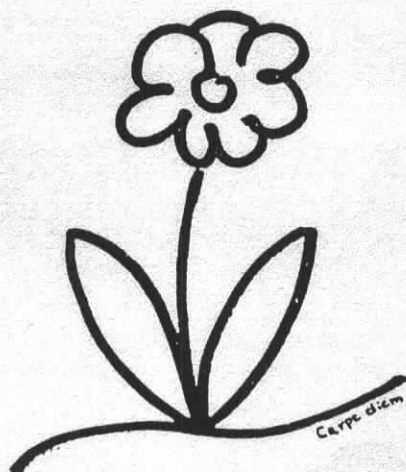


Interner Bericht  
DESY F15-93-02  
April 1993

Untersuchung der Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen  
in Zerfällen der  $B$  Mesonen mit dem  
ARGUS-Detektor und Bestimmung der  
schwachen Zerfallskonstante  $f_{D_s}$



von

M. Paulini

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		Library
Zugriff	24. MAI 1993	
Access		
Leihfrist		days
Loan period:		days

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

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

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

Untersuchung der Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen  
in Zerfällen der  $B$ -Mesonen  
mit dem ARGUS-Detektor und  
Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante  $f_{D_s}$

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen  
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von ✓  
Manfred Paulini  
aus Höchststadt a. d. Aisch

Tag der mündlichen Prüfung:	23. Feb. 1993
Vorsitzender der Promotionskommission:	Professor Dr. K. Brodersen
Erstberichterstatter:	Professor Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter:	Professor Dr. D. Wegener
Drittberichterstatter:	Professor Dr. K. Rith

„Original ideas are exceedingly rare  
and the most that philosophers have done  
in the course of time is to erect  
a new combination of them.”

(G. Sarton)

Meinen Eltern  
und  
dem freien Denken  
gewidmet.

## Zusammenfassung

Die Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen wurde in Zerfällen der  $B$ -Mesonen, wie auch in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen mit dem ARGUS-Detektor am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS bei DESY untersucht. Zusätzlich zur Messung der inklusiven  $D_s^+$ -Produktion in  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfällen, wurden alle acht Zweikörper-Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  mit Verzweigungsverhältnissen zwischen 1% und 3% gemessen. Durch Vergleich der inklusiven und exklusiven Ergebnisse mit Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ wurde für die Zerfallskonstante  $f_{D_s^{(*)}}$  ein Wert von  $(267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\% / BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$  durch Mittelung über  $D_s^+$ - und  $D_s^{*+}$ -Mesonen erhalten. Eine Bestimmung von  $f_{D_s^{(*)}}$  mittels des Modells von Bauer-Stech-Wirbel lieferte ein vergleichbares Resultat.

Weiterhin wurde eine Suche nach seltenen  $B$ -Zerfällen in  $D_s^+$ -Mesonen durchgeführt, die von  $b \rightarrow u$ -Übergängen,  $W$ -Austauschmoden,  $B^+$ -Annihilationsprozessen und von Zerfällen abstammen, bei denen das  $D_s^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex produziert wird. Es wurden obere Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle erhalten. Als erster Hinweis auf seltene hadronische  $B$ -Zerfälle ohne weiteren *charm* konnten  $(11.3 \pm 3.9)$  Ereignisse gefunden werden. Für das Verhältnis der CKM-Matrixelemente  $|V_{ub}/V_{cb}|$  konnte ein innerer Fehler mit 0.10 kompatibler Wert abgeschätzt werden. Aus einer zusätzlichen Untersuchung von  $D_s^+\ell^-$ -Korrelationen wurde eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^+\ell^- X) < 1.2\%$  (90% statistische Sicherheit) bestimmt.

## Abstract

The production of  $D_s^+$  mesons in  $B$  meson decays, and in  $q\bar{q}$  continuum events, has been studied with the ARGUS detector operating at the  $e^+e^-$  storage ring DORIS at DESY. In addition to the measurement of inclusive  $D_s^+$  production in  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  decays, all eight two-body decay modes  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  have been measured with branching ratios between 1% and 3%. By comparing the inclusive and exclusive results to predictions of “heavy quark effective theory”, a value of  $(267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\% / BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$  was obtained for the decay constant  $f_{D_s^{(*)}}$ , averaged over  $D_s^+$  and  $D_s^{*+}$  mesons. A determination of  $f_{D_s^{(*)}}$  with the model of Bauer-Stech-Wirbel yielded a comparable result.

Furthermore a search has been performed for rare  $B$  meson decays into  $D_s^+$  mesons arising from  $b \rightarrow u$  transitions,  $W$  exchange modes,  $B$  annihilation processes, and decays where the  $D_s^+$  is not produced from a  $W \rightarrow c\bar{s}$  vertex. Upper limits for the branching ratios of individual decay modes were obtained. As a first indication of rare hadronic  $B$  decays into  $D_s^+$  mesons without additional *charm*,  $(11.3 \pm 3.9)$  events have been found. For the ratio of CKM matrix elements  $|V_{ub}/V_{cb}|$  a value compatible with 0.10 within errors has been estimated. From an additional study of  $D_s^+\ell^-$  correlations an upper limit on  $BR(B \rightarrow D_s^+\ell^- X) < 1.2\%$  (90% confidence level) was determined.



# Inhaltsverzeichnis

Abstract	
Inhaltsverzeichnis	i
Im Anfang	1
<b>1 Einige theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.1.1 Historisches	3
1.1.2 Die Bausteine der Materie	4
1.1.3 Die Wechselwirkungen in der $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ -Darstellung	6
1.2 Die Erzeugung von $B$ -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	10
1.2.1 Die $\Upsilon$ -Resonanzen	10
1.2.2 Der Zerfall $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	12
<b>2 Das ARGUS-Experiment</b>	<b>13</b>
2.1 Experimente zur Erforschung von <i>charm</i> und <i>beauty</i>	13
2.2 Die Speicherringanlage DORIS	14
2.3 Der ARGUS-Detektor	15
2.3.1 Die Vertex-Driftkammer	17
2.3.2 Die Mikrovertex-Driftkammer	17
2.3.3 Die Haupt-Driftkammer	18
2.3.4 Das Flugzeitsystem	18
2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter	19
2.3.6 Das Magnetsystem	19
2.3.7 Die Myonkammern	20
2.4 Der Trigger	20
2.4.1 Der schnelle Vortrigger	20
2.4.2 Die zweite langsame Triggerstufe	21
2.5 Die Datennahme und der Datenfluß	22
<b>3 Die „Offline“-Analyse der Daten</b>	<b>23</b>
3.1 Die Rekonstruktion und Weiterverarbeitung der Rohdaten	23
3.2 Die Datensimulation	24
3.3 Die Teilchenidentifikation	25
3.3.1 Teilchenidentifikation mittels des Energieverlustes $dE/dx$	25
3.3.2 Teilchenidentifikation mittels der Flugzeitmessung	26
3.3.3 Die Bestimmung eines „likelihood ratio“	27
3.3.4 Die Lepton-Identifikation	28
3.4 Die für die Analyse verwendete Datenmenge	30

