe ist das Strahlrohr des Speicherrings zu erkennen; die Wechselwirkungszone befindet sich im Zentrum. Alle Komponenten mit Ausnahme des Eisenjochs (6) und der Myonkammern (1) sind zylindersymmetrisch bezüglich der Strahlachse angeordnet.

Es werden zwei Koordinatensysteme verwendet, deren Nullpunkte mit dem Detektormittelpunkt übereinstimmen. Das erste ist ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem  $(x, y, z)$ , dessen positive  $z$ -Achse in die Flugrichtung der Positronen weist, während die  $y$ -Achse senkrecht nach oben zeigt. Das zweite ist ein Polarkoordinatensystem  $(R, \theta, \varphi)$ , dessen  $R-\varphi$ -Ebene mit der  $x-y$ -Ebene des kartesischen Koordinatensystems übereinstimmt.

Die einzelnen Detektorkomponenten sind, von innen nach außen:

- Die Vertexkammer (5)

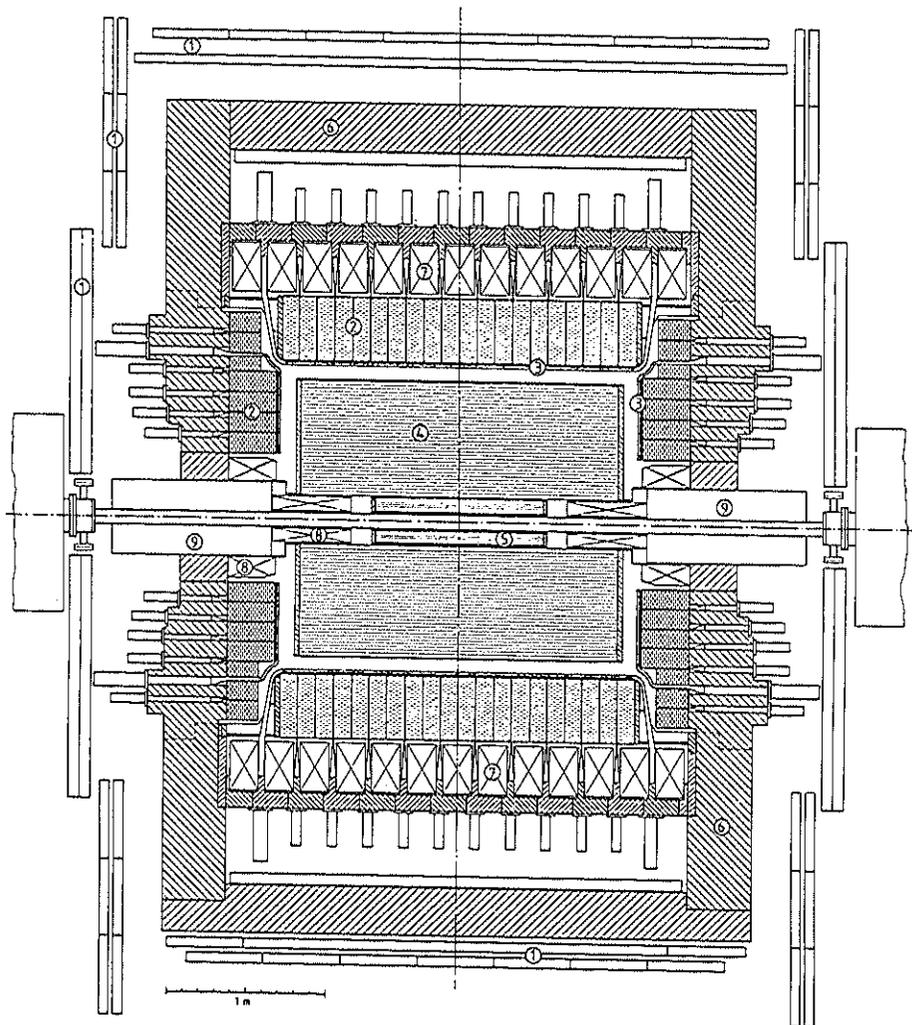
Die Aufgabe dieser Driftkammer besteht darin, Spuren geladener Teilchen bis nahe an den Wechselwirkungspunkt heran mit großer Präzision zu messen. Dadurch verbessert sich die Bestimmung des Ereignisvertex. Außerdem können Zerfallsvertizes von relativ langlebigen neutralen Teilchen ( $K_S^0$ -Mesonen und  $\Lambda$ -Baryonen) auch noch bei kleinen Zerfallslängen erkannt werden.

Die Kammer hat eine Länge von  $1 \text{ m}$  bei einem Innenradius von  $5 \text{ cm}$  und einem Außenradius von  $14 \text{ cm}$ . Sie enthält 594 Signaldrähte (W-Re-Legierung mit Goldauflage,  $20 \mu\text{m}$   $\emptyset$ ) und 1412 Potentialdrähte (Cu-Be-Legierung,  $127 \mu\text{m}$   $\emptyset$ ), die parallel zur Strahlachse gespannt sind. Je ein Signaldraht und sechs Potentialdrähte bilden eine Driftzelle mit hexagonalem Querschnitt. Der Abstand eines Signaldrahtes zu den ihn umgebenden Potentialdrähten beträgt  $5.2 \text{ mm}$ . Als Driftgas wird  $\text{CO}_2$  bei einem Druck von  $1.5 \text{ bar}$  verwendet. Zwischen Signal- und Potentialdrähten liegt eine Spannung von  $3000 \text{ V}$  an. Bei diesen Betriebsbedingungen wird in einem Bereich von etwa einem Drittel aller Driftwege eine Ortsauflösung von  $50 \mu\text{m}$  erreicht.

Die Vertexkammer wurde erst nachträglich (1984) in den Detektor eingebaut. Es werden in dieser Arbeit ausschließlich Daten aus dem Zeitraum nach ihrer Installation verwendet.

- Die Driftkammer (4)

Die Driftkammer ist der Haupt-Spuredetektor. Mit Hilfe ihrer Meßwerte können die Spuren geladener Teilchen mit großer Genauigkeit dreidimensional rekonstruiert werden. Die zylindrische Kammer hat einen inneren Radius von  $15 \text{ cm}$ , einen äußeren Radius von  $86 \text{ cm}$  und eine Länge von  $2 \text{ m}$ . In 36 konzentrischen Lagen sind 5940 Signaldrähte (W mit



38269

Abbildung 2.2: Längsschnitt durch den Detektor ARGUS (schematisch)

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

Goldauflage, 30  $\mu\text{m}$   $\varnothing$ ) gespannt. Die Trennfläche zwischen zwei Signaldrahtlagen wird durch eine Lage mit Potentialdrähten (Cu-Be-Legierung, 76  $\mu\text{m}$   $\varnothing$ ) definiert. Zwischen je zwei Signaldrähten derselben Lage ist ebenfalls ein Potentialdraht gespannt. Insgesamt sind 24588 Potentialdrähte vorhanden. Jeder Signaldraht bildet mit den benachbarten Potentialdrähten eine Driftzelle mit annähernd quadratischem Querschnitt 18.8  $\times$  18.0  $\text{mm}^2$ . Die Potentialdifferenz zwischen Signal- und Potentialdrähten beträgt etwa 2900 V.

Die Signaldrähte der ungeradzahligen Lagen (von innen gezählt) verlaufen parallel zur Strahlachse, die Drähte der geradzahligen Lagen sind um kleine Winkel gegen die Achse geneigt (Stereowinkel). Der Stereowinkel ist innerhalb einer Lage konstant und ändert von einer Stereolage zur nächsten sein Vorzeichen. Sein Betrag nimmt nach außen hin zu, und zwar von 2.3° bei der innersten Lage bis 4.6° bei der äußersten. Eine Driftzelle in einer Stereolage kreuzt mehrere Driftzellen der benachbarten Lagen bei unterschiedlichen z-Werten. Die Kenntnis dieser Geometrie ermöglicht die dreidimensionale Spurrekonstruktion.

Die Spur eines geladenen Teilchens ist bestimmt durch ihre Abstände zu den Signaldrähten der Driftzellen, die das Teilchen durchquert hat. Das Teilchen ionisiert entlang seiner Spur Moleküle des Driftkammergases. Die Elektronen driften im elektrischen Feld der Zelle zum Signaldraht. In dessen unmittelbarer Nähe ist das Feld so groß, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen soviel Energie aufnehmen, daß sie die Moleküle ionisieren können. Dadurch vergrößert sich die Zahl der frei beweglichen Ladungsträger lawinenartig. Diese Gasverstärkung erreicht einen Wert von etwa  $10^4$ .

Bei der Ankunft der Elektronen am Signaldraht wird der dazugehörige Zeit-Digital-Wandler (TDC) gestartet. Alle TDC empfangen ein gemeinsames STOP-Signal. Die gemessene Zeit wird digitalisiert. Die Differenz zwischen der registrierten Zeit und der Zeitspanne zwischen der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung und dem STOP-Signal ist die Driftzeit der Elektronen. Bei der späteren Rekonstruktion der Daten wird die Zeit mit Hilfe der bekannten Weg-Zeit-Beziehung in den Abstand umgerechnet. In einem Intervall, das etwa 50 % der möglichen Abstände umfaßt, ist die Ortsauflösung besser als 200  $\mu\text{m}$ .

Die geladenen Teilchen werden durch das parallel zur Strahlachse verlaufende Magnetfeld des Detektors abgelenkt; die Krümmung ihrer Bahn ist proportional zum Kehrwert ihres Transversalimpulses  $p_T$ . Die Rekonstruktion der Spuren ermöglicht die Messung des Transversalimpulses mit einer Genauigkeit von

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

Es wird außerdem die in jeder Driftzelle freigesetzte Ladung gemessen, indem das elektrische Signal über einen Zeitraum von maximal 2  $\mu\text{s}$  integriert und das Ergebnis mittels Analog-Digital-Wandlern (ADC) digitalisiert wird.

Die Ladung ist proportional zur Zahl der primären Ionisationen entlang der Spur und somit zum Energieverlust des Teilchens. Aus der Verteilung der Meßwerte entlang der Spur kann der spezifische Energieverlust ( $dE/dx$ ) des Teilchens mit einer Genauigkeit von 5 % bestimmt werden. Diese Messung wird später bei der Identifikation geladener Teilchen verwendet (siehe Kapitel 3.6).

Das Gas in der Driftkammer ist eine Mischung aus Propan (97 %), Methylal (3 %) und Wasserdampf (0.2 %). Es wird auf konstantem Druck gehalten (typisch 1035  $\text{mbar}$ ), der geringfügig über dem Luftdruck liegt.

- Das Flugzeit-System (3)

Das Flugzeit-System (ToF = Time of Flight) hat die Aufgabe, die Flugzeit geladener Teilchen vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitzähler zu messen. Es besteht im Bereich des Zylindermantels der Driftkammer (*Zentralbereich*) aus 64 Streifen Szintillatormaterial (NE 110) mit je einer Länge von 218 cm, einer Breite von 9.3 cm und einer Dicke von 2 cm, die an beiden Enden über Lichtleiter mit Photovervielfachern (RCA 8575) verbunden sind. Im Bereich der Driftkammerendplatten sind nochmals  $2 \times 48$  trapezförmige Szintillatorträger mit je einem Photovervielfacher vorhanden.

Ein geladenes Teilchen erzeugt beim Durchqueren des Szintillatormaterials einen Lichtblitz, der dann durch den Lichtleiter zum Photovervielfacher geleitet und von diesem in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Das System ist in der Lage, die Flugzeiten geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von 220 ps zu messen. Die Flugzeitmessung wird in Verbindung mit der Spurrekonstruktion in der Driftkammer zur Identifikation der Teilchen verwendet (siehe Kapitel 3.6).

- Das Kalorimeter (2)

Die Hauptaufgabe des elektromagnetischen Kalorimeters besteht darin, die Energie und Richtung von Photonen zu messen und Elektronen zu identifizieren. Außerdem ist es in das Triggersystem integriert (siehe Kapitel 2.2.2).

Das Kalorimeter ist in modularer Weise aus 1760 Einzelzählern aufgebaut, und zwar 1280 im Zentralbereich und je 240 im Bereich hinter den Driftkammerendplatten. Die Zähler des Zentralbereiches sind in 20 Ringen mit je 64 Zählern angeordnet und auf die Strahlachse ausgerichtet, die Endkappenzähler bilden jeweils 5 konzentrische Ringe und sind parallel zur Strahlachse angeordnet. Jeder Zähler besteht aus Szintillatorplatten (ALTUSTIPE UV, 5 mm dick) und Bleiplatten (1 mm (Zentralbereich) bzw. 1.5 mm dick (Endkappen)) in wechselnder Folge mit insgesamt 12.5 Strahlungslängen.

Photonen und Elektronen lösen in den Zählern elektromagnetische Schauer aus und deponieren in der Regel ihre gesamte Energie im Kalorimeter, während Myonen immer und geladene Hadronen meistens minimal ionisieren. Hadronen können allerdings auch hadronische Schauer verursachen, die sich aber häufig in ihrer lateralen Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern unterscheiden.

Jeder Zähler besitzt einen Wellenlängenschieber, der das im Szintillatormaterial erzeugte Licht umwandelt und dann über einen Lichtleiter zu dem dazugehörigen Photovervielfacher (VALVO XP 2008 UP) weiterleitet. Dieser ist bei den Zählern des Zentralbereiches im feldfreien Raum zwischen Magnetspule und Eisenjoch angebracht, bei den Endkappenzählern außerhalb des Eisenjochs. Wegen der Anordnung der Zähler innerhalb der Magnetspule befindet sich zwischen ihnen und dem Wechselwirkungspunkt nur Material mit insgesamt 0.16 bis 0.52 Strahlungslängen, so daß auch niederenergetische Photonen mit großer Effizienz gemessen werden können.

Die Energieauflösung bei elektromagnetischen Schauern beträgt im Zentralbereich

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

und im Bereich der Endkappen

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

- Die Magnetspule (7)

Das für die Impulsmessung bei geladenen Teilchen benötigte Magnetfeld wird von 13 normalleitenden Ringspulen mit je 3 m Durchmesser erzeugt. Einer maximalen Stromstärke von 4500 A in den Spulen entspricht ein magnetisches Feld von 0.8 T. Beim normalen Betrieb des Detektors wird eine Stromstärke von 4250 A eingestellt, die Feldstärke beträgt dann 0.755 T. Die Feldlinien verlaufen mit großer Genauigkeit parallel zur Strahlachse.

- Das Eisenjoch (6)

Das Eisenjoch leitet den Rückfluß des magnetischen Feldes. Außerdem dient es als Hadronabsorber für die an seiner Außenseite angebrachten Myonkammern.

- Die Myonkammern (1)

Zur Erkennung von Myonen wird ausgenutzt, daß sie im Gegensatz zu Hadronen mit Materie nur wenig wechselwirken und daher bei hinreichend großem Impuls ( $p > 1100 \text{ MeV}/c$ ) das Eisenjoch durchdringen können.

Die Myonkammern sind ein System von Proportionalrohren, die an der Außenseite des Eisenjochs in zwei Lagen mit sich kreuzenden Signaldrähten angebracht sind. Die Materie zwischen diesen Kammern und der Wechselwirkungszone entspricht etwa 5.1 Absorptionslängen. Im Zentralbereich ist zusätzlich eine Lage von Proportionalrohren an der Innenseite des Eisenjochs montiert, mit etwa 3.3 Absorptionslängen bis zur Wechselwirkungszone.

Insgesamt sind 1744 Proportionalrohre vorhanden, die aus 2 mm starkem Aluminiumrohr mit quadratischem Querschnitt ( $56 \times 56 \text{ mm}^2$ ) gebildet werden. In der Mitte jedes Rohres ist ein Wolframdraht ( $50 \mu\text{m}$  Ø, mit Goldauflage) gespannt. Die Spannung zwischen Signaldraht und Gehäuse beträgt 2350 V. Das Gas ist eine Mischung aus 92 % Argon und 8 % Methan.

- Die Mini- $\beta$ -Quadrupole (9)

Diese Magnete gehören zum Strahlführungssystem des Speicherrings DORIS II und dienen der Erhöhung der Luminosität. Wegen der notwendigen Nähe zur Wechselwirkungszone mußten sie in den Detektor integriert werden.

- Die Kompensationsspulen (8)

Diese Spulen erfüllen zwei Aufgaben: Erstens verringern sie den Einfluß des von der Hauptspule (7) erzeugten Magnetfeldes auf die gespeicherten Strahlen, zweitens schützen sie die Mini- $\beta$ -Quadrupole vor diesem Feld.

### 2.2.2 Der Trigger

Die Kollisionsrate in den Wechselwirkungszone des Speicherrings beträgt 1 MHz, d.h. nach einer Wechselwirkung bleibt eine Zeitspanne von  $1 \mu\text{s}$  für die Entscheidung, ob das letzte Ereignis 'von Interesse' ist oder ob der Detektor für die nächste Wechselwirkung wieder in den

Wartezustand gebracht werden soll. Fällt die Entscheidung zugunsten des Ereignisses aus, wird der Detektor gesperrt; die registrierten Meßwerte sind gesichert und können nicht durch das nächste Ereignis überschrieben werden. Es wird dann geprüft, ob das Ereignis weitere Selektionskriterien erfüllt und gespeichert werden soll. Nach dieser Prüfung wird der Detektor wieder in den Wartezustand gebracht. Die Zeit, in der der Detektor gesperrt ist, bezeichnet man als Totzeit.

Die beschriebenen Entscheidungen werden von der Triggerlogik getroffen, die aus elektronischen Bausteinen mit logischen Verknüpfungen besteht. Sie verwendet dazu Informationen von verschiedenen Detektorkomponenten.

An den Trigger werden folgende Anforderungen gestellt:

1.  $e^+e^-$ -Ereignisse sollen mit großer Wahrscheinlichkeit akzeptiert werden.
2. Untergrundereignisse (Wechselwirkung von einem Strahlteilchen mit Materie) sollen möglichst effektiv zurückgewiesen werden.
3. Die Totzeit soll so klein wie möglich sein.

Es wird eine zweistufige Triggerlogik verwendet:

1. Stufe: Der 'schnelle' Trigger berücksichtigt die Information aus dem Flugzeitsystem und dem elektromagnetischen Kalorimeter. Er entscheidet innerhalb von  $250 \text{ ns}$ , d.h. ohne Totzeit zu verursachen, über die Sperrung des Detektors und die Prüfung durch die zweite Triggerstufe.
2. Stufe: Der 'langsame' Trigger verwendet bei der Prüfung der von der 1. Stufe akzeptierten Ereignisse Information aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem und sucht nach Kandidaten für Spuren geladener Teilchen.

Für den schnellen Trigger wird der Detektor in zwei  $z$ -Hemisphären unterteilt; die Trennfläche ist die Ebene, die senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt verläuft. Die verschiedenen Triggerklassen benutzen entweder nur Gruppen von Schauerzählern des Kalorimeters oder Gruppen von Flugzeitählern in Koinzidenz mit dahinter liegenden Schauerzählern.

Die Triggerklassen der 1. Stufe sind:

1. **ETOT** (Total Energy Trigger)  
Dieser Trigger benutzt nur das elektromagnetische Kalorimeter. Es werden alle Ereignisse akzeptiert, bei denen in jeder der beiden Hemisphären mindestens eine Energie von  $700 \text{ MeV}$  in den Schauerzählern deponiert worden ist, unabhängig vom Ergebnis der 2. Triggerstufe. Der ETOT-Trigger ist in der Lage, Bhabha-Ereignisse und  $(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$ -Ereignisse zu erkennen.
2. **HESH** (High Energy Shower Trigger)  
Dieser Trigger verwendet die Schauerzähler des Zentralbereiches, die in 16 überlappende Gruppen eingeteilt werden. Es werden Ereignisse akzeptiert, bei denen in mindestens einer Gruppe mehr als  $1 \text{ GeV}$  an Energie deponiert wird.

### 3. CPPT (Charged Particle Pre-Trigger)

Für diesen Trigger wird jede Hemisphäre - jedoch nur der Zentralbereich - in 16 Gruppen eingeteilt. Jede Gruppe besteht aus 6 Reihen von Schauerzählern sowie 4 davor befindlichen Flugzeitählern. Die Schauerzählergruppen überlappen um jeweils zwei Reihen, die Flugzeitählergruppen dagegen nicht. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn in jeder Hemisphäre wenigstens eine Gruppe ein Signal gibt. Hierzu ist ein Signal aus der Flugzeitählergruppe in Koinzidenz mit einer Energiedeposition von mindestens  $50 \text{ MeV}$  in der zugeordneten Schauerzählergruppe erforderlich. Der CPPT-Trigger ist der Haupttrigger für Ereignisse mit geladenen Teilchen.

### 4. CMT (Coincidence Matrix Trigger)

Dieser Trigger verwendet die gleiche Gruppeneinteilung wie der CPPT, allerdings werden die in  $z$  benachbarten Gruppen zusammengefaßt. Die Triggerbedingung verlangt, daß bei einer gesetzten Gruppe auch mindestens eine aus einer Menge von 7 in  $\varphi$  gegenüberliegenden Gruppen ein Signal gegeben haben muß. Mit diesem Trigger können z.B. 2-Photon-Ereignisse erkannt werden, die eventuell einen großen Netto-Longitudinalimpuls bei einer Balance des Transversalimpulses aufweisen.

Die Trigger der 1. Stufe akzeptieren Ereignisse mit einer Rate von etwa  $100 \text{ Hz}$ . Im Falle einer positiven Entscheidung wird die 2. Triggerstufe, der LTF (Little Track Finder) aktiviert. Dieser vergleicht das Muster der gesetzten Driftkammerdrähte und der Flugzeitähler des Zentralbereiches mit bis zu 2000 in Tabellenform abgelegten Mustern von 'Standard-Spuren' und zählt die Spurkandidaten des vorliegenden Ereignisses. Beim Erreichen einer von der Triggerklasse der 1. Stufe abhängigen Zahl von Spurkandidaten (0 beim ETOT, 1 beim HESH, 2 beim CPPT und CMT) wird das Signal zum Abspeichern des Ereignisses gegeben. Andernfalls wird der Detektor sofort wieder in den Wartezustand versetzt.

Der LTF benötigt im Mittel  $20 \mu\text{s}$  für die Untersuchung eines Ereignisses. Mit den hier beschriebenen Triggerbedingungen werden unter normalen Bedingungen bei der Datennahme Ereignisse mit einer Rate von etwa  $10 \text{ Hz}$  akzeptiert.

## 2.3 Die Datenverarbeitung

### 2.3.1 Der Weg der Rohdaten

Die Meßwerte der einzelnen Detektorkomponenten werden durch ein CAMAC-System digitalisiert. Ein spezieller Mikroprozessor ('CAMAC-BOOSTER') liest ein vollständiges Ereignis innerhalb von  $1.2 \text{ ms}$  aus und transferiert die Daten zum Experimentrechner vom Typ DEC PDP 11/45. Dort werden die Ereignisse auf einem 'Ring-Speicher' abgelegt. Von hier aus können sie auf einen Plattenspeicher geschrieben oder direkt zum IBM-Großrechner des DESY-Rechenzentrums geschickt werden.

Im Normalfall werden die Ereignisse jedoch an einen zweiten Experimentrechner vom Typ DEC VAX 780 weitergeleitet. Dieser faßt etwa 20 Ereignisse zu einem Datenblock zusammen und sendet diese zum IBM-Großrechner. Dort werden die Daten auf einem großen Plattenspeicher abgelegt. Außerdem fragt ein Monitorprogramm auf der VAX 780 eine Vielzahl von Werten aus dem Datenstrom ab, die Aussagekraft über den Zustand der verschiedenen Detektorkomponenten besitzen. Diese werden in Form von Verteilungen (Histogrammen) und Tabellen dargestellt.

Auf der IBM-Rechenanlage ist während der Datennahme ein Programm aktiv, das regelmäßig die Ereignisse vom Plattenspeicher auf Magnetband (EXDUMP-Bänder) schreibt. Dabei wird gleichzeitig das endgültige Datenformat erzeugt. Je zwei der EXDUMP-Bänder werden zu einem EXDATA-Band zusammenkopiert, welches üblicherweise etwa 70000 Ereignisse enthält.

### 2.3.2 Die Rekonstruktion der Ereignisse

Die bei einem Ereignis aufgezeichneten Rohdaten stellen die Wirkung der erzeugten Teilchen - zumindest eines Teils von ihnen - auf den Detektor dar. Eine physikalische Interpretation der Ereignisse ist jedoch erst möglich, wenn Impulse und Ladungszustände der Teilchen bekannt sind. Bei vielen Fragestellungen ist auch die Kenntnis der Identität der Teilchen unumgänglich.

Die Daten werden durch ein Computerprogramm, das Rekonstruktionsprogramm, ausgewertet. Es analysiert die Signale der verschiedenen Detektorkomponenten unter Verwendung von Kalibrationskonstanten. Dabei wird für jedes registrierte Teilchen eine Bank, d.h. eine Gruppe von Datenworten, angelegt, welche die Resultate der Auswertung enthalten. Die Bänke werden zusammen mit den Rohdaten auf DST-Magnetbänder (Data Summary Tapes) geschrieben, die beim ARGUS-Experiment den Namen EXPDST erhalten.

Es sollen im folgenden einige Analyseschritte des Rekonstruktionsprogramms kurz vorgestellt werden. Eine detaillierte Darstellung wird in [31] gegeben.

#### • Die Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen geschieht in zwei Stufen. Es wird zuerst eine Spurerkennung (*pattern recognition*) durchgeführt, die zum Ziel hat, in der Verteilung der gesetzten Signaldrähte der Driftkammer Spuren zu finden. Anschließend werden diese Spuren mit Hilfe einer Anpassungsrechnung (*Spurfit*) genau rekonstruiert.

Das Spurerkennungsprogramm beginnt mit der Spurensuche in der  $R - \varphi$  - Projektion und benutzt dabei die achsenparallelen Drähte. Es versucht jeweils drei Drähte in benachbarten Lagen durch ein Kreissegment zu verbinden, wobei die aus den Driftzeiten bestimmten Abstände berücksichtigt werden. Die Suche beginnt in den äußeren Lagen. Bei akzeptierten Triplets wird der Versuch unternommen, in der nächst inneren Lage einen weiteren Draht zu finden, der sich mit den beiden innersten Drähten des vorherigen Triplets durch ein Kreissegment mit etwa gleicher Krümmung verbinden läßt. Auf diese Weise werden Spuren bis zur innersten Lage aufgebaut. Alle Drähte, die sich keiner Spur zuordnen lassen, werden gekennzeichnet. Ereignisse mit weniger als zwei auf die Wechselwirkungszone zeigenden Spuren werden verworfen.

An die zweidimensionale Spurerkennung schließt sich die Auswertung der Stereodrähte an. Eine beim ersten Schritt gefundene Spur läuft dreidimensional auf der Oberfläche eines achsenparallelen Zylinders, die von den gesetzten Stereodrähten bei bestimmten  $z$ -Werten durchstoßen wird. Es werden in analoger Weise Triplets in der  $s - z$  - Projektion ( $s$  bezeichnet die Spurlänge) gebildet und durch Geraden verbunden. Am Ende der Spurerkennung liegt für jede gefundene Spur ein Satz von 5 Parametern vor, der den Verlauf der Spur im Raum vollständig festlegt.

Diese Parameter bilden die Anfangswerte für den Spurfit, der die Summe der quadrierten Abweichungen zwischen den Abständen der berechneten Spur von den Signaldrähten und den aus der Driftzeit bestimmten Abständen minimiert. Dabei werden im Gegensatz

zum Spurerkennungsprogramm die Inhomogenitäten des Magnetfeldes und der gemessene Energieverlust berücksichtigt. Außerdem wird zugelassen, daß durch Vielfachstreuung des Teilchens in der Materie Knicke in der Spur auftreten können. Dies ist besonders bei niederenergetischen Teilchen von Bedeutung.

Die Spur wird dann in den Raum außerhalb der Driftkammer extrapoliert. Dabei wird dem Einfluß des Magnetfeldes und dem Energieverlust in der durchquerten Materie Rechnung getragen. Haben entlang der Spur andere Detektorkomponenten Signale registriert (Flugzeitzähler, Schauerzähler, Myonkammern), so werden diese der Spur zugeordnet.

#### • Die Vertexrekonstruktion

Die Vertexrekonstruktion verfolgt zwei Ziele:

1. Bestimmung des Ereignisvertex, d.h. des Raumpunktes, an dem die  $e^+e^-$ -Wechselwirkung stattgefunden hat.
2. Bestimmung der Zerfallsvertizes neutraler Teilchen ( $K_S^0$ -Mesonen,  $\Lambda$ -Baryonen, konvertierte Photonen)

Der Ereignisvertex wird ermittelt, indem die gefundenen Spuren geladener Teilchen zur Strahlachse extrapoliert werden. Dabei wird die Wechselwirkung mit der durchquerten Materie berücksichtigt, die Spurparameter werden entsprechend verändert. Eine Anpassungsrechnung bestimmt dann den Ort größter Annäherung der Spuren als Ereignisvertex. Wenn die Parameter einer Spur relativ genau gemessen wurden und sie offensichtlich nicht auf den zuletzt berechneten Vertex zeigt, wird sie aus dieser Berechnung herausgenommen. Danach wird mit den restlichen Spuren ein neuer Vertex festgelegt. Dies wird wiederholt, bis alle beteiligten Spuren mit dem zuletzt gefundenen Vertex verträglich sind. Anschließend werden die Spurparameter dieser Teilchen am Ort des Ereignisvertex berechnet.

Zerfallsvertizes (*Sekundärvertizes*) neutraler Teilchen werden auf ähnliche Weise gefunden. Hier dürfen nicht beide Spuren zugleich zum selben anderen Vertex, wobei es sich in der Regel um den Hauptvertex handelt, beigetragen haben. Außerdem müssen sie natürlich zu Teilchen mit entgegengesetzter Ladung gehören.

#### • Die Rekonstruktion von Photonen

Ein Photon erscheint als Gruppe von benachbarten Schauerzählern des Kalorimeters, in denen Energie deponiert wurde. Die Gruppe darf nicht mit der rekonstruierten Spur eines geladenen Teilchens assoziiert sein. Aus der Verteilung der Energie auf die einzelnen Zähler der Gruppe wird der Auftreffpunkt des Photons rekonstruiert. Mit der Annahme, daß das Photon am Ereignisvertex erzeugt wurde, ist dann sein Impulsvektor festgelegt.

### 2.3.3 Die Standard-Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen

Auf den EXPDST-Bändern sind viele Ereignisse enthalten, die für die meisten beim ARGUS-Experiment bearbeiteten physikalischen Fragestellungen keine Bedeutung haben. Es sind dies QED-Ereignisse (Bhabha-Streuung und  $\mu$ -Paar-Erzeugung) und Untergrundereignisse (Strahl-Materie-Wechselwirkung). Um die Menge der bei Analysen zu untersuchenden Ereignisse zu

reduzieren und dadurch sowohl Rechenzeit einzusparen als auch die Anzahl der benötigten Magnetbänder zu verringern, wird eine Vorselektion von Ereignissen mit 'Multi-Hadron-Endzuständen' vorgenommen. Es werden Ereignisse akzeptiert, die folgende Kriterien erfüllen:

1. Es wurde ein Ereignisvertex mit mindestens drei Spuren gefunden. Dieser befindet sich innerhalb eines zylinderförmigen Volumens um die Detektormitte, das bestimmt ist durch:

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad , \quad |z| < 6.0 \text{ cm}$$

2. Falls kein Ereignisvertex gefunden wurde, müssen mindestens drei Spuren vorhanden sein, bei denen der Punkt mit geringstem Abstand zur Strahlachse innerhalb eines zylinderförmigen Volumens liegt, das gegeben ist durch:

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad , \quad |z| < 5.0 \text{ cm}$$

Zusätzlich muß im Kalorimeter mindestens eine Gesamtenergie von  $1.7 \text{ GeV}$  deponiert worden sein.

Durch diese Selektionskriterien werden etwa 85 % der Ereignisse auf den EXPDST-Bändern verworfen.

### 2.3.4 Die Analysesprache KAL

Sollen die rekonstruierten Ereignisse im Hinblick auf eine physikalische Fragestellung untersucht werden, so muß entschieden werden, in welcher Weise die zur Verfügung stehende Information verwendet werden soll. Aus den gespeicherten Daten eines Ereignisses müssen in der Regel weitere Größen wie invariante Massen von Teilchenkombinationen, topologische Größen usw. berechnet werden. Zu diesem Zweck müssen Computerprogramme geschrieben werden, die die Ereignisse einlesen, die gewünschten Datenwerte bereitstellen und die erforderlichen Berechnungen durchführen.

Um die Benutzer von einem großen Teil des Programmieraufwands zu befreien, ist bei ARGUS das Programmpaket KAL (*Kinematic Analysis Language*) geschaffen worden, welches aus einer Vielzahl von Unterprogrammen besteht [32]. Die Programmiersprache ist FORTRAN77.

Der Benutzer von KAL formuliert seine Analyse in einer Syntax, die Strukturen ähnlich denen von FORTRAN aufweist. Sie ermöglicht auf einfache Weise unter anderem die Definition von Selektionskriterien, den Zugriff auf gespeicherte Information und die Kombination von mehreren Teilchen inklusive der Berechnung der resultierenden kinematischen Größen. Diese Syntax wird vom KAL-Programm interpretiert, welches dann die angeforderten Berechnungen ausführt.

Da bei Analysen oftmals nur die Information verwendet wird, die das Rekonstruktionsprogramm aus den Rohdaten abgeleitet hat (vergl. Kapitel 2.3.2), wurde für das KAL-Programm ein eigenes Datenformat geschaffen, welches nur diese relevante Information in stark komprimiertem Format enthält. Hieraus resultiert ein erheblich verringerter Speicherplatzbedarf. Die hier beschriebene Analyse wurde mit Hilfe des KAL-Programms in der Version KAL5 durchgeführt.

## Kapitel 3

# Grundlagen der Analyse

Nach der Beschreibung der experimentellen Gegebenheiten und der Aufbereitung der Meßdaten im vorigen Kapitel sollen in diesem Abschnitt einige Punkte besprochen werden, die von grundlegender Bedeutung für die spätere Analyse der Zerfälle  $B \rightarrow D^0 + X$ ,  $B \rightarrow D^+ + X$  und  $B \rightarrow D^{*+} + X$  sind.

Das Kapitel 3.1 beschreibt kurz die Methode, wie bei ARGUS die integrierte Luminosität in den Datenmengen bestimmt wird, die in viele der nachfolgenden Berechnungen eingeht.

Im Kapitel 3.2 wird dargestellt, wie durch eine zusätzliche Selektion eine große Anzahl von Ereignissen, die im Hinblick auf die zu untersuchenden Zerfälle nicht von Interesse sind, verworfen werden kann.

Da  $D$ -Mesonen nicht nur in Zerfällen von  $B$ -Mesonen auftreten, sondern auch bei der nicht-resonanten  $e^+e^-$ -Annihilation erzeugt werden, muß dieser Kontinuumbeitrag jeweils subtrahiert werden. Die hier verwendete Subtraktionsmethode wird im Kapitel 3.3 im Detail vorgestellt. In diesem Zusammenhang wird die Anzahl der während der Datennahme erzeugten  $B$ -Mesonen bestimmt.

Die Ergebnisse von Messungen müssen immer auf den Einfluß des Meßinstrumentes korrigiert werden. Bei der Komplexität einer Apparatur, wie sie der Detektor ARGUS darstellt, ist es üblich, Monte-Carlo-Verfahren zu verwenden. Diese Technik wird im Abschnitt 3.4 kurz skizziert.

Im darauffolgenden Kapitel wird auf die Fragmentation schwerer Quarks eingegangen, wobei sich das Augenmerk auf die Impulsspektren der Teilchen konzentriert, die die schweren Quarks enthalten. Es werden zwei Fragmentationsfunktionen vorgestellt, die bei der späteren Analyse der  $D$ -Impulsspektren Verwendung finden.

Der letzte Abschnitt befaßt sich mit den Eigenschaften des Detektors im Hinblick auf die Identifikation der registrierten Teilchen. Die Bedeutung einer guten Teilchenidentifikation für die Analyse der hier betrachteten Zerfälle wird im Kapitel 4 deutlich werden.

### 3.1 Die Bestimmung der Luminosität

Wenn der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für eine bestimmte Reaktion gemessen werden soll, oder wenn Daten mit unterschiedlichen Schwerpunktsenergien miteinander zu vergleichen sind, ist es erforderlich, die den Datenmengen zugrunde liegende integrierte Luminosität  $L$  zu kennen. Da sich nicht alle Strahlparameter des Speicherrings genau genug messen lassen, um hieraus  $L$  mit ausreichender Präzision berechnen zu können (vergl. Kapitel 2.1), wird beim ARGUS-Experiment die integrierte Luminosität für eine Datenmenge bestimmt, indem die Anzahl  $N_{Bhabha}$  der im

gleichen Zeitraum registrierten Bhabha-Ereignisse  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  festgestellt wird [33]. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß kann sehr genau berechnet werden. Die Luminosität folgt dann aus der Gleichung

$$L = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}} \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $\sigma_{Bhabha}^{vis}$  der visuelle Bhabha-Wirkungsquerschnitt, der die bei der Selektion der Bhabha-Ereignisse verwendeten Kriterien und die Akzeptanz des Detektors berücksichtigt. Der systematische Fehler der so bestimmten Luminosität ist nach [33] kleiner als 2%. Er wurde mit Daten ermittelt, die im Jahr 1985 aufgezeichnet wurden. Für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Analyse wurden Daten der Jahre 1985 und 1986 verwendet (siehe Kap. 3.2). Um möglichen kleinen Änderungen im Detektorverhalten Rechnung zu tragen, wird im folgenden für  $L$  eine gesamt relative Unsicherheit von 5% angenommen.

### 3.2 Die endgültige Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen

Wenn man inklusive Verzweigungsverhältnisse für die Produktion bestimmter Teilchen in Zerfällen von  $B$ -Mesonen messen will, ist es natürlich erforderlich, die Anzahl der erzeugten  $B$ -Mesonen zu kennen. Hierzu subtrahiert man von der Zahl der registrierten Ereignisse, deren Schwerpunktsenergie der  $\Upsilon(4S)$ -Masse entspricht und die hier und im Folgenden kurz als  $\Upsilon(4S)$ -Daten bezeichnet werden, die Zahl der Kontinuumergebnisse bei dieser Energie. Diese wiederum wird bestimmt, indem man die Zahl der registrierten Ereignisse bei kleineren Schwerpunktsenergien, wo die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht erzeugt werden kann (*Kontinuum-Daten*), entsprechend der unterschiedlichen integrierten Luminositäten und Schwerpunktsenergien skaliert. Im Kapitel 3.3 wird dieses Verfahren im Detail vorgeführt. Die Methode setzt dabei voraus, daß die Datenmengen nur  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und *Kontinuumergebnisse*  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ( $f = \text{Fermion}$ ) enthalten, die dem verwendeten Skalierungsgesetz gehorchen.

Nach Durchführung des Standardverfahrens zur Selektion von *Multi-Hadron-Ereignissen* (Kap. 2.3.3) sind aber in den Daten neben  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und  $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ -Ereignissen noch folgende Ereignisklassen vorhanden:

1. Wechselwirkung von Strahlteilchen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst
2. 2-Photon-Reaktionen ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ )
3.  $(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ -Ereignisse mit mindestens einem semi-hadronischen  $\tau$ -Zerfall
4. radiative Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + n\gamma$ ) ( $n \geq 1$ ) mit mindestens einem konvertierten Photon ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ )

Der Anteil von Ereignissen der Klasse (1) ist zeitabhängig und wird beeinflusst durch die Qualität des Vakuums im Strahlrohr sowie die Qualität der gespeicherten Strahlen. Um möglichst untergrundfreie Mengen von Multi-Hadron-Ereignissen zu erhalten, werden für jedes Ereignis, das von der Standardselektion akzeptiert wurde, mit den in den Spurendetektoren gemessenen Impulsen geladener Teilchen und den im Kalorimeter gemessenen Energien von Photonen zwei Größen berechnet:

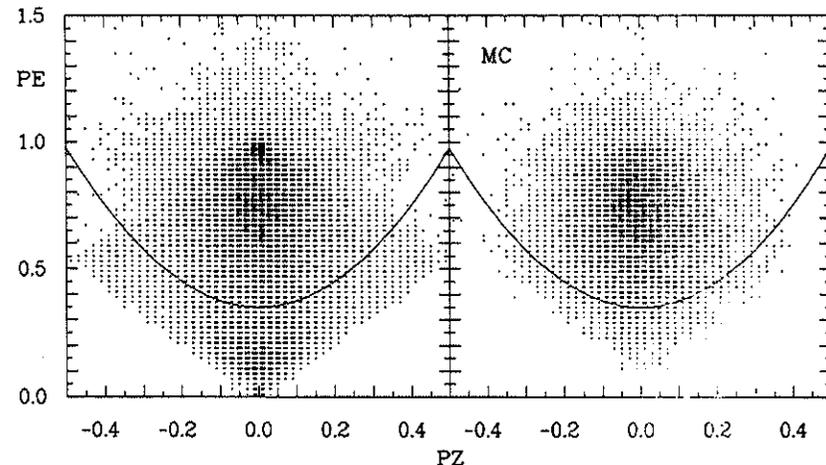


Abbildung 3.1: Die Korrelation zwischen Energie-Impuls-Summe (PE) und Netto-Longitudinalimpuls (PZ) in den Daten (links) und in Monte-Carlo-Ereignissen (rechts). Die Ereignisse oberhalb der eingezeichneten Parabel werden als Multi-Hadron-Ereignisse akzeptiert.

- die skalierte Energie-Impuls-Summe

$$PE = \frac{1}{\sqrt{s}} \cdot (\sum_i p_i c + \sum_k E_k)$$

mit

$p_i$  = Impuls des  $i$ -ten geladenen Teilchens

$E_k$  = Energie des  $k$ -ten Photons

- der skalierte Netto-Impuls in Strahlrichtung

$$PZ = \frac{c}{\sqrt{s}} \cdot \sum_i p_{z,i}$$

mit

$p_{z,i}$  =  $z$ -Komponente des Impulsvektors des  $i$ -ten geladenen Teilchens

Trägt man beide Größen gegeneinander auf, so erhält man die in Abbildung 3.1 gezeigten Verteilungen bei den realen Daten bzw. bei Monte-Carlo-Ereignissen. Die Ereignisse der Klassen (1) und (2) bevölkern das Gebiet kleiner PE-Werte, bei den Strahl-Materie-Wechselwirkungen können dabei auch große PZ-Werte erreicht werden. Die  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse sind in dieser Verteilung nicht von  $(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ -Ereignissen zu unterscheiden, die radiativen Bhabha-Ereignisse konzentrieren sich auf die Umgebung des Punktes  $(PZ, PE) = (0, 1)$ .

Die Ereignisklassen (1) und (2) können durch die Forderung

$$PE > 2.5 \cdot PZ^2 + 0.35 \quad (3.2)$$

effektiv ohne große Akzeptanzverluste ausgesondert werden. Die Parabel, welche die Trennlinie von (3.2) bildet, wurde ebenfalls in die Abbildung 3.1 eingetragen.

Trägt man nach Anwendung des Schnittes (3.2) die gemessene Multiplizität von Photonen ( $n_\gamma$ ) gegen die Multiplizität geladener Teilchen ( $n_{ch}$ ) auf, so ergeben sich die Verteilungen der Abbildung 3.2, wiederum für reale Daten und Monte-Carlo-Ereignisse. Zur Photon-Multiplizität tragen Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen wesentlich bei.

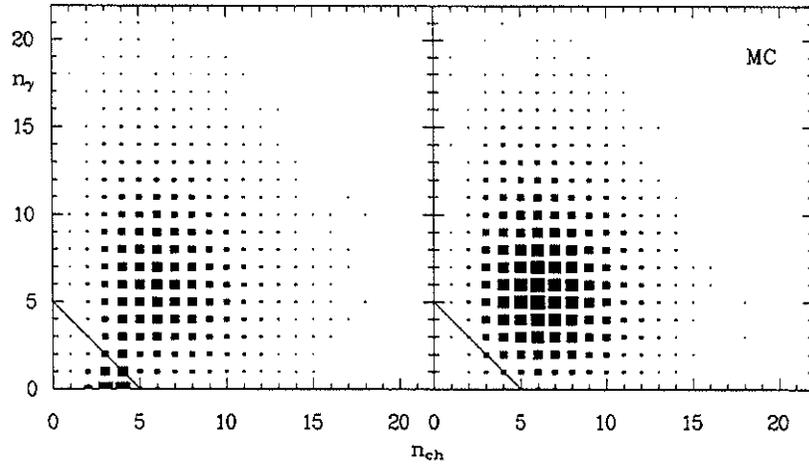


Abbildung 3.2: Die Korrelation zwischen der Multiplizität geladener Teilchen ( $n_{ch}$ ) und der Photonmultiplizität ( $n_\gamma$ ) in den Daten (links) und in Monte-Carlo-Ereignissen (rechts) nach dem Schnitt in der PZ-PE-Ebene. Die Ereignisse oberhalb der eingezeichneten Gerade werden als Multi-Hadron-Ereignisse akzeptiert.

$\sqrt{s}$ [GeV]	Integrierte Luminosität [ $pb^{-1}$ ]	Zahl der Multi-Hadron-Ereignisse
10.43	6.29	19186
10.46	15.39	49883
10.49	2.82	8908
10.51	4.09	12886
10.54	2.82	8834
10.58	92.36	366599

Tabelle 3.1: Die Zahl der Multi-Hadron-Ereignisse

Im Unterschied zur Monte-Carlo-Verteilung weist die experimentelle Verteilung eine deutliche Anhäufung von Ereignissen mit kleinen Multiplizitäten auf. Hierbei handelt es sich um die  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse und die radiativen Bhabha-Ereignisse. Durch die Forderung

$$n_{ch} + n_\gamma > 5 \quad (3.3)$$

werden diese Ereignisse effektiv zurückgewiesen.

Die Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung der Energie-Impuls-Summe PE in den Daten vor und nach den Schnitten (3.2) und (3.3). Zum Vergleich wird in der Abbildung auch die auf dieselbe Zahl von Einträgen normierte Verteilung in den Monte-Carlo-Daten nach der entsprechenden Selektion dargestellt. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. In den experimentellen Daten sind natürlich noch einige  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse mit relativ großer Multiplizität vorhanden. Diese verfälschen jedoch die Kontinuumsabstraktion nicht, da ihr Wirkungsquerschnitt demselben Skalierungsgesetz folgt (vergl. Kap. 3.3). Durch die Schnitte (3.2) und (3.3) verringert sich die Zahl der als Multi-Hadron-Ereignis akzeptierten Kandidaten um bis zu 40 %. Die resultierenden Ereigniszahlen werden zusammen mit den dazugehörigen Schwerpunktsenergien und den integrierten Luminositäten in der Tabelle 3.1 aufgelistet. Diese bei der späteren Analyse verwendeten Ereignisse wurden in den Jahren 1985 und 1986 aufgezeichnet.

Die Akzeptanz für die Selektion der gewünschten Multi-Hadron-Ereignisse wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt und beträgt bei ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ )-Ereignissen ( $84 \pm 2$  %) und bei  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ( $98 \pm 2$  %).

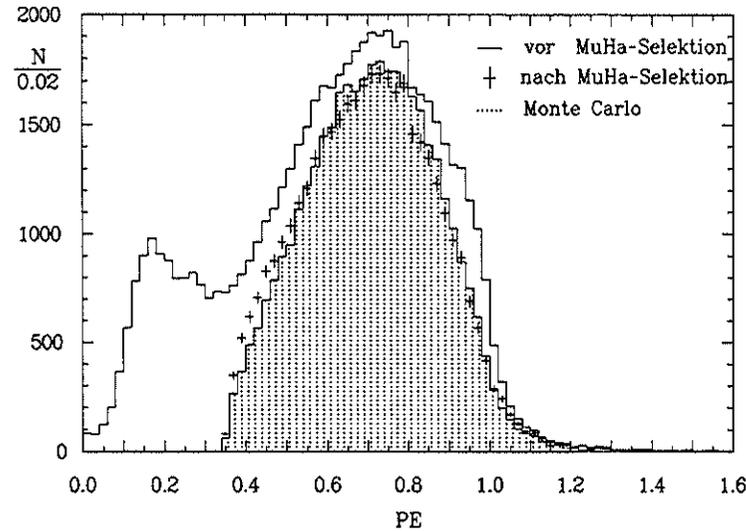


Abbildung 3.3: Die Verteilung der Energie-Impuls-Summe vor und nach der Multi-Hadron-Selektion

### 3.3 Die Kontinuum-Subtraktion und die Anzahl der erzeugten B-Mesonen

#### Der hadronische Wirkungsquerschnitt

Der hadronische Wirkungsquerschnitt, d.h. der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ , setzt sich, wenn die Schwerpunktsenergie des  $e^+e^-$ -Systems der Masse des  $\Upsilon(4S)$ -Zustandes entspricht, aus drei Anteilen zusammen:

$$\sigma_{had}(10.58\text{GeV}) = \sigma_{K(R)} + \sigma_{\tau\tau \rightarrow \text{Hadronen}} + \sigma_{\Upsilon 4S} \quad (3.4)$$

mit

- $\sigma_{K(R)}$  : Kontinuum-Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie
- $\sigma_{\tau\tau \rightarrow \text{Hadronen}}$  : Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $\tau$ -Paaren, wobei mindestens ein  $\tau$ -Lepton semi-hadronisch zerfällt
- $\sigma_{\Upsilon 4S}$  : Wirkungsquerschnitt für die Produktion der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

Will man  $\sigma_{\Upsilon 4S}$  messen oder den Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten Prozeß auf der Resonanz wie in dieser Arbeit die Produktion von  $D$ -Mesonen, so muß man den Beitrag der nichtresonanten Produktion von der Gesamtrate bei der Resonanzenergie subtrahieren. Zu diesem Zweck werden Kontinuumdaten bei Schwerpunktsenergien unterhalb der  $\Upsilon(4S)$ -Masse analysiert. Die Resultate werden skaliert und von den Ergebnissen der Resonanzdaten abgezogen.

Der Kontinuum-Wirkungsquerschnitt wird für punktförmige Quarks in der Form

$$\sigma_K = \sigma_K^0 \cdot f_{QCD} \cdot (1 + \delta) \quad (3.5)$$

$$\text{mit } \sigma_K^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot 3 \cdot \sum_{\text{Quarks}} \left( Q_q^2 \cdot \frac{\beta \cdot (3 - \beta^2)}{2} \right) \quad (3.6)$$

und

- $\alpha$  : Feinstrukturkonstante
- $s$  : Quadrat der Schwerpunktsenergie ( $E_{CMS}^2$ )
- $Q_q$  : elektrische Ladung der Quarks in Einheiten der Elementarladung
- $\beta$  : Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit

angegeben (Das gleiche gilt sinngemäß für den  $\tau^+\tau^-$ -Wirkungsquerschnitt). Der Faktor 3 vor der Summe ergibt sich aus den drei möglichen Farbzuständen der Quarks.  $\sigma_K^0$  ist der hadronische Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik (QED) und beschreibt den in Abbildung 3.4(a) dargestellten Prozeß. Der Faktor  $f_{QCD}$  berücksichtigt die Möglichkeit, daß die Quarks im Endzustand Gluonen abstrahlen können. Er wird nach der Formel

$$f_{QCD} = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + (1.98 - 0.115 \cdot n_f) \cdot \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \quad (3.7)$$

mit

- $\alpha_s$  : Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung
- $n_f$  : Zahl der beteiligten Quark-Flavours

berechnet [34]. Damit erhält  $f_{QCD}$  die Werte 1.074 unterhalb bzw. 1.079 oberhalb der Schwelle zur b-Quark-Erzeugung.

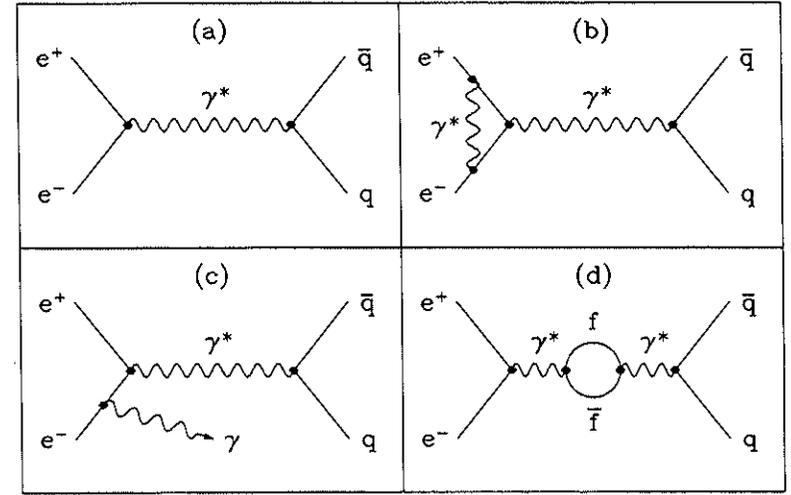


Abbildung 3.4: Feynman-Diagramme für nichtresonante  $e^+e^-$ -Annihilation: (a) Graph 0. Ordnung, (b) Emission und Reabsorption eines virtuellen Photons, (c) Abstrahlung eines reellen Photons, (d) Vakuumpolarisation

Außer dem Graph niedrigster Ordnung treten Prozesse höherer Ordnung auf, die über den Strahlungskorrekturfaktor  $(1 + \delta)$  in Gleichung 3.5 berücksichtigt werden (Abbildung 3.4(b) - (d)) Es sind dies

- Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem einlaufenden Elektron und Positron (*Vertexkorrektur*)
- Abstrahlung eines reellen Photons von einem der einlaufenden Leptonen
- Erzeugung eines Zwischenzustandes aus einem Paar geladener Leptonen bzw. einem Quark-Antiquark-Paar (*Vakuumpolarisation*)

Die Werte der elektromagnetischen Strahlungskorrektur sind für die verschiedenen in den Daten vorliegenden Schwerpunktsenergien in Tabelle 3.2 aufgeführt. Eine detaillierte Beschreibung

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\delta$	$\delta_r$
10.43	$0.215 \pm 0.005$	$0.281 \pm 0.010$
10.46	$0.216 \pm 0.005$	$0.272 \pm 0.010$
10.49	$0.216 \pm 0.005$	$0.264 \pm 0.007$
10.51	$0.217 \pm 0.005$	$0.258 \pm 0.006$
10.54	$0.218 \pm 0.005$	$0.258 \pm 0.006$
10.58	$0.219 \pm 0.005$	$0.258 \pm 0.006$

Tabelle 3.2: Strahlungskorrekturen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien

der Berechnung von  $\delta$  findet sich in [35] und [36]. Prozesse höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt.

Bei der Abstrahlung eines reellen Photons kann dessen Energie zufällig gerade so groß sein, daß nach der Abstrahlung die Schwerpunktsenergie des  $e^+e^-$ -Systems mit der Masse eines gebundenen Quark-Antiquark-Zustandes übereinstimmt ( $\Upsilon, \Psi, \dots$ ). Die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung dieser Resonanzen sind größer als die Kontinuum-Wirkungsquerschnitte bei den entsprechenden Energien. Wird die Möglichkeit der Erzeugung dieser Resonanzen berücksichtigt, so ergeben sich die Strahlungskorrekturen  $\delta_r$  in Tabelle 3.2.

### Bestimmung der Zahl der erzeugten B-Mesonen

Aus Gleichung 3.5 ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen dem Kontinuumwirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie ( $\sigma_{K(R)}$ ) und unterhalb der Resonanzenergie ( $\sigma_K$ )<sup>1</sup>

$$\begin{aligned}\sigma_{K(R)} &= \sigma_K \cdot \frac{s_K}{s_R} \cdot \frac{(1 + \delta_{r,R}) \cdot f_{QCD,R}}{(1 + \delta_{r,K}) \cdot f_{QCD,K}} \\ &= \sigma_K \cdot \tilde{f}_K\end{aligned}\quad (3.8)$$

Dies wird eingesetzt in Gleichung 3.4:

$$\sigma_{\Upsilon 4S} = \sigma_{had}(10.58 GeV) - \tilde{f}_K \cdot \sigma_K \quad (3.9)$$

Über die Beziehung

$$N_{had} = \sigma_{had} \cdot L \quad (3.10)$$

mit

$N_{had}$  : Zahl der Multi-Hadron-Ereignisse  
 $L$  : integrierte Luminosität

erhält man eine entsprechende Gleichung für die gemessenen Ereigniszahlen. Die Zahl  $n_{had}$  der selektierten Multi-Hadron-Ereignisse (vergl. Kap. 3.2) bei  $E_{CMS} = 10.58 GeV$  setzt sich dabei wie folgt zusammen:

$$n_{had}(10.58 GeV) = \eta_{\Upsilon 4S} \cdot N_{\Upsilon 4S} + \eta_K \cdot N_{K(R)} \quad (3.11)$$

mit

$\eta_{\Upsilon 4S}$  : Ereignisakzeptanz für  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle  
 $\eta_K$  : Akzeptanz für Kontinuumereignisse  
 $N_{\Upsilon 4S}$  : Zahl der  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle  
 $N_{K(R)}$  : Zahl der Kontinuumereignisse bei  $E_{CMS} = 10.58 GeV$

Einsetzen von Gleichung 3.10 in 3.8 ergibt

$$\begin{aligned}N_{K(R)} &= N_K \cdot \frac{L_R}{L_K} \cdot \tilde{f}_K \\ &= N_K \cdot f_K\end{aligned}\quad (3.12)$$

<sup>1</sup>Hier und im folgenden beinhaltet  $\sigma_K$  auch den Wirkungsquerschnitt für  $\tau$ -Paare mit semi-hadronischen Endzuständen.

Es wird angenommen, daß sich die Akzeptanz für Kontinuumereignisse im Bereich der vorliegenden Schwerpunktsenergien nicht ändert. Setzt man Gleichung 3.12 in 3.11 ein, erhält man die Zahl der erzeugten  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen:

$$N_{\Upsilon 4S} = \frac{1}{\eta_{\Upsilon 4S}} \cdot (n_{had}(10.58 GeV) - f_K \cdot n_K) \quad (3.13)$$

mit

$$\begin{aligned}n_K &= \eta_K \cdot N_K \\ &= \text{Zahl der akzeptierten Kontinuumereignisse}\end{aligned}$$

Mit den in Tabelle 3.1 (Kap. 3.2) angegebenen Werten wurden mit den einzelnen Kontinuumdatenmengen Werte  $N_{\Upsilon 4S}^i$  berechnet und dann deren gewichteter Mittelwert

$$N_{\Upsilon 4S} = \frac{1}{w} \cdot \sum_i w_i \cdot N_{\Upsilon 4S}^i \quad (3.14)$$

$$\text{mit } w = \sum_i w_i, \quad w_i = \frac{1}{\sigma_{N_{\Upsilon 4S}^i}^2}$$

bestimmt. Der Fehler von  $N_{\Upsilon 4S}$  wurde mittels

$$\sigma_{N_{\Upsilon 4S}}^2 = \frac{1}{w} \cdot \sum_i w_i \cdot (N_{\Upsilon 4S}^i - N_{\Upsilon 4S})^2 \quad (3.15)$$

abgeschätzt. Als Resultat ergaben sich folgende Werte für die Zahl der  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle bzw. die Zahl der B-Mesonen:

$$\begin{aligned}N_{\Upsilon 4S} &= 84500 \pm 8600 \\ N_B &= 169000 \pm 17200\end{aligned}$$

Hierbei wurde angenommen, daß die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in Paare von B-Mesonen zerfällt (siehe Kapitel 1.2).

Unter Verwendung der integrierten Luminosität in der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge von  $(92.4 \pm 4.6) pb^{-1}$  folgt der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des  $\Upsilon(4S)$ -Zustandes im Speicherring DORIS II bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV:

$$\sigma_{\Upsilon 4S} = 0.91 \pm 0.10 nb$$

### Kontinuumsabtraktion bei den D-Meson-Impulsspektren

Die Kontinuumsabtraktion wird im Fall der Impulsspektren der *D-Mesonen* im Prinzip genauso durchgeführt, wie es im vorigen Abschnitt für den hadronischen Wirkungsquerschnitt beschrieben wurde. An dessen Stelle tritt hier die gemessene Produktionsrate der D-Mesonen in einzelnen Intervallen einer geeigneten Impulsvariablen. In dieser Arbeit wird dafür der *skalierte Impuls*

$$x_p = \frac{p}{p_{max}} \quad (3.16)$$

mit  $p_{max} = \sqrt{E_{Strahl}^2 - m_D^2}$  verwendet.

Da D-Mesonen nicht in Zerfällen von Quarkonium-Resonanzen entstehen (mit Ausnahme der  $\Psi^n$ -Zustände mit  $n \geq 3$ ), wurden zur Berechnung des Skalierungsfaktors  $f_K$  in Gleichung

3.12 die Strahlungskorrekturen  $\delta$  anstelle von  $\delta_r$  verwendet. Die Kontinuum-Impulsspektren der D-Mesonen werden gemessen, indem alle verwendeten Kontinuumdaten zusammen ausgewertet werden. Dann ist der effektive Skalierungsfaktor  $f_K$  gegeben durch

$$f_K = \frac{\frac{L_R}{s_R} \cdot (1 + \delta_R) \cdot f_{QCD,R}}{\sum_i \frac{L_K}{s_K} \cdot (1 + \delta_K^i) \cdot f_{QCD,K}} \quad (3.17)$$

Mit den in den Tabellen 3.1 (Kap. 3.2) und 3.2 angegebenen Werten erhält  $f_K$  den Wert 2.89. Im folgenden soll die Methode der Kontinuumsabstraktion bei den D-Meson-Impulsspektren detailliert vorgestellt werden. Es seien

$$\begin{aligned} & n_R(x_p) \pm \sigma_{n_R,stat} \pm \sigma_{n_R,sys} \\ \text{bzw.} & \\ & n_K(x_p) \pm \sigma_{n_K,stat} \pm \sigma_{n_K,sys} \end{aligned}$$

die gemessenen Zahlen von D-Mesonen in den  $\Upsilon(4S)$ - bzw. Kontinuumdaten in Intervallen von  $x_p$  und ihre statistischen bzw. systematischen Fehler.  $n_R(x_p)$  enthält Beiträge aus Resonanzzerfällen und aus Kontinuumereignissen:

$$\begin{aligned} n_R(x_p) &= n_{\Upsilon 4S}(x_p) + n_{K(R)}(x_p) \\ &= \eta_{\Upsilon 4S}(x_p) \cdot N_{\Upsilon 4S}(x_p) + \eta_K \cdot N_{K(R)}(x_p) \end{aligned} \quad (3.18)$$

mit

$\eta_{\Upsilon 4S} \pm \sigma_{\eta_{\Upsilon 4S}}$	: Akzeptanz für die Rekonstruktion von D-Mesonen aus B-Zerfällen
$\eta_K \pm \sigma_{\eta_K}$	: Akzeptanz für die Rekonstruktion von D-Mesonen in Kontinuumereignissen
$N_{\Upsilon 4S}$	: Zahl von D-Mesonen aus B-Zerfällen
$N_{K(R)}$	: Zahl von D-Mesonen aus Kontinuumereignissen in den Daten bei $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$

Das gemessene Kontinuumspektrum wird akzeptanzkorrigiert, wobei der Fehler  $\sigma_{\eta_K}$  der Akzeptanz mit dem Fehler  $\sigma_{n_{K,sys}}$  zum gesamten systematischen Fehler zusammengefaßt wird.

An das korrigierte Spektrum wird nun eine Fragmentationsfunktion angepaßt, um die statistischen Fluktuationen in den Kontinuumdaten auszugleichen. Aus der Anpassungsrechnung folgen *ausgeglichen*e Meßwerte

$$N_{K,Fit}(x_p) \pm \sigma_{N_{K,Fit}}$$

Der Fehler  $\sigma_{N_{K,Fit}}$  wird im folgenden wie ein statistischer Fehler behandelt. Dies erscheint gerechtfertigt, da in den Kontinuumdaten  $\sigma_{n_{K,stat}} \gg \sigma_{n_{K,sys}}$  gilt (siehe Kap. 4).

Das gemessene Spektrum  $n_R(x_p)$  wird durch die Kontinuumakzeptanz  $\eta_K(x_p)$  dividiert (ohne Berücksichtigung von  $\sigma_{\eta_K}$ ):

$$\begin{aligned} N'_R(x_p) \pm \sigma_{N'_{R,stat}} \pm \sigma_{N'_{R,sys}} &= \left[ \frac{\eta_{\Upsilon 4S}}{\eta_K} \cdot N_{\Upsilon 4S}(x_p) + N_{K(R)}(x_p) \right] \\ &\pm \frac{\sigma_{n_{R,stat}}}{\eta_K} \pm \frac{\sigma_{n_{R,sys}}}{\eta_K} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Nun wird das skalierte Kontinuumspektrum subtrahiert, wobei der Ansatz

$$N_{K(R)}(x_p) = f_K \cdot N_{K,Fit}(x_p) \quad (3.20)$$

gemacht wird:

$$\begin{aligned} N'_{\Upsilon 4S}(x_p) \pm \sigma_{N'_{\Upsilon 4S,stat}} \pm \sigma_{N'_{\Upsilon 4S,sys}} &= N'_R(x_p) - f_K \cdot N_{K,Fit}(x_p) \\ &\pm \sqrt{\sigma_{N'_{R,stat}}^2 \pm \sigma_{K,Fit}^2} \pm \sigma_{N'_{R,sys}} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Da in Gleichung 3.19 auch die D-Rate aus B-Zerfällen mit der Kontinuumakzeptanz korrigiert wurde, muß 3.21 wieder mit  $\eta_K(x_p)$  multipliziert werden (ohne Berücksichtigung von  $\sigma_{\eta_K}$ ), und man erhält die gemessene Produktionsrate von D-Mesonen aus B-Zerfällen:

$$n_{\Upsilon 4S}(x_p) \pm \sigma_{n_{\Upsilon 4S,stat}} \pm \sigma_{n_{\Upsilon 4S,sys}} = \eta_K \cdot N'_{\Upsilon 4S}(x_p) \pm \eta_K \cdot \sigma_{N'_{\Upsilon 4S,stat}} \pm \sigma_{n_{R,sys}} \quad (3.22)$$

Diese wird jetzt mit der Akzeptanz  $\eta_{\Upsilon 4S} \pm \sigma_{\eta_{\Upsilon 4S}}$  korrigiert, wobei  $\sigma_{\eta_{\Upsilon 4S}}$  und  $\sigma_{n_{R,sys}}$  zum gesamten systematischen Fehler zusammengefaßt werden:

$$N_{\Upsilon 4S}(x_p) = \frac{(n_{\Upsilon 4S} \pm \sigma_{n_{\Upsilon 4S,stat}} \pm \sigma_{n_{\Upsilon 4S,sys}})(x_p)}{(\eta_{\Upsilon 4S} \pm \sigma_{\eta_{\Upsilon 4S}})(x_p)} \quad (3.23)$$

### 3.4 Das Monte-Carlo-Programm

Auf dem Weg von der Erzeugung eines Ereignisses bei einer  $e^+e^-$ -Wechselwirkung bis zur Speicherung der Meßwerte des Detektors und der daraus berechneten Größen auf Magnetband treten zwangsläufig Verluste auf (vergl. auch Kap. 2.2 und 2.3). So kann z.B. ein Ereignis insgesamt aufgrund von Selektionskriterien zurückgewiesen werden. Es kann aber auch Information über einzelne Teilchen in einem akzeptierten Ereignis verloren gehen, da der Detektor nicht den gesamten Raumwinkel überdecken kann, die Signale in den verschiedenen Komponenten die jeweiligen Schwellen überschreiten müssen und die Rekonstruktion der Teilchen mittels der vorhandenen Meßwerte nicht immer glückt. Darüber hinaus werden bei der späteren Analyse der Daten weitere Selektionskriterien definiert, durch die auch 'gute' Information zurückgewiesen wird. Die aus einer Analyse hervorgegangenen Ergebnisse müssen auf diese Verluste korrigiert werden; den Korrekturfaktor bezeichnet man üblicherweise als *Akzeptanz*.

Die Akzeptanz für die Analyse einer bestimmten Reaktion wird mit simulierten Daten bestimmt, die deren charakteristische Eigenschaften berücksichtigen. Die Generierung solcher simulierten Daten vollzieht sich in drei Schritten:

1. Es werden mit Hilfe eines Generatorprogramms die elementaren Ereignisse mit ihrer Teilchenkonfiguration und Kinematik erzeugt.
2. Es wird der Meßprozeß des Detektors simuliert.
3. Die simulierten Ereignisse durchlaufen analog zu den experimentellen Daten das Rekonstruktionsprogramm und das anschließende Analyseprogramm.

Bei den Schritten (1) und (2) wird die statistische Natur von Prozessen berücksichtigt, indem mit Hilfe von Zufallszahlen Werte aus den bekannten Verteilungen der verschiedenen Größen ausgewählt werden. Aus diesem Grund bezeichnet man die simulierten Ereignisse auch oft als *Monte-Carlo-Ereignisse*.

Zu 1: Zur Erzeugung von nichtresonanten ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ )-Ereignissen wurde das LUND-Monte-Carlo-Programm in der Version 6.2 verwendet [37]. Es wurde eine Schwerpunktsenergie von

10.45 GeV gewählt. Der genannte Ereignisgenerator berücksichtigt sowohl die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand als auch Gluonen im Endzustand.

Ereignisse des Typs  $Y(4S) \rightarrow B\bar{B}$  wurden mit einer modifizierten Version des LUND-Generators erzeugt [38]. Dabei werden die Zerfälle der  $B$ -Mesonen durch die schwache Wechselwirkung als Zerfälle der  $b$ -Quarks auf dem Parton-Niveau realisiert. Die Hadronen des Endzustandes ergeben sich aus der Hadronisation der Quarks.

Zu 2: Die generierten Ereignisse bilden die Eingangsdaten für die Detektorsimulation. Das Simulationsprogramm SIMARG [39] verfolgt den Weg der generierten Teilchen durch den Detektor. Dabei werden sowohl Wechselwirkungen mit der Detektormaterie als auch Zerfälle von instabilen Teilchen berücksichtigt. In den einzelnen Detektorkomponenten werden entsprechend den zugrunde liegenden physikalischen Prozessen Signale generiert. Diese werden anschließend in das gleiche Format gebracht wie experimentelle Meßwerte und bilden ein simuliertes Ereignis. Zusätzlich wird auch die Ausgangs-Teilchenkonfiguration gespeichert, so daß die vollständige Information von der Erzeugung des Ereignisses bis zu den einzelnen Meßwerten vorhanden ist. In einem weiteren Schritt wird der Ereignistrigger (Kap. 2.2.2) simuliert und geprüft, ob die generierten Signale eine oder mehrere Triggerbedingungen erfüllen könnten.

Die Monte-Carlo-Daten entsprechen dann weitestgehend den experimentellen Daten und können mit denselben Programmen rekonstruiert und analysiert werden.

### 3.5 Die Fragmentation schwerer Quarks

Am Beginn eines hadronischen Ereignisses in einem ( $e^+e^-$ )-Experiment steht die Kollision zwischen einem Elektron und einem Positron und deren Annihilation in ein virtuelles Photon, welches sich anschließend in ein Quark-Antiquark-Paar umwandelt. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks und die Abstrahlung von Gluonen kann für den Fall großer Impulsüberträge  $Q^2$  durch die *perturbative Quanten-Chromodynamik (QCD)* beschrieben werden, da die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  dann hinreichend klein ist. Der Übergang von der Partonkonfiguration (Parton = Quark oder Gluon) zum beobachteten Endzustand aus Hadronen wird als Fragmentation bezeichnet und ist durch kleine  $Q^2$ -Werte gekennzeichnet.

Es sind in den vergangenen Jahren diverse phänomenologische Modelle entwickelt worden, die zum Ziel haben, ausgehend von den Partonen die experimentell beobachteten Endzustände in ihren charakteristischen Eigenschaften wie Topologie, Teilchenzusammensetzung und -korrelation, Impulsspektren etc. zu reproduzieren. Man unterscheidet dabei drei Klassen von Modellen:

1. Unabhängige Jetfragmentation
2. String-Modelle
3. QCD-Schauer-Modelle

Eine Beschreibung der verschiedenen Modellansätze und ein Vergleich der Modelle mit experimentellen Daten findet sich z.B. in [40] und [41]. In den QCD-Schauermodellen strahlen die primären Quarks Gluonen ab, die sich wiederum in Gluonen- bzw. Quarkpaare umwandeln usw., so daß sich ein Partonschauer entwickelt. Am Ende der Schauerentwicklung stehen Farb-Singulett-Systeme, die die primären Hadronen bilden. In den Modellen der Klassen (1) und (2) hingegen werden Hadronen gebildet, indem das Farbfeld zwischen dem primären Quark  $q_0$  und seinem Antiquark  $\bar{q}_0$  aufbricht, wenn diese sich voneinander entfernen. Das Farbfeld wird dabei

als masseloser relativistischer *String* mit einer Stringkonstante  $\kappa$  ( $\kappa \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}$ ) beschrieben. An der Bruchstelle wird ein neues Quarkpaar ( $q_1\bar{q}_1$ ) erzeugt. Dies ist energetisch günstiger, da die potentielle Energie des ( $q_0\bar{q}_0$ )-Systems mit zunehmendem Abstand wächst. Das ( $q_0\bar{q}_1$ )-System bildet ein (primäres) Hadron, während das ( $\bar{q}_0q_1$ )-System in der beschriebenen Weise weiter fragmentiert. Das Hadron ( $q_0\bar{q}_1$ ) erhält einen Bruchteil  $z$  der Energie des primären Quarks  $q_0$ , wobei die Verteilung von  $z$  in den Modellen durch *Fragmentationsfunktionen*  $f(z)$  gesteuert wird. Bei Fragmentationsmodellen ist  $z$  üblicherweise folgendermaßen definiert:

$$z = \frac{(E + p_{||}c)_{\text{Hadron}}}{(E + pc)_{\text{Quark}}}$$

mit

$p_{||}$  = Impulskomponente in Richtung des Quark-Impulses

Die Fragmentation der leichten Quarks  $u, d, s$  wird durch Funktionen beschrieben, die ihr Maximum bei kleinen  $z$ -Werten annehmen und zu großen Werten hin monoton abfallen. Dies zeigt sich z.B. in den inklusiven Impulsspektren von Pionen und Kaonen [42]. Ein völlig anderes Bild ergibt sich bei der Fragmentation der schweren  $c$ - und  $b$ -Quarks. Wegen seiner großen Masse wird das primäre Quark kaum gebremst, wenn es sich mit einem leichten Antiquark zum primären Meson verbindet. Daraus resultiert eine harte Fragmentationsfunktion mit einem mittleren  $z$  von etwa 0.7 im Falle von  $c$ -Quarks [43].

Es ist nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit, Fragmentationsstudien mittels der Messung der Impulsspektren von  $D$ -Mesonen in Kontinuumergebnissen durchzuführen. Vielmehr ist es im Hinblick auf die Trennung der Impulsspektren von  $D$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen von den inklusiv gemessenen Impulsspektren notwendig, den Kontinuumenteil zu subtrahieren (siehe auch Kap. 3.3). In diesem Zusammenhang bedeutet die Härte der Fragmentationsfunktion von  $c$ -Quarks, daß im Bereich kleiner Impulse, auf den  $D$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen kinematisch beschränkt sind, große statistische Schwankungen in den Kontinuumsdaten zu erwarten sind, die sich bei der Kontinuumsabstraktion störend bemerkbar machen. Man kann eine Verbesserung erreichen, indem man in pragmatischer Weise eine Fragmentationsfunktion an das gemessene Kontinuumspektrum anpaßt und dann diese 'geglätteten' Werte bei der Subtraktion verwendet. Dazu ist zu bemerken, daß das Resultat einer solchen Anpassung immer von der Form der Funktion abweichen wird, die dem fundamentalen Fragmentationsprozeß auf dem Quarkniveau zugrunde liegt, selbst wenn die analytische Form der gewählten Funktion korrekt wäre. Das beobachtete Impuls- bzw. Energiespektrum von Teilchen, die das primäre schwere Quark enthalten, ist wegen der folgenden Prozesse grundsätzlich etwas weicher:

1. Elektromagnetische Strahlung im Anfangszustand  
Vom Elektron oder Positron wird vor der Wechselwirkung ein Photon  $\gamma$  abgestrahlt, so daß die Schwerpunktsenergie des ( $e^+e^-$ )-Systems verringert wird. Bei der Berechnung des skalierten Impulses bzw. der skalierten Energie wird aber die Schwerpunktsenergie des ( $e^+e^- \gamma$ )-Systems verwendet.
2. Gluonen im Endzustand  
Werden außer dem schweren Quark und Antiquark noch Gluonen erzeugt, so steht den Quarks bei der Fragmentation weniger als die angenommene halbe Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}/2$  zur Verfügung.

### 3. Zerfälle

Das beobachtete Teilchen mit dem primären Quark ist eventuell nicht das primäre Hadron, sondern ist aus dessen Zerfall hervorgegangen und besitzt daher weniger Energie.

Der Einfluß der Prozesse (1) und (2) auf die Messung von Fragmentationsfunktionen wird z.B. in [43] untersucht.

In der vorliegenden Arbeit sind zwei Fragmentationsfunktionen zur Parametrisierung des Kontinuum-Impulsspektrums der  $D$ -Mesonen verwendet worden. Diese sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

#### Die Fragmentationsfunktion von PETERSON et al.

Diese Parametrisierung basiert auf dem quantenmechanischen Argument, daß die Amplitude für den Übergang eines schnellen schweren Quarks  $Q$  in ein Hadron  $H = (Q\bar{q})$  und ein leichtes Quark  $q$  proportional zum Kehrwert des Energieübertrags  $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$  ist [44]. Setzt man die Hadronmasse gleich der Masse des schweren Quarks, so folgt

$$\Delta E \cdot c^{-1} = \sqrt{m_Q^2 c^2 + x^2 P^2} + \sqrt{m_q^2 c^2 + (1-x)^2 P^2} - \sqrt{m_Q^2 c^2 + P^2} \quad (3.24)$$

mit  $P =$  Impuls des Quarks  $Q$

$x =$  Bruchteil von  $P$ , der auf das Hadron übergeht

Wenn die einzelnen Summanden in 3.24 nach Ausdrücken proportional zu  $(m_Q/P)^2$  entwickelt werden, ergibt sich

$$\Delta E \sim 1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon}{1-x} \quad (3.25)$$

mit  $\epsilon = (m_q/m_Q)^2$ . Die resultierende Fragmentationsfunktion ist proportional zum Produkt aus  $(\Delta E)^{-2}$  und einem Faktor  $x^{-1}$ , der den Phasenraum berücksichtigt:

$$f(x) \sim \frac{1}{x \cdot \left[1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon}{1-x}\right]^2} \quad (3.26)$$

#### Die Fragmentationsfunktion der LUND-Gruppe

Die LUND-Gruppe hat ein symmetrisches Fragmentationsmodell entwickelt, welches bereits zu einem Synonym für die Gruppe der String-Modelle geworden ist [45]. Aus diesem Modell ist das LUND-Monte-Carlo-Programm [37] entwickelt worden, das sich speziell bei der Beschreibung der Endzustände der Elektron-Positron-Vernichtung als äußerst erfolgreich erwiesen hat. Das Modell ist symmetrisch in dem Sinn, daß die Beschreibung der Fragmentation sowohl vom Quark zum Antiquark als auch in umgekehrter Richtung ablaufen kann. Die Ableitung des Modells führt auf den folgenden Ausdruck für die dem Fragmentationsprozeß zugrunde liegende Funktion:

$$f(z) \sim \frac{(1-z)^\alpha}{z} \cdot \exp\left(-\frac{\beta m_T^2}{z}\right) \quad (3.27)$$

mit  $z = \frac{(E+pc)_{Hadron}}{(E+pc)_{Quark}}$  (im Fall des primären Hadrons)

$m_T^2 = m^2 + (p_T/c)^2$  Transversalmasse des Hadrons

Die explizite Massenabhängigkeit von (3.27) berücksichtigt das unterschiedliche Fragmentationsverhalten von leichten und schweren Quarks.

Wegen der Definition von  $z$  läßt sich die Form (3.27) nicht unmittelbar zur Beschreibung eines Impulsspektrums verwenden, da der minimale Wert  $z_{min} = (m_{Hadron} c^2)/(E+pc)_{Quark} > 0$  ist. Es wird deshalb in dieser Arbeit bei der Anpassung von (3.27) an gemessene  $x_p$ -Verteilungen ( $x_p = p/p_{max}$ ) eine Transformation des jeweiligen  $x_p$ -Intervalls in das dazugehörige  $z$ -Intervall durchgeführt. Da  $(E+pc)_{Quark}$  experimentell nicht zugänglich ist, wird  $z$  als skalierte Energie interpretiert:

$$z = \frac{2 \cdot E_{Hadron}}{\sqrt{s}}$$

mit  $s =$  Quadrat der Schwerpunktsenergie.

Zur Überprüfung der Prozedur wurde mit dem LUND-Monte-Carlo-Programm [37] das  $x_p$ -Spektrum von  $D^0$ -Mesonen bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$  erzeugt (Abbildung 3.5). Die Parameter der nach (3.27) durchgeführten Fragmentation hatten die Werte  $\alpha = 1.0$

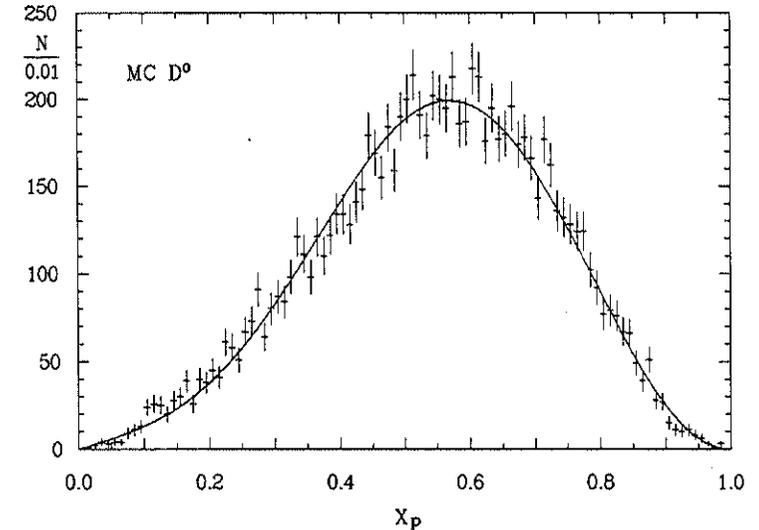


Abbildung 3.5: Beispiel für die Beschreibung eines mit dem LUND-Monte-Carlo-Programm erzeugten  $D^0$ - $x_p$ -Spektrums durch die LUND-Fragmentationsfunktion  $f(z)$ . Bei der Anpassungsrechnung wurden die  $x_p$ -Werte in die dazugehörigen Werte  $z = 2E/\sqrt{s}$  transformiert.

und  $\beta = 0.7 c^4 GcV^{-2}$ . Das Monte-Carlo-Programm benutzt zur Erzeugung der Ereignisse QCD-Matrixelemente bis zur 2. Ordnung und simuliert auch die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand. Aus der Anpassungsprozedur unter Verwendung des MINUIT-Fitprogramms [51] folgte die ebenfalls in Abbildung 3.5 dargestellte Kurve mit den Parametern  $\alpha = (2.23 \pm 0.05)$  und  $\beta = (0.83 \pm 0.02) c^4 GcV^{-2}$ . Die Form des Spektrums wird durch die Kurve gut wiedergegeben.

Es wurde außerdem eine Transformation versucht, bei der  $z$  als skalierte Energie-Impuls-Summe des Hadrons interpretiert wurde:

$$z = \frac{(E + pc)_{Hadron}}{(E + pc)_{max}}$$

Dies führte jedoch auf eine weniger befriedigende Beschreibung des Spektrums und wird daher im folgenden nicht verwendet.

### 3.6 Die Teilchenidentifikation

Der ARGUS-Detektor ist dafür ausgelegt worden, mit großer Effizienz und Präzision die Impulse von elektrisch geladenen Teilchen und die Energien von Photonen zu messen. Bei den geladenen Teilchen handelt es sich dabei um Elektronen ( $e$ ), Myonen ( $\mu$ ), Pionen ( $\pi$ ), Kaonen ( $K$ ) und Protonen ( $p$ ) sowie zu einem geringen Teil um Deuteronen, die überwiegend aus Wechselwirkungen von Hadronen mit dem Strahlrohr oder mit dem Detektormaterial hervorgehen und im folgenden nicht weiter berücksichtigt werden. Alle anderen Teilchen haben so kleine Lebensdauern, daß sie vor Erreichen des sensitiven Detektorvolumens in die oben genannten Teilchen und eventuell weitere nicht registrierte Teilchen wie Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), langlebige neutrale K-Mesonen ( $K_L^0$ ) und Neutronen ( $n$ ) zerfallen.

Die im Spurendetektor nachgewiesenen geladenen Teilchen sollen möglichst eindeutig identifiziert werden. Dadurch verbessert sich z.B. bei der Rekonstruktion von instabilen Teilchen aus den gemessenen Spuren das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erheblich. Für den Fall der  $D$ -Mesonen wird dies im Kapitel 4 beschrieben.

Zur Identifikation der geladenen Teilchen werden die Signale verschiedener Detektorkomponenten ausgewertet (siehe auch Kapitel 2.2.1):

1. die Messung des spezifischen Energieverlusts ( $dE/dx$ ) in der Driftkammer,
2. die Messung der Flugzeit (ToF) im Flugzeitsystem,
3. der elektromagnetische Schauer von Elektronen im Kalorimeter,
4. die Signale von Myonen in den Myon-Kammern.

Für die vorliegende Arbeit wurden  $D$ -Mesonen über ihre Zerfälle in geladene Kaonen und Pionen rekonstruiert. Zu deren Identifikation wurde nur die Information aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem verwendet.

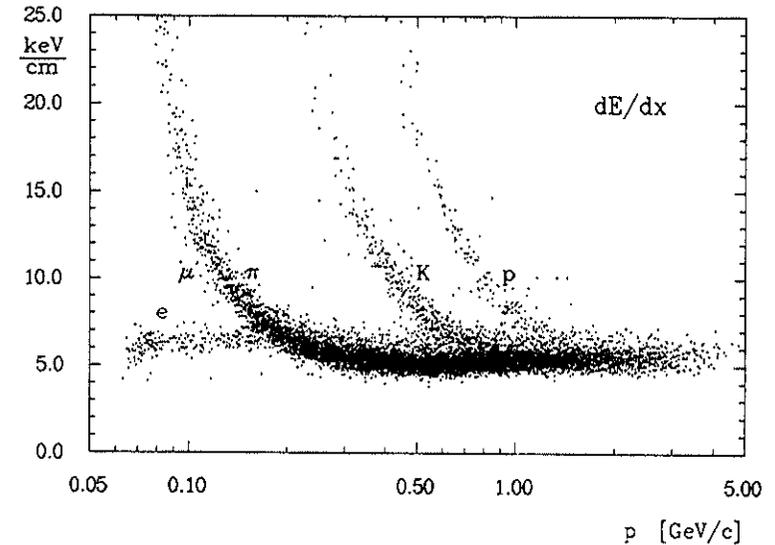


Abbildung 3.6: Der spezifische Energieverlust ( $dE/dx$ ) geladener Teilchen in der Driftkammer.

Die Teilchen werden bei beiden Methoden über ihre Ruhemasse  $m_0$  identifiziert, die aus der Gleichung

$$p = \gamma \cdot m_0 \cdot v \quad (3.28)$$

mit

$$\begin{aligned} p &= \text{Impuls} & v &= \text{Geschwindigkeit} \\ \gamma &= 1/\sqrt{1-\beta^2} & \beta &= v/c \end{aligned}$$

berechnet wird. Der Impuls  $p$  folgt aus der Krümmung der in den Driftkammern gemessenen Spur im Magnetfeld. Die Geschwindigkeit  $v$  wird zum einen mit Hilfe des spezifischen Energieverlusts ( $dE/dx$ ) in der Hauptdriftkammer, zum anderen über die Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitzähler ermittelt. Beide Messungen sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

#### Der spezifische Energieverlust ( $dE/dx$ )

Beim Durchqueren des Gasvolumens der Driftkammer verliert ein elektrisch geladenes Teilchen einen Teil seiner Energie durch die Ionisation von Gasmolekülen. Die in den einzelnen Driftzellen deponierte Energie folgt dabei einer *Landau-Verteilung* [46], einer asymmetrischen Verteilung mit einem Ausläufer zu großen Werten. Der wahrscheinlichste Energieverlust pro Weglänge ( $dE/dx$ ), d.h. die Position des Maximums der Landau-Verteilung, hängt für jedes Gas in charakteristischer Weise von der Geschwindigkeit des Teilchens ab.

Entlang der Spur des Teilchens in der Hauptdriftkammer wird in jeder Driftzelle die Ionisationsladung gemessen. Wegen der Form der Landau-Verteilung werden die kleinsten bzw. größten Meßwerte (10 % bzw. 30 % der gesamten Anzahl der Meßpunkte) verworfen. Der Mittelwert

der restlichen Messungen (*truncated mean*) stellt die Messung des spezifischen Energieverlusts dar. In der Abbildung 3.6 werden auf diese Weise bestimmte  $(dE/dx)$ -Werte in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls gezeigt. Die zu den verschiedenen Teilchensorten gehörenden Werte sind in Bändern angeordnet, die bei den jeweils kleinsten Impulsen deutlich voneinander getrennt sind, bei größeren Impulsen dagegen überlappen, so daß dort eine eindeutige Identifizierung nicht möglich ist. Auf der Basis der Energieverlustmessung allein können Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von etwa  $800 \text{ MeV}/c$  eindeutig voneinander unterschieden werden.

Als Hilfsmittel für die Entscheidung über die Annahme oder Ablehnung einer bestimmten Teilchenhypothese werden für 5 Hypothesen  $\chi^2(dE/dx)$ -Werte berechnet:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(dE/dx) + \sigma_{th}^2(dE/dx)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.29)$$

Dabei ist  $(dE/dx)_{exp}$  der gemessene Energieverlust und  $\sigma_{exp}$  die Unsicherheit der Messung.  $(dE/dx)_{th}$  ist der beim gemessenen Impuls für die einzelnen Teilchensorten erwartete Energieverlust und  $\sigma_{th}$  seine Unsicherheit, die aus der Unsicherheit der Impulsmessung folgt.

### Die Flugzeitmessung (ToF)

Das Flugzeitsystem mißt bei geladenen Teilchen die Zeitspanne vom Zeitpunkt der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung bis zum Auftreffen der Teilchen auf den jeweiligen Flugzeitzählern mit einer Genauigkeit von etwa  $220 \text{ ps}$ . Die gemessenen Flugzeiten sind dabei größer als  $3 \text{ ns}$ . Die Geschwindigkeit eines Teilchens ergibt sich einfach aus der Division der mit dem Spurendetektor gemessenen Spurlänge durch die Flugzeit.