<b>4 Die inklusive Analyse</b>	<b>32</b>
4.1 Zueignung: Das $D_S^+$ -Meson	32
4.1.1 Zur Geschichte des $D_S^+$ -Mesons	33
4.2 Vorspiel auf dem Theater: Vorbereitung der Selektion von $D_S^+$ -Mesonen	34
4.2.1 Einige grundlegende Selektionskriterien	34
4.2.2 Die Selektion von $\phi$ -Kandidaten	35
4.3 Prolog im Himmel: Die Rekonstruktion des Zerfalls $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$	36
4.3.1 Berücksichtigung von Winkelverteilungen	36
4.3.2 Überprüfung der verwendeten Winkelschnitte	40
4.3.3 Die Akzeptanz für den Zerfall $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$	42
4.4 Der Tragödie erster Teil: Die inklusive $D_S^+$ -Erzeugung im $q\bar{q}$ -Kontinuum	44
4.4.1 Die Fragmentation des $D_S^+$ -Mesons	45
4.4.2 Die Bestimmung von $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_S^+ X) \cdot BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)$	47
4.5 Der Tragödie zweiter Teil: Die inklusive $D_S^+$ -Erzeugung in $B$ -Zerfällen	48
4.5.1 Analyse des $D_S^+$ -Impulsspektrums	50
4.6 Resümee: Die inklusive $D_S^+$ -Analyse	51
<b>5 Die Rekonstruktion von B-Zerfällen in <math>D_S D</math>-Mesonen</b>	<b>53</b>
5.1 Der Zerfall $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ im „spectator“-Diagramm	53
5.2 Die Rekonstruktion von $D_S^{(*)}$ - bzw. $D^{(*)}$ -Mesonen und ihrer Tochterpartikeln	55
5.2.1 Die Rekonstruktion von $\pi^0$ -Mesonen	55
5.2.2 Die Teilchenselektion der $K_S^0$	57
5.2.3 Die Selektionskriterien für $K^{*0}$ - und $\phi$ -Mesonen	58
5.2.4 Die Rekonstruktion von $D^0$ - und $D^{*+}$ -Mesonen	58
5.2.5 Die Schnitte zur $D^{*0}$ -Selektion	60
5.2.6 Die Selektion von $D^+$ -Mesonen	61
5.2.7 Die Rekonstruktion von $D_S^+$ -Mesonen	62
5.2.8 Die Schnitte zur $D_S^+$ -Selektion	63
5.2.9 Übersicht über die verwendeten Zerfallskanäle zur Selektion von $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$	64
5.3 Weitere Selektionskriterien zur Rekonstruktion der $B$ -Mesonen	64
5.3.1 Eigenschaften der auf dem $\Upsilon(4S)$ produzierten $B$ -Mesonen	64
5.3.2 Weitere Schritte zur Rekonstruktion von $B$ -Mesonen	67
5.4 Die Messung der Zweikörper-Zerfälle $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$	68
5.4.1 Überprüfung der selektierten $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten	69
5.4.2 Die Massen der $B$ -Mesonen	72
5.4.3 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse für $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$	74
5.5 Diskussion der Ergebnisse	77
5.5.1 Vergleich mit anderen hadronischen $B$ -Zerfällen	77
5.5.2 Vergleich mit der inklusiven Messung	77
5.5.3 Abschätzung des Lebensdauerverhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$	78
5.5.4 Eine von $E_{beam}$ unabhängige Bestimmung der Masse des $B$ -Mesons	79
5.5.5 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	80
5.6 Resümee der Rekonstruktion von $B$ -Zerfällen in $D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Mesonen	82
<b>6 Die Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante des <math>D_S</math>-Mesons</b>	<b>83</b>
6.1 Theoretische Beschreibung schwacher Zerfälle	83
6.1.1 Das Modell von Bauer-Stech-Wirbel	84
6.1.2 Die „heavy quark effective theory“	86

6.1.3	Die Faktorisierungsannahme . . . . .	88
6.1.4	Zerfallskonstanten . . . . .	89
6.2	Die Bestimmung der Zerfallskonstante $f_{D_S^{(*)}}$ . . . . .	90
6.2.1	Die Bestimmung von $f_{D_S^{(*)}}$ mit Hilfe der HQET . . . . .	90
6.2.2	Eine Bestimmung des CKM-Matrixelementes $ V_{cb} $ . . . . .	94
6.2.3	Die Bestimmung von $f_{D_S^{(*)}}$ mittels des BSW-Modells . . . . .	94
6.3	Diskussion der $f_{D_S}$ -Bestimmung . . . . .	95
6.3.1	Vergleich mit Vorhersagen für $f_{D_S}$ . . . . .	95
6.3.2	Vorhersage für leptonische $D_S^+$ -Zerfälle . . . . .	96
6.3.3	Abschätzung der schwachen Zerfallskonstanten $f_B$ und $f_D$ . . . . .	96
6.4	Resümee der $f_{D_S}$ -Bestimmung . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Die Suche nach seltenen B-Zerfällen in <math>D_S</math>-Mesonen</b> . . . . .	<b>99</b>
7.1	Motivation . . . . .	99
7.2	Die Selektionskriterien zur exklusiven Rekonstruktion seltener $B$ -Zerfälle . . . . .	102
7.2.1	Die Selektion der Partnerteilchen der $D_S^+$ -Mesonen . . . . .	102
7.2.2	Die Rekonstruktion der $D_S^{(*)+}$ -Mesonen – Reflexionen aus $D^+$ -Zerfällen . . . . .	103
7.2.3	Die Selektionskriterien zur $B$ -Meson-Rekonstruktion . . . . .	106
7.3	Suche nach seltenen Zerfällen der $B$ -Mesonen in $D_S^+$ -Mesonen . . . . .	108
7.4	Ein erster Hinweis auf seltene Zerfälle $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$ . . . . .	111
7.4.1	Überprüfung der selektierten $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$ -Kandidaten . . . . .	113
7.4.2	Signifikanzüberlegungen . . . . .	116
7.5	Illustration seltener Zerfälle $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$ . . . . .	118
7.6	Eine Abschätzung für $ V_{ub}/V_{cb} $ . . . . .	120
7.7	Studium von $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen . . . . .	122
7.7.1	Einleitung und Motivation . . . . .	122
7.7.2	Die Selektionskriterien zur Suche nach $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen . . . . .	123
7.7.3	Untersuchung von $D_S^+ \ell^- K^-$ - und $D_S^+ \ell^- K_S^0$ -Korrelationen . . . . .	125
7.8	Resümee der Suche nach seltenen $B$ -Zerfällen in $D_S^+$ -Mesonen . . . . .	127
	<b>Am Ende</b> . . . . .	<b>129</b>
	<b>Die Anhänge</b> . . . . .	<b>132</b>
A.1	Die Bestimmung der Luminosität . . . . .	132
A.2	Die Bestimmung der Zahl der $B$ -Mesonen . . . . .	133
A.3	Die Massen Anpassung . . . . .	135
A.4	Die Energieanpassung für $B$ -Meson-Kandidaten . . . . .	136
	<b>Die ARGUS-Kollaboration</b> . . . . .	<b>139</b>
	<b>Danksagung</b> . . . . .	<b>140</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	<b>142</b>
	<b>Lebenslauf</b> . . . . .	<b>149</b>