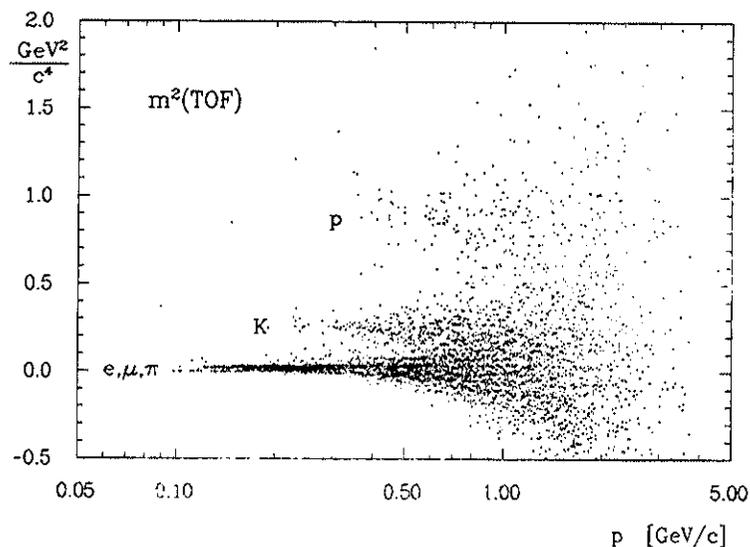


Abbildung 3.7: Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung

In der Abbildung 3.7 ist die Verteilung der mit Gleichung 3.28 berechneten Massenquadrate gegen den Impuls aufgetragen. Man erkennt auch hier die zu den verschiedenen Teilchensorten gehörenden Bänder. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen ist durch die Flugzeitmessung allein bis zu Impulsen von etwa  $700 \text{ MeV}/c$  möglich.

Analog zur  $(dE/dx)$ -Messung wird für jede Teilchenhypothese ein  $\chi^2(\text{ToF})$ -Wert berechnet:

$$\chi_i^2 = \frac{[1/\beta_{exp} - 1/\beta_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(\text{ToF}) + \sigma_{th}^2(\text{ToF})} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.30)$$

Hier bezeichnet  $\beta_{exp}$  die gemessene Teilchengeschwindigkeit und  $\sigma_{exp}$  die experimentelle Unsicherheit von  $1/\beta_{exp}$ . Die erwartete Geschwindigkeit  $\beta_{th,i}$  folgt aus dem gemessenen Impuls;  $\sigma_{th}$  ist die Unsicherheit von  $1/\beta_{th}$  aufgrund der Unsicherheit der Impulsmessung.

Die  $\chi^2$ -Werte der Energieverlust- bzw. Flugzeitmessung können wegen deren Unabhängigkeit zu einem einzigen  $\chi^2$ -Wert kombiniert werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(\text{ToF}) \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.31)$$

Mit den  $\chi_i^2$ -Werten werden dann *normierte Likelihoodwerte*<sup>4</sup> berechnet:

$$lh_i = \frac{g_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_{k=e,\mu,\pi,K,p} g_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (3.32)$$

Diese  $lh_i$ -Werte stellen quasi die relative Wahrscheinlichkeit für die Teilchenhypothese  $i$  dar. Die Gewichtungsfaktoren  $g_i$  sollen berücksichtigen, daß die verschiedenen Teilchensorten in unterschiedlicher Häufigkeit in den Ereignissen auftreten [42]. In einem Impulsbereich, wo z.B. die  $(dE/dx)$ - und  $(\text{ToF})$ -Bänder der Pionen und Kaonen überlappen, ist es von vornherein wahrscheinlicher, daß es sich bei einem fraglichen Teilchen um ein Pion und nicht um ein Kaon handelt.

Bei Analysen werden normalerweise alle Teilchenhypothese akzeptiert, deren  $lh$ -Wert einen je nach Bedarf gewählten Mindestwert  $lh_{min}$  überschreitet. Typische  $lh_{min}$ -Werte liegen im Bereich von 0.01 bis 0.20. Die Gewichte  $g_i$  und der Wert  $lh_{min}$  sollten so gewählt werden, daß einerseits die Akzeptanz für eine interessierende Teilchensorte groß ist und andererseits die Wahrscheinlichkeit, häufig auftretende andere Teilchen mit derselben Hypothese zu akzeptieren, klein bleibt. In dieser Arbeit wurden alle  $lh_i$ -Werte entsprechend Gleichung (3.32) mit folgenden Gewichten berechnet:

$$g_e : g_\mu : g_\pi : g_K : g_p = 1 : 1 : 3 : 1 : 1$$

Bei der Erzeugung von *Monte-Carlo*-Ereignissen (Kap. 3.4) werden Energieverlust- und Flugzeitmessung des Detektors realitätsnah simuliert. Dadurch können bei der Analyse dieser Daten die gleichen Selektionskriterien bei der Teilchenidentifikation angewendet werden wie bei den experimentellen Daten. Dies ist z.B. für eine verlässliche Akzeptanzberechnung von großer Bedeutung. Da bei der Rekonstruktion der  $D$ -Mesonen in dieser Arbeit ausschließlich geladene Kaonen und Pionen verwendet werden, sollen deren Likelihood-Verteilungen explizit vorgestellt und mit den entsprechenden Verteilungen aus der *Monte-Carlo*-Simulation verglichen werden.

<sup>4</sup>Im folgenden wird der Kürze halber der Ausdruck *Likelihoodwert* für die mit Gl. (3.32) berechneten Werte verwendet werden.

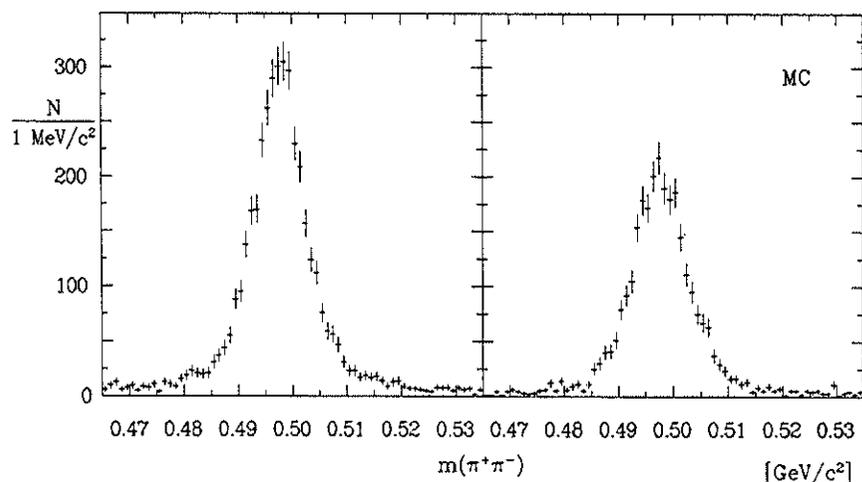


Abbildung 3.8: Das  $K_S^0$ -Signal in der Verteilung der invarianten  $(\pi^+\pi^-)$ -Masse in experimentellen Daten (links) und Monte-Carlo-Ereignissen (rechts)

### Pionen aus $K_S^0$ -Zerfällen

Eine nahezu reine Menge von geladenen Pionen kann über den Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  gewonnen werden. Es werden solche  $K_S^0$ -Zerfälle selektiert, bei denen der Zerfallsvertex separat vom Hauptvertex des Ereignisses rekonstruiert werden kann (*Sekundärvertex*). Zur Reduzierung des Untergrundes unter dem  $K_S^0$ -Signal werden folgende Anforderungen an die beiden den Sekundärvertex bildenden Spuren gestellt:

1. Ordnet man den beiden Teilchen die *Elektron*-Masse zu, so soll ihre invariante Masse größer sein als  $50 \text{ MeV}/c^2$ . Andernfalls handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein konvertiertes Photon.
2. Ordnet man beiden Teilchen die *Proton*- bzw. *Pion*-Masse zu, so soll ihre invariante Masse außerhalb des Intervalls  $1.10 < m_{p\pi} < 1.13 \text{ GeV}/c^2$  liegen. Andernfalls handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um einen Zerfall  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ .
3.  $p_T > 150 \text{ MeV}/c$   
 $p_T$  ist der Transversalimpuls der beiden Teilchen bezüglich der Strahlachse.
4.  $\cos(\theta) > 0.98$   
 $\theta$  ist der Winkel, den der Impulsvektor des Zwei-Pion-Systems mit dem Vektor bildet, der vom Hauptvertex zum Sekundärvertex zeigt.

Nach dieser Selektion erscheint in der Verteilung der invarianten  $(\pi^+\pi^-)$ -Masse ein  $K_S^0$ -Signal auf einem vernachlässigbar kleinen Untergrund (Abbildung 3.8) sowohl in den experimentellen Daten als auch in Monte-Carlo-Ereignissen. Bei der weiteren Analyse wurden nur Teilchen aus

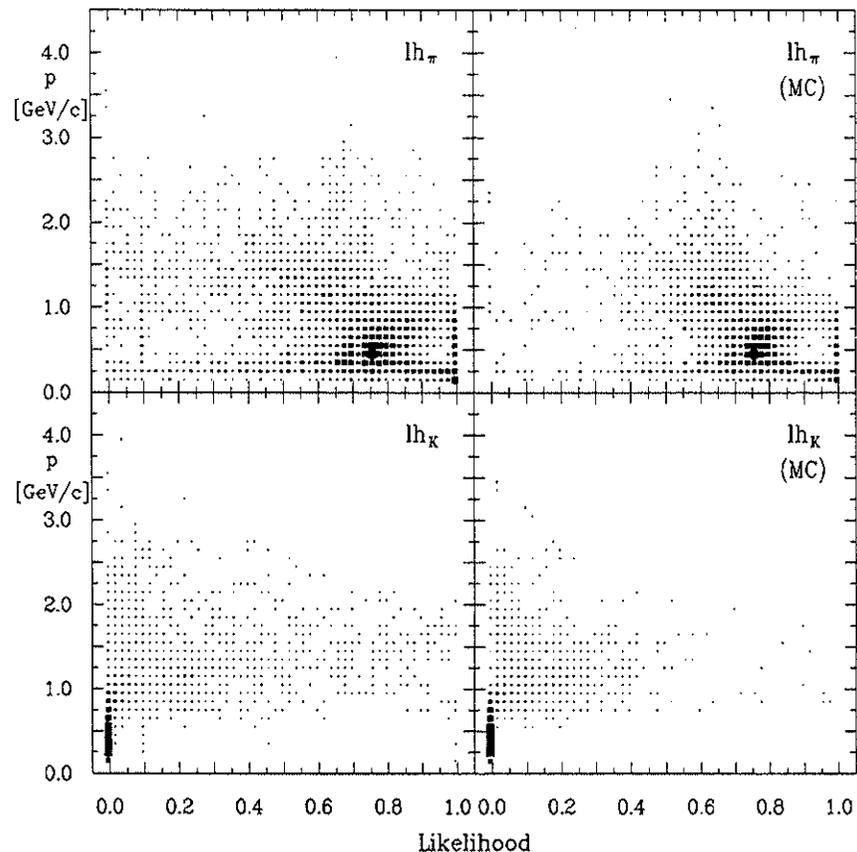


Abbildung 3.9: Die Likelihood-Werte  $lh_\pi$  und  $lh_K$  bei Pionen aus  $K_S^0$ -Zerfällen in experimentellen Daten (links) und Monte-Carlo-Ereignissen (rechts)

Kombinationen verwendet, deren invariante Masse innerhalb des Intervalls  $0.490 < m(\pi^+\pi^-) < 0.505 \text{ GeV}/c^2$  lag.

Trägt man für diese Teilchen den nach Gleichung (3.32) berechneten  $lh_\pi$ -Wert gegen ihren Impuls auf, so findet man die in der oberen Reihe von Abbildung 3.9 dargestellten Verteilungen. Bei den meisten Pionen sind die  $lh_\pi$ -Werte größer als 0.4. In diesem Bereich unterscheiden sich die Verteilungen der experimentellen Daten und der Monte-Carlo-Daten kaum voneinander. Unterhalb von 0.4 gibt es dagegen in den Monte-Carlo-Daten vergleichsweise weniger Einträge. Dies hat aber keinen wesentlichen Einfluß auf die Berechnung von Akzeptanzen, da üblicherweise nur weiche Schnitte (z.B.  $lh > 0.1$ ) verwendet werden und der Anteil der Einträge unterhalb dieser Schwelle nur etwa 2% beträgt.

Bei der Rekonstruktion von  $D$ -Mesonen über ihre Zerfälle in Kaonen und Pionen treten viele zufällige Kombinationen auf, die den kombinatorischen Untergrund bilden (siehe Kapitel

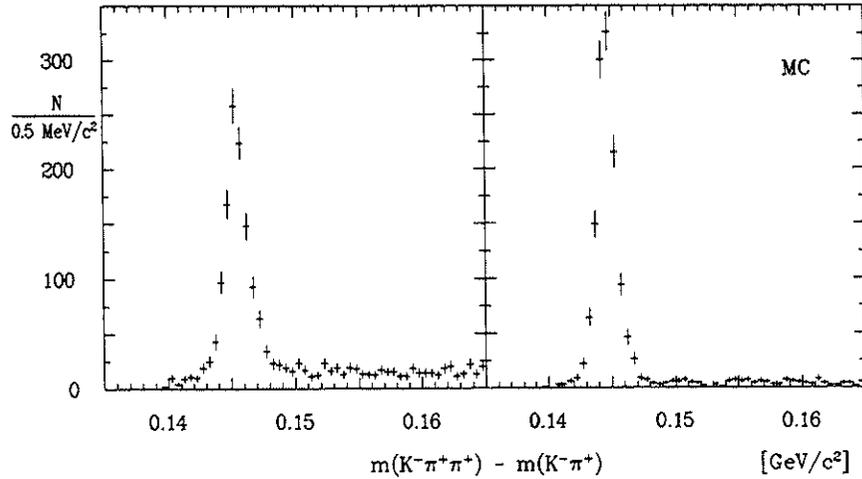


Abbildung 3.10: Das  $D^{*+}$ -Signal in der Massendifferenz ( $m(K^{-}\pi^{+}\pi^{+}) - m(K^{-}\pi^{+})$ ) ohne Teilchenidentifikation bei der  $D^0$ -Selektion.  
Links: experimentelle Daten, rechts: Monte-Carlo-Daten

4). Mit Hilfe der Teilchenidentifikation kann der Anteil des Untergrundes reduziert werden, der von Kombinationen mit einem oder mehreren falsch identifizierten Teilchen gebildet wird. Insbesondere sind Kombinationen zu vermeiden, bei denen ein Pion als Kaon akzeptiert wird, da Pionen in sehr großer Zahl vorhanden sind. Es ist aus diesem Grund illustrativ, die Verteilung der  $lh_K$ -Werte von Pionen in der unteren Reihe der Abbildung 3.9 zu betrachten.

Im Bereich kleiner Impulse, wo Pionen eindeutig identifiziert werden, sind die  $lh_K$ -Werte null. Bei größeren Impulsen sind größere  $lh_K$ -Werte zu beobachten, wobei aber der überwiegende Teil der Pionen  $lh_K$ -Werte unterhalb von etwa 0.4 hat. Mit der Forderung eines minimalen  $lh$ -Wertes von etwa 0.1 lässt sich erkennbar ein großer Teil der als Kaon akzeptierten Pionen zurückweisen.

Beim Vergleich der experimentellen Verteilung mit der Monte-Carlo-Verteilung fällt auf, daß bei Pionen in simulierten Ereignissen  $lh_K$ -Werte oberhalb von 0.4 vergleichsweise seltener auftreten. Offensichtlich wird die Pion-Kaon-Trennung in der Monte-Carlo-Simulation etwas überschätzt.

#### Kaonen aus $D^{*+}$ -Zerfällen

Eine untergrundfreie Menge von Kaonen ist ohne Verwendung der Teilchenidentifikation schwieriger zu selektieren als die Pionen aus  $K_S^0$ -Zerfällen. Es wird hierzu der Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_D^+$  mit anschließendem Zerfall  $D^0 \rightarrow K^{-}\pi^{+}$  herangezogen. Die spezielle Kinematik dieser Zerfallskette sowie die Technik der Rekonstruktion von  $D^{*+}$ -Mesonen werden im Kapitel 4.3.1 beschrieben. Im Fall der vorliegenden Analyse mußten folgende Selektionskriterien erfüllt werden:

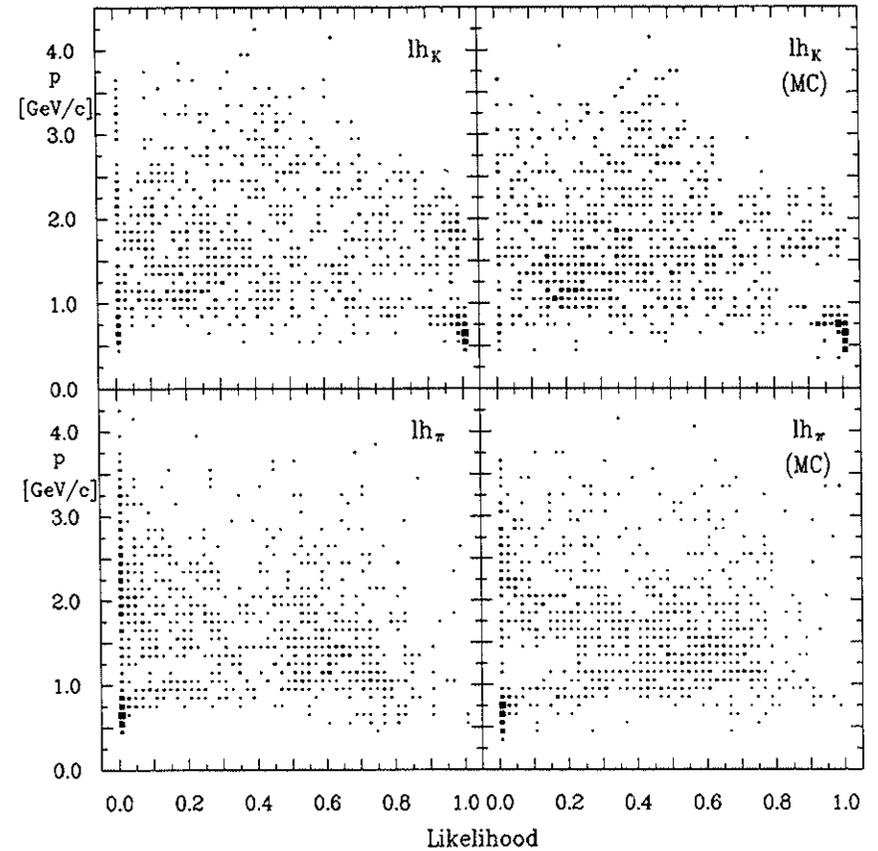


Abbildung 3.11: Die Likelihood-Werte  $lh_K$  und  $lh_\pi$  bei Kaonen aus  $D^0$ -Zerfällen in experimentellen Daten (links) und Monte-Carlo-Ereignissen (rechts)

1.  $\chi^2_{\nu X} < 36$

Der Abstand der Spuren vom Ereignisvertex durfte bei keinem der drei Teilchen größer sein als 6 Standardabweichungen.

2.  $1.82 < m(K^{-}\pi^{+}) < 1.91$  [GeV/c<sup>2</sup>]

Die invariante Masse des  $D^0$ -Kandidaten mußte im Bereich des experimentellen  $D^0$ -Massenbandes liegen.

3.  $lh_\pi(\pi_D^+) > 0.2$

4. Schnitt in der  $\cos(\Theta_K) - p_{D^0}$ -Ebene:

- a)  $p_{D^0} > 1.5$  [GeV/c], falls  $|\cos(\Theta_K)| \leq 0.2$

- b)  $p_{D^0} > 15 \cdot (\cos(\Theta_K) - 0.2)^6 + 1.5$  [GeV/c], falls  $|\cos(\Theta_K)| > 0.2$

( $\Theta_K$  ist der Winkel zwischen dem Impulsvektor des Kaons und der durch den Impulsvektor des  $D^0$  im Laborsystem definierten Richtung im  $D^0$ -Ruheystem.)

Nach diesen Schnitten findet man in der Verteilung der Massendifferenz  $\Delta m = m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$  ein  $D^{*+}$ -Signal auf einem relativ kleinen Untergrund (Abbildung 3.10). Für die Untersuchung der Teilchenidentifikation bei Kaonen wurden nur die Kandidaten akzeptiert, bei denen  $\Delta m$  innerhalb des Intervalls  $[0.144, 0.147] \text{ GeV}/c^2$  lag.

In der oberen Reihe der Abbildung 3.11 werden die Verteilungen der  $lh_K$ -Werte bei diesen Teilchen in den experimentellen Daten und in Monte-Carlo-Ereignissen gezeigt. Im Unterschied zu den  $lh_\pi$ -Werten der Pionen beobachtet man hier viele Einträge bei kleinen  $lh_K$ -Werten, besonders im Impulsbereich von  $1 - 2 \text{ GeV}/c$ , wo das Pion-Band und das Kaon-Band in der  $(dE/dx)$ -Verteilung (Abb. 3.6) überlappen. In der Verteilung der experimentellen Daten finden sich mehr Einträge im Bereich  $lh_K < 0.1$  als bei den Monte-Carlo-Daten. Diese Einträge lassen sich vermutlich durch die größere Zahl von Untergrundereignissen in dieser Datenmenge erklären. Insgesamt erkennt man, daß die Forderung eines minimalen  $lh$ -Wertes von etwa 0.1 von den meisten echten Kaonen erfüllt wird, während ja die mißidentifizierten Pionen dadurch effektiv zurückgewiesen werden (s.o.).

Zum Schluß soll noch die Verteilung der  $lh_\pi$ -Werte bei den Kaonen betrachtet werden. In der unteren Reihe der Abbildung 3.11 erkennt man, daß im Impulsbereich von etwa  $1 - 2.5 \text{ GeV}/c$  sehr große  $lh_\pi$ -Werte auftreten können. Verursacht wird dies durch den Gewichtungsfaktor  $g_\pi = 3$ . Die Wahl eines kleineren Wertes hätte aber zur Folge, daß bei den Pionen höhere  $lh_K$ -Werte auftreten würden. Wegen der größeren Zahl von Pionen würde sich dies negativ auf die Höhe des kombinatorischen Untergrundes bei Kaon-Pion-Kombinationen auswirken als die Fehlidentifikation von Kaonen als Pionen. Es bleibt also festzuhalten, daß durch die Forderung eines minimalen Likelihood-Wertes von etwa 0.1 nur bei kleinen Impulsen und bei Impulsen oberhalb von etwa  $2 \text{ GeV}/c$  ein wesentlicher Teil der Kaon-Pion-Mißidentifikation unterdrückt werden kann.

In den Kapiteln 4.1.1, 4.2.1 und 4.3.1 wird demonstriert werden, welche Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes durch geeignete Wahl von minimalen  $lh$ -Werten erreicht werden kann.

## Kapitel 4

### Die Analyse

In diesem Kapitel wird in drei voneinander unabhängigen Abschnitten die Analyse der Zerfälle  $B \rightarrow D^0 + X$ ,  $B \rightarrow D^+ + X$  und  $B \rightarrow D^{*+} + X$  beschrieben.

Es sollen jeweils die inklusiven Verzweigungsverhältnisse der genannten Zerfälle sowie die Impulsspektren der  $D$ -Mesonen gemessen werden. Zu diesem Zweck wird die Anzahl der  $D$ -Mesonen zum einen in Daten mit  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, zum anderen in reinen Kontinuumdaten ermittelt. Nach Subtraktion des Kontinuumsanteils von den  $\Upsilon(4S)$ -Daten gelangt man zu dem gewünschten Resultat.

Die  $D$ -Mesonen werden hier über ihre Zerfälle in geladene Kaonen und Pionen identifiziert und erscheinen als Signale in den Verteilungen der invarianten Massen der Kaon-Pion-Kombinationen. Die Anzahl der  $D$ -Mesonen wird bestimmt, indem geeignete Funktionen, die sowohl die Signalform als auch den Verlauf des Untergrundes beschreiben, an die Massenverteilungen angepaßt werden.

Jeder der drei Abschnitte beginnt mit einer Darstellung der Methode, mit der die jeweiligen  $D$ -Mesonen rekonstruiert wurden. Es wird gezeigt, mit welchen Selektionskriterien ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erzielt werden kann.

Danach werden die bei den Anpassungsrechnungen verwendeten Funktionen beschrieben. Im Falle der  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen waren bei der Parametrisierung des Untergrundes Reflexionen von anderen  $D$ -Zerfällen zu berücksichtigen.

Anschließend werden die mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen bestimmten Akzeptanzen für die Rekonstruktion der  $D$ -Zerfälle vorgestellt.

Im letzten Kapitel jedes Abschnitts werden dann die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen, die akzeptanzkorrigierten Impulsspektren und die inklusiven Verzweigungsverhältnisse präsentiert.

#### 4.1 Der Zerfall $B \rightarrow D^0 + X$

##### 4.1.1 Die Rekonstruktion von $D^0$ -Mesonen

Die erste Beobachtung von  $D^0$ -Mesonen fand im Jahr 1976 am  $c^+e^-$ -Speicherring SPEAR statt [47]. Das Meson mit dem Quarkinhalt  $(c\bar{u})$  hat eine Masse von  $(1864.5 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$  [1] und ist ein pseudoskalar Teilchen (Spin-Parität  $0^-$ ).

Beim Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in ein Paar von  $B$ -Mesonen erhalten diese wegen ihrer großen Masse nur einen kleinen Impuls ( $p_B \approx 340 \text{ MeV}/c$ ). Aus der Forderung nach Erhaltung von Impuls und Energie beim Zerfall jedes  $B$ -Mesons folgt, daß der Impuls eines  $D^0$ -Mesons

aus einem B-Zerfall nicht größer als etwa  $2.5 \text{ GeV}/c$  werden kann. Hierbei wurde der Impuls des B-Mesons bereits berücksichtigt. Die Teilchen, die aus dem Zerfall des  $D^0$  hervorgehen, haben dann ebenfalls relativ kleine Impulse. Zudem nimmt der mittlere Impuls eines Teilchens aus dem  $D^0$ -Zerfall mit zunehmender Multiplizität des Zerfalls ab. Wenn man berücksichtigt, daß die inklusiven Impulsspektren von Kaonen und Pionen aus B-Zerfällen einen exponentiellen Anstieg zu kleinen Impulsen zeigen [48], ist zu erwarten, daß bei der Rekonstruktion von  $D^0$ -Zerfällen der kombinatorische Untergrund (zufällige Kombinationen von Teilchen mit der korrekten invarianten Masse) umso größer sein wird, je höher die Multiplizität des betrachteten  $D^0$ -Zerfalls ist.

Die  $D^0$ -Mesonen sollten also in einem Zerfallskanal rekonstruiert werden, dessen Endzustand nur geladene Teilchen enthält, dessen Multiplizität möglichst klein ist und der ausreichend häufig auftritt. Hier bietet sich der Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  an. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Kanal wurde vom Experiment MARK III zu  $0.042 \pm 0.004 \pm 0.004$  bestimmt [49].

Es werden Kombinationen von einem negativ geladenen Teilchen unter Annahme der Kaon-Masse mit einem positiv geladenen Teilchen unter Annahme der Pion-Masse gebildet<sup>1</sup>. Dabei müssen die gemessenen Spuren folgende Anforderungen erfüllen:

1.  $|\cos(\theta)| \leq 0.85$

$\theta$  ist der Winkel, den die Spur mit der Strahlachse bildet. Durch diesen Schnitt wird sichergestellt, daß jedes geladene Teilchen mit hinreichend großem Impuls mindestens 25 Drahtlagen der Driftkammer passiert.

2.  $\chi^2_{VX} \leq 36$

$\chi^2$ -Beitrag der Spur beim Fit des Ereignisvertex

$$\chi^2_{VX} = \frac{(\bar{x}_{spur} - \bar{x}_{VX})^2}{\sigma^2}$$

$\bar{x}_{spur}$  : Vektor zum Ort auf der Spur mit minimalem Abstand zum Vertex

$\bar{x}_{VX}$  : Vektor zum Ereignisvertex

$\sigma$  : Fehler auf den Abstand zwischen Spur und Vertex

Dieser Schnitt sondert Spuren aus, die durch Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem sensitiven Volumen der Driftkammern entstanden sind, die aus sekundären Zerfällen von neutralen Teilchen in relativ großem Abstand vom Wechselwirkungspunkt stammen oder die zu Teilchen gehören, welche durch Vielfachstreuung eine starke Ablenkung aus ihrer ursprünglichen Richtung erfahren haben.

3.  $lh_{K,\pi} \geq lh_{min}$

Die Likelihood für die jeweilige Teilchenhypothese muß einen Mindestwert überschreiten. Auf die Wahl von  $lh_{min}$  wird im folgenden eingegangen.

Eine Monte-Carlo-Simulation zeigte, daß der relativ harte Schnitt auf den Polarwinkel  $\theta$  der Spuren notwendig ist, damit sich die Form des  $D^0$ -Signals in der Verteilung der invarianten  $(K^- \pi^+)$ -Masse durch eine *Gaußfunktion*

$$A \cdot e^{-\left(\frac{m-m_0}{2\sigma^2}\right)^2}$$

beschreiben läßt. Bei Spuren mit kleinen Polarwinkeln treten wegen der etwas schlechteren Impulsmessung häufiger Kombinationen mit relativ großer Abweichung vom exakten  $D^0$ -Massenwert auf. Dies würde bei der vorzunehmenden Anpassungsrechnung die Unsicherheit

<sup>1</sup>Wenn nicht besonders vermerkt, schließen Hinweise auf einen bestimmten Ladungszustand den ladungskonjugierten Zustand mit ein.

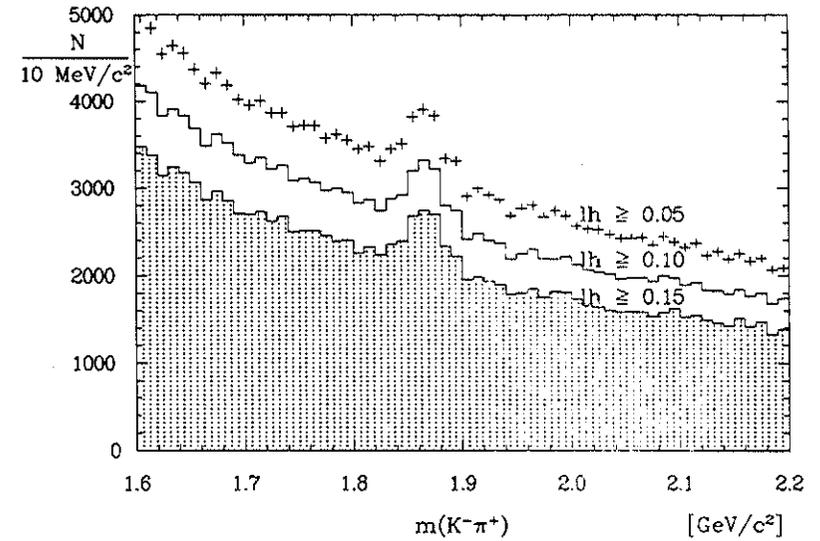


Abbildung 4.1: Das  $D^0$ -Signal in der Verteilung der invarianten  $(K^- \pi^+)$ -Masse bei verschiedenen Schnitten bei der Teilchenidentifikation und  $x_p < 0.5$

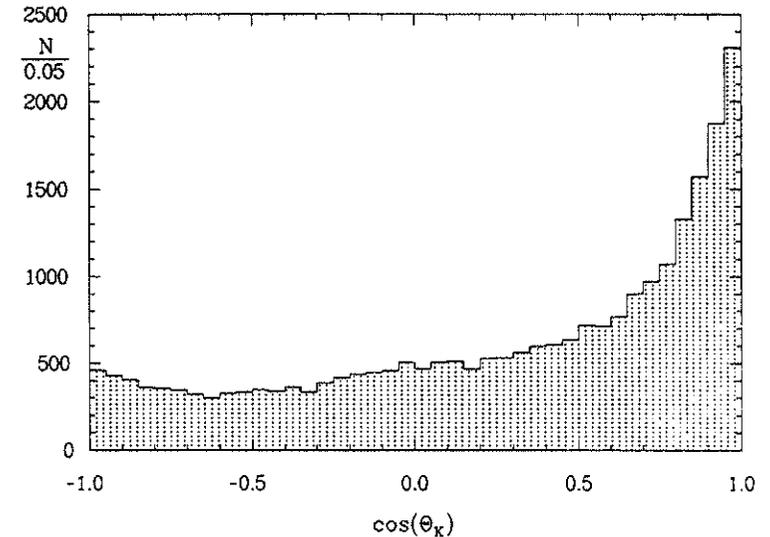


Abbildung 4.2: Die Verteilung des Winkels  $\theta_K$  (Die Definition von  $\theta_K$  erfolgt im Text). Die Masse der  $(K^- \pi^+)$ -Kombination wurde auf das  $D^0$ -Massenband ( $1.83 - 1.90 \text{ GeV}/c^2$ ) eingeschränkt, der Impuls mußte kleiner sein als  $2.5 \text{ GeV}/c$ .

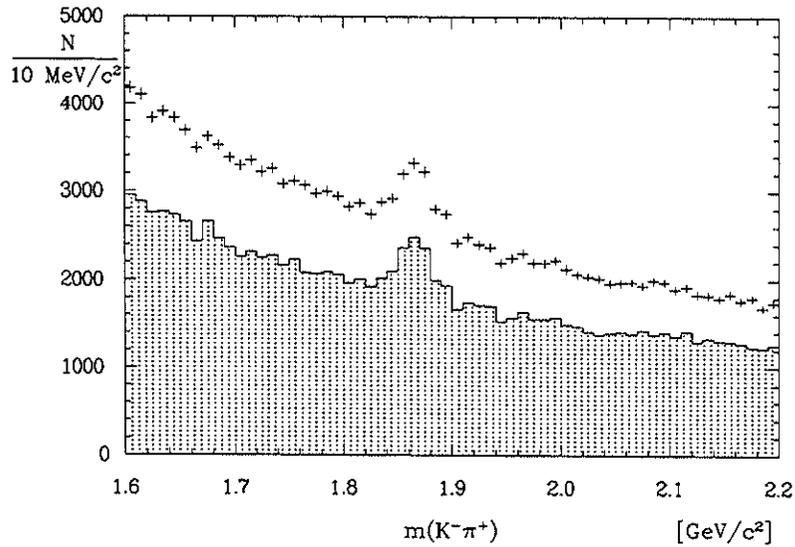


Abbildung 4.3: Die Reduktion des Untergrundes unter dem  $D^0$ -Signal durch den  $\cos(\theta_K)$ -Schnitt (schraffiert:  $\cos(\theta_K) < 0.8$ ) bei Impulsen unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$ .

über die Anzahl der gemessenen  $D^0$ -Zerfälle in unnötigem Maße vergrößern. In der Verteilung der invarianten Masse der Kombinationen mit Impulsen unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  erscheint in den Daten ein deutliches Signal bei der  $D^0$ -Masse (Abb. 4.1). Die Abbildung verdeutlicht die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes durch härtere Schnitte auf die Likelihood-Werte der beteiligten Spuren. Hierbei wird im wesentlichen der Anteil des Untergrundes verringert, der von Kombinationen gebildet wird, bei denen wenigstens eine Teilchenhypothese falsch ist.

Es gibt eine weitere Möglichkeit, den Untergrund unter dem  $D^0$ -Signal zu verringern. Man betrachtet im Ruhesystem des  $D^0$  den Winkel  $\theta_K$  zwischen der Richtung des Kaon-Impulses und der Richtung, die durch den Impuls des  $D^0$  im Laborsystem definiert wird. Die Verteilung dieses Winkels zeigt die Abb. 4.2. Bei Kaonen aus dem Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  erwartet man eine flache Verteilung, weil sowohl das  $D^0$  als auch Kaonen und Pionen den Spin 0 haben und der Zerfall eines Spin-0-Teilchens in zwei Spin-0-Teilchen isotrop ist. Stattdessen findet man eine Verteilung, die eine deutliche Anhäufung bei kleinen Winkeln aufweist. Diese wird von Kombinationen gebildet, bei denen ein schnelles Teilchen – entweder ein echtes Kaon oder ein mißidentifiziertes Teilchen – mit einem langsamen Pion ein System mit ausreichend großer invarianter Masse bildet. Der Impuls des Systems wird im wesentlichen vom schnellen Teilchen bestimmt, so daß der Winkel zwischen diesem und dem Zweiteilchensystem klein ist. Durch einen Schnitt

$$\cos(\theta_K) < 0.8$$

wird man deutlich mehr falsche Kombinationen zurückweisen ( $\sim 30\%$ ) als  $D^0$ -Zerfälle ( $10\%$ ) (Abb. 4.3).

Wenn man die beschriebenen Schnitte auf die  $\Upsilon(4S)$ - bzw. Kontinuumsdaten anwendet, ergeben sich mit einem Likelihood-Schnitt von  $10\%$  für  $D^0$ -Impulse unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$

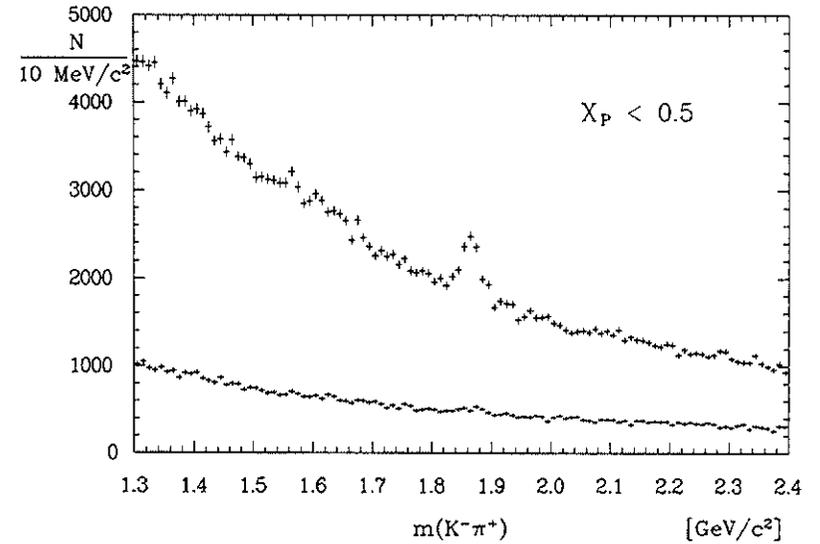


Abbildung 4.4: Die Verteilung der invarianten ( $K^- \pi^+$ )-Masse bei Impulsen unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (untere Datenpunkte)

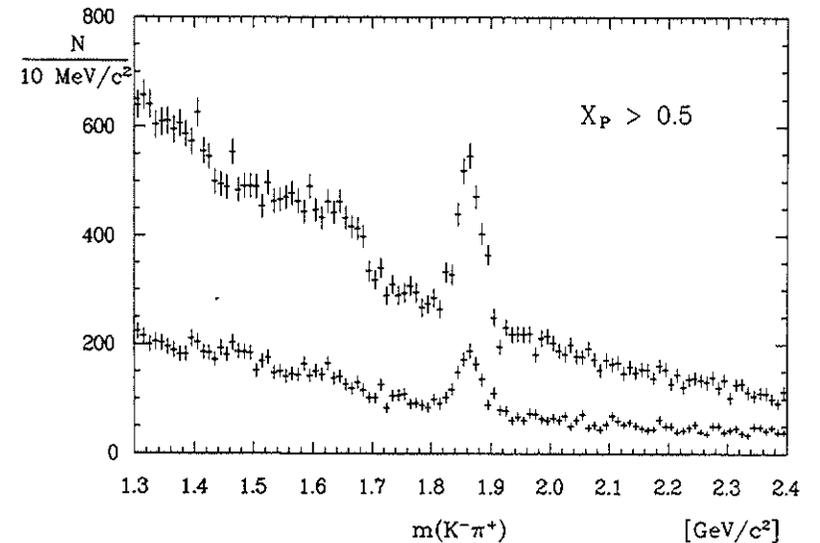


Abbildung 4.5: Die Verteilung der invarianten ( $K^- \pi^+$ )-Masse bei Impulsen oberhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (untere Datenpunkte)

die in Abb. 4.4 dargestellten Verteilungen und für  $D^0$ -Impulse oberhalb von 2.5 GeV/c die Verteilungen in Abb. 4.5, wobei hier wegen des ohnehin geringen kombinatorischen Untergrundes auf den Schnitt in  $\cos(\theta_K)$  verzichtet wurde.

In der Abbildung 4.4 zeigt sich bei den  $\Upsilon(4S)$ -Daten im Gegensatz zu den Kontinuumsdaten ein starkes Signal, was auf die Produktion von  $D^0$ -Mesonen in B-Zerfällen hindeutet. Man erwartet wegen der bekanntermaßen harten Fragmentation von charm-Quarks aus  $(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})$ -Prozessen nur relativ wenige charm-Mesonen in diesem Impulsbereich. Dagegen verhalten sich die Signale in Abbildung 4.5 etwa wie 3:1, wie man es nach dem Verhältnis der Schwerpunktsenergien und Luminositäten bei den  $\Upsilon(4S)$ - bzw. Kontinuumsdaten erwartet (vergl. Kap. 3.3).

#### 4.1.2 Die Behandlung von Doppelzählungen

Beim Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  haben das  $K$  und das  $\pi$  häufig Impulse, bei denen eine eindeutige Identifikation nicht möglich ist, da dort die Kaon- und Pion-Bänder in den  $dE/dx$ - und/oder ToF-Verteilungen überlappen (vergl. Kap. 3.6). Falls sowohl beim  $K$  als auch beim  $\pi$  die jeweils andere Teilchenhypothese einen ausreichend großen Likelihood-Wert erhält, kann ein  $D^0$  als  $\bar{D}^0$  rekonstruiert werden und umgekehrt. Es ist notwendig, die Verteilung der invarianten Masse bei solchen falsch identifizierten Kombinationen und die Häufigkeit ihres Auftretens zu untersuchen.

Wenn bei dem  $D^0$ -Zerfall das Kaon und das Pion zufällig gerade gleich große Impulse (im Laborsystem) erhalten, ergibt sich für die mißidentifizierte Kombination dieselbe invariante Masse wie für die korrekt identifizierte. In anderen Fällen kommt es zu einer Verschiebung in der Masse. Die Form der Massenverteilung bei fehlidentifizierten Kombinationen wurde mit Monte-Carlo-Ereignissen studiert, in denen die betrachteten  $D^0$ -Zerfälle generiert wurden und eine

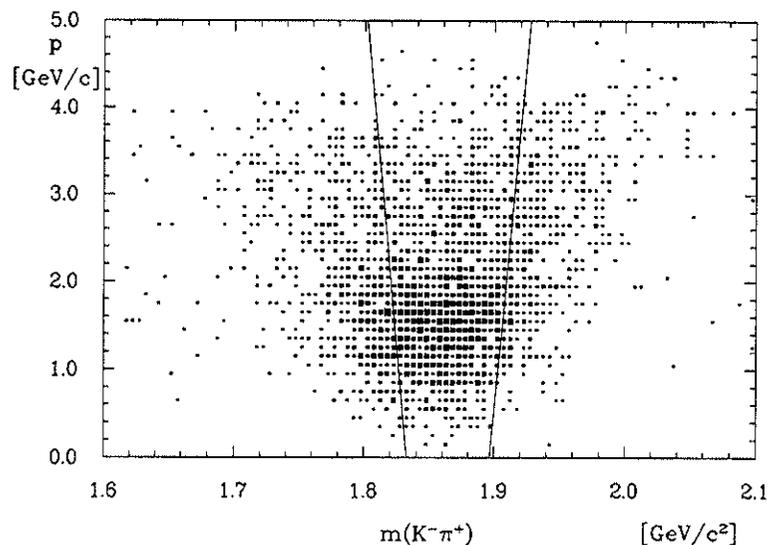


Abbildung 4.6: Die invariante Masse von mißidentifizierten  $K\pi$ -Kombinationen (Monte-Carlo-Daten). Die Geraden begrenzen einen Bereich  $m_{D^0} \pm 3\sigma$  ( $\sigma =$  Breite des  $D^0$ -Signals)

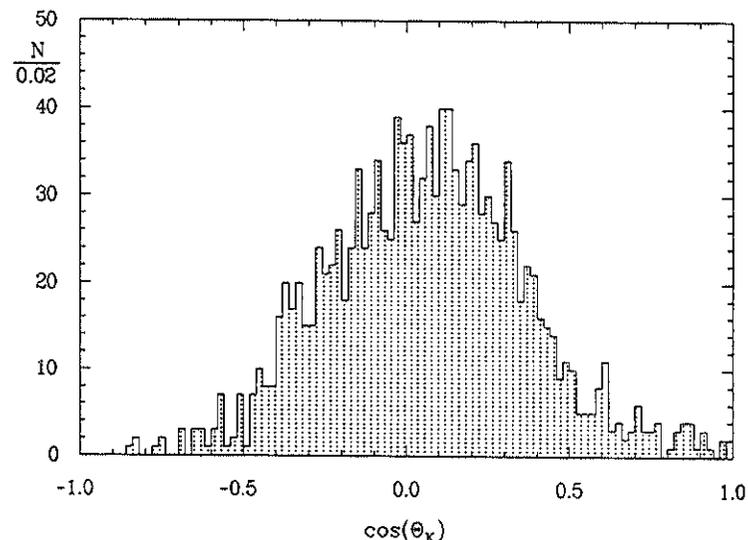


Abbildung 4.7: Die Verteilung von  $\cos(\theta_K)$  bei falsch identifizierten ( $K\pi$ )-Kombinationen in der Monte-Carlo-Simulation. (Zur Definition von  $\theta_K$  siehe Kap. 4.1.1)

vollständige Simulation des Detektorverhaltens einschließlich der Teilchenidentifikation durchgeführt wurde. In der Abbildung 4.6 ist die Masse der mißidentifizierten Kombinationen gegen ihren Impuls aufgetragen.

Es wurden zusätzlich zwei Geraden eingezeichnet, die einen Bereich  $m_{D^0} \pm 3\sigma$  begrenzen, wobei  $\sigma$  die Breite des  $D^0$ -Signals (= Parameter der Gaußfunktion) bezeichnet. Die Massenverteilung der falsch identifizierten Kombinationen ist breiter und weist eine stärkere Impulsabhängigkeit auf. Andererseits ist sie jedoch so schmal, daß diese Kombinationen nicht im kombinatorischen Untergrund absorbiert werden und stattdessen zum  $D^0$ -Signal beitragen. Es ist daher notwendig, die Form der Verteilung in Abhängigkeit vom Impuls zu parametrisieren und den Anteil an mißidentifizierten Kombinationen im Signal quantitativ zu erfassen. Die Form läßt sich in diesem Fall durch Gaußfunktionen mit impulsabhängiger Breite darstellen.

Da sowohl das Kaon als auch das Pion hinreichend große Impulse besitzen müssen, damit es zu einer  $K - \pi$ -Vertauschung kommt, tritt dies bevorzugt bei Zerfällen auf, bei denen die Zerfallsachse im  $D^0$ -Ruhezustand in etwa senkrecht auf der Richtung steht, die durch den  $D^0$ -Impuls im Laborsystem definiert wird. So zeigt in Monte-Carlo-Daten die  $\cos(\theta_K)$ -Verteilung eine starke Konzentration bei Null, während große und kleine Winkel nicht auftreten (Abb. 4.7).

Das hat wiederum zur Folge, daß der Schnitt in  $\cos(\theta_K)$  zur Verringerung des kombinatorischen Untergrundes gleichzeitig den relativen Anteil an fehlidentifizierten  $D^0$ -Mesonen im Signal erhöht (vergl. Kap. 4.1.1).

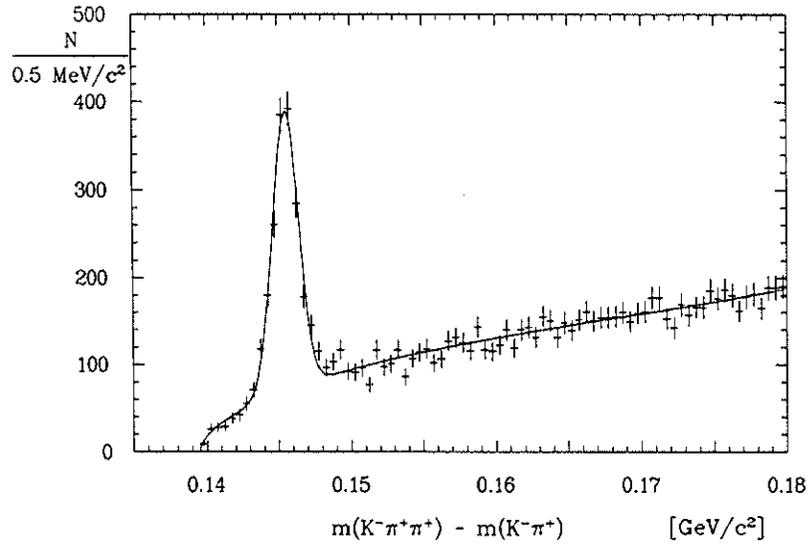


Abbildung 4.8: Die Massendifferenz  $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$   
 $D^{*+}$ -Signal von korrekt identifizierten  $D^0$ -Mesonen bei einem Likelihood-Schnitt  $lh \geq 0.05$

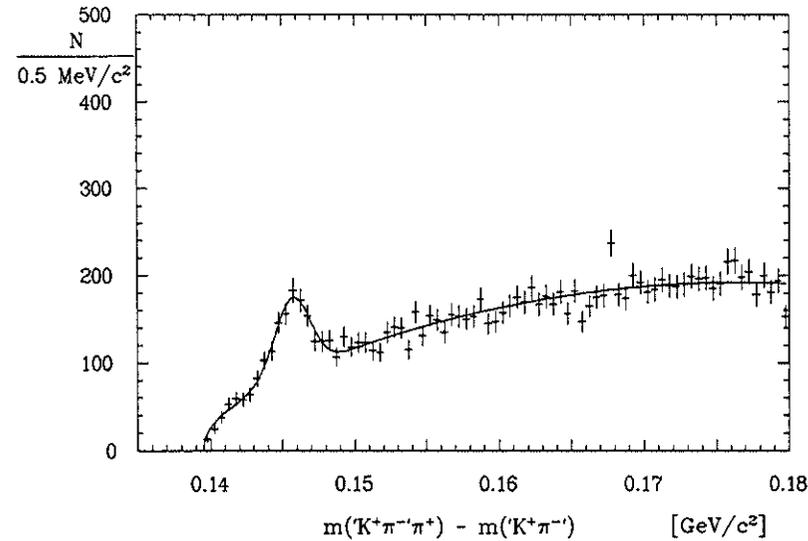


Abbildung 4.9: Die Massendifferenz  $\Delta m' = m(K^+ \pi^- \pi^+) - m(K^+ \pi^-)$   
 $D^{*+}$ -Signal von mißidentifizierten  $D^0$ -Mesonen bei einem Likelihood-Schnitt  $lh \geq 0.05$

Andererseits wird der Anteil an mißidentifizierten Kombinationen stark vom Schnitt auf den Likelihood-Wert der jeweiligen Massenhypothese abhängen. Zur quantitativen Bestimmung wurde der Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  herangezogen, der hierfür die folgenden Vorteile bietet:

1. Die Ladung des  $D^*$  legt den Charm-Inhalt des  $D^0$  eindeutig fest.
2. Wegen der speziellen Kinematik beim  $D^{*+}$ -Zerfall (vergl. Kap. 4.3.1) findet man in der Massendifferenz  $m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$  ein  $D^{*+}$ -Signal auf kleinem Untergrund.

Man rekonstruiert ein ' $D^0$ '-Meson aus den Spuren eines negativ geladenen Teilchens unter Annahme der Kaon-Masse und eines positiv geladenen Teilchens unter Annahme der Pion-Masse, ohne Verwendung der Teilchenidentifikation. Dabei wird die invariante Masse der Kombination auf das  $D^0$ -Band (1.80 – 1.93  $GeV/c^2$ ) eingeschränkt. In dieser Menge sind sowohl korrekt identifizierte  $D^0$ 's als auch mißidentifizierte  $\bar{D}^0$ -Mesonen und zufällige Kombinationen enthalten. Der  $D^0$ -Kandidat wird mit einem positiven Pion kombiniert, dessen Likelihood-Wert größer als 0.2 sein soll. Dann berechnet man die Massendifferenz  $\Delta m = m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$ . In der Verteilung von  $\Delta m$  zeigt sich ein starkes  $D^{*+}$ -Signal, das von den  $(K\pi)$ -Kombinationen mit der richtigen Zuordnung der Massenhypothese stammt (Abb. 4.8).

Die Kombinationen mit falscher Zuordnung, d.h.  $D^0$ -Kandidaten, die eigentlich ein  $\bar{D}^0$  sind und eventuell aus einem Zerfall  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$  stammen, können nicht zum Signal beitragen, weil sie nicht mit dem richtigen Pion kombiniert werden. Es wäre jedoch möglich, daß sich ein  $D^0$  aus einem  $D^{*+}$ -Zerfall vor seinem eigenen Zerfall in ein  $\bar{D}^0$  umwandelt. Dann würde die Kombination mit der falschen Zuordnung zum Signal beitragen. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Umwandlung ist jedoch kleiner als 1.4 % (90 % *CL*) [50]. Daher ist dieser Prozeß zu vernachlässigen. Es werden nun bei der  $(K^- \pi^+)$ -Kombination die Teilchenhypothesen vertauscht

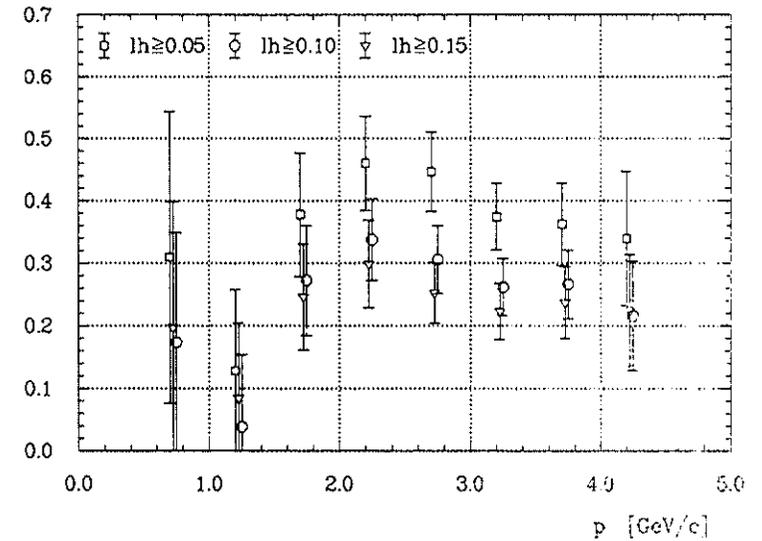


Abbildung 4.10: Das Verhältnis von mißidentifizierten zu korrekt identifizierten  $D^0$ -Mesonen bei verschiedenen Schnitten in der Teilchenidentifikation

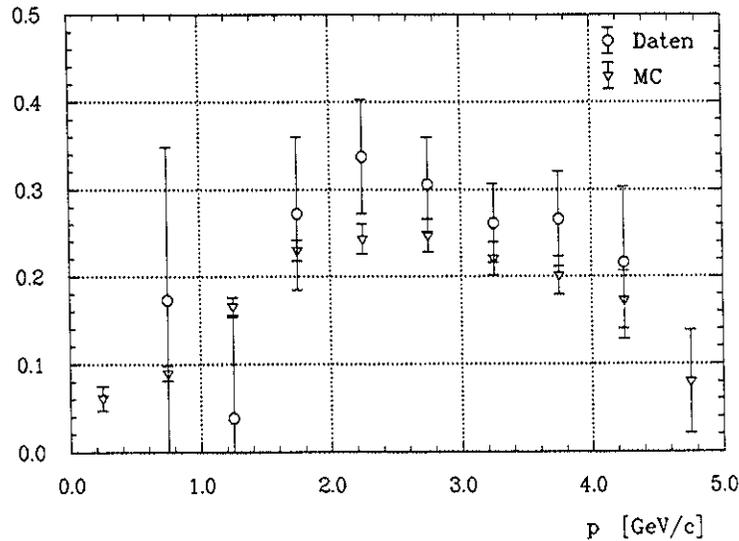


Abbildung 4.11: Das Verhältnis von mißidentifizierten zu korrekt identifizierten  $D^0$ -Mesonen (Likelihood-Wert  $\geq 0.10$ ). Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation

und dann die Massendifferenz  $\Delta m' = m(K^+\pi^-\pi^+) - m(K^-\pi^-\pi^+)$  gebildet. In der Verteilung von  $\Delta m'$  erscheint wiederum das  $D^{*+}$ -Signal, welches von den Kombinationen gebildet wird, bei denen ein  $D^0$  auch als  $\bar{D}^0$  akzeptiert wird (Abb. 4.9).

Wegen der falschen Massenzuordnung ist das Signal etwas breiter. Die anfangs falsch identifizierten  $D^0$ -Mesonen, die durch die  $K - \pi$ -Vertauschung nun richtig identifiziert sind, tragen nicht zum Signal bei, weil sie mit einem positiven Pion kombiniert werden.

Man kann nun Schnitte auf die Likelihood-Werte der  $(K\pi)$ -Kombinationen anbringen und in einem Fit die Zahl der Einträge in den  $D^*$ -Signalen der  $\Delta m$ - bzw.  $\Delta m'$ -Verteilungen ermitteln, und zwar in Intervallen des  $D^0$ -Impulses. Das Verhältnis  $\kappa$  der Signalereignisse ist gerade das gesuchte Verhältnis von mißidentifizierten zu korrekt identifizierten  $D^0$ -Mesonen, das man in den  $K\pi$ -Massenverteilungen zu erwarten hat. In der Abbildung 4.10 wird der Verlauf von  $\kappa$  für verschiedene Schnitte in den Likelihood-Werten dargestellt. Der Anteil an Kombinationen mit falscher Identifikation ist beträchtlich, kann aber durch härtere Schnitte bei der Teilchenidentifikation deutlich verringert werden. Eine sichere Aussage über den Verlauf bei kleinen  $D^0$ -Impulsen kann mit diesem Verfahren nicht gemacht werden, da die statistischen Fehler wegen der kleinen  $D^*$ -Akzeptanz dort zu groß werden (vergl. Kap. 4.3.3). Deshalb wurde die  $D^0 - \bar{D}^0$ -Mißidentifikationsrate auch mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation der Teilchenidentifikation untersucht. Das Ergebnis wird in Abbildung 4.11 dem Resultat aus der  $D^*$ -Analyse gegenübergestellt: Das Monte-Carlo-Programm liefert eine zu kleine Rate, die Impulsabhängigkeit wird jedoch gut beschrieben. Es wurden im Impulsbereich oberhalb von  $1.5 \text{ GeV}/c$  Korrekturfaktoren für verschiedene Schnitte in den Likelihood-Werten ermittelt:

Likelihood-Schnitt	Korrekturfaktor
$\geq 0.05$	1.1
$\geq 0.10$	1.2
$\geq 0.15$	1.6
$\geq 0.20$	1.9

Bei kleinen  $D^0$ -Impulsen wird im folgenden die Mißidentifikationsrate aus der Detektorsimulation verwendet, korrigiert mit dem jeweiligen Faktor.

#### 4.1.3 Reflexionen

Neben dem  $D^0$ -Signal erscheinen in der Verteilung der  $(K\pi)$ -Masse weitere Strukturen, bei denen es sich um Reflexionen von anderen  $D$ -Zerfallskanälen handelt. Es werden hier zwei Klassen unterschieden:

1. Dreikörperzerfälle von  $D$ -Mesonen ( $D^0$  und  $D^+$ ), bei denen ein Teilchen des Endzustandes nicht berücksichtigt wird,
2. Cabibbo-unterdrückte Zweikörperzerfälle des  $D^0$ , bei denen einem Teilchen eine falsche Massenhypothese zugeordnet wird.

Zur Klasse 1 gehören die Zerfälle

$$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0 \quad (BR = 0.133 \pm 0.012 \pm 0.013) \quad [49]$$

$$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+ \quad (BR = 0.091 \pm 0.013 \pm 0.004) \quad [49]$$

Dieser  $D^0$ -Zerfall tritt etwa dreimal so häufig auf wie der Zerfall  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , und der angegebene  $D^+$ -Zerfall stellt den häufigsten Dreiteilchenendzustand bei den  $D^+$ -Zerfällen dar.

Bei beiden Zerfällen ergeben sich invariante  $(K\pi)$ -Massen unterhalb von etwa  $1.7 \text{ GeV}/c^2$ . Tatsächlich kann man in den Abbildungen 4.4 und 4.5 eine breite Struktur zwischen  $1.5$  und  $1.7 \text{ GeV}/c^2$  erkennen. Da dieser Bereich weit genug vom  $D^0$ -Signal entfernt ist, wurde er bei der Parametrisierung des Untergrundes ausgelassen (siehe Kap. 4.1.6).

Die Klasse 2 umfaßt die beiden Cabibbo-unterdrückten Zerfälle

$$D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+ \quad (BR = 0.0014 \pm 0.0004 \pm 0.0004) \quad [49]$$

$$D^0 \rightarrow K^-K^+ \quad (BR = 0.0051 \pm 0.0009 \pm 0.0007) \quad [49]$$

Hier ergibt die Fehlidentifikation eines  $\pi$  bzw.  $K$  im ersten Fall eine zu große und im zweiten Fall eine zu kleine invariante Masse. Es ist zu beachten, daß es bei beiden Zerfällen jeweils zwei Möglichkeiten der Mißidentifikation gibt.

Von Interesse sind die Stärke der Reflexion im Vergleich zum Signal des Zerfalls  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  sowie ihre Form und Position in der  $(K\pi)$ -Massenverteilung. Das Verhältnis  $R_{\pi\pi}$  bzw.  $R_{KK}$  aus der Anzahl von Einträgen in der Reflexion und der Anzahl von Einträgen im  $D^0$ -Signal ist gegeben durch:

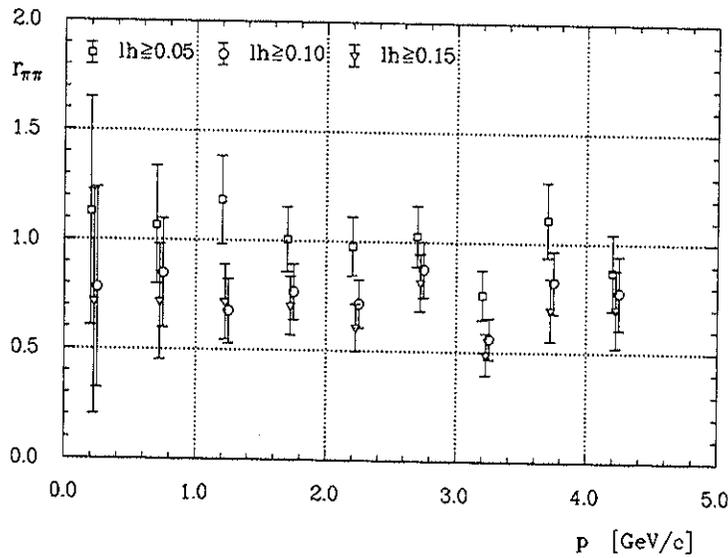


Abbildung 4.12: Die Reflexion vom Zerfall  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  (Monte-Carlo-Daten, die Definition von  $r_{\pi\pi}$  erfolgt im Text)

$$\begin{aligned}
 R_{\pi\pi, KK} &= \frac{w_{\pi\pi, KK}}{w_{K\pi}} \cdot \frac{BR(D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+, K^- K^+)}{BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \\
 &= r_{\pi\pi, KK} \cdot f_{BR}^{\pi\pi, KK}
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

- $w_{\pi\pi, KK}$  : Wahrscheinlichkeit, einen Zerfall  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  bzw.  $K^- K^+$  als  $K^\mp \pi^\pm$  zu rekonstruieren  
 $w_{K\pi}$  : Wahrscheinlichkeit, einen Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  korrekt zu rekonstruieren

Für den Quotienten aus den Verzweigungsverhältnissen ergibt sich mit den Werten aus [49]

$$\begin{aligned}
 f_{BR}^{\pi\pi} &= 0.033 \pm 0.013 \\
 f_{BR}^{KK} &= 0.121 \pm 0.031
 \end{aligned}$$

Der Verlauf von  $r_{\pi\pi}$  und  $r_{KK}$  in Abhängigkeit vom  $D^0$ -Impuls wurde mit der Monte-Carlo-Simulation bestimmt und wird für verschiedene Schnitte in der Teilchenidentifikation in den Abbildungen 4.12 und 4.13 dargestellt.

Wegen der stärkeren Gewichtung der Pion-Hypothese bei der Berechnung der Likelihood-Werte (vgl. Kap. 3.6) wird eine  $\pi \rightarrow K$ -Mißidentifikation stärker unterdrückt als eine  $K \rightarrow \pi$ -Mißidentifikation. Deshalb ist  $r_{\pi\pi} < r_{KK}$ . Außerdem hängt  $r_{\pi\pi}$  stärker vom Schnitt in der Teilchenidentifikation ab als  $r_{KK}$ . Es ergeben sich damit für  $R_{\pi\pi}$  Werte zwischen 0.02 und

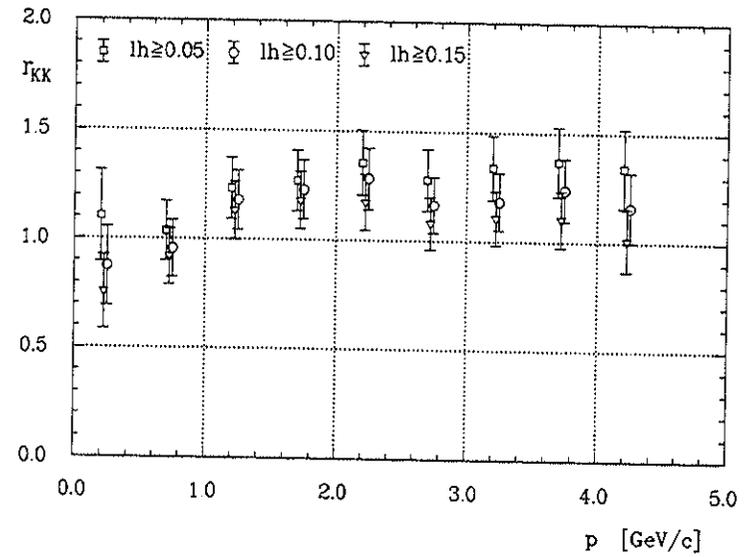


Abbildung 4.13: Die Reflexion vom Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  (Monte-Carlo-Daten, die Definition von  $r_{KK}$  erfolgt im Text)

0.04, während  $R_{KK}$  Werte von 0.1 bis 0.2 annimmt, wobei der relative Fehler bei 25 bis 30 % liegt. Auf die Berücksichtigung der Reflexion vom Zerfall  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  ist im folgenden verzichtet worden, weil der Effekt deutlich kleiner als 5 % ist und in den  $(K\pi)$ -Massenverteilungen kein Anzeichen der Reflexion beobachtet wurde.

Die Form der Reflexion vom Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  wurde ebenfalls mit Hilfe der Monte-Carlo-Daten bestimmt. In der Abbildung 4.14 ist die Verteilung der  $(K\pi)$ -Masse in Abhängigkeit vom  $D^0$ -Impuls dargestellt.

Auffallend ist die mit dem Impuls stark zunehmende Breite. Die beiden Geraden in der Abbildung begrenzen den Bereich  $m_{D^0} \pm 3\sigma$ , wobei  $\sigma$  die Breite des  $D^0$ -Signals ist. Man erkennt, daß bei größeren  $D^0$ -Impulsen die Reflexion in den Signalbereich hineinläuft.

Die Form konnte mit einer asymmetrischen Gaußfunktion parametrisiert werden. Darunter ist eine abschnittsweise definierte Funktion zu verstehen, die die Bereiche links bzw. rechts vom Zentralwert durch Gaußfunktionen verschiedener Breite beschreibt. Der linke Bereich ist dabei eine Überlagerung von zwei Gaußfunktionen unterschiedlicher Breite. Ein Beispiel für eine solche Parametrisierung zeigt die Abbildung 4.15.

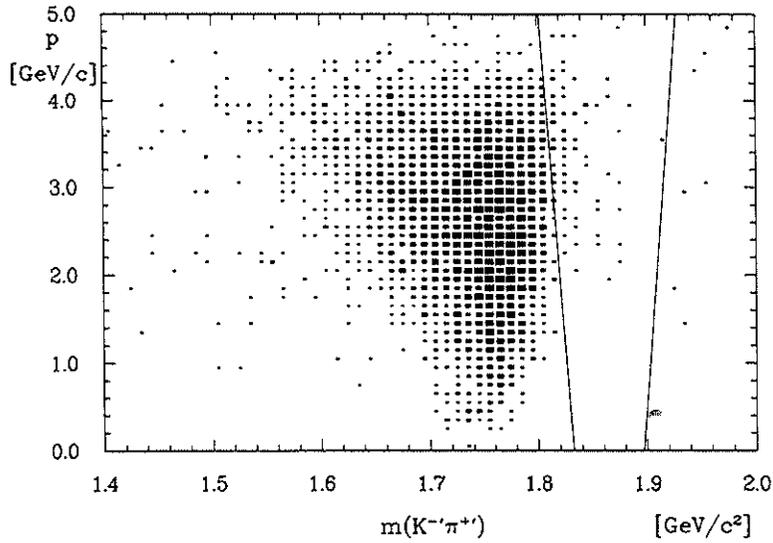


Abbildung 4.14: Die Verteilung der  $(K\pi)$ -Masse bei der Reflexion von  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  (Monte-Carlo-Daten). Die Geraden begrenzen den Bereich  $m_{D^0} \pm 3\sigma$  ( $\sigma =$  Breite des  $D^0$ -Signals)

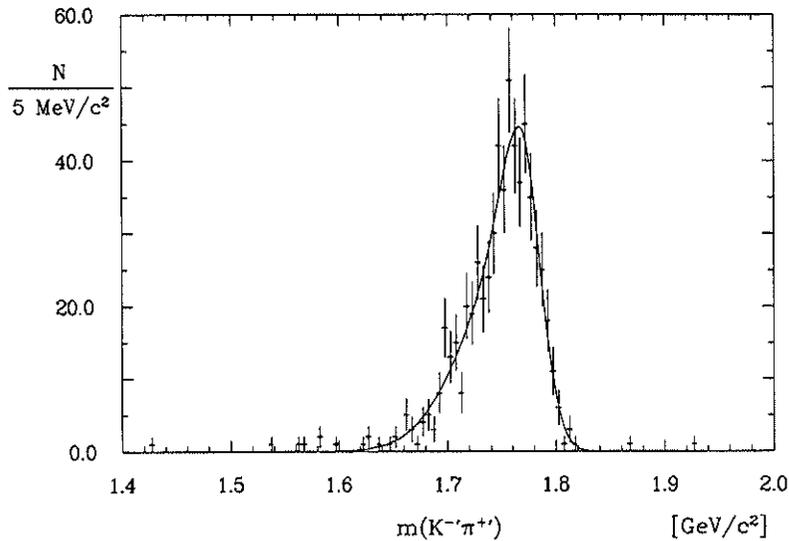


Abbildung 4.15: Die Form der Reflexion von  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  (Monte-Carlo-Daten, Parametrisierung für  $D^0$ -Impulse von 1.5 bis 2.0 GeV/c)

#### 4.1.4 Die Breite des $D^0$ -Signals

Bei der Durchführung der Anpassungsrechnungen an die  $(K\pi)$ -Massenverteilungen soll die experimentelle Breite des  $D^0$ -Signals, die von der Impulsauflösung der Driftkammer bestimmt wird, nicht als freier Parameter behandelt werden, da dies zu großen statistischen Schwankungen führen würde, speziell bei Verteilungen mit schlechtem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Deshalb wurde die Breite mit Hilfe des Zerfalls  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  bestimmt, bei dem es wegen der speziellen Kinematik nur wenig kombinatorischen Untergrund gibt (siehe Kap. 4.3.1).

Es wurden nur solche  $(K\pi)$ -Kombinationen akzeptiert, bei denen die Massendifferenz  $m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$  kleiner war als  $0.15 \text{ GeV}/c^2$  (siehe Abb. 4.8). Dann wurde in verschiedenen Intervallen des Impulses der  $(K\pi)$ -Kombination eine Funktion, bestehend aus einem Polynom 3. Grades und einer Gaußfunktion mit variabler Breite  $\sigma$ , an die  $(K\pi)$ -Massenverteilung angepaßt.

In der Abbildung 4.16 sind die Ergebnisse für  $\sigma$  aus den Anpassungsrechnungen gegen den Impuls aufgetragen. Mit diesen Werten wurde eine lineare Regression durchgeführt. Die berechnete Gerade

$$\sigma(p) = 0.00206 \cdot (p - 2.66) + 0.0162 \quad [p \text{ in } \text{GeV}/c] \quad (4.2)$$

und die Konfidenzlinien für eine Standardabweichung wurden ebenfalls in die Abbildung eingetragen. Bei den in Kapitel 4.1.6 beschriebenen Fits an die  $(K\pi)$ -Massenverteilungen wurde dann die mit Gleichung 4.2 berechnete Breite verwendet.

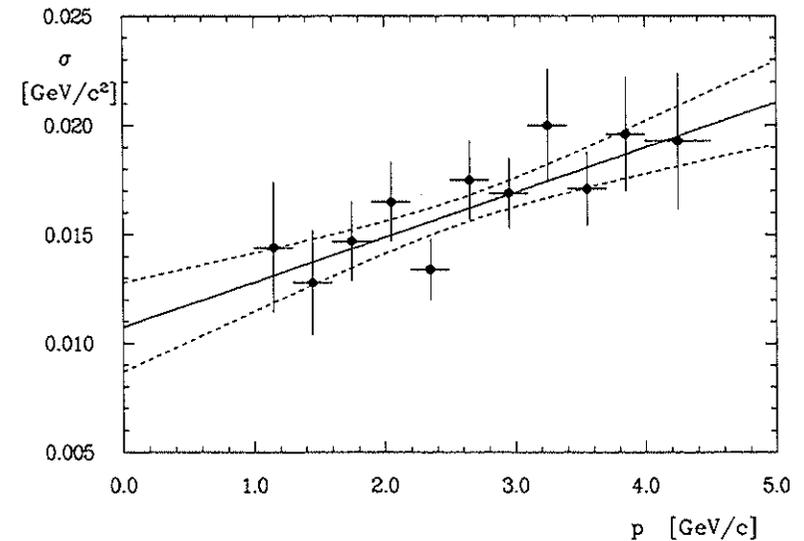


Abbildung 4.16: Die Breite des  $D^0$ -Signals

#### 4.1.5 Die Akzeptanz

Die Zahl der rekonstruierten  $D^0$ -Zerfälle hängt über die Akzeptanz  $\eta$  mit der Zahl von Zerfällen zusammen, die tatsächlich stattgefunden haben:

$$n_{total} = \eta^{-1} \cdot n_{rekonstruiert}$$

Dabei wird die Akzeptanz beeinflusst durch

- die Ereignisauswahl
- die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit
- die bei der Analyse verwendeten Schnitte

Die einzelnen Beiträge sind nicht voneinander unabhängig.

Zur Bestimmung der Akzeptanz ist einerseits eine möglichst realitätsnahe Simulation der Erzeugung der gesuchten Teilchen (*Monte-Carlo-Ereignisgenerator*) und andererseits eine ebensolche Simulation des Detektorverhaltens erforderlich (siehe Kap. 3.4). Die Monte-Carlo-Daten werden in gleicher Weise wie die realen Daten analysiert, einschließlich der Schnitte zur Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen (siehe Kap. 3.2). Zusammen mit den in Kap. 4.1.1 beschriebenen Schnitten ergibt sich mit verschiedenen Schnitten bei der Teilchenidentifikation die impulsabhängige Akzeptanz für  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Abb. 4.17) und in Kontinuum-Ereignissen (Abb. 4.18). Der Schnitt

$$\cos(\theta_K) < 0.8$$

verringert die Akzeptanz noch einmal um etwa 10 %.

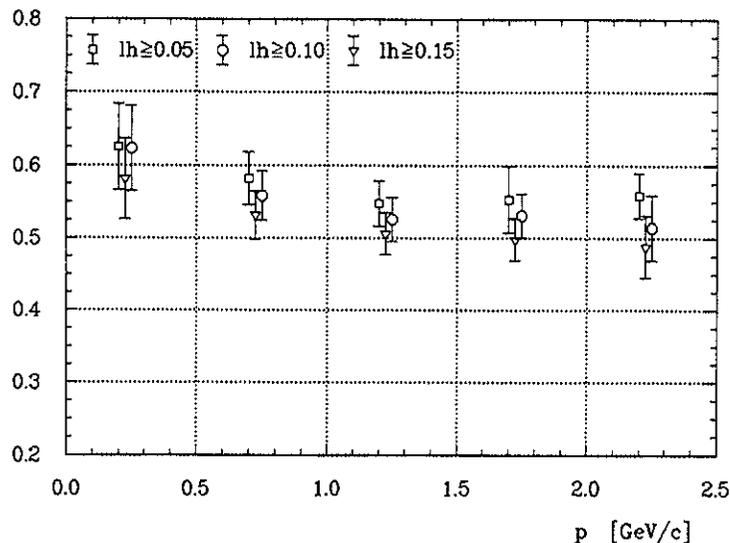


Abbildung 4.17: Die  $D^0$ -Akzeptanz bei B-Zerfällen

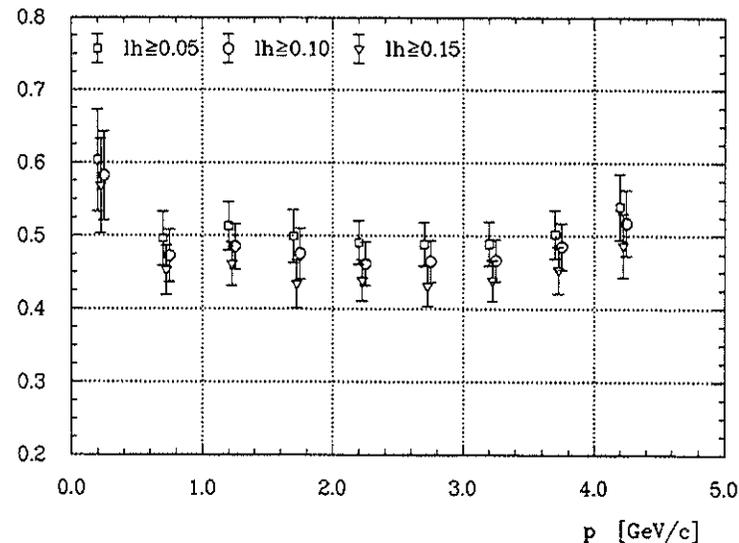


Abbildung 4.18: Die  $D^0$ -Akzeptanz bei Kontinuum-Ereignissen

Der Unterschied in den Akzeptanzen bei beiden Ereignistypen wird zum größten Teil durch die unterschiedliche Akzeptanz bei der Ereignisselektion verursacht. Der Fehler der Akzeptanzwerte wurde berechnet als quadratische Summe aus dem statistischen Fehler, der durch die Zahl der Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt wird, und einem geschätzten relativen Fehler von 5 %, der Abweichungen zwischen Monte-Carlo-Daten und realen Daten berücksichtigen soll.

#### 4.1.6 Die $D^0$ -Impulsspektren

Die hier beschriebene Analyse hat zum Ziel, das Impulsspektrum von  $D^0$ -Mesonen zu messen, die bei Zerfällen von  $B$ -Mesonen entstehen. Zu diesem Zweck wird zuerst ein Spektrum mit den Daten gemessen, die bei der Energie des  $\Upsilon(4S)$ -Zustandes aufgezeichnet wurden. Diese Daten enthalten  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und Kontinuumergebnisse etwa im Verhältnis 1:3, wobei man bei den einzelnen aufgezeichneten Ereignissen im allgemeinen nicht eindeutig entscheiden kann, zu welcher Klasse sie gehören. Die  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle stellen die Quelle der  $B$ -Mesonen dar.

Es wird außerdem ein Impulsspektrum mit reinen Kontinuumergebnissen gemessen. Dieses wird dann auf die Schwerpunktsenergie und integrierte Luminosität der  $\Upsilon(4S)$ -Daten skaliert und von dem ersten Spektrum subtrahiert (siehe Kap. 3.3).

Bei Daten mit unterschiedlichen Schwerpunktsenergien ist es sinnvoll, anstelle des Impulses  $p$  den skalierten Impuls

$$x_p = \frac{p}{p_{max}} \quad (4.3)$$

mit  $p_{max} = \sqrt{E_{Strahl}^2 - m^2}$  zu verwenden.

Es wurden  $(K^- \pi^+)$ -Massenverteilungen für  $x_p$ -Intervalle der Breite 0.1 erstellt, mit den in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Schnitten. Der Likelihood-Wert für die jeweilige Teilchenhypo-

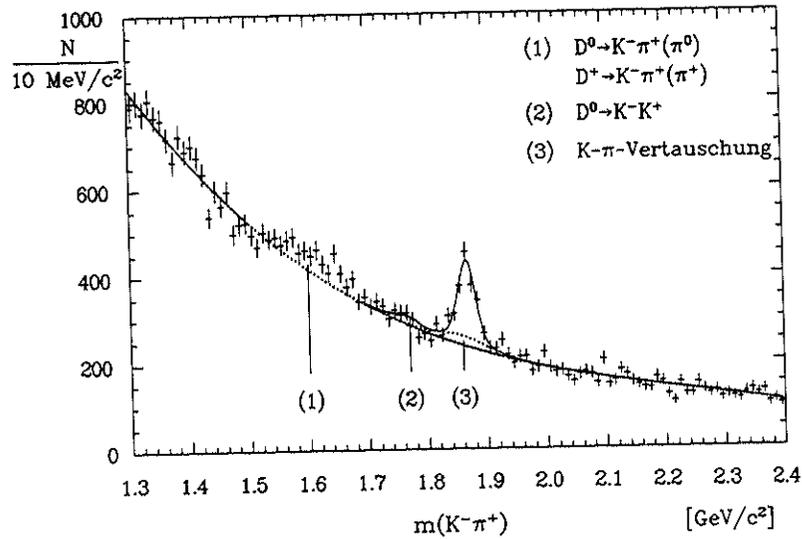


Abbildung 4.19: Beispiel für einen Fit an die  $(K\pi)$ -Massenverteilung ( $\Upsilon(4S)$ -Daten, Intervall  $0.3 \leq x_p < 0.4$ )

these mußte mindestens 0.1 betragen. Dieser Schnitt reduziert einerseits den kombinatorischen Untergrund beträchtlich, andererseits ist er noch so weich, daß die Akzeptanz nicht wesentlich verringert wird und auch keine großen systematischen Unsicherheiten bei der Akzeptanzberechnung zu erwarten sind. Bei  $x_p$ -Werten unter 0.5 wurde zusätzlich

$$\cos(\theta_K) < 0.8$$

gefordert (vergl. Kap. 4.1.1).

Anschließend wurde in einer Anpassungsrechnung (Fit) unter Verwendung des MINUIT-Fitprogramms [51] die Anzahl der rekonstruierten  $D^0$ -Zerfälle in jedem  $x_p$ -Intervall bestimmt. Die Fitfunktion bestand aus einer Gaußfunktion für das  $D^0$ -Signal und einer Untergrundparametrisierung, welche die folgenden Anteile enthielt:

1. Polynom 3. Grades zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes
2. Parametrisierung des Signals von mißidentifizierten  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  Zerfällen
3. Parametrisierung der Reflexion von  $D^0 \rightarrow K^-K^+$  Zerfällen

Bei der Anpassungsrechnung wurden die Signalbreiten sowie die relativen Anteile und Positionen von (2) und (3) für das jeweilige  $x_p$ -Intervall vorgegeben. Der Fit wurde im Bereich der Massen 1.3 bis 2.4  $GeV/c^2$  durchgeführt, wobei das Intervall von 1.5 bis 1.7  $GeV/c^2$  wegen der Reflexionen von Dreikörper-D-Zerfällen ausgelassen wurde (vergl. Kap. 4.1.3). In der Abbildung 4.19 wird zur Veranschaulichung das Resultat einer solchen Anpassung mit den diversen Untergrundbeiträgen dargestellt.

$x_p$	Akzeptanz		$\Upsilon(4S)$ -Daten	Kontinuum
	$\eta_K$	$\eta_{\Upsilon 4S}$	$n_{D^0}^{Fit} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$	$n_{D^0}^{Fit} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$
0.0 - 0.1	$0.517 \pm 0.067$	$0.556 \pm 0.054$	$177 \pm 34 \pm 18$	$0 \pm 16 \pm 2$
0.1 - 0.2	$0.420 \pm 0.033$	$0.492 \pm 0.032$	$382 \pm 61 \pm 34$	$17 \pm 30 \pm 3$
0.2 - 0.3	$0.437 \pm 0.028$	$0.479 \pm 0.028$	$573 \pm 55 \pm 30$	$16 \pm 25 \pm 2$
0.3 - 0.4	$0.416 \pm 0.030$	$0.474 \pm 0.027$	$639 \pm 44 \pm 31$	$46 \pm 19 \pm 2$
0.4 - 0.5	$0.412 \pm 0.027$	$0.474 \pm 0.027$	$375 \pm 33 \pm 13$	$115 \pm 17 \pm 4$
0.5 - 0.6	$0.465 \pm 0.029$	$0.528 \pm 0.029$	$449 \pm 36 \pm 15$	$142 \pm 20 \pm 4$
0.6 - 0.7	$0.466 \pm 0.029$		$395 \pm 31 \pm 14$	$141 \pm 19 \pm 5$ $535 \pm 36 \pm 19^1$
0.7 - 0.8	$0.485 \pm 0.032$		$291 \pm 25 \pm 12$	$101 \pm 15 \pm 5$ $392 \pm 29 \pm 17^1$
0.8 - 0.9	$0.518 \pm 0.045$		$154 \pm 18 \pm 7$	$54 \pm 10 \pm 3$ $209 \pm 20 \pm 10^1$
0.9 - 1.0	$0.518 \pm 0.045$		$27 \pm 8 \pm 2$	$1 \pm 4 \pm 0$ $29 \pm 2 \pm 2^1$

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das  $D^0$ -Signal

Die Anpassungsrechnung lieferte für die beiden Datenmengen die Zahl der rekonstruierten  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  Zerfälle in den einzelnen  $x_p$ -Intervallen und die statistische Unsicherheit dieser Werte. Um die systematische Unsicherheit der Ergebnisse abzuschätzen, wurde jede Anpassungsrechnung achtmal wiederholt, wobei jeweils einem Parameter der Funktion ein Wert gegeben wurde, der um eine Standardabweichung kleiner bzw. größer war als der zentrale Wert. Diese Parameter sind:

1. Die Breite  $\sigma$  des  $D^0$ -Signals  
Die Fehlergrenzen von  $\sigma$  sind die Konfidenzlinien in Abbildung 4.16. Simultan wurden die mit den Monte-Carlo-Daten bestimmten Breiten der Verteilungen von mißidentifizierten  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  bzw.  $D^0 \rightarrow K^-K^+$  Zerfällen entsprechend dem Verhältnis aus der variierten experimentellen Breite des  $D^0$ -Signals und seiner Breite in den Monte-Carlo-Daten skaliert.
2. Die Breite  $\sigma'$  der Verteilung von mißidentifizierten  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  Zerfällen  
 $\sigma'$  ist wegen der vorhandenen Menge an Monte-Carlo-Daten nur mit begrenzter Genauigkeit bekannt und wurde um diesen Wert variiert.
3. Der Anteil  $\kappa$  an mißidentifizierten  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  Zerfällen
4. Der Anteil  $R_{KK}$  an mißidentifizierten  $D^0 \rightarrow K^-K^+$  Zerfällen

<sup>1</sup> kombinierte  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten

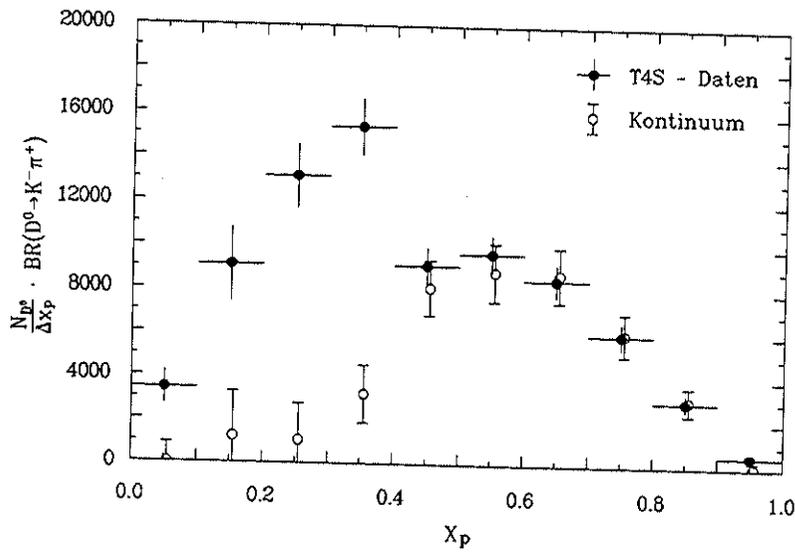


Abbildung 4.20: Die gemessenen  $D^0$ - $x_p$ -Spektren. Akzeptanzkorrektur mit  $\eta_K$ . Kontinuumspektrum skaliert mit 2.89.

Die Abweichung des Fitergebnisses mit variiertem Parameter vom ursprünglichen Wert ergibt den Beitrag des jeweiligen Parameters zum systematischen Fehler der Zahl rekonstruierter  $D^0$ -Zerfälle  $N_{D^0}(x_p)$ .

Der systematische Fehler wird dominiert durch die Beiträge (1) (typischerweise 2 - 5 %, jedoch 10 - 15 % bei  $x_p < 0.2$ ) und (3) (< 4%), während (2) (typischerweise < 2.5%) und (4) (< 1%) vergleichsweise wenig beitragen. Die einzelnen Beiträge wurden quadratisch addiert und bilden den systematischen Fehler von  $N_{D^0}(x_p)$ . In der Tabelle 4.1 werden die Fitergebnisse bei den  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumdaten zusammengefasst.

Die gemessenen Impulsspektren werden zunächst mit der Kontinuumakzeptanz  $\eta_K$  korrigiert. In Abbildung 4.20 werden die beiden Spektren verglichen, wobei das Kontinuumspektrum mit dem Faktor 2.89 skaliert wurde (vergl. Kap. 3.3). Man erkennt die gute Übereinstimmung im oberen Impulsbereich, wo nur Kontinuum-Ereignisse beitragen können. Bei kleinen Impulsen zeichnet sich deutlich in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten der Beitrag der  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen ab.