# Im Anfang

„Im Anfang war das Wort,  
und das Wort war bei Gott,  
und das Wort war Gott.“

(Joh 1,1)

Im Anfang war der Urknall, und der Urknall war im Universum, und der Urknall war das Universum – so, oder ähnlich, beschreibt in unseren Tagen das Standardmodell der Kosmologie den Anfang, während das Standardmodell der Elementarteilchenphysik die heutigen Kenntnisse über den Aufbau der Materie und die fundamentalen Wechselwirkungen zusammenfaßt. Die Frage nach dem Anfang stellt, wenn nicht das, so sicherlich eines der zentralen Themen dar, mit dem sich viele große Denker im Laufe der Menschheitsgeschichte immer wieder auseinandersetzen. Erst die moderne Physik konnte Theorien aufstellen, mit denen das „Sein“ für einen zeitlich sehr nahe an den Anfang heranreichenden Bereich beschrieben werden kann. Im Anfang der hier vorliegenden Arbeit soll nicht der, a priori von kläglichem Scheitern begleitete Eindruck entstehen, diese Arbeit könne etwa einen, vielleicht auch nur sehr minderwertigen, Beitrag zu dieser Thematik beisteuern. Nein, dies wird nicht der Fall sein.

Im Anfang dieser Arbeit soll lediglich eine kurze Führung durch die Thematik und den Fortgang der folgenden Kapitel stehen. Um die Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in Zerfällen der  $B$ -Mesonen studieren zu können, soll zur Einführung in Kapitel 1 das als Nährboden für die späteren Untersuchungen dienende Spielfeld, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik kurz beleuchtet werden. Nach einem raschen Blick auf die historische Entwicklung der Hochenergiephysik soll der diese Einleitung führende Scheinwerfer hauptsächlich die elektroschwache Wechselwirkung sowie die  $B$ -Mesonen und ihre Erzeugung in Zerfällen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz anleuchten. In Kapitel 2 treten dann die  $e^+e^-$ -Speicherringanlage DORIS und das ARGUS-Experiment ins Rampenlicht. Es werden die einzelnen Detektorkomponenten mit ihren Aufgaben, sowie Trigger und Datennahme vorgestellt. Die Weiterverarbeitung der Rohdaten bis zu einer für physikalische Analysen zweckmäßigen Form steht im Mittelpunkt von Kap. 3. Dabei nehmen die Teilchenidentifikation mittels der  $dE/dx$ - und Flugzeitmessung, sowie die Bildung eines „likelihood ratio“ die zentrale Stellung ein. Weitere Punkte dieses Kapitels sind die Lepton-Identifikation, die Datensimulation und die für die Analyse verwendete Datenmenge. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß sich weitere „technische“ Abschnitte, wie die Bestimmung von Luminosität und Zahl der  $B$ -Mesonen, sowie die Massen- und Energieanpassung im Anhang befinden.

Die eigentliche experimentelle Analyse beginnt in Kap. 4 mit der Untersuchung der inklusiven Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen wie auch in  $B$ -Zerfällen. Dazu wird zuerst das  $D_s^+$ -Meson und seine Rekonstruktion im Zerfallskanal  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  mit den verwendeten Selektionskriterien und Winkelschnitten vorgestellt. In der inklusiven  $D_s^+$ -Erzeugung im  $q\bar{q}$ -Kontinuum wird das  $D_s^+$ -Impulsspektrum gemessen, daraus der Produktionswirkungsquerschnitt bestimmt und die Fragmentation des  $D_s^+$ -Mesons verglichen

mit der Erzeugung anderer Hadronen mit *charm*. In der Analyse des  $D_s^+$ -Impulsspektrums aus  $B$ -Zerfällen werden das inklusive Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^+ X)$  sowie der Anteil der Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  ermittelt.

Kapitel 5 ist der Rekonstruktion dieser exklusiven Zerfälle gewidmet. Um die Schritte bis zur vollständigen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Rekonstruktion möglichst illustrativ zu gestalten, werden die Selektionen aller Tochterteilchen von Darstellungen der Signalformen der jeweils rekonstruierten Zwischenzustände begleitet. Weiter werden die aus den Eigenschaften der auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugten  $B$ -Mesonen sich ergebenden zusätzlichen Selektionskriterien beschrieben. Aus der erstmaligen Messung aller acht Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  und ihrer Verzweigungsverhältnisse können auch die Massen der  $B$ -Mesonen ermittelt werden. In der Diskussion der Ergebnisse findet ein Vergleich mit anderen hadronischen  $B$ -Zerfällen und der inklusiven Messung, sowie eine Abschätzung des Lebensdauerverhältnisses  $\tau(B^+)/\tau(B^0)$  statt. Der wesentliche Punkt dieses Kapitels ist der Vergleich der Messung mit Vorhersagen theoretischer Modelle zur Beschreibung schwacher Zerfälle. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Verifikation oder Falsifizierung theoretischer Modellvorhersagen im Wechselspiel zwischen Theorie und Experiment eines der wichtigsten Werkzeuge für den Fortschritt der physikalischen Erkenntnis darstellt. Im Zeitalter zwar wunderschön mathematisch aufgebaut, aber jenseits des Horizontes jeglicher experimenteller Verifikation befindlicher Superstring-Theorien, sei ausdrücklich erwähnt, daß letztlich nur das Experiment über die „Richtigkeit“ einer Theorie entscheiden kann.

Das wohl wichtigste Ergebnis dieser Arbeit ist die Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante  $f_{D_s}$  des  $D_s^+$ -Mesons, die in Kap. 6 stattfindet. Dies geschieht durch Vergleich der gemessenen Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  mit Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ (HQET) und des Modells von Bauer-Stech-Wirbel (BSW). Dazu wird zu Beginn von Kap. 6 kurz die Theorie schwacher Zerfälle anhand des BSW-Modells beschrieben und es werden die Grundideen der HQET vorgestellt. Als weitere Ergebnisse dieses Abschnittes findet eine Bestimmung des CKM-Matrixelementes  $|V_{cb}|$  statt, es werden Vorhersagen für leptonsche  $D_s^+$ -Zerfälle berechnet und Abschätzungen für die Zerfallskonstanten  $f_D$  und  $f_B$  gegeben.

Um diese Arbeit inhaltlich abzurunden, wird zusätzlich zu den Cabibbo-erlaubten Übergängen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  in Kap. 7 eine Suche nach seltenen  $B$ -Zerfällen mit  $D_s^+$ -Mesonen im Endzustand durchgeführt. Im einzelnen wird hier nach  $B$ -Zerfällen gesucht, die über  $b \rightarrow u$ -Kopplungen,  $W$ -Austauschdiagramme oder  $B^+$ -Annihilationprozesse stattfinden, sowie nach Zerfällen, bei denen das  $D_s^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammt. Um die Frage zu erörtern, wieviele  $D_s^+$ -Mesonen in  $B$ -Zerfällen nicht aus einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex entstehen, werden abschließend noch  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen studiert. Die Diskussion eines fast vollständig rekonstruierbaren Ereignisses soll der Illustration der analysierten seltenen Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  ohne weiteren *charm* dienen. Am Ende dieser Arbeit steht die obligatorische Zusammenfassung der Ergebnisse der Dissertation; dort kann abschließend zwar nicht der zu Beginn aufgeworfenen Frage nach dem „Anfang“ nachgegangen werden, aber es soll einigen Gedanken zur momentanen Situation des Standardmodells gefolgt werden.

Dem geeigneten Leser sei viel Spaß und Freude beim Blättern durch die folgenden Seiten gewünscht ...

# Kapitel 1

## Einige theoretische Grundlagen

„Was wir für die Geschichte der Natur halten,  
ist nur die sehr unvollständige Geschichte eines Augenblicks.“  
(D. Diderot)

In diesem Abschnitt sollen die theoretischen Grundlagen, die den Nährboden für diese Arbeit darstellen, kurz beleuchtet werden. Dazu werden nach einem raschen Rückblick auf die Entwicklung der Hochenergiephysik die Bausteine der Materie und ihre fundamentalen Wechselwirkungen im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik vorgestellt. Einen breiten Raum nehmen dabei die elektroschwache Wechselwirkung sowie die  $B$ -Mesonen und ihre Erzeugung in Zerfällen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ein.

### 1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Unter dem Namen „Standardmodell“ versteht der heutige Teilchenphysiker eine bestimmte Ansammlung von Theorien und Annahmen, die es erlauben, praktisch alle in unserer materiellen Welt beobachtbaren Vorgänge korrekt zu beschreiben, wobei es allerdings noch nicht gelungen ist, eine konsistente Quantenstruktur der Gravitation ins Standardmodell einzugliedern. Bisher wurde das Standardmodell von allen Experimenten immer wieder hervorragend bestätigt und trotz fiebrhafter Suche ist bis heute noch kein experimentelles Ergebnis bekannt, das im Widerspruch zum Standardmodell der Teilchenphysik steht.

#### 1.1.1 Historisches

Die am längsten bekannten Elementarteilchen, das Elektron und Photon, werden auch heute noch als elementar, d.h. ohne Substruktur, angesehen. Das Elektron wurde 1897 von Thomson [1] entdeckt. Das Photon etablierte sich als Teilchen 1905 mit der Lichtquantenhypothese von Einstein [2] zur Erklärung des Photoeffektes. Im Laufe dieses Jahrhunderts wurden dann das Proton (Rutherford 1911 [3]), das Neutron (Chadwick 1932 [4]), das Positron (Anderson 1932 [5]), das Myon (Anderson 1937 [6]), das  $\pi$ -Meson (Lattes 1947 [7]) und das  $K$ -Meson (Rochester 1947 [8]) entdeckt, wohingegen in den 50'er Jahren ein ganzer „Zoo von Elementarteilchen“ hinzukam.

In den folgenden 30 Jahren fand ein rascher Fortschritt im Verständnis des Aufbaus der Materie bis hin zum heute allgemein akzeptierten Standardmodell der Elementarteilchenphysik statt. Als einige experimentelle Meilensteine seien genannt: Die Entdeckung, daß das Proton nicht punktförmig ist (Hofstadter 1956 [9]), die Entdeckung des  $\Omega^-$ -Baryons (Barnes 1964 [10]), die Beobachtung, daß die CP-Symmetrie in schwachen Zerfällen neutraler  $K$ -Mesonen verletzt ist (Christensen 1964 [11]), welcher die Entdeckung der Paritätsverletzung

Tabelle 1.1: Die drei Generationen der Bausteine der Materie. Die angegebenen Massenwerte wurden Referenz [25] entnommen.

	Generationen			Ladung [ $e$ ]
	I	II	III	
Leptonen	$\nu_e$ ( $< 7.3 \text{ eV}/c^2$ )	$\nu_\mu$ ( $< 0.27 \text{ MeV}/c^2$ )	$\nu_\tau$ ( $< 35 \text{ MeV}/c^2$ )	0
(Masse $m$ )	$e$ (511 keV/ $c^2$ )	$\mu$ (106 MeV/ $c^2$ )	$\tau$ (1.78 GeV/ $c^2$ )	-1
Quarks	$u$ (2-8 MeV/ $c^2$ )	$c$ (1.3-1.7 GeV/ $c^2$ )	$t$ ( $> 91 \text{ GeV}/c^2$ )	2/3
(Masse $m$ )	$d$ (5-15 MeV/ $c^2$ )	$s$ (0.1-0.3 GeV/ $c^2$ )	$b$ (4.7-5.3 GeV/ $c^2$ )	-1/3

(Yang und Lee [12] bzw. Wu 1956 [13]) acht Jahre zuvor vorausging, der Hinweis auf Konstituenten im Nukleon [14], die Entdeckung des schwachen neutralen Stromes (Gargamelle 1973 [15]), die Entdeckung von Zuständen mit dem Quarkflavor *charm* ( $J/\psi$  1974 [16]) und *beauty* ( $\Upsilon$  1977 [17]), sowie der Nachweis der Existenz der schwachen Eichbosonen (UA1 1983 [18]) und der Gluonen [19].

Gleichzeitig zum experimentellen Fortschritt begann die theoretische Entwicklung, die zum heutigen Standardmodell führte, mit der Aufstellung der Quark-Hypothese<sup>1</sup> (Gell-Mann, Zweig 1964 [20,21]). Aufbauend auf den Erfolgen der Quantenelektrodynamik (QED), deren Durchbruch Ende der 40'er Jahre mit der Entwicklung der Renormierungstheorie gelang (Feynman, Schwinger, Tomoga [22]), wurde das theoretische Konzept der lokalen Eichsymmetrie für die schwache und starke Wechselwirkung entwickelt, das zur elektroschwachen Theorie (Glashow, Salam, Weinberg [23]) und zur Quantenchromodynamik (QCD) führte. Mit dem Nachweis der Renormierbarkeit ('t Hooft 1971 [24]) dieser Theorien wurde schließlich sichergestellt, daß mit Hilfe der Störungstheorie Vorhersagen für physikalische Prozesse getroffen werden können.