Wegen der großen statistischen Unsicherheit der Kontinuumdaten bei kleinen  $x_p$ -Werten empfiehlt es sich, bei der Kontinuumsabstraktion eine Fragmentationsfunktion zu verwenden. Vor dem Anpassen von Fragmentationsfunktionen an das Kontinuumspektrum wurden in den  $x_p$ -Intervallen oberhalb von 0.6 die beiden Datenmengen zusammengefasst und noch einmal die Anpassungsrechnungen durchgeführt, wie oben beschrieben. Hierdurch verringern sich die statistischen Fehler des Kontinuumspektrums im betrachteten Impulsbereich erheblich (siehe Tab. 4.1). Die Kontinuum- $D^0$ -Raten unterhalb bzw. oberhalb von 0.6 wurden auf die Luminosität und Schwerpunktsenergie der  $\Upsilon(4S)$ -Daten skaliert. Das resultierende Impulsspektrum von  $D^0$ -Mesonen aus der Charm-Quark-Fragmentation bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV zeigt die Abbildung 4.21, wobei hier die bei Fragmentationsstudien übliche Form der Darstellung

als  $\frac{ds}{dx_p}$  ( $s$  = Quadrat der Schwerpunktsenergie) gewählt wurde. Die dazugehörigen  $D^0$ -Raten werden in der Tabelle 4.3 aufgelistet.

Es handelt sich hier um ein hartes Spektrum, wie man es bei Teilchen erwartet, die bei der Fragmentation eines schweren Quarks entstehen und das primäre Quark enthalten. Allerdings ist das Spektrum im Vergleich zur charakteristischen Fragmentationsfunktion des Quarks durch verschiedene Prozesse zu kleineren  $x_p$ -Werten hin verschoben:

- *Strahlungsprozesse* (siehe auch Kap. 3.3): Aufgrund von Abstrahlung von Photonen im Eingangszustand bzw. Gluonen im Endzustand steht dem fragmentierenden Quark eventuell nicht die halbe Schwerpunktsenergie zur Verfügung.
- *Zerfälle*: Ein großer Teil der  $D^0$ -Mesonen entsteht nicht unmittelbar bei der Fragmentation, sondern geht aus Zerfällen von schwereren Mesonen ( $D^{*+}$ ,  $D^{*0}$ , ...) hervor.

Der Einfluss von Strahlungsprozessen auf die Form von Impulsspektren wird z.B. in [43] beschrieben. An das  $D^0$ -Spektrum wurden zwei häufig verwendete Fragmentationsfunktionen angepasst (siehe Kap. 3.5):

- die *PETERSON*-Funktion  

$$f(x) \sim x^{-1} \cdot \left(1 - \frac{1}{x} - \frac{c}{1-x}\right)^{-2}$$
- die *LUND*-Fragmentationsfunktion  

$$f(z) \sim z^{-1} \cdot (1-z)^\alpha \cdot \exp(-\beta m_T^2/z)$$

Beide werden ebenfalls in Abb. 4.21 dargestellt. Die sich aus den Fits ergebenden optimalen Parameter der beiden Funktionen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt worden. Es ist festzustellen,

Funktion	Parameter	$\chi^2 / \text{FG}$
PETERSON	$\epsilon = 0.25 \pm 0.03$	0.7
LUND	$\alpha = 2.23 \pm 0.24, \beta = (0.92 \pm 0.13) c^4 \text{GeV}^{-2}$	0.3

Tabelle 4.2: Parameter der Fragmentationsfunktionen beim  $D^0$ -Impulsspektrum (FG = Freiheitsgrad)

len, daß die *LUND*-Fragmentationsfunktion die bessere Beschreibung der Daten liefert. Deshalb wurde sie bei der Kontinuumsabstraktion verwendet.

Die Anpassungsrechnung der Fragmentationsfunktionen an das Kontinuum- $D^0$ -Spektrum mit Hilfe des Fitprogramms MINUIT ([51]) lieferte die optimalen Parameter der Funktionen und deren Kovarianzmatrizen. Damit lassen sich über den Bereich der einzelnen  $x_p$ -Intervalle die integrierten  $D^0$ -Raten und ihre statistischen Fehler berechnen. Diese Werte, mit denen dann die Kontinuumsabstraktion durchgeführt wurde, werden ebenfalls in Tabelle 4.3 aufgelistet. Die Fehler der 'geglätteten' Kontinuumdaten werden bei der Kontinuumsabstraktion als statistische Fehler behandelt. Dies erscheint gerechtfertigt, da beim gemessenen Kontinuumspektrum speziell bei kleinen  $x_p$ -Werten die statistischen Fehler dominieren.

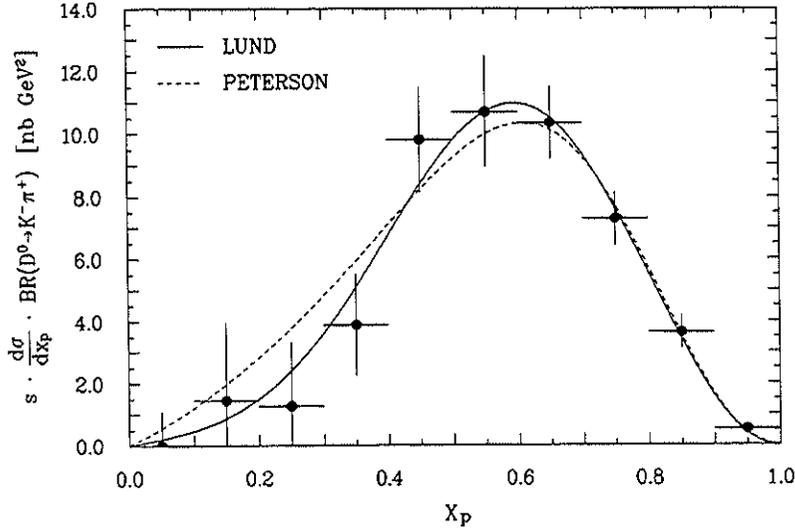


Abbildung 4.21: Das Kontinuum- $D^0$ - $x_p$ -Spektrum bei  $E_{CM S} = 10.58 \text{ GeV}$

$x_p$	$n_{D^0} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$ (akzeptanzkorrigiert)	$s \cdot \frac{d\sigma}{dx_p} \pm \sigma_{ARGUS} \pm \sigma_{BR}^1$ [nb · GeV <sup>2</sup> ]	$n_{D^0}^{LUND} \pm \sigma$
0.0 – 0.1	$0 \pm 90 \pm 11$	$0 \pm 26 \pm 0$	$18 \pm 8$
0.1 – 0.2	$120 \pm 207 \pm 20$	$35 \pm 60 \pm 5$	$76 \pm 28$
0.2 – 0.3	$105 \pm 168 \pm 17$	$30 \pm 49 \pm 4$	$202 \pm 56$
0.3 – 0.4	$320 \pm 131 \pm 28$	$92 \pm 39 \pm 12$	$424 \pm 77$
0.4 – 0.5	$809 \pm 119 \pm 61$	$233 \pm 40 \pm 31$	$691 \pm 75$
0.5 – 0.6	$883 \pm 125 \pm 62$	$255 \pm 42 \pm 34$	$875 \pm 61$
0.6 – 0.7	$854 \pm 58 \pm 61$	$246 \pm 27 \pm 33$	$857 \pm 52$
0.7 – 0.8	$601 \pm 45 \pm 48$	$173 \pm 21 \pm 23$	$623 \pm 37$
0.8 – 0.9	$299 \pm 29 \pm 29$	$86 \pm 13 \pm 12$	$286 \pm 27$
0.9 – 1.0	$42 \pm 13 \pm 5$	$12 \pm 4 \pm 2$	$43 \pm 10$

Tabelle 4.3: Das  $D^0$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen ( $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ )

<sup>1</sup> Der erste Fehler ist der kombinierte statistische und systematische Fehler der Messung, der zweite Fehler folgt aus der Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses  $BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (4.2 \pm 0.4 \pm 0.4) \%$  [49]

Integriert man die *LUND*-Fragmentationsfunktion über den gesamten  $x_p$ -Bereich, so folgt daraus das Produkt  $\sigma_{D^0} \cdot BR$  bzw. mit dem Wert  $(0.042 \pm 0.004 \pm 0.004)$  [49] für das  $D^0$ -Verzweungsverhältnis der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{D^0}$ .

$$\begin{aligned} \sigma_{D^0}(10.58 \text{ GeV}) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= (0.0442 \pm 0.0046) \text{ nb} \\ \sigma_{D^0}(10.58 \text{ GeV}) &= (1.05 \pm 0.11 \pm 0.14) \text{ nb}^1 \end{aligned}$$

Dieser Wert ist etwas kleiner als das Ergebnis einer Messung des CLEO-Experiments bei einer Schwerpunktsenergie von  $10.55 \text{ GeV}$  [52]:  $\sigma_{D^0}(CLEO) = (1.24 \pm 0.15 \pm 0.17) \text{ nb}$ . Beide Ergebnisse sind aber innerhalb der angegebenen Fehler miteinander verträglich.

Subtrahiert man nun das geglättete Kontinuumspektrum vom  $D^0$ -Spektrum aus den  $\Upsilon(4S)$ -Daten und führt die Akzeptanzkorrektur für  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen durch, wie in Kap. 3.3 beschrieben, so ergibt sich schließlich das in Abb. 4.22 gezeigte Impulsspektrum. Die in den einzelnen Impulsintervallen gemessenen  $D^0$ -Raten können der Tabelle 4.4 entnommen werden.

Das Spektrum zeigt bei der gegebenen Auflösung keine Struktur und ist insgesamt sehr weich. Dies ist im Einklang mit der Tatsache, daß beim Zerfall eines B-Mesons im Mittel  $5.5 \pm 0.1$  geladene Teilchen entstehen [18], während die mittlere geladene Multiplizität bei  $D^0$ -Zerfällen etwa 2.5 beträgt [53]. Der Beitrag von Zweikörperzerfällen von B-Mesonen zum  $D^0$ -Impulsspektrum ( $D^0$ -Impulse  $> 2.1 \text{ GeV}/c$ ) ist offensichtlich gering. So wurden auch bereits für einige exklusive Zweikörper-B-Zerfälle sehr kleine Verzweungsverhältnisse gemessen:

<sup>1</sup> Der erste Fehler bezeichnet die kombinierte statistische und systematische Unsicherheit der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit des  $D^0$ -Verzweungsverhältnisses.

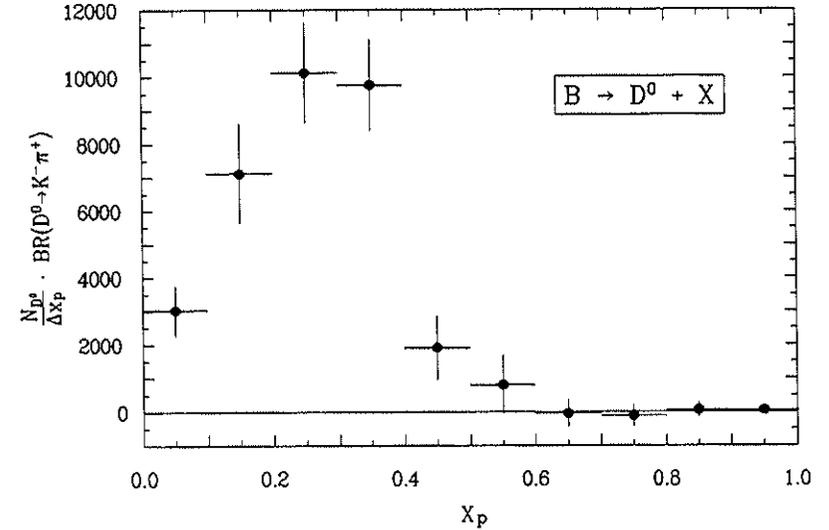


Abbildung 4.22: Das  $x_p$ -Spektrum beim Zerfall  $B \rightarrow D^0 + X$

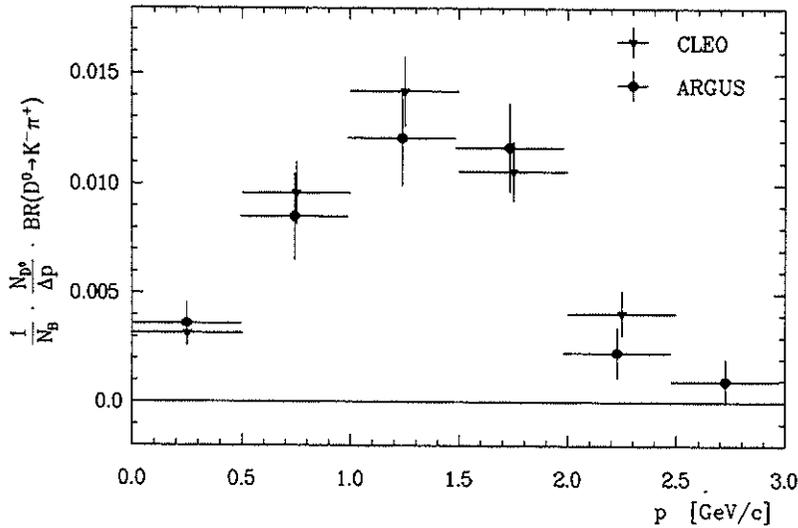


Abbildung 4.23: Das Impulsspektrum von  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit der Messung des CLEO-Experiments [56])

$x_p$	$p$ [GeV/c]	$N_{D^0} \cdot BR_{D^0}$ $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$	$\frac{1}{N_B} \cdot \frac{N_{D^0}}{\Delta p} \cdot BR_{D^0}$ [ $\times 10^3$ ] $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$
0.0 - 0.1	0.0 - 0.50	$302 \pm 62 \pm 42$	$3.61 \pm 0.75 \pm 0.63$
0.1 - 0.2	0.50 - 0.99	$712 \pm 127 \pm 79$	$8.51 \pm 1.52 \pm 1.27$
0.2 - 0.3	0.99 - 1.49	$1012 \pm 126 \pm 80$	$12.10 \pm 1.52 \pm 1.55$
0.3 - 0.4	1.49 - 1.98	$976 \pm 114 \pm 73$	$11.67 \pm 1.35 \pm 1.47$
0.4 - 0.5	1.98 - 2.48	$191 \pm 95 \pm 13$	$2.28 \pm 1.13 \pm 0.28$
0.5 - 0.6	2.48 - 2.97	$81 \pm 87 \pm 5$	$0.96 \pm 1.03 \pm 0.12$
0.6 - 0.7	2.97 - 3.47	$-5 \pm 39 \pm 0$	$-0.05 \pm 0.46 \pm 0.0$
0.7 - 0.8	3.47 - 3.96	$-11 \pm 31 \pm 1$	$-0.13 \pm 0.36 \pm 0.02$
0.8 - 0.9	3.96 - 4.46	$6 \pm 23 \pm 0$	$0.07 \pm 0.28 \pm 0.0$
0.9 - 1.0	4.46 - 4.95	$5 \pm 2 \pm 0$	$0.06 \pm 0.12 \pm 0.0$

Tabelle 4.4: Das  $D^0$ -Impulsspektrum bei B-Zerfällen

$$\begin{aligned}
 BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) &= (0.27 \pm 0.14 \pm 0.10)\% \quad [54] \\
 BR(B^- \rightarrow D^0 \pi^-) &= (0.19 \pm 0.10 \pm 0.06)\% \quad [55] \\
 BR(B^- \rightarrow D^0 \rho^-) &= (2.1 \pm 0.8 \pm 0.9)\% \quad [55]
 \end{aligned}$$

Um das inklusive Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D^0 + X)$  zu bestimmen, werden die gemessenen  $D^0$ -Raten bis zum  $x_p$ -Wert 0.6 summiert. Dabei werden die statistischen Fehler quadratisch und die systematischen Fehler linear addiert. Mit der Zahl der B-Mesonen aus Kap. 3.3 folgt zuerst das Produkt der Verzweigungsverhältnisse:

$$BR(B \rightarrow D^0 + X) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.0194 \pm 0.0015 \pm 0.0025^1$$

Die Kontinuumsabstraktion wurde zusätzlich noch einmal ohne Verwendung einer Fragmentationsfunktion durchgeführt, wobei sich eine um 1.5 % größere Zahl von  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen ergab. Diese Abweichung wurde in der systematischen Unsicherheit des angegebenen Verzweigungsverhältnisses berücksichtigt.

Das Resultat kann mit einer Messung des CLEO-Experiments verglichen werden. Dort wird für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse der Wert  $0.0210 \pm 0.0015 \pm 0.0021$  angegeben [56]. Beide Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler überein, und auch die Form der gemessenen Impulsspektren unterscheidet sich kaum (siehe Abb. 4.23).

Mit dem Wert  $(0.042 \pm 0.004 \pm 0.004)$  für das Verzweigungsverhältnis  $BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$  [49] ergibt sich dann das Endergebnis

$$BR(B \rightarrow D^0 + X) = 0.461 \pm 0.072 \pm 0.062^2$$

Insgesamt zeigt sich, daß ein großer Teil der in B-Zerfällen erzeugten  $c$ -Quarks in Form von  $D^0$ -Mesonen auftritt. Im Kapitel 6 wird später untersucht werden, wie groß der Anteil von direkt erzeugten  $D^0$ -Mesonen im Vergleich zu solchen aus Zerfällen von schwereren D-Mesonen ist.

<sup>1</sup>Der erste Fehler bezeichnet die statistische Unsicherheit, der zweite die systematische Unsicherheit.

<sup>2</sup>Der erste Fehler bezeichnet den kombinierten statistischen und systematischen Fehler der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit des  $D^0$ -Verzweigungsverhältnisses.

## 4.2 Der Zerfall $B \rightarrow D^+ + X$

### 4.2.1 Die Rekonstruktion von $D^+$ -Mesonen

Das  $D^+$ -Meson (Quarkinhalt ( $c\bar{d}$ )) ist das leichteste geladene  $D$ -Meson, ein Pseudoskalar-Meson ( $J^P = 0^-$ ) mit einer Masse von  $(1869.3 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$  [1]. Es wurde über seinen Zerfall ( $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ ) zuerst am  $e^+e^-$ -Speicherring SPEAR beobachtet [57]. Dieser Zerfallskanal ist der am häufigsten auftretende Zerfall in drei geladene Hadronen und von daher für die  $D^+$ -Rekonstruktion besonders geeignet. Das MARK III - Experiment hat das Verzweigungsverhältnis für den genannten Zerfall zu  $0.091 \pm 0.013 \pm 0.004$  bestimmt [49]. Außerdem wurde eine *Dalitz*-Analyse durchgeführt, wobei sich herausstellte, daß es sich bei den  $D^+$ -Zerfällen mit dem Endzustand ( $K^-\pi^+\pi^+$ ) zum größten Teil um echte Dreikörperzerfälle handelt und nur bei etwa 21 % um *Quasi-Zweikörperzerfälle* [58].

Zur Rekonstruktion der  $D^+$ -Mesonen werden also Kombinationen von einem negativ geladenen Teilchen unter Annahme der Kaon-Masse mit zwei negativ geladenen Teilchen unter Annahme der Pion-Masse gebildet. An die gemessenen Spuren werden folgende Anforderungen gestellt:

1.  $|\cos(\theta)| \leq 0.9$

$\theta$  ist der Winkel zwischen dem Impulsvektor der Spur und der Strahlachse. Dieser Schnitt garantiert, daß jedes geladene Teilchen mit hinreichend großem Impuls mindestens 16 Drahtlagen der Driftkammer passiert.

2.  $\chi^2_{VX} \leq 36$

$\chi^2$ -Beitrag der Spur beim Fit des Ereignisvertex

3.  $lh_{K,\pi} \geq lh_{min}$

Der Likelihood-Wert für die jeweilige Teilchenhypothese muß einen Mindestwert  $lh_{min}$  überschreiten. Durch diesen Schnitt wird einerseits der kombinatorische Untergrund reduziert, andererseits gehen auch echte  $D^+$ -Zerfälle verloren, so daß ein möglichst optimaler Kompromiß bei der Wahl von  $lh_{min}$  anzustreben ist. Im folgenden wird darauf noch genauer eingegangen werden.

Die inklusiven Impulsspektren von geladenen Kaonen und Pionen in Kontinuum-Ereignissen und B-Zerfällen fallen exponentiell mit wachsendem Impuls ab [42,48]. Daher tritt besonders bei den ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Kombinationen mit kleinem Gesamtimpuls ein großer kombinatorischer Untergrund aus zufälligen Kombinationen auf. In der Abbildung 4.24 wird die Verteilung der invarianten ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Masse nach drei verschiedenen Schnitten auf die Likelihood-Werte der einzelnen Spuren dargestellt. Der Impuls der Dreiteilchenkombination wurde auf Werte unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  eingeschränkt, was etwa dem maximal möglichen Impuls eines  $D^+$ -Mesons aus einem B-Zerfall entspricht. Wie man sieht, ist der kombinatorische Untergrund unter dem  $D^+$ -Signal beträchtlich. Er kann jedoch durch härtere Schnitte bei der Teilchenidentifikation deutlich verringert werden. Bei der im folgenden beschriebenen Analyse wurde wie schon im Fall der  $D^0$ -Analyse ein minimaler Likelihood-Wert von 10 % gefordert. Dadurch wird einerseits der kombinatorische Untergrund schon effektiv verringert, andererseits ändert sich die Akzeptanz für die  $D^+$ -Rekonstruktion nicht wesentlich (Kap. 4.2.3). Zudem ist dieser Schnitt noch so weich, daß sich Abweichungen der Simulation der Teilchenidentifikation in den *Monte-Carlo*-Daten von den realen Verhältnissen nicht auf die Akzeptanzberechnung auswirken werden (vergleiche Kap. 3.6).

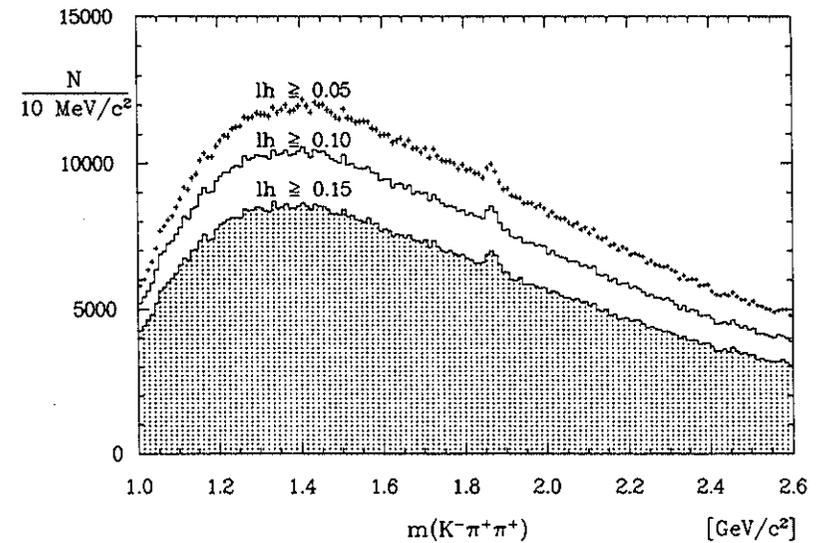


Abbildung 4.24: Das  $D^+$ -Signal in der Verteilung der invarianten ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Masse bei verschiedenen Schnitten bei der Teilchenidentifikation und  $x_p < 0.5$

Da sowohl das  $D^+$ -Meson als auch die Kaonen und Pionen pseudoskalare Mesonen sind, erwartet man einen isotropen  $D^+$ -Zerfall. Wenn man jedoch in Abbildung 4.25 die Verteilung des Winkels  $\theta_K$  betrachtet, den der Impulsvektor des Kaons im Ruhesystem der ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Kombination mit der Richtung bildet, die durch den Impulsvektor der Kombination im Laborsystem definiert wird, so fällt eine deutliche Bevorzugung kleiner Winkel auf. Es handelt sich dabei um zufällige Kombinationen eines als Kaon akzeptierten geladenen Teilchens mit den in großer Zahl vorhandenen langsamen Pionen. Der Gesamtimpuls wird wesentlich durch das Kaon bestimmt, wodurch sich die zu kleinen Winkeln ansteigende Verteilung von  $\theta_K$  erklärt. Da im Falle des  $D^+$  drei Teilchen beteiligt sind, ist der Effekt nicht so stark ausgeprägt wie beim Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  (siehe Abbildung 4.2 auf Seite 56). Dennoch läßt sich durch die Forderung

$$\cos(\theta_K) < 0.8$$

der kombinatorische Untergrund noch einmal deutlich verringern, wobei zugleich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert wird (Abbildung 4.26). Dieser zusätzliche Schnitt wurde im folgenden nur bei ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Kombinationen mit Impulsen unter  $2.5 \text{ GeV}/c$  angebracht, da der kombinatorische Untergrund bei größeren Impulsen von vornherein erheblich kleiner ist.

Wenn man in der beschriebenen Weise ( $K^-\pi^+\pi^+$ )-Kombinationen bildet, findet man in der  $\Upsilon(4S)$ - und in der Kontinuum-Datenmenge die in Abbildung 4.27 dargestellten Verteilungen ihrer invarianten Masse. Der skalierte Impuls  $x_p = p / \sqrt{0.25 \cdot s - m_{D^+}^2}$  ( $s =$  Quadrat der Schwerpunktsenergie) wurde dabei auf Werte unterhalb von 0.5 eingeschränkt. In der Verteilung der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge erscheint ein starkes  $D^+$ -Signal, das auf  $D^+$ -Produktion bei B-Zerfällen hindeutet, während in den Kontinuum-Daten kein Signal zu erkennen ist. Demgegenüber beobachtet man bei  $x_p$ -Werten oberhalb von 0.5 in beiden Datenmengen starke  $D^+$ -Signale, die entsprechend der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien und integrierten Luminositäten skalierten. Diese  $D^+$ -Mesonen stammen aus nichtresonanten ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ )-Ereignissen.

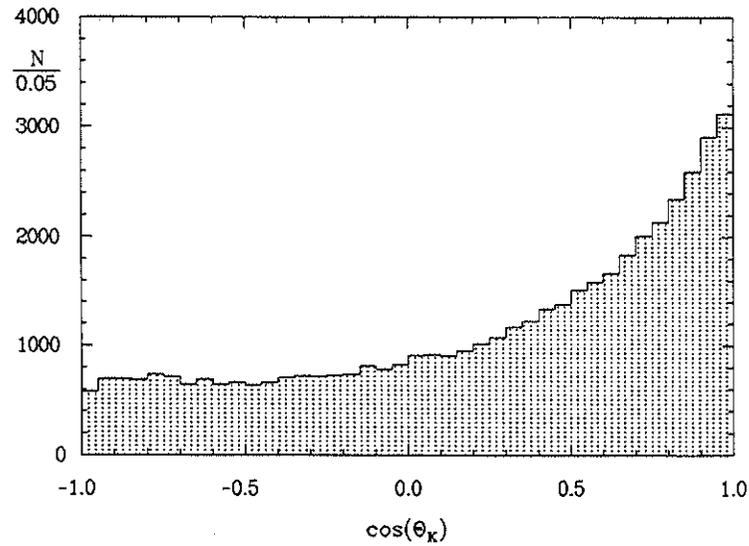


Abbildung 4.25: Die Verteilung des Winkels  $\theta_K$  (Die Definition von  $\theta_K$  erfolgt im Text). Die Masse der  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Kombination wurde auf das  $D^+$ -Massenband ( $1.835 - 1.905 \text{ GeV}/c^2$ ) eingeschränkt, der Impuls mußte kleiner sein als  $2.5 \text{ GeV}/c$ .

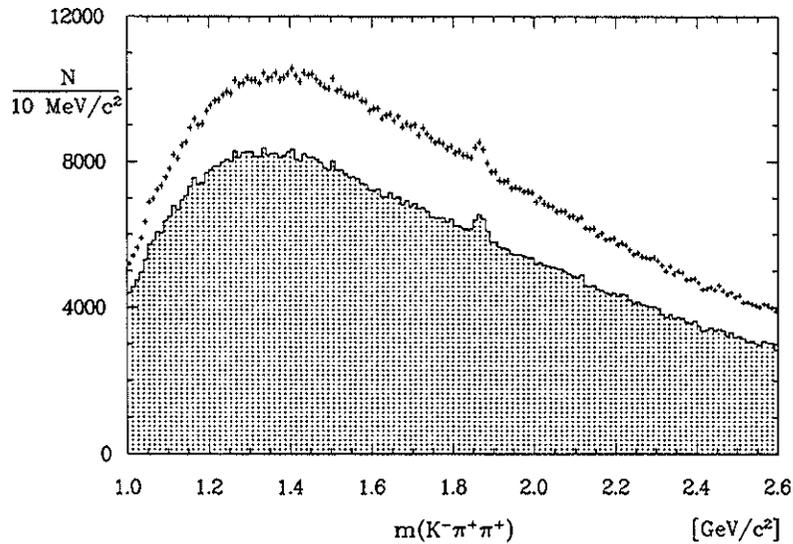


Abbildung 4.26: Die Reduktion des Untergrundes unter dem  $D^+$ -Signal durch den  $\cos(\theta_K)$ -Schnitt (schraffiert:  $\cos(\theta_K) < 0.8$ ) bei Impulsen unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$ .

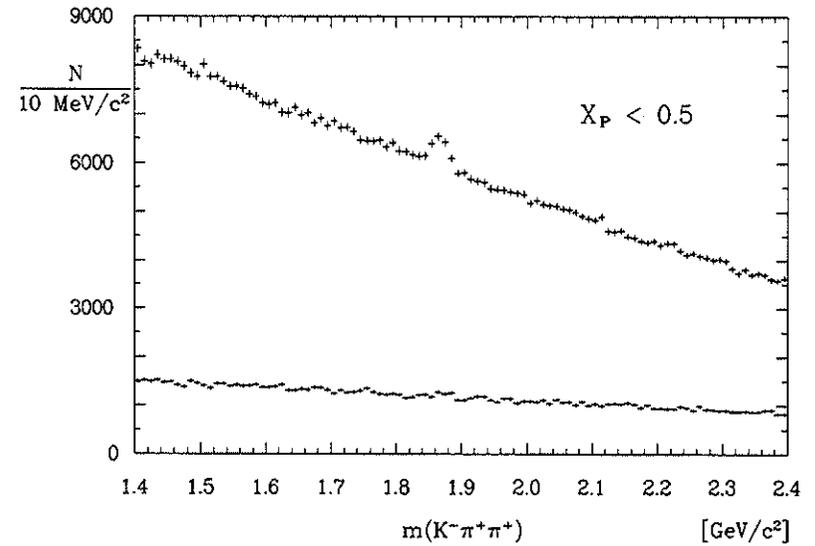


Abbildung 4.27: Die Verteilung der invarianten  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Masse bei Impulsen unterhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (untere Datenpunkte)

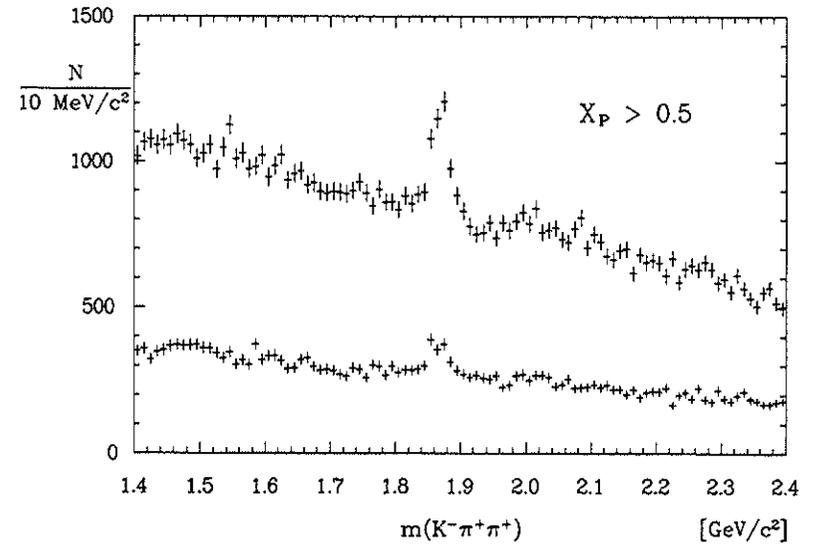


Abbildung 4.28: Die Verteilung der invarianten  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Masse bei Impulsen oberhalb von  $2.5 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (untere Datenpunkte)

### 4.2.2 Die Breite des $D^+$ -Signals

Die Produktionsraten von  $D^+$ -Mesonen werden wie im Falle der  $D^0$ -Mesonen durch Anpassung von Funktionen, bestehend aus einer Signalfunktion und einer Untergrundparametrisierung, an die experimentellen Massenverteilungen bestimmt. Als Signalfunktion wird die Gaußfunktion verwendet, wenn die natürliche Breite des betrachteten Zerfalls vernachlässigbar klein ist und die beobachtete Signalbreite nur durch die Detektoreigenschaften bestimmt wird. Dies trifft bei den schwachen Zerfällen der  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen zu.

Um bei den Anpassungsrechnungen statistische Schwankungen möglichst gering zu halten, soll der Breitenparameter  $\sigma$  der Gaußfunktion entsprechend der Detektorauflösung vorgegeben werden.

Die Abhängigkeit von  $\sigma$  vom  $D^+$ -Impuls wurde ermittelt, indem zuerst die  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Massenverteilungen für  $x_p$ -Intervalle der Breite 0.1 erstellt wurden. Dabei wurden bei Werten unter 0.4 nur die  $\Upsilon(4S)$ -Daten verwendet, bei größeren Impulsen wurden diese mit den Kontinuum-Daten kombiniert. Dann wurden Anpassungsrechnungen mit variabler Breite  $\sigma$  durchgeführt. Die Form der dabei verwendeten Untergrundparametrisierung wird im Kapitel 4.2.4 beschrieben.

Die aus den Anpassungsrechnungen hervorgegangenen Werte für  $\sigma$  werden in der Abbildung 4.29 gezeigt. Man erkennt die mit wachsendem Impuls zunehmende Breite des Signals. Verursacht wird dieses Verhalten durch die sich bei größeren Impulsen der gemessenen Spuren verschlechternde Impulsauflösung der Spurdetektoren (vergl. Kap. 2.2.1).

Es wurde anschließend mit den gefundenen Werten für die Signalbreite eine lineare Regression

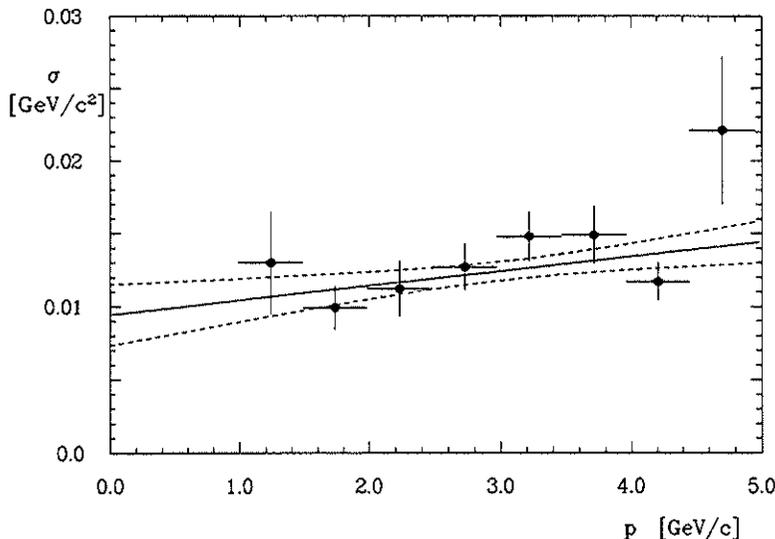


Abbildung 4.29: Die Breite des  $D^+$ -Signals

durchgeführt, aus der die in Abbildung 4.29 eingezeichnete Gerade

$$\sigma(p) = 0.0010 \cdot (p - 3.0) + 0.0124 \quad [p \text{ in GeV}/c] \quad (4.4)$$

hervorging sowie die ebenfalls eingetragenen Konfidenzlinien für eine Standardabweichung. Bei den späteren, in Kapitel 4.2.5 beschriebenen Anpassungsrechnungen an die  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Massenverteilungen wurde dann  $\sigma$  entsprechend der Gleichung 4.4 vorgegeben.

### 4.2.3 Die Akzeptanz

Um von der gemessenen Zahl von rekonstruierten  $D^+$ -Zerfällen auf die Anzahl von Zerfällen rückschließen zu können, die tatsächlich stattgefunden haben, wurde mit Hilfe der *Monte-Carlo*-Datenmenge (Kap. 3.4) die Akzeptanz  $\eta$  für die Rekonstruktion von  $D^+$ -Mesonen mit dem betrachteten Zerfall bestimmt. Dabei wurden alle bei der Analyse der realen Daten verwendeten Selektionskriterien berücksichtigt, sowohl diejenigen zur Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen (Kap. 3.2) als auch die in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Schnitte bei der  $D^+$ -Rekonstruktion.

Die resultierenden Akzeptanzen in Ereignissen des Typs  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  bzw.  $c^+c^- \rightarrow c\bar{c}$  werden in den Abbildungen 4.30 bzw. 4.31 in Abhängigkeit vom Impuls des  $D^+$ -Mesons dargestellt. In beiden Abbildungen wird  $\eta$  für drei verschiedene Schnitte bei der Teilchenidentifikation gezeigt. Die zusätzliche Einschränkung des Winkels  $\theta_K$  (Kap. 4.2.1)

$$\cos(\theta_K) < 0.8$$

verkleinert  $\eta$  jeweils noch einmal um etwa 10 %.

Bei gleichen Impulsen ist die Akzeptanz für  $D^+$ -Zerfälle in Kontinuumereignissen etwas geringer als in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Ein Grund hierfür ist die im Falle der Kontinuumereignisse etwas

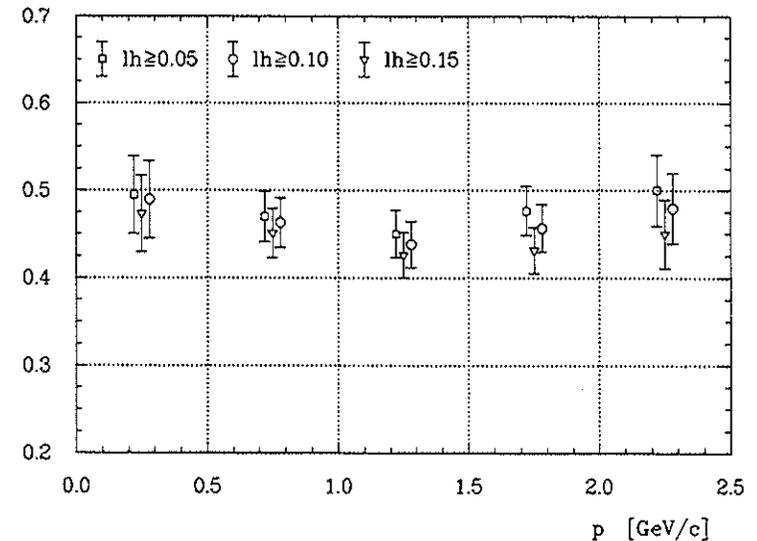


Abbildung 4.30: Die  $D^+$ -Akzeptanz bei B-Zerfällen

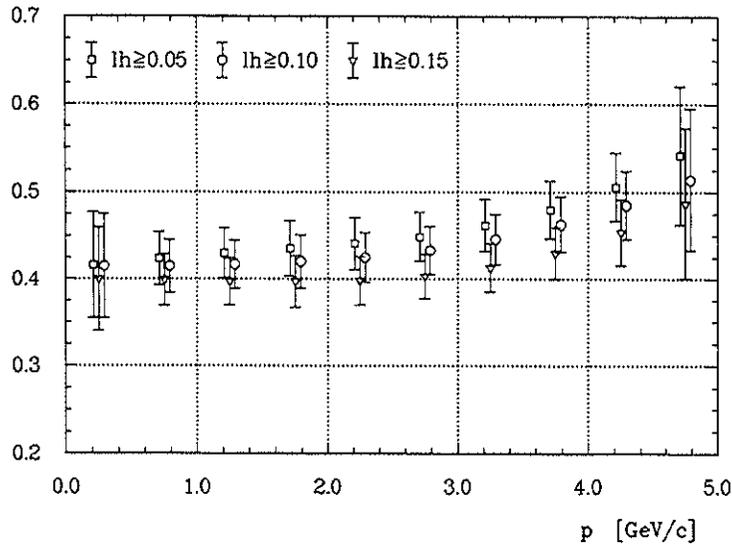


Abbildung 4.31: Die  $D^+$ -Akzeptanz bei Kontinuum-Ereignissen

kleinere Ereignisakzeptanz, die durch Abstrahlung von harten Photonen im Anfangszustand beeinflusst wird (Kap. 3.2).

#### 4.2.4 Die Parametrisierung des Untergrundes

Wenn man die Verteilung der invarianten  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Masse bei großen Impulsen betrachtet, so fallen neben dem  $D^+$ -Signal weitere Strukturen auf. Zur Illustration wird in Abbildung 4.32 die Verteilung in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten im Intervall  $0.5 \leq x_p < 0.6$  gezeigt.

Oberhalb von etwa  $2 \text{ GeV}/c^2$  steigt der Untergrund in Form einer Schwelle an. Untersuchungen mit *Monte-Carlo*-Ereignissen ergaben, daß dieses Verhalten von  $D^0$ -Mesonen verursacht wird, die in den Endzustand  $(K^-\pi^+)$  zerfallen. Wenn man die beiden Teilchen aus dem  $D^0$ -Zerfall mit beliebigen Pionen aus dem gleichen Ereignis kombiniert, so findet man für deren invariante Masse eine Verteilung, die oberhalb der kinematischen Schwelle bei  $2.005 \text{ GeV}/c^2$  schnell ansteigt, bei etwa  $2.2 \text{ GeV}/c^2$  ihr Maximum erreicht und dann langsam abfällt, wobei Werte bis zu  $4 \text{ GeV}/c^2$  erreicht werden. Es kann sich dabei sowohl um korrekt identifizierte  $D^0$ -Mesonen handeln als auch um solche, bei denen Kaon und Pion vertauscht wurden (vergl. Kap. 4.1.2). Die Form dieser Verteilung wurde für verschiedene Intervalle des  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Impulses durch eine *asymmetrische Gaußfunktion* parametrisiert:

$$f(m) = A \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (m \leq m_0)$$

$$f(m) = A \cdot \left[ \alpha \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - \alpha) \cdot \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma_2^2}\right) \right] \quad (m > m_0)$$

mit  $0 \leq \alpha \leq 1$

(4.5)

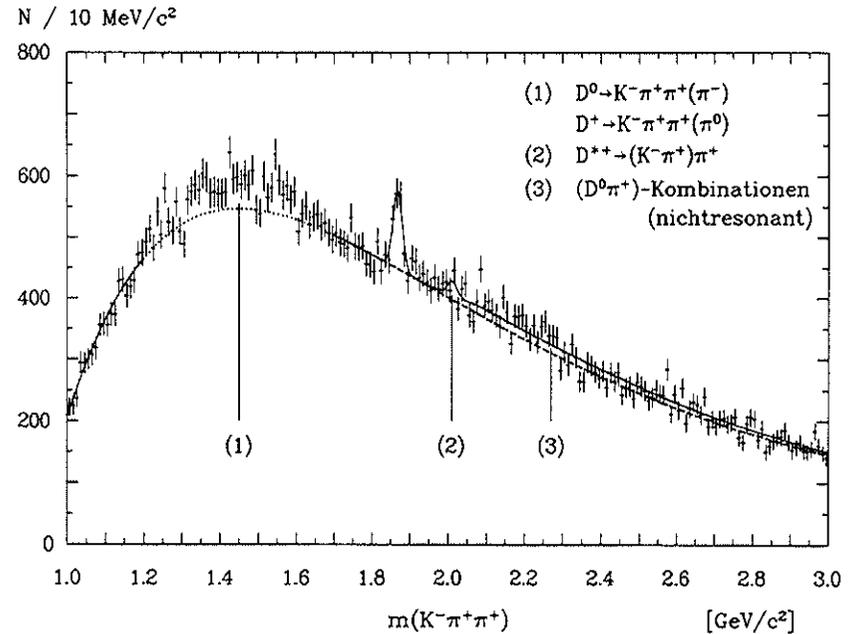
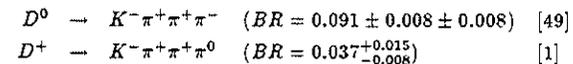


Abbildung 4.32: Die Parametrisierung des Untergrundes unter dem  $D^+$ -Signal ( $\Upsilon(4S)$ -Daten, Intervall  $0.5 \leq x_p < 0.6$ )

In der Abbildung 4.32 erscheint dieser Beitrag als durchgezogene Linie über dem als unterbrochene Linie dargestellten kombinatorischen Untergrund.

Desweiteren erkennt man bei einer Masse von  $2.01 \text{ GeV}/c^2$  ein Signal, das von Zerfällen  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  erzeugt wird, wobei das  $D^0$  wiederum in je ein geladenes Kaon und Pion zerfällt.

Unterhalb des  $D^+$ -Signals findet man ähnlich wie im Fall des  $D^0$ -Mesons ein breites Signal, einen sogenannten 'Satelliten', bei dem es sich hier um eine Reflexion der folgenden  $D$ -Zerfälle handelt:



Die Verzweungsverhältnisse dieser Zerfälle, speziell das vom  $D^0$ , sind recht groß. Die Reflexion kommt zustande, wenn bei den genannten Zerfällen die invariante Masse des  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Untersystems rekonstruiert wird, ohne Berücksichtigung des  $\pi^-$  beim  $D^0$  bzw. des  $\pi^0$  beim  $D^+$ . Bei den späteren Anpassungsrechnungen zur Bestimmung der  $D^+$ -Raten wurde der Bereich von  $1.2$  bis  $1.7 \text{ GeV}/c^2$  ausgelassen.

Die Existenz des 'Satelliten' sowie die sich bis zu großen Werten erstreckende Verteilung der invarianten  $(D^0\pi^+)$ -Masse machten es erforderlich, bei der Bestimmung des Untergrundverlaufs einen sehr großen Bereich invarianter Massen zu berücksichtigen, und zwar von  $1.1$  bis  $4.3 \text{ GeV}/c^2$ .

Die Form des kombinatorischen Untergrundes ließ sich dann durch die Funktion

$$u(m) = A \cdot (m - \hat{m})^\beta \cdot [\varepsilon \cdot \exp(-\gamma \cdot (m - \hat{m})) + (1 - \varepsilon) \cdot \exp(-\delta \cdot (m - \hat{m}))] \quad (4.6)$$

$$\text{mit } 0 \leq \varepsilon \leq 1$$

beschreiben.

Es wurde darüberhinaus untersucht, ob Reflexionen der Zerfälle  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  und  $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$  den Untergrundverlauf merklich beeinflussen können oder eventuell sogar zum  $D^+$ -Signal beitragen. Im Fall des  $\Lambda_c^+$  muß das Proton als Pion akzeptiert werden. Dies geschieht erst bei Impulsen oberhalb von etwa  $1 \text{ GeV}/c$ , wobei die Wahrscheinlichkeit hierfür von den Schnitten bei der Teilchenidentifikation abhängt.

Die Analyse von Monte-Carlo-Ereignissen mit  $\Lambda_c^+$ -Zerfällen ergab, daß die Wahrscheinlichkeit, eine  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Kombination zu akzeptieren, erst bei  $\Lambda_c$ -Impulsen über  $1 \text{ GeV}/c$  von Null verschieden ist und dann bis zu den größten Impulsen auf etwa 25 % ansteigt. Die Breite der Verteilung der invarianten Massen ist viel größer als die Breite des  $D^+$ -Signals; es werden Massen von  $1.65$  bis  $2.10 \text{ GeV}/c^2$  erreicht. Ein Beitrag zum  $D^+$ -Signal ist daher nicht zu befürchten. Mit Hilfe der in Kontinuumergebnissen [74] und B-Zerfällen [69] gemessenen Produktionsraten von  $\Lambda_c^+$ -Baryonen wurde abgeschätzt, daß die Zahl der erwarteten Einträge in den  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilungen erheblich kleiner ist als die statistischen Fluktuationen in den einzelnen Massenintervallen.

Im Falle des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$  mit anschließendem Zerfall  $\Phi \rightarrow K^+ K^-$  muß das  $K^+$  als  $\pi^+$  akzeptiert werden. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist recht groß (vergl. Kap. 3.6). Die Reflexion von  $D_s^+$ -Mesonen wurde ebenfalls mit Monte-Carlo-Ereignissen untersucht. Die Verteilung der invarianten  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Masse ist, besonders bei  $D_s^+$ -Impulsen über  $2 \text{ GeV}/c$ , viel breiter als das  $D^+$ -Signal, der Mittelwert liegt bei etwa  $1.8 \text{ GeV}/c^2$ . Die Wahrscheinlichkeit, eine  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Kombination aus einem  $D_s^+$ -Zerfall zu akzeptieren, ist bei Impulsen oberhalb von  $0.5 \text{ GeV}/c$  von Null verschieden und steigt etwa linear bis auf 30 % bei großen Impulsen. Mit den gemessenen  $D_s^+$ -Produktionsraten in Kontinuumergebnissen [63] und B-Zerfällen [65] wurde abgeschätzt, daß auch die von  $D_s^+$ -Zerfällen stammende Zahl von Einträgen in den  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilungen viel kleiner ist als die statistischen Fluktuationen des kombinatorischen Untergrundes.

Abschließend kann festgestellt werden, daß Reflexionen von  $\Lambda_c^+$ - und  $D_s^+$ -Zerfällen bei der Parametrisierung des Untergrundes unter dem  $D^+$ -Signal vernachlässigt werden können und auch nicht zum Signal selbst beitragen.

#### 4.2.5 Die $D^+$ -Impulsspektren

In diesem Abschnitt soll die Messung der inklusiven Impulsspektren von  $D^+$ -Mesonen in Kontinuumergebnissen sowie in Zerfällen von  $B$ -Mesonen beschrieben werden. Die Integration der Spektren führt dann auf die Produktionsraten der  $D^+$ -Mesonen in den genannten Prozessen. Als Impulsvariable wurde wie im Fall der  $D^0$ -Mesonen wegen der Notwendigkeit der Subtraktion des Kontinuumsanteils vom gemessenen Impulsspektrum der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge und wegen der verschiedenen Schwerpunktsenergien in den Kontinuumdaten der *skalierte Impuls*  $x_p$  verwendet.

Es wurden aus beiden Datenmengen die  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilungen für Intervalle von  $x_p$  erstellt. Die Intervalle hatten einheitlich die Breite 0.1. Die  $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Kombinationen wurden mit den in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Schnitten selektiert. Der Likelihood-Wert für die jeweilige Teilchenhypothese mußte mindestens 0.1 betragen. Zum Zwecke der weiteren Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes wurde im Bereich  $x_p \leq 0.5$  der Wert von  $\cos(\Theta_K)$  auf Werte unterhalb von 0.8 eingeschränkt (vergl. Kap. 4.2.1).

Zur Bestimmung der Zahl von rekonstruierten  $D^+$ -Zerfällen in den einzelnen Massenverteilungen wurden Anpassungsrechnungen mit Hilfe des MINUIT-Fitprogramms [51] durchgeführt. Die Fitfunktion bestand aus einer Gaußfunktion zur Beschreibung des  $D^+$ -Signals und einer Untergrundparametrisierung, die sich aus den in Abschnitt 4.2.4 beschriebenen Anteilen zusammensetzte. Der Breitenparameter der Signalfunktion wurde in Abhängigkeit vom  $x_p$ -Intervall vorgegeben (Kap. 4.2.2).

Aus den Anpassungsrechnungen gingen die in der Tabelle 4.5 aufgelisteten Zahlen von rekonstruierten  $D^+$ -Zerfällen hervor. Wie man sieht, sind besonders bei kleinen  $x_p$ -Werten die statistischen Unsicherheiten wegen des erheblichen kombinatorischen Untergrundes sehr groß. In der Tabelle werden außerdem für beide Ereignisklassen die relevanten Akzeptanzen angege-

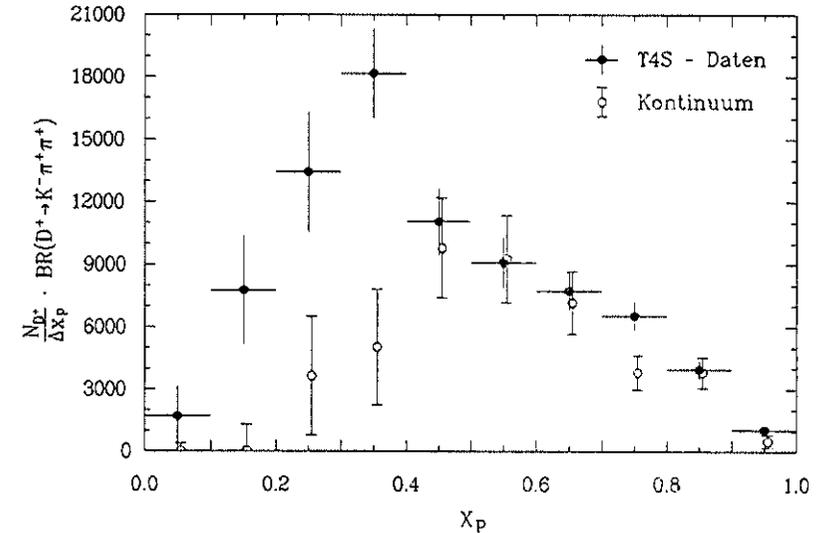


Abbildung 4.33: Die gemessenen  $D^+$ - $x_p$ -Spektren. Akzeptanzkorrektur mit  $\eta_K$ . Kontinuumspektrum skaliert mit 2.89.

$x_p$	Akzeptanz		$\Upsilon(4S) - \text{Dalcn}$ $n_{D^+}^{\text{Fit}} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{sys}}$	Kontinuum $n_{D^+}^{\text{Fit}} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{sys}}$
	$\eta_K$	$\eta_{\Upsilon 4S}$		
0.0 - 0.1	0.369 ± 0.057	0.425 ± 0.042	63 ± 43 ± 32	0 ± 5 ± 0
0.1 - 0.2	0.372 ± 0.030	0.411 ± 0.027	289 ± 90 ± 35	0 ± 17 ± 0
0.2 - 0.3	0.375 ± 0.027	0.378 ± 0.024	504 ± 88 ± 63	47 ± 37 ± 3
0.3 - 0.4	0.379 ± 0.029	0.405 ± 0.025	688 ± 73 ± 35	66 ± 35 ± 10
0.4 - 0.5	0.384 ± 0.028	0.408 ± 0.038	424 ± 58 ± 19	130 ± 31 ± 3
0.5 - 0.6	0.433 ± 0.028	0.479 ± 0.040	393 ± 50 ± 10	139 ± 30 ± 8
0.6 - 0.7	0.446 ± 0.029		345 ± 40 ± 13	110 ± 22 ± 3 455 ± 47 ± 17 <sup>1</sup>
0.7 - 0.8	0.463 ± 0.032		302 ± 29 ± 11	61 ± 13 ± 1 357 ± 33 ± 15 <sup>1</sup>
0.8 - 0.9	0.485 ± 0.039		191 ± 20 ± 5	64 ± 12 ± 2 255 ± 23 ± 8 <sup>1</sup>
0.9 - 1.0	0.514 ± 0.081		54 ± 11 ± 3	9 ± 5 ± 1 58 ± 12 ± 3 <sup>1</sup>

Tabelle 4.5: Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das  $D^+$ -Signal

ben, die mit Hilfe der *Monte-Carlo*-Datenmenge bestimmt wurden (vergl. Kap. 4.2.3).

Anschließend wurde jede Anpassungsrechnung zweimal wiederholt, wobei die Signalbreite entsprechend der Konfidenzintervalle in Abbildung 4.29 auf Seite 83 variiert wurde. Die Abweichung der so bestimmten  $D^+$ -Raten von den vorherigen Werten bildet die systematische Unsicherheit der Messung, die ebenfalls in Tabelle 4.5 angegeben wird. Diese ist deutlich kleiner als die statistische Unsicherheit.

Nach Division der gemessenen Zahlen von  $D^+$ -Mesonen durch die Kontinuumakzeptanz  $\eta_K$  und Skalierung der Kontinuumdaten mit dem Faktor 2.89 zum Ausgleich der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien und integrierten Luminositäten ergeben sich die in Abbildung 4.33 dargestellten Impulsspektren. Im Bereich großer  $D^+$ -Impulse, die nur bei Kontinuumereignissen auftreten – der maximale  $x_p$ -Wert eines  $D^+$ -Mesons aus einem B-Zerfall beträgt 0.51 –, stimmen beide Spektren gut überein. Dagegen zeichnet sich bei kleinen Impulsen das Spektrum von  $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen deutlich ab.

Zur genaueren Bestimmung des Kontinuum- $x_p$ -Spektrums wurden im Intervall  $0.6 \leq x_p < 1.0$  die  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumdaten zusammengefaßt und noch einmal in der beschriebenen Weise Anpassungsrechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse ebenfalls in der Tabelle 4.5 stehen. Die Kombination von diesen Daten mit den in der Kontinuum-Datenmenge gefundenen  $D^+$ -Raten im Bereich  $x_p < 0.6$  ergibt nach Akzeptanzkorrektur und Skalierung auf die integrierte Luminosität und Schwerpunktsenergie der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge das in Abbildung 4.34 gezeigte *Kontinuum- $D^+$ -Impulsspektrum*. Die dazugehörigen  $D^+$ -Raten können der Tabelle 4.7 entnommen werden.

<sup>1</sup>kombinierte  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten

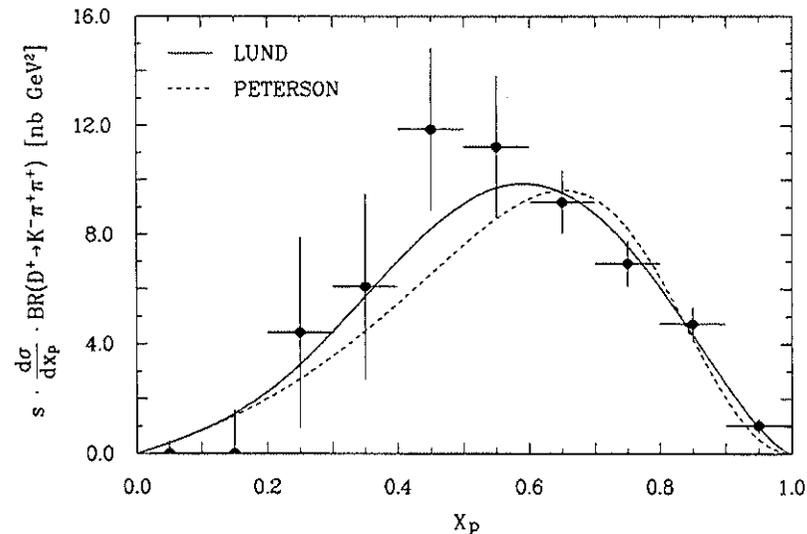


Abbildung 4.34: Das Kontinuum- $D^+$ - $x_p$ -Spektrum bei  $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$

An dieses Spektrum wurden die *PETERSON*- und *LUND*-Fragmentationsfunktionen angepaßt, wobei die in Tabelle 4.6 aufgeführten optimalen Werte für ihre Parameter gefunden

Funktion	Parameter	$\chi^2 / \text{FG}$
PETERSON	$\epsilon = 0.19 \pm 0.04$	1.4
LUND	$\alpha = 1.52 \pm 0.17, \beta = (0.66 \pm 0.10) \text{ c}^4 \text{ GeV}^{-2}$	0.7

Tabelle 4.6: Parameter der Fragmentationsfunktionen beim  $D^+$ -Impulsspektrum (FG = Freiheitsgrad)

wurden (vergl. Kap. 3.5). Beide Kurven werden ebenfalls in Abbildung 4.34 gezeigt. Die *LUND*-Funktion kann wie schon im Fall des  $D^0$  das gemessene Impulsspektrum besser beschreiben. Aus der Integration der gefundenen *LUND*-Funktion über die Bereiche der einzelnen  $x_p$ -Intervalle und der Kovarianzmatrix ihrer Parameter folgen *ausgeglichene* Meßwerte ( $n_{D^+}^{\text{LUND}} \pm \sigma$ ), die ebenfalls in der Tabelle 4.7 stehen. Diese Werte wurden bei der später beschriebenen Kontinuumsabstraktion benutzt.

$x_p$	$n_{D^+} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$ (akzeptanzkorrigiert)	$s \cdot \frac{d\sigma}{dx_p} \pm \sigma_{ARCUS} \pm \sigma_{BR}^1$ [nb · GeV <sup>2</sup> ]	$n_{D^+}^{LUND} \pm \sigma$
0.0 – 0.1	0 ± 38 ± 0	0 ± 5 ± 0	33 ± 13
0.1 – 0.2	0 ± 131 ± 0	0 ± 18 ± 0	123 ± 43
0.2 – 0.3	364 ± 285 ± 36	49 ± 38 ± 7	270 ± 75
0.3 – 0.4	502 ± 268 ± 82	67 ± 38 ± 10	472 ± 95
0.4 – 0.5	979 ± 234 ± 74	130 ± 33 ± 20	674 ± 94
0.5 – 0.6	926 ± 199 ± 80	123 ± 29 ± 18	795 ± 78
0.6 – 0.7	759 ± 78 ± 57	101 ± 14 ± 15	780 ± 58
0.7 – 0.8	573 ± 53 ± 47	76 ± 10 ± 11	620 ± 40
0.8 – 0.9	391 ± 36 ± 34	52 ± 7 ± 8	357 ± 30
0.9 – 1.0	84 ± 17 ± 14	11 ± 3 ± 2	88 ± 18

Tabelle 4.7: Das  $D^+$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen ( $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ )

Die Integration der Fragmentationsfunktion über den gesamten  $x_p$ -Bereich ergibt in Verbindung mit der integrierten Luminosität (vergl. Kap. 3.2) das Produkt  $\sigma_{D^+} \cdot BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)$  aus dem Produktionswirkungsquerschnitt für  $D^+$ -Mesonen und dem Verzweigungsverhältnis des betrachteten Zerfalls:

$$\begin{aligned} \sigma_{D^+}(10.58 \text{ GeV}) \cdot BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) &= (0.0456 \pm 0.0058) \text{ nb} \\ \sigma_{D^+}(10.58 \text{ GeV}) &= (0.50 \pm 0.06 \pm 0.07) \text{ nb}^1 \end{aligned}$$

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde das vom MARK III - Experiment gemessene  $D^+$ -Verzweigungsverhältnis verwendet:

$$BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 0.091 \pm 0.013 \pm 0.004 \quad [49]$$

Der gemessene  $D^+$ -Wirkungsquerschnitt stimmt gut mit dem von der CLEO-Kollaboration gefundenen Wert bei  $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$  überein:  $\sigma_{D^+}(CLEO) = (0.52 \pm 0.08 \pm 0.08) \text{ nb}$  [52].

Als nächstes wird nun das geglättete Kontinuum-Spektrum ( $n_{D^+}^{LUND}(x_p) \pm \sigma$ ) von dem Impulsspektrum aus der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge subtrahiert (vergl. Kap. 3.3). Nach Korrektur mit der Akzeptanz  $\eta_{\Upsilon 4S}$  für  $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen ergibt sich das Spektrum in Abbildung 4.35. Die dazugehörigen Zahlenwerte werden in der Tabelle 4.8 angegeben. Das  $D^+$ -Spektrum ähnelt dem  $D^0$ -Spektrum in Abbildung 4.22 auf Seite 76, scheint jedoch etwas härter zu sein. Man muß aber bei einem Vergleich die recht großen Unsicherheiten der einzelnen Datenpunkte berücksichtigen.

Wenn man die gemessenen  $D^+$ -Raten bis zum  $x_p$ -Wert 0.6 aufsummiert und dann durch die Anzahl der B-Mesonen dividiert, erhält man das Produkt der Verzweigungsverhältnisse:

$$BR(B \rightarrow D^+ + X) \cdot BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 0.0209 \pm 0.0027 \pm 0.0040^2$$

<sup>1</sup>Der erste Fehler bezeichnet die kombinierte statistische und systematische Unsicherheit der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit des  $D^+$ -Verzweigungsverhältnisses.

<sup>2</sup>Der erste Fehler bezeichnet die statistische Unsicherheit, der zweite die systematische Unsicherheit.

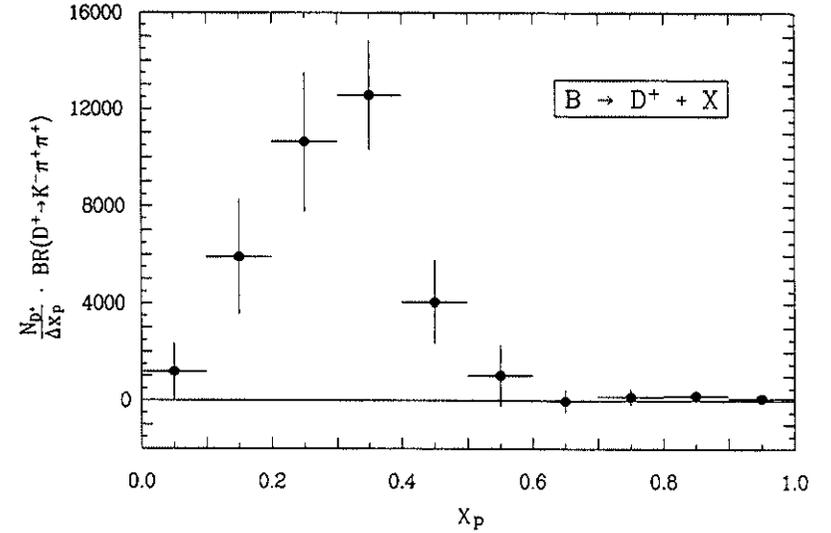


Abbildung 4.35: Das  $x_p$ -Spektrum beim Zerfall  $B \rightarrow D^+ + X$

$x_p$	$p$ [GeV/c]	$N_{D^+} \cdot BR_{D^+}$ $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$	$\frac{1}{N_B} \cdot \frac{N_{D^+}}{\Delta p} \cdot BR_{D^+}$ [ $\times 10^3$ ] $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$
0.0 – 0.1	0.0 – 0.50	119 ± 101 ± 61	1.42 ± 1.21 ± 0.75
0.1 – 0.2	0.50 – 0.99	591 ± 221 ± 80	7.07 ± 2.65 ± 1.19
0.2 – 0.3	0.99 – 1.49	1064 ± 245 ± 148	12.72 ± 2.93 ± 2.20
0.3 – 0.4	1.49 – 1.98	1257 ± 201 ± 100	15.02 ± 2.40 ± 1.94
0.4 – 0.5	1.98 – 2.48	406 ± 168 ± 42	4.85 ± 2.00 ± 0.71
0.5 – 0.6	2.48 – 2.97	102 ± 127 ± 9	1.22 ± 1.52 ± 0.16
0.6 – 0.7	2.97 – 3.47	-3 ± 47 ± 0	-0.04 ± 0.57 ± 0.0
0.7 – 0.8	3.47 – 3.96	15 ± 34 ± 1	0.18 ± 0.40 ± 0.02
0.8 – 0.9	3.96 – 4.46	18 ± 25 ± 1	0.22 ± 0.30 ± 0.02
0.9 – 1.0	4.46 – 4.95	9 ± 14 ± 1	0.10 ± 0.16 ± 0.02

Tabelle 4.8: Das  $D^+$ -Impulsspektrum bei B-Zerfällen

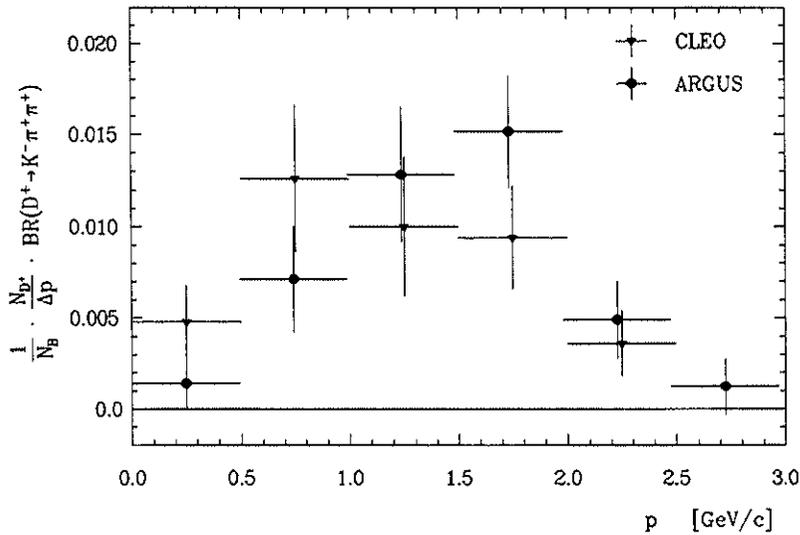


Abbildung 4.36: Das Impulsspektrum von  $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit der Messung des CLEO-Experiments [56])

Bei der Summation der  $D^+$ -Raten wurden die statistischen Fehler quadratisch und die systematischen Fehler linear addiert. Im systematischen Fehler des angegebenen Produkt-Verzweigungsverhältnisses ist ein Beitrag enthalten, der sich aus dem Vergleich der hier beschriebenen Subtraktion des 'geglätteten' Kontinuumspektrums mit der direkten Subtraktion der in Kontinuumsereignissen gemessenen  $D^+$ -Raten ergab: im letzteren Fall wurde eine um 10% kleinere Zahl von  $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen gefunden, was im wesentlichen auf die Kontinuum- $D^+$ -Rate im Intervall  $0.4 \leq x_p < 0.5$  zurückzuführen ist. Ohne diesen Beitrag würde der systematische Fehler den Wert 0.0034 annehmen.

Die CLEO-Kollaboration hat die Produktion von  $D^+$ -Mesonen in B-Zerfällen mit Hilfe desselben Zerfallskanals gemessen. Für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse wird der Wert  $0.019 \pm 0.004 \pm 0.002$  angegeben [56]. Es läßt sich eine gute Übereinstimmung der Resultate beider Analysen feststellen. In der Abbildung 4.36 werden zum Vergleich die von beiden Experimenten gemessenen Impulsspektren der  $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen gegenübergestellt. Das von CLEO gemessene Spektrum ist etwas weicher. Auch hier müssen jedoch die recht großen Fehlerintervalle der Datenpunkte berücksichtigt werden.

Zuletzt soll noch aus dem gemessenen Produkt-Verzweigungsverhältnis mit Hilfe des MARK III Wertes für  $BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)$  [49] das inklusive Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D^+ + X)$  berechnet werden. Man findet dann den Wert

$$BR(B \rightarrow D^+ + X) = 0.230 \pm 0.053 \pm 0.034^1$$

<sup>1</sup>Der erste Fehler bezeichnet den kombinierten statistischen und systematischen Fehler der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit des  $D^+$ -Verzweigungsverhältnisses.

### 4.3 Der Zerfall $B \rightarrow D^{*+} + X$

#### 4.3.1 Die Rekonstruktion von $D^{*+}$ -Mesonen

Das  $D^{*+}$ -Meson (Quarkinhalt  $c\bar{d}$ ) wurde über seinen Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  <sup>1</sup> zuerst am  $c^+c^-$ -Speicherring SPEAR beobachtet [59]. Es ist ein Vektormeson ( $J^P = 1^-$ ) mit der Masse  $(2010.1 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$  [1]. Die Massendifferenz zum  $D^0$ -Meson ist so gering, daß der  $Q$ -Wert des genannten  $D^{*+}$ -Zerfalls, d.h. die zur Verfügung stehende kinetische Energie, nur  $5.9 \text{ MeV}$  beträgt. Im  $D^{*+}$ -Ruhesystem erhalten das  $D^0$  und das  $\pi^+$  einen Impuls von nur  $39 \text{ MeV}/c$ , sehr wenig im Vergleich zu typischen  $D^{*+}$ -Impulsen der Größenordnung  $\text{GeV}/c$ . Als Folge davon sind die Geschwindigkeit des  $D^0$  und des  $\pi^+$  im Laborsystem etwa gleich groß, und ihre Vektoren zeigen annähernd in die gleiche Richtung.

Diese spezielle Kinematik wird üblicherweise bei der  $D^{*+}$ -Rekonstruktion ausgenutzt: Man rekonstruiert aus den gemessenen Teilchen einen  $D^0$ -Kandidaten und kombiniert diesen mit einem geladenen Pion. Dann subtrahiert man die Masse des  $D^0$ -Kandidaten von der invarianten Masse des  $(D^0 \pi^+)$ -Systems. In der Verteilung der Massendifferenz erscheint bei  $145.54 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$  (statistischer Fehler) ein Signal der Breite  $0.97 \text{ MeV}/c^2$ , das von  $D^{*+}$ -Zerfällen herrührt (Abbildung 4.37). Der kombinatorische Untergrund unter dem Signal ist gering, da der dem Pion zur Verfügung stehende Phasenraum wegen der Korrelation seiner Geschwindigkeit mit der des  $D^0$ -Kandidaten stark eingeschränkt ist.

Eine alternative Methode besteht darin, den  $D^0$ -Kandidaten einem kinematischen Fit zu unterziehen. Dabei wird in einem iterativen Verfahren sein Vierervektor  $(E_{D^0}, \vec{p}_{D^0})$  unter Verwendung der experimentell bestimmten Kovarianzmatrix seiner Komponenten variiert, wobei

<sup>1</sup>Das Pion aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall erhält den Index  $D^*$  zur Unterscheidung von Pionen aus dem  $D^0$ -Zerfall.

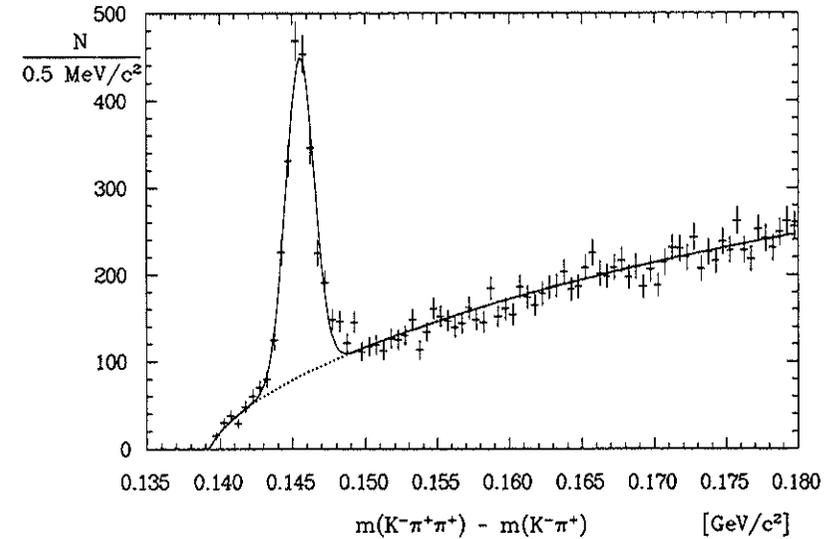


Abbildung 4.37: Das  $D^{*+}$ -Signal in der Massendifferenz  $m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$

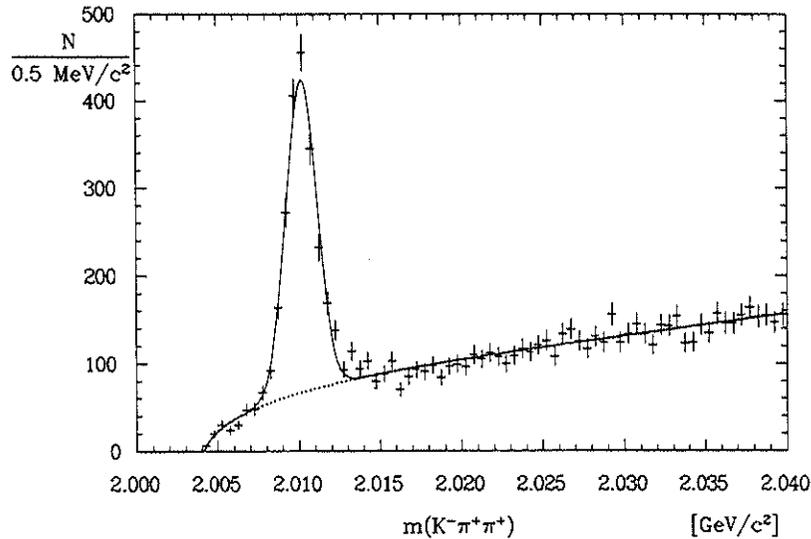


Abbildung 4.38: Das  $D^{*+}$ -Signal in der Verteilung von  $m(K^-\pi^+\pi^+)$  nach kinematischem Fit der  $(K^-\pi^+)$ -Kombination aus dem  $D^0$ -Zerfall

als Randbedingung gefordert wird:

$$E_{D^0}^2 - p_{D^0}^2 = m_{D^0}^2 \quad (4.7)$$

Hier ist  $m_{D^0}$  die nominelle  $D^0$ -Masse. Nach dem Fit wird dann der  $D^0$ -Kandidat mit geladenen Pionen kombiniert.

In der Verteilung der invarianten ( $D^0\pi_{D^0}^+$ )-Masse zeigt sich nur wenig oberhalb der kinematischen Schwelle das  $D^{*+}$ -Signal bei einer Masse von  $2010.19 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$  (statistischer Fehler) (Abb. 4.38). Durch den kinematischen Fit wurde die 'Versmierung' der  $D^0$ -Masse aufgrund der experimentellen Meßfehler korrigiert. Die Breite des  $D^{*+}$ -Signals von  $\sigma = 0.94 \text{ MeV}/c^2$  wird durch das Pion bestimmt.

Die Pionen aus den  $D^{*+}$ -Zerfällen besitzen nur kleine Impulse, da sich der  $D^{*+}$ -Impuls auf das  $D^0$  und das  $\pi_{D^0}^+$  etwa im Verhältnis ihrer Massen aufteilt. In der Abbildung 4.39 werden zur Illustration die kinematischen Grenzen des Pionimpulses in Abhängigkeit vom  $D^{*+}$ -Impuls gezeigt. Bei kleinen  $D^{*+}$ -Impulsen sind die Pionen so langsam, daß ihre Absorption und Vielfachstreuung im Detektormaterial und im Strahlrohr des Speicherrings an Bedeutung gewinnen. Dies wirkt sich stark auf die Akzeptanz bei der Rekonstruktion von  $D^{*+}$ -Zerfällen aus (siehe Kapitel 4.3.3).

Bei der vorliegenden Analyse wurden die  $D^0$ -Mesonen wieder über ihren Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  rekonstruiert, der sich durch den geringsten kombinatorischen Untergrund auszeichnet (vergl. Kap. 4.1.1). Es wurden folgende Schnitte zur Selektion von  $D^{*+}$ -Kandidaten verwendet:

1.  $|\cos(\theta)| \leq 0.90$   
 $\theta$  ist der Winkel, den die Spur mit der Strahlachse bildet.

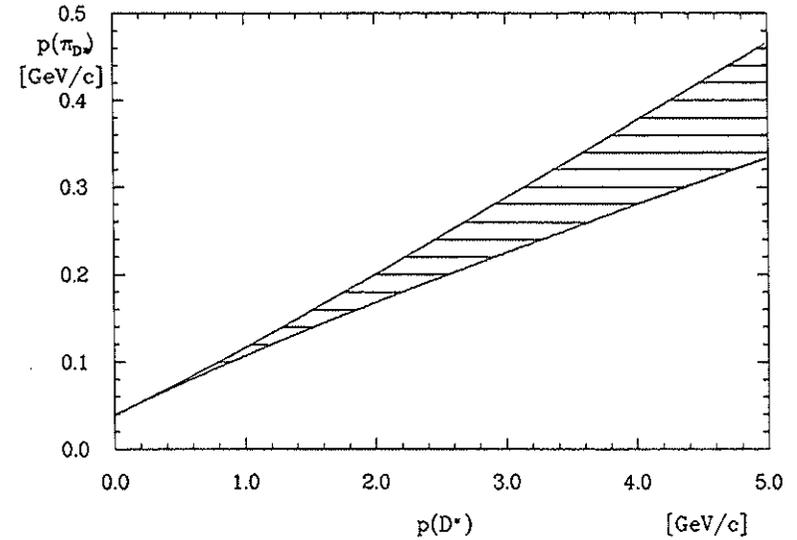


Abbildung 4.39: Der Impuls des Pions  $\pi_{D^0}^+$  aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall in Abhängigkeit vom Impuls des  $D^{*+}$ . Das schraffierte Gebiet kennzeichnet den kinematisch erlaubten Bereich.

2.  $\chi_{VX}^2(K, \pi) \leq 36$   
 $\chi^2$ -Beitrag der Spuren aus dem  $D^0$ -Zerfall beim Fit des Ereignisvertex
3.  $\chi_{VX}^2(\pi_{D^0}^+) \leq 100$   
 $\chi^2$ -Beitrag des Pions aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall beim Vertexfit. Wegen des Einflusses der Vielfachstreuung wurde ein weicherer Schnitt gewählt.
4.  $|m(K^-\pi^+) - m_{D^0}| \leq 4\sigma$   
Einschränkung der  $(K\pi)$ -Masse auf das experimentelle  $D^0$ -Massenband.  $\sigma$  ist die impulsabhängige Massenaufösung (siehe Abb. 4.16 auf Seite 68).
5.  $\chi_{m(D^0)}^2 \leq 36$   
Es wurde nur dann ein kinematischer Fit des  $D^0$ -Kandidaten vorgenommen, wenn der experimentelle Massenwert nicht mehr als 6 Standardabweichungen von der nominellen Masse abwich.
6.  $lh_{K,\pi} \geq 0.01$   
Der Likelihood-Wert für die jeweilige Teilchenhypothese muß mindestens 1% betragen. Es konnte hier ein viel weicherer Schnitt verwendet werden als bei der  $D^0$ -Analyse, da der kombinatorische Untergrund wegen der Kinematik sehr klein ist. Härtere Schnitte auf den Likelihood-Wert brachten keine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses.

Es wurden dann in der beschriebenen Weise  $D^{*+}$ -Kandidaten in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten und in den Kontinuum-Daten selektiert. Die Abbildung 4.40 zeigt die Verteilung der invarianten  $(K^-\pi^+)\pi^+$ -Masse nach kinematischem Fit der  $(K^-\pi^+)$ -Kombination, wobei der skalierte Impuls  $x_p$  auf Werte unterhalb von 0.55 eingeschränkt wurde. Der maximale  $x_p$ -Wert eines  $D^{*+}$  aus einem B-Zerfall beträgt etwa 0.51.

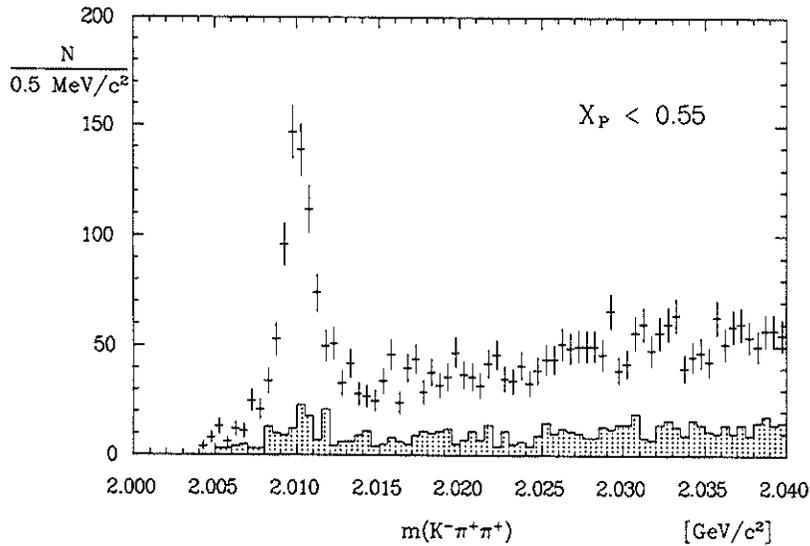


Abbildung 4.40: Das  $D^{++}$ -Signal bei Impulsen unterhalb von  $2.7 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (schraffiert)

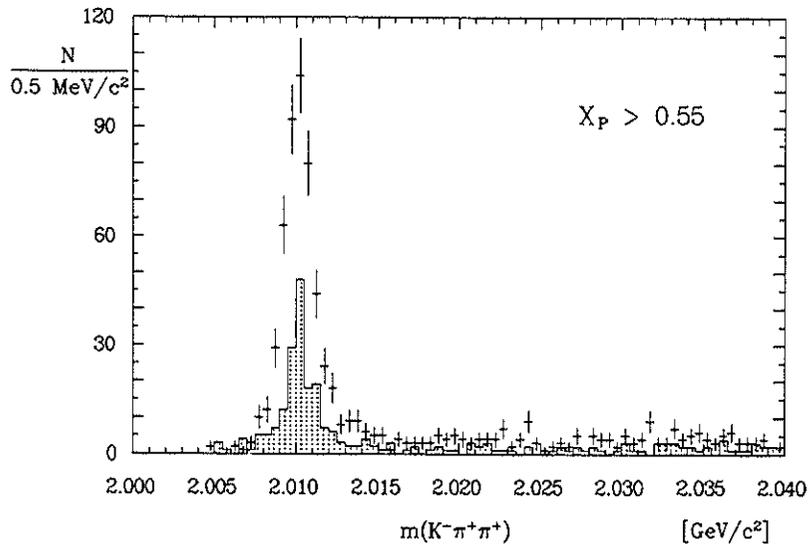


Abbildung 4.41: Das  $D^{++}$ -Signal bei Impulsen oberhalb von  $2.7 \text{ GeV}/c$  in  $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und Kontinuumsdaten (schraffiert)

In der Verteilung der  $\Upsilon(4S)$ -Daten erscheint ein starkes  $D^{++}$ -Signal auf einem moderaten kombinatorischen Untergrund, während bei den Kontinuumdaten nur die Andeutung eines Signals zu erkennen ist. Auch wenn man den Skalierungsfaktor 2.89 zwischen den beiden Datenmengen berücksichtigt, ist in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten ein großer Überschuss an  $D^{++}$ -Mesonen vorhanden, der auf B-Zerfälle zurückzuführen ist.

Oberhalb von  $x_p = 0.55$  sind in den  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten  $D^{++}$ -Signale auf vernachlässigbarem Untergrund vorhanden, die entsprechend der unterschiedlichen Luminositäten und Schwerpunktsenergien skalieren (Abb. 4.41).

#### 4.3.2 Die Breite des $D^{++}$ -Signals

Die experimentelle Breite der  $D^0$ - und  $D^+$ -Signale weist eine ausgeprägte Impulsabhängigkeit auf (Kap. 4.1.4, 4.2.2). Beim  $D^{++}$  wird die Breite im wesentlichen durch das  $\pi_D^+$  bestimmt, dessen kinematisch erlaubter Impulsbereich auf Werte unterhalb von  $0.5 \text{ GeV}/c$  beschränkt ist. Daher erwartet man hier eine viel geringere Impulsabhängigkeit der Signalbreite.

Es wurden  $(K^-\pi^+\pi^+)$ -Massenverteilungen für verschiedene Intervalle des Impulses der Teilchenkombination erstellt, mit den in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Schnitten zur  $D^{++}$ -Selektion. Dann wurden Anpassungsrechnungen an die  $D^{++}$ -Signale durchgeführt, wobei die Breite des Signals, das durch eine Gaußfunktion beschrieben wurde, als freier Parameter behandelt wurde.

In Abbildung 4.42 sind die aus den Anpassungsrechnungen hervorgegangenen Signalbreiten gegen den  $D^{++}$ -Impuls aufgetragen. Wie erwartet findet man abgesehen von statistischen Schwankungen eine impulsunabhängige Auflösung. Das gleiche Verhalten zeigte auch das  $D^{++}$ -Signal in der Verteilung der Massendifferenz  $m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$ . Deshalb ist bei den späteren in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Anpassungsrechnungen die Signalbreite mit  $0.94 \text{ GeV}/c^2$  bzw.  $0.97 \text{ GeV}/c^2$  vorgegeben worden, wie sie sich bei der Anpassungsrechnung an das  $D^{++}$ -Signal ohne Einschränkung von dessen Impuls ergeben hatte (Kap. 4.3.1).

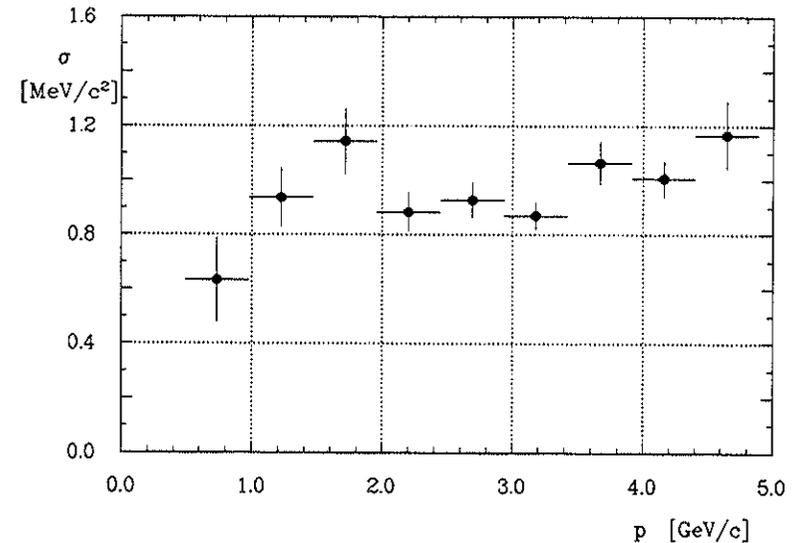


Abbildung 4.42: Die Breite des  $D^{++}$ -Signals

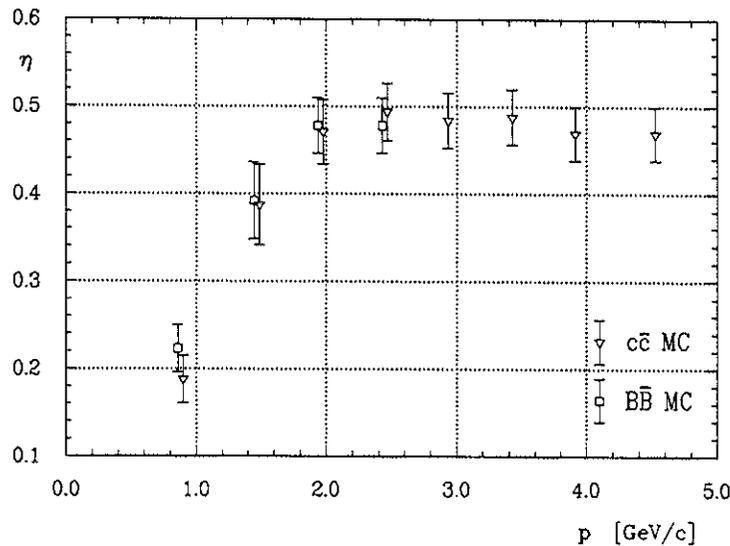


Abbildung 4.43: Die  $D^{*+}$ -Akzeptanz bei B-Zerfällen und in Kontinuum-Ereignissen

### 4.3.3 Die Akzeptanz

Es wurde bereits im Kapitel 4.3.1 darauf hingewiesen, daß die Akzeptanz für die Rekonstruktion des Zerfalls  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_D^+$  sehr stark von dem niederenergetischen Pion  $\pi_D^+$  beeinflusst wird. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Datenmengen, die Zerfälle von B-Mesonen und auch Kontinuum-Ereignisse ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ) enthalten (Kap. 3.4), wurde bestimmt, wie häufig ein  $D^{*+}$ -Meson mit dem betrachteten Zerfall rekonstruiert werden konnte, wobei dieselben Schnitte bei der Ereignisauswahl und bei der  $D^{*+}$ -Rekonstruktion verwendet wurden wie in den realen Daten. Die Simulation des Detektorverhaltens berücksichtigt dabei auch die Wechselwirkung der Teilchen mit den verschiedenen Detektormaterialien und mit der Wand des Strahlrohres und simuliert Vielfachstreuung und Absorption von niederenergetischen Teilchen.