#### 1.1.2 Die Bausteine der Materie

Nach heutiger Erkenntnis sind die Bausteine der Materie bis zu einer Größe von  $10^{-18}$  m punktförmige Fermionen mit Spin  $1/2 \hbar$  und werden als Quarks und Leptonen unterschieden. Die Familie der Quarks besteht aus den sechs „flavors“ *up* ( $u$ ), *down* ( $d$ ), *strange* ( $s$ ), *charm* ( $c$ ), *beauty* ( $b$ ) und *top* ( $t$ ), während die Leptonen ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ) von jeweils einem spezifischen Neutrino ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) begleitet werden. Diese lassen sich in Gruppen gleicher elektrischer Ladung und in Generationen mit steigender Masse einordnen (siehe Tabelle 1.1), wobei die Teilchen der II. und III. Generation lediglich die Eigenschaften der I. Generation bei höheren Teilchenmassen reproduzieren. Berücksichtigt man, daß jedes Quark in drei Farbladungszuständen existiert, ergibt sich das bemerkenswerte Resultat, daß die Summe über die Ladungen aller 24 Elementarteilchen gleich null ist.

Die in Tabelle 1.1 ersichtliche Symmetrie zwischen den Quarks und Leptonen, sowie das auftretende Massenschema kann durch das Standardmodell nicht erklärt werden. Die Anzahl der Generationen wird zwar ebenfalls nicht durch das Standardmodell vorhergesagt, jedoch haben Messungen am  $e^+e^-$ -Speicherring LEP bei CERN die Zahl der leichten Neutrinoarten ( $m_\nu < 45 \text{ GeV}/c^2$ ) zu  $2.99 \pm 0.04$  [25] bestimmt. In jeder Generation sind zwar die Neutrinos die Teilchen geringster Masse, wobei diese im Standardmodell zu null angenommen wird, aber es ist, vor allem in Hinblick auf kosmologische Fragestellungen, noch unklar, ob Neutrinos

<sup>1</sup>Der Name „Quark“ geht nach einem Vorschlag von M. Gell-Mann angeblich auf den Satz „Three quarks for Muster Mark!“ aus *Finnegans Wake* von James Joyce zurück. Es finden sich bereits auch erste Hinweise auf diese Elementarteilchen in *Faust I* von J.W. Goethe: „In jeden Quark begräbt er seine Nase.“



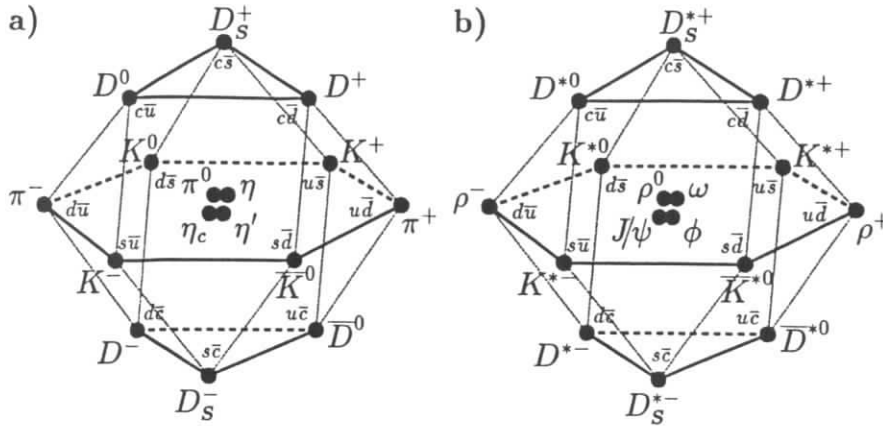


Abbildung 1.1: Das  $SU_F(4)$ -Hexadekuplett der (a) Pseudoskalar- und (b) Vektormesonen, gebildet aus  $q\bar{q}'$ -Kombinationen der  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Quarks.

tatsächlich masselos sind. Das  $\nu_\tau$  konnte bisher noch nicht direkt nachgewiesen, aber seine Eigenschaften aus  $\tau$ -Zerfällen abgeleitet werden [25,26]. Das  $top$ -Quark wurde bis heute ebenfalls noch nicht direkt beobachtet, aber es gibt indirekte Hinweise auf seine Existenz (siehe Kap. 1.1.3).

Im einfachen Valenzquarkmodell werden Mesonen als ein gebundener Zustand aus einem Quark ( $q$ ) und einem Antiquark ( $\bar{q}'$ ) betrachtet, während Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind. Im mesonischen Grundzustand stehen die Spins der beiden Quarks antiparallel. Man spricht von den Pseudoskalarmesonen. Eine parallele Spinstellung führt zu den Vektormesonen. Betrachtet man z.B. nur die drei leichtesten Quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  und ignoriert ihre Massen, hat man mit der Flavor-Symmetriegruppe  $SU_F(3)$  zu tun. Die existierenden Mesonen werden durch die neun möglichen  $q\bar{q}'$ -Kombinationen der Grunddarstellung dieser  $SU_F(3)$ -Gruppe gebildet:  $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ . Man erhält dabei acht Oktett-Zustände und einen Singulett-Zustand. Nimmt man das  $c$ -Quark hinzu, wird eine  $SU_F(4)$ -Symmetrie erhalten. Deren Darstellung ist als Hexadekuplett in Fig. 1.1 für (a) die Pseudoskalar- und (b) die Vektormesonen aufgezeichnet. Dabei bevölkern die Nonett-Mesonen der  $SU_F(3)$  jeweils die Mittelebene. Die neutralen Mesonen im Zentrum dieser Ebenen sind Mischungen von  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  und  $s\bar{s}$ , denen die  $c\bar{c}$ -Zustände jeweils hinzugefügt wurden.

Tabelle 1.2: Pseudoskalarmesonen der  $SU_F(5)$ -Symmetrie. Die Massen der jeweiligen Mesonen sind, soweit bekannt, in Klammern in  $[GeV/c^2]$  angegeben und Ref. [25] entnommen.