Die resultierende Akzeptanz  $\eta$  wird für die beiden Ereignistypen in Abbildung 4.43 dargestellt. Besonders auffällig ist der starke Abfall bei  $D^{*+}$ -Impulsen unterhalb von  $1.7 \text{ GeV}/c$ , der von der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des  $\pi_D^+$  hervorgerufen wird. Unterhalb von etwa  $0.5 \text{ GeV}/c$  können  $D^{*+}$ -Mesonen nicht mehr rekonstruiert werden.

Der Fehler der Akzeptanzwerte setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler, der vom Umfang der Monte-Carlo-Datenmenge bestimmt wird, und einem systematischen Fehler, der Unzulänglichkeiten der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigen soll.

Oberhalb von  $p_{D^*} = 1.7 \text{ GeV}/c$  wurde wie im Fall des  $D^0$  und des  $D^+$  ein relativer systematischer Fehler von 5% angenommen, bei kleineren Impulsen wurde wegen der starken Impulsabhängigkeit eine relative Unsicherheit von 10% angesetzt. Statistischer und systematischer Fehler wurden quadratisch zum Gesamtfehler der Akzeptanz addiert.

### 4.3.4 Die $D^{*+}$ -Impulsspektren

Es wurde für Intervalle des skalierten Impulses  $x_p$  der  $D^{*+}$ -Kandidaten die Verteilung der invarianten ( $K^- \pi^+ \pi_D^+$ )-Masse gemessen, und zwar sowohl in der T4S- als auch in der Kontinuum-Datenmenge. Die ( $K^- \pi^+$ )-Kombinationen wurden vorher einem kinematischen Fit auf die  $D^0$ -Masse unterzogen (vergl. Kap. 4.3.1).

Da die  $D^{*+}$ -Akzeptanz für Impulse unterhalb von etwa  $0.5 \text{ GeV}/c$  verschwindet, ergibt sich die Notwendigkeit, das gemessene  $D^{*+}$ -Impulsspektrum in den Bereich kleinerer Impulse zu extrapolieren. Dies kann beim Kontinuumspektrum mit Hilfe einer Fragmentationsfunktion geschehen. Im Falle des Impulsspektrums von  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen kann man diesen Bereich aus dem bereits gemessenen Impulsspektrum von  $D^0$ -Mesonen ableiten:

Wegen der speziellen Kinematik beim Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_D^+$  gilt für den Impuls des  $D^0$  näherungsweise:

$$p_{D^0} \approx \frac{m_{D^0}}{m_{D^{*+}}} \cdot p_{D^{*+}} \quad (4.8)$$

Im Bereich  $p < 1 \text{ GeV}/c$  ist die Abweichung des wahren  $D^{*+}$ -Impulses von dem so genäherten Wert kleiner als  $50 \text{ MeV}/c$ . Das  $D^0$ -Impulsspektrum wurde in  $x_p$ -Schritten von 0.1 gemessen (Kap. 4.1.6). Zu einem  $x_p(D^0)$ -Wert 0.1 gehört ein  $x_p(D^{*+})$ -Wert 0.11, wenn das  $D^0$  ein Zerfallsprodukt eines  $D^*$ -Mesons ist. Deshalb wurde als untere Grenze des niedrigsten  $x_p$ -Intervalles der Wert 0.11 gewählt, was einem  $D^{*+}$ -Impuls von  $0.54 \text{ GeV}/c$  entspricht. Details der Extrapolation werden weiter unten in diesem Kapitel beschrieben.

Es wurden dann für die einzelnen Massenverteilungen Anpassungsrechnungen unter Verwendung des MINUIT-Fitprogramms [51] durchgeführt. Dabei wurde der kombinatorische Unter-

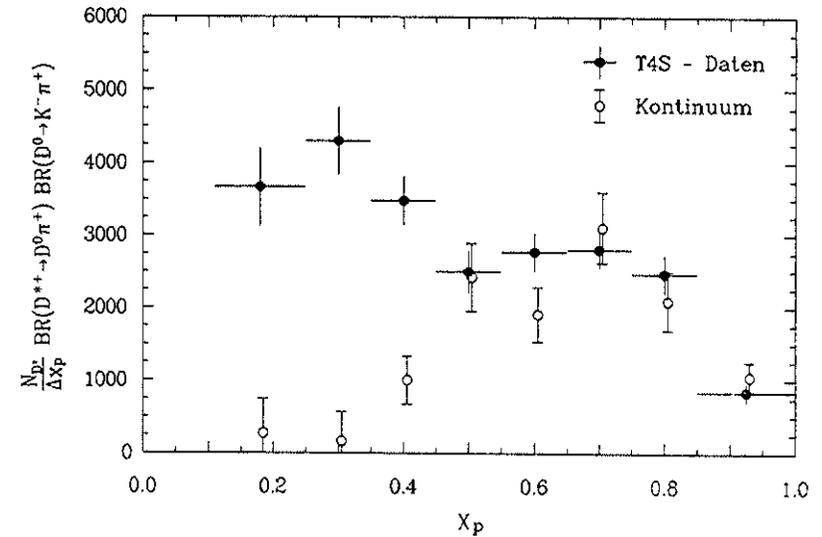


Abbildung 4.44: Die gemessenen  $D^{*+}$ - $x_p$ -Spektren. Akzeptanzkorrektur mit  $\eta_K$ . Kontinuumspektrum skaliert mit 2.89.

$x_p$	Akzeptanz		$\Upsilon(4S)$ -Daten $n_{D^{*+}}^{Fit} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$	Kontinuum $n_{D^{*+}}^{Fit} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$
	$\eta_K$	$\eta_{\Upsilon 4S}$		
0.11 – 0.25	$0.188 \pm 0.027$	$0.223 \pm 0.027$	$97 \pm 14 \pm 4$	$3 \pm 4 \pm 0$
0.25 – 0.35	$0.387 \pm 0.046$	$0.392 \pm 0.044$	$166 \pm 16 \pm 9$	$2 \pm 5 \pm 2$
0.35 – 0.45	$0.471 \pm 0.037$	$0.478 \pm 0.032$	$164 \pm 15 \pm 7$	$16 \pm 5 \pm 1$
0.45 – 0.55	$0.494 \pm 0.033$	$0.478 \pm 0.032$	$123 \pm 13 \pm 5$	$41 \pm 8 \pm 2$
0.55 – 0.65	$0.484 \pm 0.032$		$134 \pm 12 \pm 3$	$32 \pm 6 \pm 1$ $165 \pm 14 \pm 5^1$
0.65 – 0.75	$0.488 \pm 0.032$		$137 \pm 12 \pm 4$	$52 \pm 8 \pm 2$ $189 \pm 13 \pm 6^1$
0.75 – 0.85	$0.469 \pm 0.031$		$116 \pm 11 \pm 5$	$34 \pm 6 \pm 1$ $148 \pm 13 \pm 6^1$
0.85 – 1.0	$0.469 \pm 0.031$		$59 \pm 8 \pm 3$	$26 \pm 5 \pm 0$ $85 \pm 9 \pm 3^1$

Tabelle 4.9: Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das  $D^{*+}$ -Signal

grund durch den folgenden Ausdruck beschrieben:

$$A \cdot m \cdot (m - m_\pi)^\alpha \cdot \exp(-\beta \cdot (m - m_\pi))$$

Hierbei ist  $m_\pi$  die Pion-Masse;  $A, \alpha, \beta$  werden als freie Parameter behandelt.

Das  $D^{*+}$ -Signal wurde mittels der Gaußfunktion beschrieben, deren Breitenparameter  $\sigma$  auf den Wert  $0.94 \text{ MeV}/c^2$  gesetzt wurde (Kap. 4.3.2), um statistische Schwankungen zu unterdrücken.

Die Anpassungsrechnungen ergaben für die jeweiligen  $x_p$ -Intervalle die Zahl der rekonstruierten  $D^{*+}$ -Zerfälle und deren statistischen Fehler. Um den Einfluß der Vorgabe von  $\sigma$  abzuschätzen, wurde jede Anpassungsrechnung zweimal wiederholt, wobei  $\sigma$  um  $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$  variiert wurde. Die Abweichung dieser Fitergebnisse von den ursprünglichen Werten bildet den systematischen Fehler der Messung. Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen werden zusammen mit den Akzeptanzen in der Tabelle 4.9 aufgeführt. Man erkennt, daß der systematische Fehler deutlich geringer ist als der statistische. Zusätzlich durchgeführte Anpassungsrechnungen an die  $D^{*+}$ -Signale in den entsprechenden Verteilungen der Massendifferenz ( $m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$ ) führten auf annähernd identische Ergebnisse.

Nach Korrektur der Meßwerte mit der Kontinuumakzeptanz  $\eta_K$  und Skalierung der Kontinuumsdaten auf die Schwerpunktsenergie und Luminosität der  $\Upsilon(4S)$ -Daten ergeben sich die in der Abbildung 4.44 gezeigten  $x_p$ -Spektren. Im Bereich großer  $D^{*+}$ -Impulse stimmen die Spektren aus beiden Datenmengen überein, während sich bei kleinen Impulsen der Beitrag von  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen deutlich abzeichnet. Um das Kontinuumspektrum präziser bestimmen

zu können, wurden im Bereich  $x_p > 0.55$ , d.h. oberhalb der kinematischen Schwelle für  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen, die  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten zusammengefaßt und noch einmal in der oben beschriebenen Weise Anpassungsrechnungen durchgeführt. Deren Ergebnisse können ebenfalls der Tabelle 4.9 entnommen werden.

Wie bereits im Fall der  $D^0$ - und  $D^-$ -Mesonen geschehen, soll auch hier bei der Subtraktion des Kontinuumanteils im Spektrum der  $\Upsilon(4S)$ -Daten eine Fragmentationsfunktion verwendet werden, um die großen statistischen Schwankungen im Spektrum der Kontinuumsdaten bei kleinen  $x_p$ -Werten auszugleichen. Vor dem Anpassen der Fragmentationsfunktionen an das Kontinuumspektrum wurden die in den einzelnen  $x_p$ -Intervallen gemessenen  $D^{*+}$ -Raten auf die Schwerpunktsenergie und Luminosität der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge skaliert und mit der Kontinuumakzeptanz  $\eta_K$  korrigiert. Dann wurde die PETERSON- bzw. LUND-Fragmentationsfunktion angepaßt (verg! Kap. 3.5), wobei sich die in Tabelle 4.10 angegebenen Werte für ihre Parameter ergaben. Auch in diesem Fall konnte die LUND-Funktion das gemessene Impulsspektrum am

Funktion	Parameter	$\chi^2 / \text{FG}$
PETERSON	$\epsilon = 0.10 \pm 0.01$	1.2
LUND	$\alpha = 1.50 \pm 0.23, \beta = (0.93 \pm 0.15) \text{ e}^4 \text{ GeV}^{-2}$	0.5

Tabelle 4.10: Parameter der Fragmentationsfunktionen beim  $D^{*+}$ -Impulsspektrum (FG = Freiheitsgrad)

besten beschreiben. Deshalb wurde sie bei der späteren Kontinuumsabstraktion verwendet. Die Abbildung 4.45 zeigt das akzeptanzkorrigierte  $D^{*+}$ - $x_p$ -Spektrum in ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ )-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$  und die beiden beschriebenen Fragmentationsfunktionen.

Die 'korrigierten' Kontinuum- $D^{*+}$ -Raten folgen aus der Integration der LUND-Funktion über die Bereiche der einzelnen  $x_p$ -Intervalle, ihre Fehler werden mit der Kovarianzmatrix der Parameter der Funktion berechnet. Diese bei der folgenden Kontinuumsabstraktion verwendeten Werte ( $n_{D^{*+}}^{LUND} \pm \sigma$ ) werden zusammen mit den gemessenen  $D^{*+}$ -Raten in der Tabelle 4.11 aufgeführt. Das Integral der Fragmentationsfunktion über den gesamten  $x_p$ -Bereich mißt das Produkt  $\sigma_{D^{*+}} \cdot BR_{D^*} \cdot BR_{D^0}$  aus dem Produktionswirkungsquerschnitt für  $D^{*+}$ -Mesonen und den Verzweungsverhältnissen der betrachteten  $D^{*+}$ - bzw.  $D^0$ -Zerfälle:

$$\begin{aligned} \sigma_{D^{*+}}(10.58 \text{ GeV}) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) &= (0.0140 \pm 0.0014) \text{ nb} \\ \sigma_{D^0}(10.58 \text{ GeV}) &= (0.59 \pm 0.06 \pm 0.10) \text{ nb}^1 \end{aligned}$$

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurden die vom MARK III - Experiment gemessenen  $D$ -Verzweungsverhältnisse benutzt:

$$\begin{aligned} BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) &= 0.042 \pm 0.004 \pm 0.004 \quad [49] \\ BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) &= 0.57 \pm 0.04 \pm 0.04 \quad [60] \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Der erste Fehler bezeichnet die kombinierte statistische und systematische Unsicherheit der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit der  $D$ -Verzweungsverhältnisse.

<sup>1</sup>kombinierte  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten

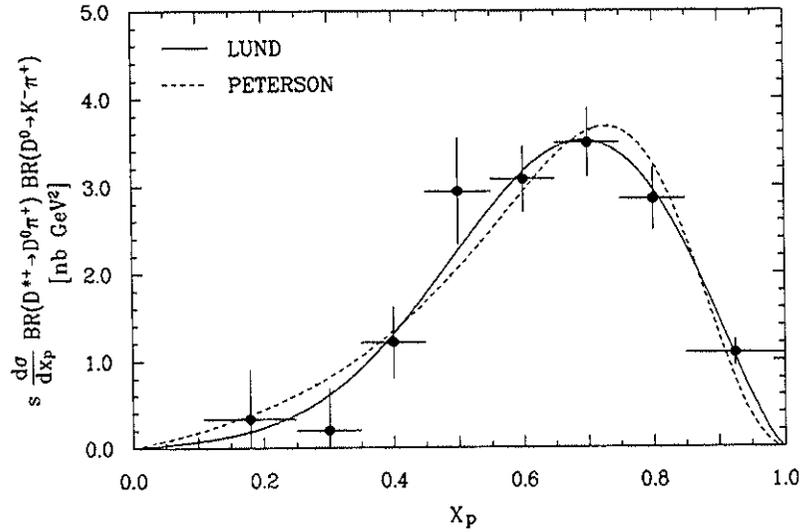


Abbildung 4.45: Das Kontinuum- $D^{*+}$ - $x_p$ -Spektrum bei  $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$

$x_p$	$n_{D^{*+}} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$ (akzeptanzkorrigiert)	$s \cdot \frac{d\sigma}{dx_p} \pm \sigma_{ARGUS} \pm \sigma_{BR}^1$ [nb · GeV <sup>2</sup> ]	$n_{D^{*+}}^{LUND} \pm \sigma$
0.0 – 0.11			$3 \pm 2$
0.11 – 0.25	$38 \pm 66 \pm 6$	$14 \pm 24 \pm 2$	$24 \pm 10$
0.25 – 0.35	$16 \pm 38 \pm 12$	$8 \pm 21 \pm 1$	$51 \pm 15$
0.35 – 0.45	$100 \pm 32 \pm 10$	$51 \pm 17 \pm 9$	$109 \pm 21$
0.45 – 0.55	$242 \pm 45 \pm 20$	$123 \pm 26 \pm 21$	$187 \pm 21$
0.55 – 0.65	$254 \pm 22 \pm 18$	$129 \pm 16 \pm 22$	$259 \pm 18$
0.65 – 0.75	$288 \pm 20 \pm 21$	$146 \pm 16 \pm 24$	$287 \pm 19$
0.75 – 0.85	$235 \pm 20 \pm 18$	$119 \pm 15 \pm 20$	$241 \pm 16$
0.85 – 1.0	$134 \pm 15 \pm 10$	$46 \pm 6 \pm 8$	$132 \pm 20$

Tabelle 4.11: Das  $D^{*+}$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen ( $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ )

<sup>1</sup> Der erste Fehler ist der kombinierte statistische und systematische Fehler der Messung, der zweite Fehler folgt aus der Unsicherheit der  $D$ -Verzweigungsverhältnisse.

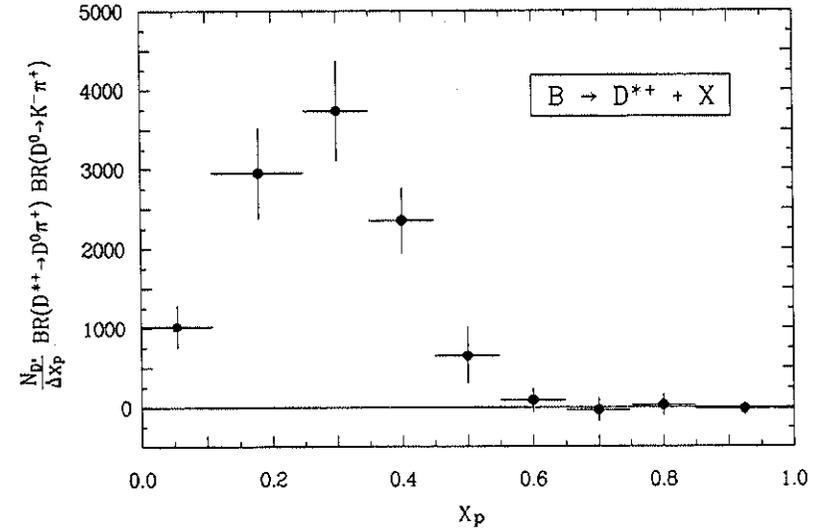


Abbildung 4.46: Das  $x_p$ -Spektrum beim Zerfall  $B \rightarrow D^{*+} + X$

Der Datenpunkt im Intervall  $0.0 \leq x_p < 0.11$  folgt aus der Extrapolation des gemessenen  $D^{*+}$ -Spektrums mit Hilfe des  $D^0$ -Spektrums (siehe Text)

Die CLEO-Kollaboration findet bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$  einen etwas größeren Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{D^{*+}} \cdot BR_{D^{*+}} \cdot BR_{D^0} = (0.0170 \pm 0.0015 \pm 0.0014) \text{ nb}$  [52]. Beide Werte sind aber innerhalb der angegebenen Fehler miteinander verträglich.

Die Subtraktion des Kontinuum- $D^{*+}$ -Spektrums von dem in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten gemessenen Spektrum wurde in der im Kapitel 3.3 beschriebenen Weise durchgeführt. Das resultierende  $x_p$ -Spektrum von  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen zeigt die Abbildung 4.46, die dazugehörigen  $D^{*+}$ -Raten können der Tabelle 4.12 entnommen werden.

Die  $D^{*+}$ -Rate für  $x_p$ -Werte unterhalb von 0.11 wurde aus der gemessenen inklusiven Rate von  $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen abgeleitet (siehe Kap. 4.1.6):

$$N_{D^{*+}}(x_p < 0.11) = N_{D^{*+}}(x_p > 0.11) \cdot \frac{N_{D^0}(x_p < 0.11)}{N_{D^0}(x_p > 0.11)} \quad (4.9)$$

Dabei wird zwar vernachlässigt, daß sich die  $x_p$ -Spektrums von direkt erzeugten  $D^0$ -Mesonen und von solchen aus  $D^{*+}$ - und  $D^{*0}$ -Zerfällen unterscheiden können. Dies sollte jedoch keinen merklichen Einfluß auf das Resultat von (4.9) haben, da der Anteil von direkt erzeugten  $D^0$ -Mesonen mit  $(16 \pm 12)\%$  gering ist (vergl. Kap. 6). Aus dem inklusiven  $D^0$ -Spektrum (Tabelle 4.4) berechnet man

$$\frac{N_{D^0}(x_p < 0.11)}{N_{D^0}(x_p > 0.11)} = 0.102 \pm 0.023, \quad (4.10)$$

wobei nur die statistischen Fehler der  $D^0$ -Raten berücksichtigt wurden. Aus der Kombination des Fehlers von (4.10) mit dem statistischen Fehler von  $N_{D^{*+}}(x_p > 0.11)$  folgt der statistische

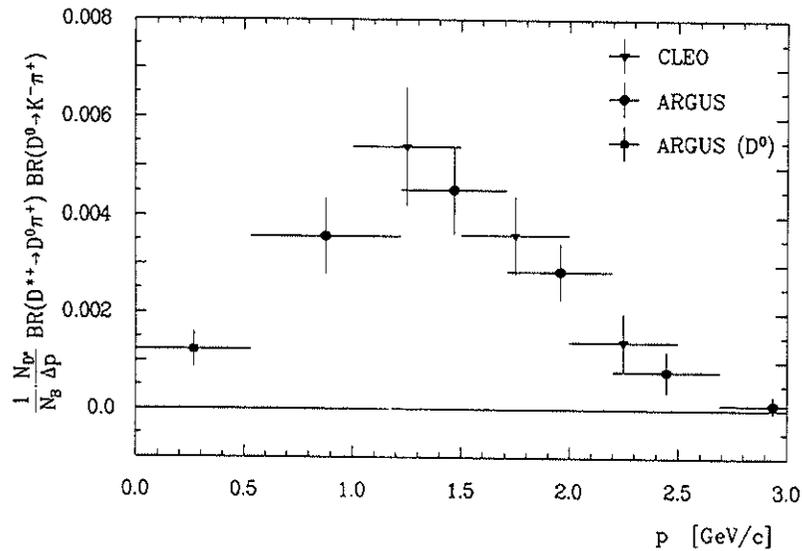


Abbildung 4.47: Das Impulsspektrum von  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit der Messung des CLEO-Experiments [56])

$x_p$	$p$ [GeV/c]	$N_{D^{*+}} \cdot BR_{D^{*+}} \cdot BR_{D^0}$ $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$	$\frac{BR_{D^{*+}} \cdot BR_{D^0}}{N_B} \cdot \frac{N_{D^{*+}}}{\Delta p}$ [ $\times 10^3$ ] $\pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$
0.0 – 0.11	0.0 – 0.53	$111 \pm 27 \pm 13$ <sup>1</sup>	$1.23 \pm 0.30 \pm 0.19$ <sup>1</sup>
0.11 – 0.25	0.53 – 1.22	$416 \pm 61 \pm 54$	$3.57 \pm 0.52 \pm 0.59$
0.25 – 0.35	1.22 – 1.71	$374 \pm 43 \pm 46$	$4.52 \pm 0.52 \pm 0.73$
0.35 – 0.45	1.71 – 2.20	$236 \pm 37 \pm 18$	$2.85 \pm 0.45 \pm 0.37$
0.45 – 0.55	2.20 – 2.69	$65 \pm 35 \pm 5$	$0.79 \pm 0.43 \pm 0.10$
0.55 – 0.65	2.69 – 3.18	$9 \pm 15 \pm 0$	$0.11 \pm 0.18 \pm 0.01$
0.65 – 0.75	3.18 – 3.67	$-3 \pm 15 \pm 0$	$-0.04 \pm 0.18 \pm 0.0$
0.75 – 0.85	3.67 – 4.16	$3 \pm 14 \pm 0$	$0.03 \pm 0.17 \pm 0.0$
0.85 – 1.0	4.16 – 4.89	$-3 \pm 13 \pm 0$	$-0.02 \pm 0.10 \pm 0.0$

Tabelle 4.12: Das  $D^{*+}$ -Impulsspektrum in Zerfällen von B-Mesonen  
(<sup>1</sup> Dieser Wert wurde aus dem inklusiven  $D^0$ -Impulsspektrum abgeleitet.)

Fehler von  $N_{D^{*+}}(x_p = 0.11)$ . Der relative systematische Fehler von  $N_{D^{*+}}(x_p = 0.11)$  entspricht dem von  $N_{D^{*+}}(x_p = 0.11)$ .

Summiert man die gemessenen  $D^{*+}$ -Raten bis zum  $x_p$ -Wert 0.55 und dividiert durch die Anzahl der B-Mesonen, so folgt das Produkt der Verzweigungsverhältnisse

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = 0.0071 \pm 0.0006 \pm 0.0012^1$$

Die statistischen Fehler der  $D^{*+}$ -Raten wurden dabei quadratisch addiert, die systematischen Fehler linear. Die Kontinuumsabtraktion wurde noch einmal direkt mit den gemessenen Kontinuum- $D^{*+}$ -Raten durchgeführt. Daraus resultierte eine um 2.5% kleinere Zahl von  $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen. Dies wird im systematischen Fehler des angegebenen Verzweigungsverhältnisses berücksichtigt.

Das CLEO-Experiment hat ebenfalls die  $D^{*+}$ -Produktion in B-Zerfällen gemessen und findet für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse den Wert  $0.0073 \pm 0.0012 \pm 0.0007$  [56]. Beide Messungen stimmen sehr gut überein. In der Abbildung 4.47 werden die beiden Impulsspektren gegenübergestellt. Die Übereinstimmung in der Form ist ebenfalls zufriedenstellend. In dieser Analyse konnte im Vergleich mit der Messung von CLEO die  $D^{*+}$ -Produktion bis zu kleineren Impulsen direkt gemessen werden.

Wenn man wieder die vom MARK III Experiment gemessenen D-Verzweigungsverhältnisse [49.60] verwendet, erhält man schließlich für das inklusive Verzweigungsverhältnis den Wert

$$BR(B \rightarrow D^{*+} X) = 0.297 \pm 0.051 \pm 0.050^2$$

<sup>1</sup> Der erste Fehler bezeichnet die statistische Unsicherheit, der zweite die systematische Unsicherheit.

<sup>2</sup> Der erste Fehler bezeichnet den kombinierten statistischen und systematischen Fehler der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit der D-Verzweigungsverhältnisse

## Kapitel 5

# Die Charm-Bilanz in B-Zerfällen und $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen

Aus der bisherigen Kenntnis der Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix folgt, daß sich *b-Quarks* in ihren schwachen Zerfällen vorwiegend in *c-Quarks* umwandeln (Kapitel 1.1). Außerdem werden  $\bar{c}$ -Quarks gebildet, wenn das  $W^-$ -Boson aus dem *b*-Zerfall in ein  $(\bar{c}s)$ -Paar übergeht. Dies sollte bei ungefähr 20 % der *b*-Zerfälle auftreten. Wenn man einmal annimmt, daß das *b*-Quark ausschließlich über das *c*-Quark zerfällt, würde man also im Mittel 1.2 *c*-Quarks pro *b*-Zerfall erwarten.

Man kann die Häufigkeit der *c*-Quarks messen, indem man einfach zählt, wie oft in den Zerfällen von *B*-Mesonen Teilchen entstehen, die *c*-Quarks enthalten. Wenn die Möglichkeit dazu besteht, werden diese Hadronen zuerst in leichtere Charm-Hadronen zerfallen, bis letztlich das *c*-Quark selbst schwach zerfällt oder im Falle eines  $(c\bar{c})$ -Zustandes dessen Annihilation stattfindet. Zum Zeitpunkt seines Zerfalls kann das *c*-Quark in einem der folgenden Hadronen gebunden sein:

Quarkinhalt	Hadron
$(c\bar{d})$	$D^+$
$(c\bar{u})$	$D^0$
$(c\bar{s})$	$D_s^+$
$(c\bar{c})$	$\eta_c, J/\Psi, \chi_1, \Psi'$
$(cqq)$	Charm-Baryon

Es ist zu erwarten, daß die *D*-Mesonen einen großen Anteil an den Charm-Teilchen in *B*-Zerfällen darstellen. In früheren Untersuchungen wurden bereits die Produktionsraten von  $D_s^+$ - und  $J/\Psi$ -Mesonen und Charm-Baryonen in *B*-Zerfällen gemessen. Alle Messungen sollen hier zusammengefaßt werden, wobei gleichzeitig die Resultate des ARGUS-Experiments mit denen des CLEO-Experiments verglichen werden.

Zugleich soll geprüft werden, ob die gemessene Produktionsrate von Charm-Teilchen in *Kontinuum-Ereignissen* mit dem erwarteten Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  übereinstimmt. Dies stellt auch einen globalen Test für die verschiedenen Verzweigungsverhältnisse dar, die bei der Berechnung der Produktionsraten der Charm-Mesonen verwendet werden. Im folgenden wird näher darauf eingegangen werden, mit welcher Unsicherheit die genannten Verzweigungsverhältnisse behaftet sind.

Der hadronische Wirkungsquerschnitt im Kontinuum wurde bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$  zu  $(3.33 \pm 0.05 \pm 0.21) \text{ nb}$  bestimmt [61]. Man erwartet für masselose Quarks,

daß der Anteil des  $(c\bar{c})$ -Wirkungsquerschnitts gegeben ist durch:

$$f_{c\bar{c}} = \frac{q_c^2}{\sum_{i=u,d,s,c} q_i^2} = 0.4 \quad (5.1)$$

mit  $q_i$  = Ladung des *i*-Quarks in Einheiten der Elementarladung.

Wenn berücksichtigt wird, daß Strahlungsprozesse der elektromagnetischen (*QED*) und starken (*QCD*) Wechselwirkung von der Quarkmasse abhängen, ergibt sich für  $f_{c\bar{c}}$  der Wert  $0.36 \pm 0.03$  [62]. Dann ist der erwartete Wirkungsquerschnitt für die Produktion von *c*-Quarks:

$$\begin{aligned} \sigma_c(10.55 \text{ GeV}) &= 2 \cdot \sigma_{c\bar{c}} \\ &= 2 \cdot f_{c\bar{c}} \cdot \sigma_K \\ &= (2.40 \pm 0.04 \pm 0.26) \text{ nb} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Alle im folgenden angegebenen Wirkungsquerschnitte für Produktion von Teilchen in Kontinuum-Ereignissen beziehen sich auf die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$ .

### Die Produktion von $D_s^+$ -Mesonen

Die Experimente CLEO [52] und ARGUS [63] haben die Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in Kontinuum-Ereignissen gemessen, wobei die Mesonen über ihren Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$  nachgewiesen wurden. Die Ergebnisse für das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_D$ , und dem Verzweigungsverhältnis des betrachteten Zerfallskanals werden in Tabelle 5.1 angegeben. Es

Kontinuum (10.55 GeV)	$\sigma_{D_s} \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+)$	ARGUS	CLEO
		$(7.2 \pm 0.7 \pm 1.2) \text{ pb}$	$(7.2 \pm 1.9 \pm 1.0) \text{ pb}$
$B \rightarrow D_s^+ + X$	$BR(B \rightarrow D_s^+ + X)$	$0.0031 \pm 0.0006 \pm 0.0004$	$0.0038 \pm 0.0010$
	$\cdot BR(D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+)$		
	$BR(B \rightarrow D_s^+ + X)^1$	$0.155 \pm 0.036 \pm 0.031$	$0.190 \pm 0.050 \pm 0.038$

Tabelle 5.1: Die Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in Kontinuum-Ereignissen und *B*-Zerfällen

existiert bisher keine direkte Messung für das Verzweigungsverhältnis. Man kann es jedoch folgendermaßen abschätzen: In einem  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ -Ereignis kann ein  $D_s^+$ -Meson entstehen, wenn bei der Fragmentation der primären Quarks ein  $(s\bar{s})$ -Paar aus dem Vakuum erzeugt wird und sich z.B. das  $\bar{s}$ -Quark mit dem *c*-Quark verbindet. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines  $(s\bar{s})$ -Paares aus dem Vakuum wird üblicherweise zu 15 % angenommen. Damit beträgt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_D$ , also 15 % des Charm-Wirkungsquerschnitts  $\sigma_c$ :

$$\sigma_{D_s} = (0.36 \pm 0.01 \pm 0.04) \text{ nb} \quad (5.3)$$

Setzt man diesen Wert in das gemessene Produkt  $\sigma_{D_s} \cdot BR$  ein, so folgt daraus das Verzweigungsverhältnis

$$BR(D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+) = 0.020 \pm 0.004 \quad (5.4)$$

<sup>1</sup> Der erste Fehler ist der kombinierte statistische und systematische Fehler der Messung, der zweite Fehler folgt aus der Unsicherheit des  $D_s^+$ -Verzweigungsverhältnisses.

Die beiden Experimente haben ebenso die Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in B-Zerfällen gemessen und fanden die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte für  $BR(B \rightarrow D_s^+ + X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+)$  [64,65]. Unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses (5.4) ergeben sich für das Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^+ + X)$  die ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführten Werte.

### Die Produktion von $J/\Psi$ -Mesonen

Während  $J/\Psi$ -Mesonen, bei denen es sich um gebundene  $(c\bar{c})$ -Zustände handelt, bisher nicht in der nichtresonanten  $e^+e^-$ -Annihilation beobachtet werden, wurden sie von den Experimenten CLEO [66] und ARGUS [67] in Zerfällen von B-Mesonen nachgewiesen. Die Ergebnisse werden in der Tabelle 5.2 gezeigt. Man stellt sich vor, daß ein  $(c\bar{c})$ -Zustand gebildet wird, indem das

	ARGUS	CLEO
$BR(B \rightarrow J/\Psi + X)$	$0.0107 \pm 0.0016 \pm 0.0019$	$0.0109 \pm 0.0016 \pm 0.0021$
$BR(B \rightarrow (c\bar{c})_{res} + X)$	$0.0187 \pm 0.0028 \pm 0.0033$	$0.0191 \pm 0.0028 \pm 0.0037$

Tabelle 5.2: Die Produktion von  $J/\Psi$ -Mesonen in B-Zerfällen

$W^-$ -Boson aus dem  $b$ -Zerfall an ein  $(\bar{c}s)$ -Paar koppelt und sich das  $\bar{c}$ -Quark mit dem  $c$ -Quark aus dem  $b$ -Zerfall verbindet, wobei sich die beiden Quarks in einem Farb-Singulett-Zustand befinden müssen.

Das  $(c\bar{c})$ -System kann in verschiedenen Zuständen vorliegen, deren relative Häufigkeit wie folgt abgeschätzt wird [68]:

$$\eta_c : J/\Psi : \chi_1 : \Psi' \approx 0.57 : 1 : 0.27 : 0.31$$

Wenn man die Übergänge vom  $\chi_1$  und  $\Psi'$  zum  $J/\Psi$  berücksichtigt [1], kann man aus der gemessenen  $J/\Psi$ -Produktionsrate auf die totale Produktion von  $(c\bar{c})$ -Zuständen schließen. Die  $J/\Psi$ -Rate muß hierzu mit dem Faktor  $(1.75 \pm 0.03)$  multipliziert werden (Tab. 5.2).

### Die Produktion von $\Lambda_c$ -Baryonen

Beim Zerfall eines B-Mesons in ein Baryon-Antibaryon-Paar erwartet man im Falle des  $(b \rightarrow c)$ -Überganges in der Regel ein  $\Lambda_c$ -Baryon (Quarkinhalt  $cdu$ ) im Endzustand, während die Produktion von  $\Xi_c$ -Baryonen wegen ihres Strangeness-Inhalts unterdrückt sein sollte. Bisher wurden noch keine  $\Xi_c$ -Baryonen in B-Zerfällen beobachtet. Dagegen wurde die Produktion von  $\Lambda_c$ -Baryonen in B-Zerfällen vom Experiment ARGUS direkt gemessen [69], indem die Baryonen über ihren Zerfall  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  rekonstruiert wurden. Das Ergebnis für das Produkt  $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  findet sich in der Tabelle 5.3. Das Verzweigungsverhältnis  $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  ist nur ungenau bekannt: Das MARK II-Experiment hat einen Wert  $(2.2 \pm 1.0) \%$  gemessen [70], während die LEBC-EHS-Kollaboration eine untere Grenze von  $4.4 \%$  (90% CL) angibt [71].

Man kann den Wert des Verzweigungsverhältnisses abschätzen, indem man die ARGUS-Messung mit indirekten Messungen der Produktionsrate von Charm-Baryonen in B-Zerfällen verknüpft. Das CLEO-Experiment hat diese Rate mit Hilfe der Produktionsraten von Protonen,  $\Lambda$ -Baryonen und  $(p\bar{p})$ -Paaren bestimmt [72]. Es wurde angenommen, daß alle  $\Lambda$ -Baryonen aus Zerfällen von Charm-Baryonen stammen. Als Indiz für die Produktion von Charm-Baryonen

	ARGUS	CLEO
Kontinuum (10.55 GeV)	$\sigma_{\Lambda_c} \cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ $\sigma_{\Lambda_c}^{-1}$	$(8.4 \pm 1.1 \pm 0.9) pb$ $(0.22 \pm 0.04 \pm 0.12) nb$
$B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$	$BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ $\cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$	$0.082_{-0.016}^{+0.025}$ $0.0030 \pm 0.0012 \pm 0.0006$ $0.074 \pm 0.029$

Tabelle 5.3: Die Produktion von  $\Lambda_c$ -Baryonen in Kontinuum-Ereignissen und B-Zerfällen

wurde das Vorhandensein von  $(\Lambda I^+)$ -Korrelationen ( $I = e, \mu$ ) gewertet. Das Resultat steht ebenfalls in Tabelle 5.3.

Kürzlich hat auch das ARGUS-Experiment das inklusive Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von B-Mesonen in Charm-Baryonen gemessen [73], wobei im Gegensatz zur CLEO-Messung direkt die beobachtete Korrelation von Baryonen und Leptonen verwendet wurde. Es wurde hierbei keine Annahme über die Herkunft der  $\Lambda$ -Baryonen gemacht, sondern nur angenommen, daß alle baryonischen B-Zerfälle mit  $(b \rightarrow c)$ -Übergängen verknüpft sind und daß bei der Hadronisation Protonen und Neutronen gleich häufig auftreten. Damit ergab sich das inklusive Verzweigungsverhältnis

$$BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 0.082_{-0.016}^{+0.025} \quad (5.5)$$

Wenn man annimmt, daß in jedem B-Zerfall in ein Charm-Baryon ein  $\Lambda_c$  auftritt, berechnet man aus dem gewichteten Mittel der ARGUS- und CLEO-Messung und dem gemessenen Produkt  $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  das Verzweigungsverhältnis

$$BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 0.038 \pm 0.019 \quad (5.6)$$

$\Lambda_c$ -Baryonen wurden von beiden Experimenten in Kontinuum-Ereignissen gemessen [52,74]. Die Ergebnisse für das Produkt  $\sigma_c \cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  werden in Tabelle 5.3 aufgelistet. Mit dem Verzweigungsverhältnis (5.6) folgen die ebenfalls in der Tabelle angegebenen Produktionswirkungsquerschnitte.

### Die Charm-Bilanz

Es können jetzt die oben beschriebenen Produktionsraten von Charm-Mesonen und -Baryonen mit den in dieser Arbeit gemessenen Produktionsraten für D-Mesonen (siehe Kap. 4.1.6 und 4.2.5) zusammengefaßt werden. Für den Fall der Produktion in B-Zerfällen geschieht dies in der Tabelle 5.4. Die Produktionsrate von  $(c\bar{c})$ -Resonanzen wurde mit dem Faktor 2 multipliziert, weil hier jedes der beiden  $c$ -Quarks beim Vergleich mit der theoretischen Erwartung berücksichtigt werden muß. Damit ergibt sich als Zahl der im Mittel pro  $b$ -Zerfall erzeugten  $c$ -Quarks

$$N_{c+\bar{c}}(b) = 0.97 \pm 0.10 \pm 0.08 \quad (5.7)$$

Die CLEO-Ergebnisse liefern einen ähnlichen Wert (siehe Tab. 5.4).

<sup>1</sup>Der erste Fehler ist der kombinierte statistische und systematische Fehler der Messung, der zweite Fehler folgt aus der Unsicherheit des  $\Lambda_c$ -Verzweigungsverhältnisses.

	Verzweigungsverhältnis <sup>1</sup>	
	ARGUS	CLEO
$B \rightarrow D^0 + X$	$0.461 \pm 0.072 \pm 0.062$	$0.500 \pm 0.061 \pm 0.067$
$B \rightarrow D^+ + X$	$0.230 \pm 0.053 \pm 0.034$	$0.209 \pm 0.049 \pm 0.031$
$B \rightarrow D_s^+ + X$	$0.155 \pm 0.036 \pm 0.031$	$0.190 \pm 0.050 \pm 0.038$
$2 * B \rightarrow (c\bar{c})_{res} + X$	$0.038 \pm 0.006 \pm 0.006$	$0.038 \pm 0.006 \pm 0.008$
$B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$	$0.082^{+0.025}_{-0.018}$	$0.074 \pm 0.029$
Summe	$0.97 \pm 0.10 \pm 0.08$	$1.01 \pm 0.10 \pm 0.08$

Tabelle 5.4: Die Charm-Bilanz bei B-Zerfällen

	Wirkungsquerschnitt [nb] <sup>1</sup>	
	ARGUS	CLEO
$c^+e^- \rightarrow D^0 + X$	$1.05 \pm 0.11 \pm 0.14$	$1.24 \pm 0.15 \pm 0.17$
$c^+e^- \rightarrow D^+ + X$	$0.50 \pm 0.06 \pm 0.07$	$0.52 \pm 0.08 \pm 0.08$
$c^+e^- \rightarrow D_s^+ + X$	$0.36 \pm 0.01 \pm 0.04^2$	
$c^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ + X$	$0.22 \pm 0.04 \pm 0.12$	$0.36 \pm 0.11 \pm 0.18$
Summe	$2.13 \pm 0.13 \pm 0.20$	$2.48 \pm 0.20 \pm 0.26$

Tabelle 5.5: Die Charm-Bilanz in Kontinuum-Ereignissen ( $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$ )

Entsprechend werden die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte für Charm-Mesonen und -Baryonen in Kontinuum-Ereignissen und der daraus resultierende Charm-Wirkungsquerschnitt in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Der mit den experimentellen Unsicherheiten der Messungen gewichtete Mittelwert aus den Ergebnissen der beiden Experimente beträgt

$$\sigma_c = (2.23 \pm 0.11 \pm 0.22) \text{ nb} \quad (5.8)$$

Dies entspricht (93 ± 10) % des theoretisch erwarteten Wertes 2.40 nb (Gl. 5.2). Es besteht also eine gewisse Tendenz für ein geringes Charm-Defizit.

Die von ARGUS bzw. CLEO gemessenen Charm-Raten in B-Zerfällen betragen (81 ± 11) % bzw. (84 ± 11) % des maximal möglichen Wertes 1.2 (im Falle einer vernachlässigbar kleinen ( $b \rightarrow u$ )-Rate). Das Charm-Defizit ist bei den B-Zerfällen etwas größer als im Kontinuum. Die experimentellen Unsicherheiten sind allerdings sehr groß.

Wie gezeigt wurde, sind die Verzweigungsverhältnisse der verwendeten Charm-Zerfälle nicht genau bekannt. Insbesondere waren auch die Meßergebnisse der  $D$ -Verzweigungsverhältnisse in den letzten Jahren großen Schwankungen unterworfen [75,76,77,78,49]. Im Gegensatz zu den früheren Messungen ist die vom Experiment MARK III angewendete Methode unabhängig von Annahmen über den hadronischen Wirkungsquerschnitt auf der  $\Psi''$ -Resonanz und über den Anteil der  $\Psi''$ -Zerfälle in Paare von  $D$ -Mesonen.

<sup>1</sup>Der erste Fehler ist der Fehler der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit der verwendeten Verzweigungsverhältnisse.

<sup>2</sup>CLEO-Resultat

Man kann aus dem erwarteten Charm-Wirkungsquerschnitt (5.2) und den gemessenen Produktions-Wirkungsquerschnitten für Charm-Hadronen in Kontinuum-Ereignissen einen globalen Korrekturfaktor  $f_{BR}$  für die beteiligten Charm-Verzweigungsverhältnisse ableiten. Da die relativen Anteile der verschiedenen Charm-Hadronen in Kontinuum-Ereignissen und in  $B$ -Zerfällen in etwa gleich sind, können die inklusiven Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow c - \text{Hadron} + X)$  mit  $f_{BR}$  korrigiert werden. Hiervon ausgenommen sind  $BR(B \rightarrow (c\bar{c})_{res} + X)$ , da in Kontinuum-Ereignissen bisher keine  $(c\bar{c})$ -Resonanzen beobachtet wurden, und  $BR(B \rightarrow c - \text{Baryon} + X)$ , weil dieses Resultat ohne Annahmen über Verzweigungsverhältnisse zustande gekommen ist.

Der Ansatz für  $f_{BR}$  sieht dann wie folgt aus:

$$f_{BR} \cdot (\sigma_{D^0} + \sigma_{D^+} + \sigma_{D_s^+}) + \sigma_{\Lambda_c^+} = \sigma_c (\text{aus } \sigma_{had}) \quad (5.9)$$

Wenn die mit den experimentellen Unsicherheiten gewichteten Mittelwerte der Messungen von ARGUS und CLEO (Tab. 5.5) sowie  $\sigma_c$  aus (5.2) eingesetzt werden, ergibt dies:

$$f_{BR} = 1.09 \pm 0.14 \quad (5.10)$$

Bei der Unsicherheit von  $\sigma_{\Lambda_c^+}$  wurde hier zusätzlich der Anteil des Fehlers von  $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  berücksichtigt, der aus der Unsicherheit der Messung von  $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \cdot BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$  folgt.

Analog zu (5.9) erhält man den folgenden Ausdruck für die korrigierte mittlere Zahl  $\tilde{N}_{c+\bar{c}}$  von  $c$ - und  $\bar{c}$ -Quarks pro  $b$ -Zerfall:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{c+\bar{c}}(b) = f_{BR} \cdot [ & BR(B \rightarrow D^0 + X) + BR(B \rightarrow D^+ + X) + BR(B \rightarrow D_s^+ + X) ] \\ & + 2 * BR(B \rightarrow (c\bar{c})_{res} + X) + BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Mit  $f_{BR}$  aus (5.10) und den ARGUS-Resultaten aus Tabelle 5.4 folgt daraus

$$\tilde{N}_{c+\bar{c}}(b) = 1.04 \pm 0.11 \pm 0.08 \pm 0.12 \quad (5.12)$$

Hierbei stammt der dritte Fehler aus der Unsicherheit von  $f_{BR}$ .