	$u$	$d$	$s$	$c$	$b$
$\bar{u}$	$\pi^0$ (0.135)	$\pi^-$ (0.140)	$K^-$ (0.494)	$D^0$ (1.865)	$B^-$ (5.279)
$\bar{d}$	$\pi^+$ (0.140)	$\eta$ (0.547)	$\bar{K}^0$ (0.498)	$D^+$ (1.869)	$\bar{B}^0$ (5.279)
$\bar{s}$	$K^+$ (0.494)	$K^0$ (0.498)	$\eta'$ (0.958)	$D_S^+$ (1.969)	$\bar{B}_S^0$
$\bar{c}$	$\bar{D}^0$ (1.865)	$D^-$ (1.869)	$D_S^-$ (1.969)	$\eta_c$ (2.979)	$B_c^-$
$\bar{b}$	$B^+$ (5.279)	$B^0$ (5.279)	$B_S^0$	$B_c^+$	$\eta_b$

Tabelle 1.3: Vektormesonen der  $SU_F(5)$ -Symmetrie. Die Massen der jeweiligen Teilchen sind, soweit bekannt, Ref. [25] entnommen und in Klammern in  $[GeV/c^2]$  angegeben.

	$u$	$d$	$s$	$c$	$b$
$\bar{u}$	$\rho^0$ (0.768)	$\rho^-$ (0.768)	$K^{*-}$ (0.892)	$D^{*0}$ (2.007)	$B^{*-}$ (5.325)
$\bar{d}$	$\rho^+$ (0.768)	$\omega$ (0.782)	$\bar{K}^{*0}$ (0.896)	$D^{*+}$ (2.010)	$\bar{B}^{*0}$ (5.325)
$\bar{s}$	$K^{*+}$ (0.892)	$K^{*0}$ (0.896)	$\phi$ (1.019)	$D_S^{*+}$ (2.110)	$\bar{B}_S^{*0}$
$\bar{c}$	$\bar{D}^{*0}$ (2.007)	$D^{*-}$ (2.010)	$D_S^{*-}$ (2.110)	$J/\psi$ (3.097)	$B_c^{*-}$
$\bar{b}$	$B^{*+}$ (5.325)	$B^{*0}$ (5.325)	$B_S^{*0}$	$B_c^{*+}$	$\Upsilon(1S)$ (9.460)

Berücksichtigt man noch das  $b$ -Quark, würde die der Abb. 1.1 entsprechende Figur vierdimensional, so daß die Pseudoskalarmesonen der  $SU_F(5)$ -Symmetrie lediglich in Form der Tabelle 1.2 darstellbar sind. Die entsprechenden Vektormesonen sind mit ihren Massen in Tab. 1.3 angegeben. Hierbei wurden die Zustände  $B_S^{(*)}$ ,  $B_c^{(*)2}$ , sowie das  $\eta_b$ , bisher noch nicht direkt experimentell nachgewiesen. Aus dem Studium von  $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen bei LEP [27] liegen jedoch erste Hinweise auf die Erzeugung von  $B_S^0$ -Mesonen vor.

### 1.1.3 Die Wechselwirkungen in der $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ -Darstellung

Vier verschiedene Kräfte wirken zwischen den Elementarteilchen der Tabelle 1.1: Die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation konnte bisher nicht in die Struktur des Standardmodells eingegliedert werden, da es noch nicht gelang, eine konsistente Quantenstruktur der Gravitation aufzustellen. Mit einer relativen Stärke von  $10^{-39}$  im Vergleich zur elektrischen Anziehungskraft spielt die Gravitation für die Phänomene der Teilchenphysik nur eine sehr geringe Rolle, so daß ihr Einfluß von den Hochenergiephysikern im allgemeinen vernachlässigt wird. Für Ansätze vereinheitlichter Theorien aller vier Grundkräfte, wie Supergravitation oder Superstring-Theorien, konnten bisher noch keine experimentellen Hinweise gefunden werden.

Die Beschreibung der übrigen drei Kräfte erfolgt mittels einer quantisierten Feldtheorie. Deren Ausgangspunkt ist eine Lagrangedichte, für die lokale Eichinvarianz, d.h. Symmetrie unter der Eichgruppe  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , gefordert wird. Dazu ist es notwendig in die Lagrangedichte eine eichkovariante Ableitung  $D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$  einzuführen, wobei  $g$  die Kopplungskonstante und  $A_\mu$  das Kraftpotential, das die Wechselwirkung bzw. Kraft vermittelt, darstellt (vgl. dazu die Eichsymmetriestruktur der fundamentalen Wechselwirkungen in Tab. 1.4).

Tabelle 1.4: Eichsymmetriestruktur der fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell der Elementarteilchenphysik.

Wechselwirkung	Eichsymmetrie	Kopplungskonstante	Eichbosonen
elmag.	$U_Y(1)$	$\alpha_{em} = e^2/4\pi$	$\gamma$
schwach	$SU_L(2)$	$\alpha_w = (g^2 + g'^2)/4\pi$	$W^+, W^-, Z$
stark	$SU_C(3)$	$\alpha_s = g_s^2/4\pi$	$g_1, \dots, g_8$

<sup>2</sup>Mit der Bezeichnung ' $M^{(*)}$ ' sollen in dieser Arbeit immer ' $M^-$ '- und ' $M^{*+}$ '-Mesonen zugleich angesprochen werden.

### Die Symmetriegruppe $SU_L(2) \times U_Y(1)$

Die Eichsymmetriegruppe  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  repräsentiert im Standardmodell die elektroschwache Wechselwirkung mit den Eichbosonen  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) bzw.  $B_\mu$  und den Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$  für die Symmetriegruppen  $SU_L(2)$  bzw.  $U_Y(1)$ . Die linkshändigen Fermionenfelder ( $\nu_i, \ell_i^-$ ) und ( $u_i, d_i^-$ ) der  $i$ -ten Familie transformieren als Dublett unter  $SU_L(2)$ , während die rechtshändigen Felder  $SU_L(2)$ -Singulets sind. Während die Gruppe  $SU_L(2)$  Transformationen im schwachen Isospin- $I^w$ -Raum darstellt, was zu den drei Eichbosonen  $W_\mu^i$  führt, beschreibt die Gruppe  $U_Y(1)$  Phasentransformationen der schwachen Hyperladung  $Y^w = 2(Q - I_3^w)$ , woraus das Eichboson  $B_\mu$  resultiert.

Die elektroschwache Theorie ist nun dergestalt, daß die beobachteten neutralen Vektorbosonen, das Photon  $\gamma$  und das  $Z$ -Boson, Linearkombinationen von  $B$  und  $W^3$  sind:  $\gamma = B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$  bzw.  $Z = -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W$ . Der Mischungswinkel, der sog. Weinberg-Winkel  $\theta_W$ , setzt über  $\tan \theta_W = g/g'$  die schwachen Kopplungsstärken  $g$  und  $g'$  miteinander in Beziehung und definiert die elektromagnetische Kopplung durch die elektrische Ladung  $e = g \sin \theta_W$ . Der Wert des Weinberg-Winkels beträgt  $\sin^2 \theta_W = 0.2325 \pm 0.0008$  [25].