Wie im Kapitel 1.3 gezeigt wurde, kann nun mit dem Wert  $\tilde{N}_{c+\bar{c}}$  das Verhältnis  $|V_{ub}| / |V_{cb}|$  der beiden Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix abgeschätzt werden:

$$\frac{|V_{ub}|^2}{|V_{cb}|^2} = \frac{4.78 - 3.92 \cdot \tilde{N}_{c+\bar{c}}}{7.55 \cdot \tilde{N}_{c+\bar{c}} - 1.96} \quad (5.13)$$

Setzt man den gefundenen Wert  $1.04 \pm 0.18$  ein, so ergibt dies

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.35^{+0.21}_{-0.35} \quad \text{bzw.} \quad \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.62 \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (5.14)$$

Hierzu sind zwei Anmerkungen angebracht:

1. Die Berechnung von  $|V_{ub}| / |V_{cb}|$  mit Gleichung (1.22) setzt voraus, daß der in Abbildung 1.5(a) auf Seite 13 gezeigte Zuschauer-Zerfall der dominierende Zerfallsprozess der B-Mesonen ist. Abweichungen von dieser Annahme werden nicht erwartet, sind jedoch nicht ausgeschlossen.
2. Die angegebene Unsicherheit in (5.14) berücksichtigt nur die experimentellen Unsicherheiten, nicht aber die theoretische Unsicherheit in (1.22).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Messung der inklusiven Charm-Produktion in  $B$ -Zerfällen die Dominanz von  $(b \rightarrow c)$ -Übergängen bestätigt. Die experimentellen Unsicherheiten sind allerdings noch zu groß, um damit eine signifikante Aussage über das Verhältnis  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  machen zu können. Hierfür wären unbedingt genauer gemessene Verzweungsverhältnisse der Charm-Zerfälle und auch eine größere Anzahl von registrierten  $B$ -Zerfällen erforderlich.

Die gefundene obere Grenze für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  ist schwächer als die mit anderen Methoden gewonnenen Werte (siehe Kap. 1.3). Die hier vorgestellte Methode zeichnet sich aber durch besonders geringe theoretische Unsicherheiten aus und dürfte in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurden die inklusiven Verzweungsverhältnisse für die Zerfälle von  $B$ -Mesonen in  $D^0$ -,  $D^+$ - und  $D^{*+}$ - Mesonen bestimmt<sup>1</sup>:

$$\begin{array}{l} BR(B \rightarrow D^0 + X) = 0.461 \pm 0.072 \pm 0.062 \\ BR(B \rightarrow D^+ + X) = 0.230 \pm 0.053 \pm 0.034 \\ BR(B \rightarrow D^{*+} + X) = 0.297 \pm 0.051 \pm 0.050 \end{array}$$

D.h. in rund 70 % aller  $B$ -Zerfälle entsteht ein  $D$ -Meson. Die Impulsspektren, die in Abbildung 6.1 gegenübergestellt werden, sind weich und damit in Einklang mit der gemessenen großen Teilchenmultiplizität bei  $B$ -Zerfällen.

Außerdem wurden die Impulsspektren der genannten  $D$ -Mesonen in Kontinuum-Ereignissen ( $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ) bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$  gemessen und unter Verwendung der *LUND*-Fragmentationsfunktion ihre Produktionswirkungsquerschnitte ermittelt<sup>1</sup>:

$$\begin{array}{l} \sigma_{D^0} = (1.05 \pm 0.11 \pm 0.14) \text{ nb} \\ \sigma_{D^+} = (0.50 \pm 0.06 \pm 0.07) \text{ nb} \\ \sigma_{D^{*+}} = (0.59 \pm 0.06 \pm 0.10) \text{ nb} \end{array}$$

Kombiniert man die Ergebnisse dieser Arbeit mit Resultaten für die Produktion anderer Charm-Hadronen in  $B$ -Zerfällen, so läßt sich daraus im Rahmen des Zuschauer-Modells folgender Wert für das Verhältnis der Elemente  $|V_{ub}|$  und  $|V_{cb}|$  der Kobayashi-Maskawa-Matrix ableiten:

$$\begin{array}{l} \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.35_{-0.35}^{+0.21} \\ \text{bzw. } \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} < 0.62 \text{ (90 \% C.L.)} \end{array}$$

Die große Unsicherheit dieses Wertes ist zu einem wesentlichen Teil auf Unsicherheiten der verwendeten Verzweungsverhältnisse bei den Charm-Hadronen zurückzuführen. Ein nicht zu vernachlässigender Beitrag von  $(b \rightarrow u)$ -Übergängen und anderen 'charmlösen' Zerfällen kann mittels der inklusiven Charm-Produktion in  $B$ -Zerfällen derzeit nicht ausgeschlossen werden.

<sup>1</sup>Der erste Fehler bezeichnet den kombinierten statistischen und systematischen Fehler der Messung, der zweite folgt aus der Unsicherheit der  $D$ -Verzweungsverhältnisse [49,60].

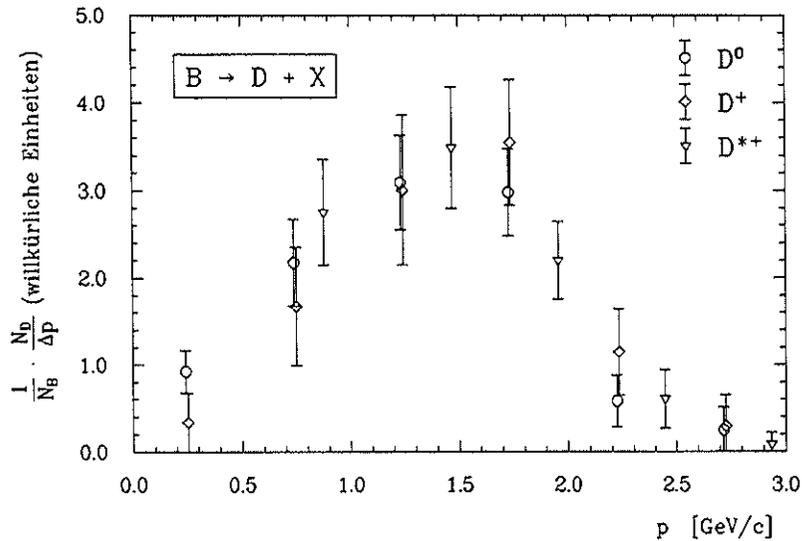


Abbildung 6.1: Die Impulsspektren von  $D^0$ -,  $D^+$ - und  $D^{*+}$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen

Die in dieser Arbeit gemessenen Verzweigungsverhältnisse ermöglichen die Berechnung weiterer Verzweigungsverhältnisse, die nicht unmittelbar gemessen werden können. Die Ableitung dieser Resultate wird im Anhang detailliert beschrieben. Es wird dabei angenommen, daß  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*0}$  und  $D^{*+}$  die einzigen  $D$ -Mesonen sind, die in  $B$ -Zerfällen produziert werden.

Man findet so für die inklusiven Verzweigungsverhältnisse von  $B$ -Mesonen in 'direkte'  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen, d.h. solche, die nicht aus Zerfällen von  $D^*$ -Mesonen stammen, die Werte

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X) &= 0.08 \pm 0.05 \\ BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X) &= 0.10 \pm 0.07 \end{aligned}$$

Bei der Herleitung des ersten Ergebnisses wurde angenommen, daß bei  $B$ -Zerfällen das Verhältnis von Pseudoskalarmesonen zu Vektormesonen bei neutralen bzw. geladenen  $D$ -Mesonen gleich ist:

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X)}{BR(B \rightarrow D^{*0} + X)} = \frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X)}{BR(B \rightarrow D^{*+} + X)} \quad (6.1)$$

Diese Annahme geht auch in die Berechnung der folgenden Werte ein. So beträgt das inklusive Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von  $B$ -Mesonen in  $D^{*0}$ -Mesonen

$$BR(B \rightarrow D^{*0} + X) = 0.22 \pm 0.08$$

und ist damit kleiner als das entsprechende Verzweigungsverhältnis für  $D^{*+}$ -Mesonen, jedoch innerhalb der Fehler mit diesem verträglich.

Das Verhältnis von Vektormesonen zu Pseudoskalarmesonen ist

$$\frac{BR(B \rightarrow D^{*+} + X) + BR(B \rightarrow D^{*0} + X)}{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X) + BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X)} = 2.9 \pm 2.4$$

und stimmt somit überein mit dem Wert 3, den man naiverweise aufgrund der Spinstatistik erwarten würde. Man darf allerdings die große experimentelle Unsicherheit des Resultates nicht außer acht lassen.

Mit dem letzten Ergebnis steht der Anteil der direkt produzierten  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen in Beziehung, für den sich der folgende Wert ergibt:

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X) + BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X)}{BR(B \rightarrow D^0 + X) + BR(B \rightarrow D^+ + X)} = 0.26 \pm 0.16$$

Der Anteil der direkt erzeugten  $D^+$ -Mesonen allein ist größer, da entsprechend der Annahmen neben den direkten  $D^+$ -Mesonen nur solche aus  $D^{*+}$ -Zerfällen auftreten:

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X)}{BR(B \rightarrow D^+ + X)} = 0.44 \pm 0.22$$

Da die  $D^{*0}$ -Mesonen ausschließlich über  $D^0$ -Mesonen zerfallen, erhält man für den Anteil der direkt erzeugten  $D^0$ -Mesonen einen kleineren Wert:

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X)}{BR(B \rightarrow D^0 + X)} = 0.16 \pm 0.12$$

Außerdem kann das Verhältnis  $\delta$  von neutralen zu geladenen  $D$ -Mesonen berechnet werden, wobei auf die Annahme (6.1) verzichtet werden kann:

$$\delta = \frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X) + BR(B \rightarrow D^{*0} + X)}{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X) + BR(B \rightarrow D^{*+} + X)} = 0.73 \pm 0.19$$

Wenn  $B$ -Mesonen ausschließlich in der durch den *Zuschauer*-Graph (Abb. 1.5(a) auf Seite 13) beschriebenen Weise zerfallen würden und das  $(c\bar{q})$ -System aus dem Charm-Quark und dem Zuschauer-Quark in ein einziges  $D$ -Meson hadronisieren würde, dann entstünden neutrale (geladene)  $D$ -Mesonen in Zerfällen von geladenen (neutralen)  $B$ -Mesonen. Würde die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit gleicher Wahrscheinlichkeit in ein Paar von neutralen bzw. geladenen  $B$ -Mesonen zerfallen, so wäre  $\delta = 1$ . Da die  $\bar{B}^0$ -Mesonen um etwa  $2 \text{ MeV}/c^2$  schwerer sind als die  $B^-$ -Mesonen [17], nimmt man an, daß das  $\Upsilon(4S)$  etwas häufiger in ein Paar geladener  $B$ -Mesonen zerfällt. Dies hätte nach der obigen Annahme einen Wert  $\delta > 1$  zur Folge.

Wenn andererseits das  $(c\bar{q})$ -System in ein  $D$ -Meson plus weitere leichte Mesonen hadronisieren würde, sollten sowohl beim  $\bar{B}^0$  als auch beim  $B^-$  gleich viele neutrale und geladene  $D$ -Mesonen entstehen. Dieser Prozeß hat also die Tendenz,  $\delta$  gegen den Wert 1 gehen zu lassen.

Wenn das  $W^-$ -Boson aus dem  $(b \rightarrow c, u)$ -Übergang an ein  $(\bar{c}s)$ -Paar koppelt, können bei dessen Hadronisation  $D$ -Mesonen entstehen, indem  $(u\bar{u})$ - bzw.  $(d\bar{d})$ -Paare aus dem Vakuum erzeugt werden. Dabei sollten mit gleicher Wahrscheinlichkeit neutrale und geladene  $D$ -Mesonen gebildet werden. Durch diesen Prozeß würde ein etwa vorhandener Unterschied in den Zahlen von neutralen und geladenen  $D$ -Mesonen aus dem *Zuschauer*-System nivelliert werden, so daß  $\delta$  wieder gegen 1 streben würde.

Beim  $\bar{B}^0$ -Meson ist ein Zerfall entsprechend dem *Austauschdiagramm* in Abbildung 1.5(b) denkbar, jedoch bisher noch nicht experimentell nachgewiesen worden. Bei der Hadronisation des  $(c\bar{u})$ -Systems sollten mit gleicher Wahrscheinlichkeit neutrale und geladene  $D$ -Mesonen entstehen. Dies würde gegenüber einer Situation, in der es nur den *Zuschauer*-Graph gibt, die Rate von neutralen  $D$ -Mesonen aus neutralen  $B$ -Mesonen erhöhen und somit  $\delta$  vergrößern.

Entsprechend ist beim  $B^-$ -Meson ein Zerfall denkbar, wie er durch das *Annihilationsdiagramm* in Abbildung 1.5(c) dargestellt wird. Auch diese Zerfallsart wurde noch nicht beobachtet. Wenn dann das  $W^-$ -Boson an ein  $(\bar{c}s)$ -Paar koppelt würden daraus gleich häufig neutrale und geladene  $D$ -Mesonen hervorgehen. Dadurch würde sich insgesamt die Rate von geladenen  $D$ -Mesonen aus geladenen  $B$ -Mesonen vergrößern. Dieser Prozeß hat also die Tendenz,  $\delta$  zu verkleinern. Allerdings vermutet man, daß der Annihilationsgraph durch das Matrixelement  $V_{ub}$  am  $(buW^-)$ -Vertex stark unterdrückt sein sollte.

Nach dem Gesagten würde man einen Wert  $\delta \geq 1$  erwarten. Die bisherigen Betrachtungen und auch die Berechnung von  $\delta$  aus den experimentellen Ergebnissen müßten allerdings revidiert werden, falls in den  $B$ -Zerfällen in nennenswerten Raten auch höher angeregte  $D$ -Mesonen ( $D^{*0}(2420), \dots$ ) erzeugt würden. Hierfür gibt es jedoch bisher keinen Hinweis. Die Abweichung des experimentellen  $\delta$ -Wertes von 1 ist mit 1.4 Standardabweichungen nicht signifikant. Alle in die Berechnung von  $\delta$  eingehenden Größen haben Unsicherheiten von mehr als 10%. Zur Klärung dieser Frage wie auch zur genaueren Bestimmung der Produktion von Charm-Teilchen in  $B$ -Zerfällen sind zum einen genauere Messungen ihrer Verzweungsverhältnisse erforderlich. Zum anderen benötigt man größere Datenmengen sowohl mit  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen als auch mit Kontinuumsereignissen. Dadurch würden sich natürlich die statistischen Fehler der Resultate verkleinern. Man würde aber auch eine Verringerung eines Teils der systematischen Unsicherheiten erreichen. Dies bleibt jedoch einer späteren Analyse vorbehalten.

## Anhang A

### Ableitung weiterer Ergebnisse aus den gemessenen $B \rightarrow D + X$ Raten

Mit den in dieser Arbeit gemessenen inklusiven Verzweungsverhältnissen  $BR(B \rightarrow D^0 + X)$ ,  $BR(B \rightarrow D^+ + X)$  und  $BR(B \rightarrow D^{*+} + X)$  kann eine Reihe weiterer Verzweungsverhältnisse für die Produktion von  $D$ -Mesonen in  $B$ -Zerfällen berechnet werden, die einer direkten Messung nicht ohne weiteres zugänglich sind. Die vorliegende Ableitung folgt dabei einer Abhandlung in [56]. Im weiteren Verlauf werden die gemessenen, akzeptanzkorrigierten Zahlen von  $D$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen sowie die Anzahl der  $B$ -Mesonen benötigt:

$$\begin{aligned} n^0 &= 3274 \pm 390 && : \text{Anzahl von } D^0\text{-Mesonen} \\ &&& \text{im Kanal } (K^-\pi^+) \\ n^+ &= 3539 \pm 730 && : \text{Anzahl von } D^+\text{-Mesonen} \\ &&& \text{im Kanal } (K^-\pi^+\pi^+) \\ n^{*+} &= 1202 \pm 170 && : \text{Anzahl von } D^{*+}\text{-Mesonen} \\ &&& \text{im Kanal } (K^-\pi^+\pi^+) \\ N_B &= 169000 \pm 17200 && : \text{Anzahl von } B\text{-Mesonen} \end{aligned}$$

Folgende Bezeichnungen und Zahlenwerte für die Verzweungsverhältnisse der  $D$ -Mesonen werden benutzt:

$$\begin{aligned} BR^0 &= BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) &= 0.042 \pm 0.004 \pm 0.004 & [49] \\ BR^+ &= BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) &= 0.091 \pm 0.013 \pm 0.004 & [49] \\ BR^* &= BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) &= 0.57 \pm 0.04 \pm 0.04 & [60] \\ BR(D^{*+} \rightarrow D^+(\pi^0 \text{ oder } \gamma)) &= 1 - BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) \\ BR(D^{*0} \rightarrow D^0(\pi^0 \text{ oder } \gamma)) &= 1 & [1] \end{aligned}$$

Es folgen einige weitere Definitionen:

$$\begin{aligned} N^0 &= \frac{n^0}{BR^0} && : \text{Anzahl von erzeugten } D^0\text{-Mesonen} \\ N^+ &= \frac{n^+}{BR^+} && : \text{Anzahl von erzeugten } D^+\text{-Mesonen} \\ N^{*+} &= \frac{n^{*+}}{BR^* \cdot BR^0} && : \text{Anzahl von erzeugten } D^{*+}\text{-Mesonen} \\ N^{*0} &&& : \text{Anzahl von erzeugten } D^{*0}\text{-Mesonen} \\ N_{dir}^0 &&& : \text{Anzahl von direkt produzierten } D^0\text{-Mesonen} \\ N_{dir}^+ &&& : \text{Anzahl von direkt produzierten } D^+\text{-Mesonen} \end{aligned}$$

Indirekt produzierte D-Mesonen:

$$\begin{aligned} N^0(D^{*+}) &= N^{*+} \cdot BR^* && : \text{Anzahl von } D^0\text{-Mesonen aus } D^{*+}\text{-Zerfällen} \\ N^0(D^{*0}) &= N^{*0} && : \text{Anzahl von } D^0\text{-Mesonen aus } D^{*0}\text{-Zerfällen} \\ &&& \text{(Das } D^{*0} \text{ zerfällt zu 100\% über das } D^0\text{)} \\ N^+(D^{*+}) &= N^{*+} \cdot (1 - BR^*) && : \text{Anzahl von } D^+\text{-Mesonen aus } D^{*+}\text{-Zerfällen} \end{aligned}$$

Es wird angenommen, daß keine anderen D-Mesonen außer  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$  und  $D^{*0}$ <sup>1</sup> in Zerfällen von B-Mesonen produziert werden. Dann setzt sich die Zahl der  $D^0$ -Mesonen folgendermaßen aus direkten und indirekten  $D^0$  zusammen:

$$\begin{aligned} N^0 &= N_{dir}^0 + N^0(D^{*0}) + N^0(D^{*+}) \\ &= N_{dir}^0 + N^{*0} + N^{*+} \cdot BR^* \end{aligned} \quad (A.1)$$

Entsprechend gilt bei den  $D^+$ -Mesonen:

$$\begin{aligned} N^+ &= N_{dir}^+ + N^+(D^{*+}) \\ &= N_{dir}^+ + N^{*+} \cdot (1 - BR^*) \end{aligned} \quad (A.2)$$

Aus (A.2) folgt sofort das inklusive Verzweungsverhältnis für direkt produzierte  $D^+$ -Mesonen

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X) &= \frac{N_{dir}^+}{N_B} \\ \text{mit } N_{dir}^+ &= \frac{n^+}{BR^+} - n^{*+} \cdot \frac{1 - BR^*}{BR^* \cdot BR^0} \end{aligned} \quad (A.3)$$

Einsetzen der Zahlenwerte ergibt

$$BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X) = 0.10 \pm 0.07$$

Der Anteil der direkt produzierten  $D^+$ -Mesonen ergibt sich aus der Division von (A.3) durch  $N^+$ :

$$\frac{N_{dir}^+}{N^+} = 1 - \frac{n^{*+}}{n^+} \cdot \frac{BR^+ \cdot (1 - BR^*)}{BR^* \cdot BR^0} \quad (A.4)$$

Damit berechnet man

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X)}{BR(B \rightarrow D^+ + X)} = 0.44 \pm 0.22$$

Als nächstes soll das Verhältnis  $\delta$  von neutralen zu geladenen D-Mesonen bestimmt werden:

$$\delta = \frac{N_{dir}^0 + N^{*0}}{N_{dir}^+ + N^{*+}} \quad (A.5)$$

Substitution von  $N_{dir}^0$  und  $N_{dir}^+$  entsprechend (A.1) und (A.2) führt auf den Ausdruck

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{N^0 - N^{*+} \cdot BR^*}{N^+ + N^{*+} \cdot BR^*} \\ &= \frac{n^0 - n^{*+}}{n^+ \cdot \frac{BR^0}{BR^+} + n^{*+}} \end{aligned} \quad (A.6)$$

Mit den angegebenen Zahlenwerten erhält man

$$\delta = 0.73 \pm 0.19$$

Einige weitere Größen können unter der Annahme berechnet werden, daß das Verhältnis von Pseudoskalar mesonen zu Vektormesonen bei den neutralen bzw. geladenen D-Mesonen gleich ist:

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X)}{BR(B \rightarrow D^{*0} + X)} = \frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^+ + X)}{BR(B \rightarrow D^{*+} + X)}$$

bzw.

$$\frac{N_{dir}^0}{N^{*0}} = \frac{N_{dir}^+}{N^{*+}} \quad (A.7)$$

Wenn die Gleichung (A.7) nach  $N^{*0}$  aufgelöst wird und dies in Gleichung (A.1) eingesetzt wird, ergibt sich folgender Ausdruck für  $N_{dir}^0$ :

$$N_{dir}^0 = \frac{N^0 - N^{*+} \cdot BR^*}{1 + \frac{N^{*+}}{N_{dir}^+}} \quad (A.8)$$

Mit  $N_{dir}^+$  aus Gleichung (A.3) führt dies auf

$$N_{dir}^0 = \frac{n^0 - n^{*+}}{BR^0} \cdot \frac{\xi - 1}{\xi} \quad (A.9)$$

$$\text{mit } \xi = BR^* \cdot \left(1 + \frac{n^+ \cdot BR^0}{n^{*+} \cdot BR^+}\right)$$

Setzt man wieder die angegebenen Zahlenwerte ein und dividiert durch die Zahl der B-Mesonen, so resultiert daraus das Verzweungsverhältnis

$$BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X) = 0.08 \pm 0.05$$

Die Mehrzahl der  $D^0$ -Mesonen wird demnach nicht direkt erzeugt, sondern stammt aus Zerfällen von  $D^*$ -Mesonen. Der Anteil von direkten  $D^0$  ist gegeben durch

$$\frac{N_{dir}^0}{N^0} = \frac{n^0 - n^{*+}}{n^0} \cdot \frac{\xi - 1}{\xi} \quad (A.10)$$

mit  $\xi$  wie in Gleichung (A.9).

Damit findet man für das Verhältnis den Wert

$$\frac{BR(B \rightarrow D_{dir}^0 + X)}{BR(B \rightarrow D^0 + X)} = 0.16 \pm 0.12$$

Als nächstes soll das inklusive Verzweungsverhältnis von B-Mesonen in neutrale  $D^*$ -Mesonen bestimmt werden. Hierzu wird die Gleichung (A.7) nach  $N^{*0}$  aufgelöst. Einsetzen von  $N_{dir}^+$  aus (A.3) und  $N_{dir}^0$  aus (A.9) führt auf den Ausdruck

$$N^{*0} = \frac{BR^+}{BR^0 \cdot BR^*} \cdot \frac{n^{*+} \cdot (n^0 - n^{*+})}{n^+ \cdot BR^0 + n^{*+} \cdot BR^+} \quad (A.11)$$

<sup>1</sup>Die Notation schließt die ladungskonjugierten Zustände mit ein

Damit errechnet man als Wert des Verzweigungsverhältnisses:

$$BR(B - D^{*0} + X) = 0.22 \pm 0.08$$

Als nächstes soll nun das Verhältnis  $\epsilon$  von Vektormesonen zu Pseudoskalar-mesonen bestimmt werden:

$$\epsilon = \frac{N^{*+} + N^{*0}}{N_{dir}^+ + N_{dir}^0} \quad (A.12)$$

Unter Verwendung der Annahme (A.7) reduziert sich dies auf den Ausdruck

$$\epsilon = \frac{N^{*+}}{N_{dir}^+} \quad (A.13)$$

Mit  $N_{dir}^+$  aus Gleichung (A.3) wird daraus:

$$\epsilon = \frac{n^{*+} \cdot BR^+}{n^{*+} \cdot BR^+ \cdot (BR^* - 1) + n^+ \cdot BR^* \cdot BR^0} \quad (A.14)$$

Einsetzen der Zahlenwerte führt dann auf das Resultat

$$\frac{BR(B - D^{*+} + X) + BR(B - D^{*0} + X)}{BR(B - D_{dir}^+ + X) + BR(B - D_{dir}^0 + X)} = 2.9 \pm 2.4$$

Zuletzt soll noch der Anteil  $\lambda$  der direkt produzierten  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen angegeben werden:

$$\lambda = \frac{N_{dir}^0 + N_{dir}^+}{N^0 + N^+} \quad (A.15)$$

Wenn  $N^0$  und  $N^+$  durch die Ausdrücke (A.1) und (A.2) ersetzt werden, findet man, daß  $\lambda$  mit  $\epsilon$  aus (A.12) über die Beziehung

$$\lambda = \frac{1}{\epsilon + 1} \quad (A.16)$$

verknüpft ist. Mit dem Wert  $(2.9 \pm 2.4)$  für  $\epsilon$  folgt dann

$$\frac{BR(B - D_{dir}^0 + X) + BR(B - D_{dir}^+ + X)}{BR(B - D^0 + X) + BR(B - D^+ + X)} = 0.26 \pm 0.16$$

## Die Mitglieder der ARGUS Kollaboration

Stand: März 1989

H. ALBRECHT, P. BÖCKMANN, R. GLÄSER, G. HARDER, A. KRÜGER, A. NIPPE,  
T. OEST, M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, W. SCHMIDT-PARZEFALL, H. SCHRÖDER,  
H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH

*DESY, Hamburg, Germany*

R. D. APPUHN, A. DRESCHER, C. HAST, G. HERRERA, D. KAMP, H. KOLANOSKI,  
A. LANGE, A. LINDNER, R. MANKEL, H. SCHECK, G. SCHWEDA, B. SPAAN,  
A. WALTHER, D. WEGENER

*Institut für Physik, Universität Dortmund, Germany*

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLMANN, H. WEGENER  
*Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany*

W. FUNK, J. C. GABRIEL, J. STIEWE, S. WERNER

*Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Germany*

W. HOFMANN, J. SPENGLER

*Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany*

C. E. K. CHARLESWORTH<sup>1</sup>, K. W. EDWARDS<sup>2</sup>, W. R. FRISKEN<sup>3</sup>, H. KAPITZA<sup>2</sup>,  
P. KRIEGER<sup>1</sup>, R. KUTSCHKE<sup>1</sup>, D. B. MACFARLANE<sup>4</sup>, K. W. MCLEAN<sup>4</sup>,  
A. W. NILSSON<sup>4</sup>, R. S. ORR<sup>1</sup>, J. A. PARSONS<sup>1</sup>, P. M. PATEL<sup>4</sup>, J. D. PRENTICE<sup>1</sup>,  
S. C. SEIDEL<sup>1</sup>, J. D. SWAIN<sup>1</sup>, G. TSIPOLITIS<sup>4</sup>, T.-S. YOON<sup>1</sup>

*Institute of Particle Physics, Canada*

S. BALL, R. DAVIS, N. KWAK

*University of Kansas, Lawrence, KS, USA*

T. RUF, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI

*Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, Germany*

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN, E. KRIŽNIČ, M. PLEŠKO

*Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia*

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON

*Institute of Physics, University of Lund, Sweden*

A. BABAEV, M. DANILOV, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN, I. GORELOV, V. LUBIMOV,  
A. ROSTOVTSSEV, A. SEMENOV, S. SEMENOV, V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO,  
V. TCHISTILIN, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV

*Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR*

R. CHILDERS, C. W. DARDEN

*University of South Carolina, Columbia, SC, USA*

<sup>1</sup> University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

<sup>2</sup> Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

<sup>3</sup> York University, Downsview, Ontario, Canada.

<sup>4</sup> McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die elementaren Fermionen	3
1.2	Die Eichbosonen	4
1.3	Die Massen der $\Upsilon(nS)$ -Zustände	9
1.4	Die Massen der $B$ -Mesonen	12
1.5	Die mittlere Teilchenmultiplizität in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	12
1.6	Partialbreiten für $b$ -Zerfälle im Zuschauermodell	15
1.7	Experimentelle Werte für $ V_{ub} / V_{cb} $ aus semileptonischen $B$ -Zerfällen	16
3.1	Die Zahl der Multi-Hadron-Ereignisse	34
3.2	Strahlungskorrekturen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien	36
4.1	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das $D^0$ -Signal	72
4.2	Parameter der Fragmentationsfunktionen beim $D^0$ -Impulsspektrum	74
4.3	Das $D^0$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen	75
4.4	Das $D^0$ -Impulsspektrum bei $B$ -Zerfällen	77
4.5	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das $D^+$ -Signal	89
4.6	Parameter der Fragmentationsfunktionen beim $D^+$ -Impulsspektrum	90
4.7	Das $D^+$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen	91
4.8	Das $D^+$ -Impulsspektrum bei $B$ -Zerfällen	92
4.9	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das $D^{*+}$ -Signal	101
4.10	Parameter der Fragmentationsfunktionen beim $D^{*+}$ -Impulsspektrum	102
4.11	Das $D^{*+}$ -Impulsspektrum in Kontinuum-Ereignissen	103
4.12	Das $D^{*+}$ -Impulsspektrum bei $B$ -Zerfällen	105
5.1	Die Produktion von $D_s^+$ -Mesonen	108
5.2	Die Produktion von $J/\Psi$ -Mesonen	109
5.3	Die Produktion von $\Lambda_c$ -Baryonen	110
5.4	Die Charm-Bilanz bei $B$ -Zerfällen	111
5.5	Die Charm-Bilanz in Kontinuum-Ereignissen	111

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die $\Upsilon$ -Resonanzen im visuellen hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$	8
1.2	Das Niveauschema der gemessenen $\Upsilon$ -Zustände	9
1.3	Feynman-Diagramme für Erzeugung und Zerfall von $\Upsilon$ -Resonanzen	10
1.4	Das Impulsspektrum von geladenen Teilchen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	11
1.5	Feynman-Diagramme für $B$ -Zerfälle	13
2.1	Der Speicherring DORIS II	19
2.2	Der Detektor ARGUS	21
3.1	Die Korrelation zwischen Energie-Impuls-Summe und Netto-Longitudinalimpuls	32
3.2	Die Korrelation zwischen der Multiplizität geladener Teilchen und der Photonmultiplizität	33
3.3	Die Verteilung der Energie-Impuls-Summe vor und nach der Multi-Hadron-Selektion	33
3.4	Feynman-Diagramme für nichtresonante $e^+e^-$ -Annihilation	36
3.5	Beispiel für die Beschreibung eines $D^0$ - $x_p$ -Spektrums durch die LUND-Fragmentationsfunktion (Monte-Carlo-Simulation)	44
3.6	Der spezifische Energieverlust ( $dE/dx$ ) geladener Teilchen	46
3.7	Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung	47
3.8	Das $K_S^0$ -Signal in der Verteilung der invarianten $(\pi^+\pi^-)$ -Masse	49
3.9	Die Likelihood-Werte $lh_\pi$ und $lh_K$ bei Pionen aus $K_S^0$ -Zerfällen in experimentellen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen	50
3.10	Das $D^{*+}$ -Signal in der Massendifferenz $(m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+))$ ohne Teilchenidentifikation bei der $D^0$ -Selektion	51
3.11	Die Likelihood-Werte $lh_K$ und $lh_\pi$ bei Kaonen aus $D^0$ -Zerfällen in experimentellen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen	52
4.1	Das $D^0$ -Signal in der Verteilung der invarianten $(K^-\pi^+)$ -Masse	56
4.2	Die Verteilung des Winkels $\theta_K$ bei $D^0$ -Zerfällen	56
4.3	Die Reduktion des Untergrundes unter dem $D^0$ -Signal durch den $\cos(\theta_K)$ -Schnitt	57
4.4	Die Verteilung der invarianten $(K^-\pi^+)$ -Masse bei Impulsen unterhalb von 2.5 GeV/c	58
4.5	Die Verteilung der invarianten $(K^-\pi^+)$ -Masse bei Impulsen oberhalb von 2.5 GeV/c	58
4.6	Die invariante Masse von mißidentifizierten $K\pi$ -Kombinationen	59
4.7	Die Verteilung von $\cos(\theta_K)$ bei falsch identifizierten $(K\pi)$ -Kombinationen	60
4.8	Die Massendifferenz $\Delta m = m(K^-\pi^+\pi^+) - m(K^-\pi^+)$	61
4.9	Die Massendifferenz $\Delta m' = m(K^+\pi^-\pi^-) - m(K^+\pi^-)$	61
4.10	Das Verhältnis von mißidentifizierten zu korrekt identifizierten $D^0$ -Mesonen	62

4.11	Das Verhältnis von mißidentifizierten zu korrekt identifizierten $D^0$ -Mesonen (Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation) . . . . .	63
4.12	Die Reflexion vom Zerfall $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ . . . . .	65
4.13	Die Reflexion vom Zerfall $D^0 \rightarrow K^- K^+$ . . . . .	66
4.14	Die Verteilung der $(K\pi)$ -Masse bei der Reflexion von $D^0 \rightarrow K^- K^+$ . . . . .	67
4.15	Die Form der Reflexion von $D^0 \rightarrow K^- K^+$ . . . . .	67
4.16	Die Breite des $D^0$ -Signals . . . . .	68
4.17	Die $D^0$ -Akzeptanz bei B-Zerfällen . . . . .	69
4.18	Die $D^0$ -Akzeptanz bei Kontinuum-Ereignissen . . . . .	70
4.19	Beispiel für einen Fit an die $(K\pi)$ -Massenverteilung . . . . .	71
4.20	Die gemessenen $D^0$ - $x_p$ -Spektren . . . . .	73
4.21	Das Kontinuum- $D^0$ - $x_p$ -Spektrum bei $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$ . . . . .	75
4.22	Das $x_p$ -Spektrum beim Zerfall $B \rightarrow D^0 + X$ . . . . .	76
4.23	Das Impulsspektrum von $D^0$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit CLEO) . . . . .	77
4.24	Das $D^+$ -Signal in der Verteilung der invarianten $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Masse . . . . .	80
4.25	Die Verteilung des Winkels $\theta_K$ . . . . .	81
4.26	Die Reduktion des Untergrundes unter dem $D^+$ -Signal durch den $\cos(\theta_K)$ -Schnitt . . . . .	81
4.27	Die Verteilung der invarianten $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Masse bei Impulsen unterhalb von $2.5 \text{ GeV}/c$ . . . . .	82
4.28	Die Verteilung der invarianten $(K^- \pi^+ \pi^+)$ -Masse bei Impulsen oberhalb von $2.5 \text{ GeV}/c$ . . . . .	82
4.29	Die Breite des $D^+$ -Signals . . . . .	83
4.30	Die $D^+$ -Akzeptanz bei B-Zerfällen . . . . .	84
4.31	Die $D^+$ -Akzeptanz bei Kontinuum-Ereignissen . . . . .	85
4.32	Die Parametrisierung des Untergrundes unter dem $D^+$ -Signal . . . . .	86
4.33	Die gemessenen $D^+$ - $x_p$ -Spektren . . . . .	88
4.34	Das Kontinuum- $D^+$ - $x_p$ -Spektrum bei $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$ . . . . .	90
4.35	Das $x_p$ -Spektrum beim Zerfall $B \rightarrow D^+ + X$ . . . . .	92
4.36	Das Impulsspektrum von $D^+$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit CLEO) . . . . .	93
4.37	Das $D^{*+}$ -Signal in der Massendifferenz $m(K^- \pi^+ \pi^+) - m(K^- \pi^+)$ . . . . .	94
4.38	Das $D^{*+}$ -Signal in der Verteilung von $m(K^- \pi^+ \pi^+)$ . . . . .	95
4.39	Der Impuls des Pions $\pi_D^+$ aus dem $D^{*+}$ -Zerfall . . . . .	96
4.40	Das $D^{*+}$ -Signal bei Impulsen unterhalb von $2.7 \text{ GeV}/c$ . . . . .	97
4.41	Das $D^{*+}$ -Signal bei Impulsen oberhalb von $2.7 \text{ GeV}/c$ . . . . .	97
4.42	Die Breite des $D^{*+}$ -Signals . . . . .	98
4.43	Die $D^{*+}$ -Akzeptanz . . . . .	99
4.44	Die gemessenen $D^{*+}$ - $x_p$ -Spektren . . . . .	100
4.45	Das Kontinuum- $D^{*+}$ - $x_p$ -Spektrum bei $E_{CMS} = 10.58 \text{ GeV}$ . . . . .	103
4.46	Das $x_p$ -Spektrum beim Zerfall $B \rightarrow D^{*+} + X$ . . . . .	104
4.47	Das Impulsspektrum von $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen (Vergleich mit CLEO) . . . . .	105
6.1	Die Impulsspektren von $D^0$ , $D^+$ und $D^{*+}$ -Mesonen aus B-Zerfällen . . . . .	115

## Literaturverzeichnis

- [1] Particle Data Group, Phys. Lett. B 204 (1988) 1
- [2] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 192 (1987) 245
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264  
A. Salam, in *Proc. of the 8th Nobel Symposium*, Mai 1968, Hrsg.: N. Svartholm, Wiley 1968, S. 367
- [4] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1986
- [5] I.J. Aitchinson, A.J. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger LTD, Bristol, 1982
- [6] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132
- [7] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [8] E. Reya, Phys. Rep. 69 (1981) 195
- [9] E. Eichten et al., Phys. Rev. D17 (1978) 3090, Phys. Rev. D21 (1980) 203
- [10] W. Buchmüller, S. Cooper, MIT-LNS-159, März 1987
- [11] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
- [12] B. Gittelman, S. Stone, *B Meson Decay*, CLNS 87/81, Januar 1987
- [13] D. Besson et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 381
- [14] L. Lee-Franzini, in *Proc. of the 1987 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hamburg, 27.-31. Juli 1987, S. 139
- [15] S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 165  
G. Zweig, CERN-TH.401.402 (1964)  
J. Iizuka, Progr. Theor. Phys. Suppl. 37-38 (1966) 21
- [16] C. Bebek et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. D 36 (1987) 1289
- [17] H. Schröder, *Physics of B Mesons*, DESY 88-101, Juli 1988
- [18] M. Ito (CLEO Kollaboration), Dissertation (1986), Cornell Universität, unveröffentlicht

- [19] R. Rückl, Habilitationsschrift, Universität München, 1984
- [20] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B 187 (1981) 461
- [21] E.H. Thorndike, R.A. Poling (CLEO Kollaboration), Phys. Rep. 157 (1988) 183
- [22] C. Klopfenstein et al. (CUSB Kollaboration), Phys. Lett. B 130 (1983) 444
- [23] K.R. Schubert (ARGUS Kollaboration), in *Proceedings of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics*, Berkeley, California, 1986, S. 781
- [24] K. Wachs (CRYSTAL BALL Kollaboration), DESY 87-084, Juli 1987
- [25] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B 208 (1982) 365
- [26] M. Bauer et al., Z. Phys. C 34 (1987) 103
- [27] M.A. Shifman, in *Proc. of the Int. Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, 20.-23. Mai 1986, S. 199
- [28] G. Eilam, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1478
- [29] K. Wille, *DORIS II/III - A 5.8 GeV  $e^+e^-$  Storage Ring with High Luminosity*, DESY 81-047, 1981
- [30] H. Neseemann, in *Proc. of the Int. Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, 20.-23. Mai 1986, S. 419
- [31] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), *ARGUS: A Universal Detector at DORIS II*, Nucl. Instr. and Meth. A 275 (1989) 1
- [32] H. Albrecht, *ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)*, März 1985, unveröffentlicht
- [33] C.W. Hast, Diplomarbeit (1988), Universität Dortmund, unveröffentlicht
- [34] M. Dine, J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668  
K.G. Chetyrkin, A.L. Kataev, F.V. Tkachov, Phys. Lett. B 85 (1979) 277  
W. Celmaster, R.J. Gonsalves, Phys. Rev. Lett. 44 (1979) 560
- [35] A. Drescher, Dissertation (1987), Universität Dortmund, unveröffentlicht
- [36] U. Matthiesen, Dissertation (1987), Universität Dortmund, unveröffentlicht
- [37] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Annihilation*, LU-TP 85-10 (1985)
- [38] Die Modifikation des LUND-Ereignisgenerators zur Simulation von  $B$ -Zerfällen wurde von D.B. MacFarlane (ARGUS-Kollaboration) ausgeführt.
- [39] H. Gennow, SIMARG - *A Program to Simulate the ARGUS Detector*, Interner Bericht DESY F15-85-02, August 1985
- [40] T. Sjöstrand, International Journal of Modern Physics A 3 (1988) 751
- [41] W. Hofmann, in *Proc. of the 1987 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hamburg, 27.-31. Juli 1987, S. 671
- [42] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration): *Inclusive Production of Charged Pions, Kaons and Antiprotons in  $e^+e^-$  Annihilation at 10 GeV and in Direct Upsilon Decays*, Beitrag zur XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, München, 4.-10. August 1988
- [43] S. Bethke, Z. Phys. C - Particles and Fields 29 (1985) 175
- [44] C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 105
- [45] B. Andersson et al., Z. Phys. C - Particles and Fields 20 (1983) 317
- [46] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall (1952)
- [47] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255
- [48] R. Poling (CLEO Kollaboration), in *Proceedings of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics*, Berkeley, California, 1986, S. 768
- [49] J. Adler et al. (MARK III Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 89
- [50] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 199 (1987) 447
- [51] MINUTT, Computer Physics Communications 10 (1975) 343
- [52] D. Bortoletto et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. D 37 (1988) 1719
- [53] D. Hitlin, in *Proc. of the Int. Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, 20.-23. Mai 1986, S. 105
- [54] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 185 (1987) 218
- [55] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 215 (1988) 421
- [56] D. Bortoletto et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. D 35 (1987) 19
- [57] Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 569
- [58] J.C. Brient (MARK III Kollaboration), SLAC-PUB-4505, Vortrag bei der *Topological Conference at the 15th SLAC Summer Institute on Particle Physics*, Stanford, California, 10.-21. August 1987
- [59] G.J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1313
- [60] J. Adler et al. (MARK III Kollaboration), Phys. Lett. B 208 (1988) 152
- [61] R.D. Giles et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. D 29 (1984) 1285
- [62] T. Bowcock et al. (CLEO Kollaboration): *Investigation of  $D\bar{D}$  Correlations and the Total Charm Cross Section in Nonresonant  $e^+e^-$  Annihilations at  $\sqrt{s} = 10.5$  GeV*, Cornell Preprint, Sept. 1987
- [63] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 153 (1985) 343  
J. McKenna, Dissertation (1987), Universität Toronto, unveröffentlicht

- [64] P. Haas et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2781
- [65] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 187 (1987) 425
- [66] P. Haas et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1248  
M.S. Alam et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. D 34 (1986) 3279
- [67] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 162 (1985) 395  
H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 199 (1987) 451
- [68] J. Kühn et al., Z.Phys. C - Particles and Fields 5 (1980) 117  
J. Kühn, R. Rückl, Phys. Lett. B 135 (1984) 477
- [69] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 210 (1988) 263
- [70] G. Abrams et al. (MARK II Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 10
- [71] M. Aguilar-Benitez et al. (LEBC-EHS Kollaboration), Phys. Lett. B 199 (1987) 462
- [72] M.S. Alam et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 22
- [73] A.I. Golutvin (ARGUS Kollaboration), in *Proceedings of the XXIV Int. Conf. on High Energy Physics*, München, 4.-10. August 1988
- [74] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B 207 (1988) 109
- [75] I. Peruzzi et al. (LGW Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1301
- [76] R. H. Schindler et al. (MARK II Kollaboration), Phys. Rev. D 24 (1981) 78
- [77] R. M. Baltrusaitis et al. (MARK III Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2140
- [78] M. Aguilar-Benitez et al. (LEBC-EHS Kollaboration), Z. Phys. C - Particles and Fields 36 (1987) 559

## Danksagung

An der erfolgreichen Durchführung des ARGUS Experiments sind viele Personen beteiligt, die durch die Betreuung des Detektors, die Mitarbeit bei der Datennahme sowie die Aufbereitung der Daten die Grundlage auch dieser Arbeit geschaffen haben. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle meine Anerkennung aussprechen.

Ich danke Herrn Dr. W. Schmidt-Parzefall, daß er mir diese Analyse anvertraut hat, mich vielfach unterstützt hat und eine angenehme, auf der eigenen Motivation basierende Arbeitsatmosphäre geschaffen hat.

Mein weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Weber, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit innerhalb der ARGUS-Kollaboration durchzuführen.

Für viele hilfreiche Gespräche über physikalische und technische Fragen möchte ich mich besonders bei den Herren Dr. H. Albrecht, Dr. U. Binder, R. Gläser, Dr. H. Schröder und Dr. J. Spengler bedanken.