### Die Symmetriegruppe $SU_C(3)$

Die  $SU_C(3)$  ist die Eichsymmetriegruppe der Quantenchromodynamik (QCD)<sup>3</sup>, die die Wechselwirkung von Teilchen mit Farbladung und somit die starke Wechselwirkung beschreibt. Aufgrund der drei existierenden Farbfreiheitsgrade wird eine dreidimensionale Symmetriegruppe benötigt, so daß die Forderung nach lokaler Eichinvarianz in diesem Fall acht Erzeugende der Farb- $SU_C(3)$ , die Gell-Mann Matrizen  $\lambda^i$ ,  $i = 1, \dots, 8$ , ergibt. Dies führt zu den acht Eichbosonen, den Gluonen, die aufgrund der nichtabelschen Struktur der  $SU_C(3)$  miteinander selbstwechselwirken können.

### Der Massenbeschaffungsmechanismus

Die Forderung nach Renormierbarkeit der elektroschwachen Theorie bedingt masselose Eichbosonen, was zwar für das Photon, aber nicht für die schweren Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  erfüllt ist. Der im Standardmodell beschrittene Weg, den Eichbosonen ohne Zerstörung der Renormierbarkeit Masse zu geben, geschieht mittels einer spontanen Symmetriebrechung des Grund-(Vakuum-)Zustandes. Dies wird durch den Higgs-Mechanismus [28], der von Kibble auf nichtabelsche Theorien erweitert wurde [29], erreicht. Dazu wird der Theorie ein komplexes skalares Dublett  $\Phi$  mit eichinvarianten Kopplungen an die Vektorbosonen und Fermionen und ein Potential der Form  $V = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$  hinzugefügt. Für  $\mu^2 < 0$  erreicht das Potential sein Minimum bei einem von null verschiedenen Wert von  $\Phi$ . Das Potential  $V$  besitzt dabei die typische Form eines Mexikanerhutes. Wird nun ein Platz in der „Krempe des Mexikanerhutes“ eingenommen, spricht man von einer spontanen Symmetriebrechung. Dabei erzeugt das Dublett  $\Phi$  Massenterme für das  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z$ , während die vierte Komponente von  $\Phi$  als neutraler massiver Skalar  $H$ , das sog. Higgs-Teilchen, übrig bleibt. Seine Masse wird nicht vom Standardmodell vorhergesagt. Das Higgs-Teilchen wurde bisher noch nicht experimentell gefunden, wobei jedoch für seine Masse eine untere Grenze von  $48 \text{ GeV}/c^2$  [25] existiert.

<sup>3</sup>„It has been said that Quantum Chromodynamics (QCD) is the first field theory of the strong interactions which is not obviously wrong.“ (Anonymous – private communication) in J. Ellis, „Proceedings of XVII Cracow School of Theoretical Physics“, Zakopane (1977).

Die Massen  $m_f$  der Fermionen entstehen im Standardmodell durch eine Yukawa-Kopplung an das Higgsfeld mit einer relativen Stärke von  $gm_f/2M_W$ , wobei die Kopplungsstärke an das  $W$ - und  $Z$ -Boson  $g$  beträgt. Der Mechanismus der Massenbeschaffung läßt sich vielleicht durch das folgende vereinfachte Bild veranschaulichen: Während ein Luftballon in Luftatmosphäre als Grundzustand kaum Gewicht besitzt, führt eine plötzliche Veränderung der Gaszusammensetzung (die sog. „spontane Symmetriebrechung“) in beispielsweise eine reine Heliumatmosphäre zu einem deutlichen Gewicht für den Luftballon.

### Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix

In der elektroschwachen Theorie mit der Eichgruppe  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  definieren die linkshändigen schwachen Isospin-Dubletts die schwachen Eigenzustände  $d'$ ,  $s'$  und  $b'$ . Die beobachteten Masseneigenzustände der Quarks sind allerdings nicht gleich den schwachen Eigenzuständen, wobei die Matrix, die die schwache Basis in die Massenbasis transformiert, für sechs Quarks 1973 von Kobayashi und Maskawa [30] eingeführt wurde. Sie stellt eine Verallgemeinerung der Matrix für vier Quarks dar, die durch einen einzigen Parameter, den Cabibbo-Winkel, charakterisiert wird. Per Konvention findet diese Transformation der Quarkzustände mittels einer unitären  $3 \times 3$  Matrix  $V$  nur bei den Quarks mit Ladung  $-1/3$  statt, während die Quarks mit Ladung  $2/3$  ungemischt bleiben:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Aufgrund der Unitaritätsbedingung<sup>4</sup> sind die Elemente von  $V$ , der sog. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-(CKM)-Matrix, nicht unabhängig. Es gilt

$$\sum_{j=1}^3 V_{ij} V_{kj}^* = \sum_{j=1}^3 V_{ji}^* V_{jk} = \delta_{ik}, \quad (1.2)$$

so daß vier Parameter genügen, die CKM-Matrix zu parametrisieren. Diese sind die Mischungswinkel  $\theta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) und eine Phase  $\delta_{13}$ , die bei einem Wert ungleich null für die Verletzung der CP-Symmetrie in schwachen Zerfällen verantwortlich ist. Prinzipiell lassen sich alle neun Elemente der CKM-Matrix durch Beobachtung der Stärke der Übergänge zwischen den einzelnen Quarksorten bestimmen, so daß beispielsweise Abweichungen von der Unitarität auf Phänomene außerhalb des Standardmodells hinweisen könnten.

Nach heutiger Kenntnis liegen die Werte der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix mit jeweils 90% statistischer Sicherheit innerhalb der folgenden Grenzen:

$$\begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.007 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9735 - 0.9751 & 0.032 - 0.054 \\ 0.003 - 0.018 & 0.030 - 0.054 & 0.9985 - 0.9995 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & s & s^3 \\ s & 1 & s^2 \\ s^3 & s^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Dabei folgt die CKM-Matrix dem in Beziehung (1.3) angedeuteten, ungefähren Verhalten, wobei  $s = \sin \theta_C \approx 0.22$  der Sinus des Cabibbo-Winkels  $\theta_C$  ist.

Aus dem aus myonischen  $K$ - und  $\pi$ -Zerfällen gut bekannten Cabibbo-Winkel lassen sich die Matricelemente  $V_{ud}$ ,  $V_{us}$ ,  $V_{cd}$  und  $V_{cs}$  erhalten, während die numerischen Werte der verbleibenden CKM-Elemente prinzipiell aus dem Studium von Zerfällen der  $B$ -Mesonen bestimmt werden können.  $B$ -Zerfälle nehmen daher für Untersuchungen der CKM-Matrix eine zentrale Rolle ein. Im folgenden seien einige Beispiele für das Studium der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matricelemente in  $B$ -Zerfällen genannt:

<sup>4</sup>Bei der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix handelt es sich um eine Matrix zur Basistransformation.

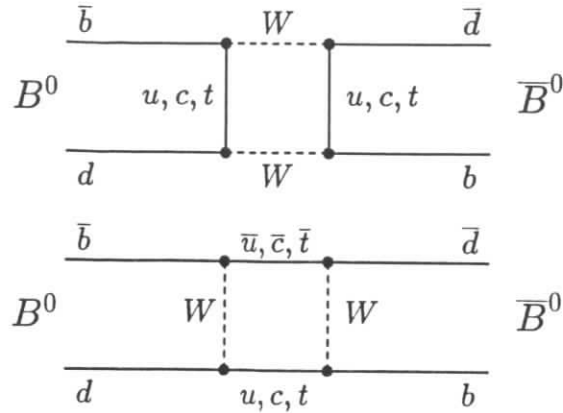


Abbildung 1.2: Box-Diagramme zur Beschreibung von  $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen.

- $V_{cb}$  : Lebensdauer Messungen des  $B$ -Mesons, semileptonische  $b \rightarrow c$ -Zerfälle;
- $V_{ub}$  : semileptonische  $b \rightarrow u$ -Übergänge, exklusive hadronische Zerfälle, z.B.  $B \rightarrow \pi\pi$ ;
- $V_{td}$  :  $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen;
- $V_{ts}$  :  $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Oszillationen, Pinguin-Zerfälle;
- $V_{tb}$  :  $B\bar{B}$ -Oszillationen.

Da es ungewöhnlich erscheint, daß aus dem Verhalten von Mesonen mit einem  $b$ -Quark Aussagen über Matrixelemente, bei denen das bisher noch unentdeckte  $t$ -Quark involviert ist, gewonnen werden können, sei hier kurz auf  $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen eingegangen. Übergänge von neutralen  $B$ -Mesonen in ihre Antiteilchen wurden 1987 erstmals von der ARGUS-Kollaboration beobachtet [31] und 1989 von der CLEO-Kollaboration bestätigt [32]. Hierbei kann das  $B^0$ -Meson eines von der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugten  $B^0\bar{B}^0$ -Mesonpaares erst beginnen zu oszillieren, nachdem das  $\bar{B}^0$  zerfallen ist. Der Grund liegt darin, daß das  $\Upsilon(4S)$  mit den Quantenzahlen  $J^P = 1^-$  bedingt, daß sich die Wellenfunktion des  $B^0\bar{B}^0$ -Paares ebenfalls in einem nichtsymmetrischen Zustand befindet. Dies ist bei zwei pseudoskalaren Bosonen nur als kohärenter Teilchen-Antiteilchen-Zustand möglich.

Der Übergang eines  $B^0$ -Mesons in ein  $\bar{B}^0$  ist mittels der in Abb. 1.2 dargestellten Boxdiagramme erklärbar. Der Mischungsparameter ist als  $r = \text{prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)/\text{prob}(B^0 \rightarrow B^0)$  definiert, d.h. als das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten, daß das  $B^0$ -Meson oszilliert zur Wahrscheinlichkeit, daß es nicht oszilliert. Dieses Verhältnis ist beispielsweise zu  $r = (20.6 \pm 7.0)\%$  gemessen [33]. Theoretisch läßt sich die Oszillationsstärke bestimmen als

$$\chi_d = \frac{\tau_B G_F^2 m_B}{6\pi^2} B_B f_B^2 |V_{td}|^2 |V_{tb}^*|^2 m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{m_W^2}\right) \eta_{\text{QCD}}, \quad (1.4)$$

mit der Zerfallskonstante  $f_B$  und dem Bagparameter  $B_B$  des  $B$ -Mesons. Durch  $\eta_{\text{QCD}}$  werden radiative QCD-Korrekturen und mit  $F(m_t^2/m_W^2)$  Propagatoreffekte durch das  $W$ -Boson berücksichtigt. Es gilt:  $r = \chi_d^2/(2+\chi_d^2)$ . Das in Formel (1.4) auftretende CKM-Matrixelement

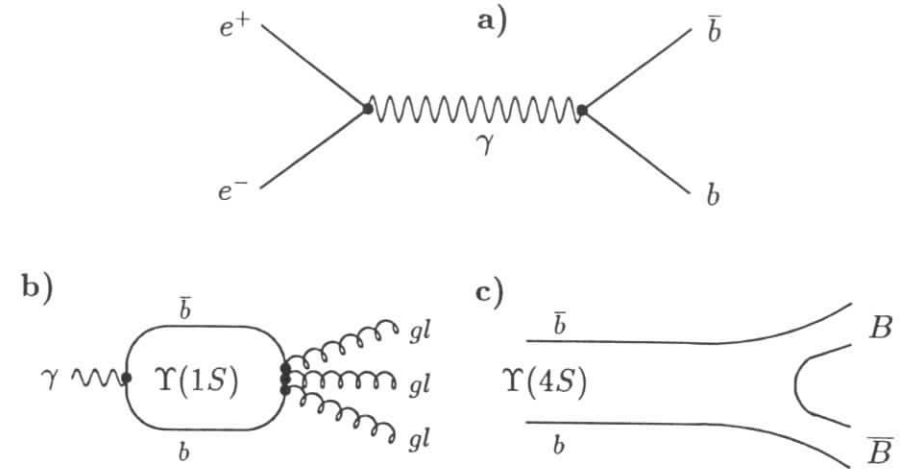


Abbildung 1.3: Einige Graphen a) zur  $e^+e^-$ -Annihilation in ein  $b\bar{b}$ -Quarkpaar, b) zum Zerfall der  $\Upsilon(1S)$ - und c) der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

$|V_{td}|$  läßt sich somit berechnen. Allerdings ist es zu einer genauen Bestimmung von  $|V_{td}|$  erforderlich, die Masse des  $top$ -Quarks und die Zerfallskonstante  $f_B$  des  $B$ -Mesons zu kennen. Dies zeigt die Wichtigkeit der Kenntnis von Zerfallskonstanten für die Bestimmung von Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelementen. Umgekehrt lassen sich aus der Beobachtung von  $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen Vorhersagen für  $m_t$  anstellen. So konnte 1987 aus der erstmaligen Messung des Mischungsparameters  $r$  eine untere Grenze für die  $top$ -Quarkmasse von  $m_t > 50 \text{ GeV}/c^2$  von der ARGUS-Kollaboration angegeben werden [31]. Die heute gültige untere Grenze für die Masse dieses Quarks stammt aus einer Analyse der CDF-Kollaboration und beträgt  $m_t > 91 \text{ GeV}/c^2$  bei 95% statistischer Sicherheit [34].

## 1.2 Die Erzeugung von $B$ -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

### 1.2.1 Die $\Upsilon$ -Resonanzen

Die  $\Upsilon$ -Resonanz wurde 1977 von Lederman und Mitarbeitern am Fermilab bei 400 GeV Proton-Kern-Kollisionen in der Reaktion  $p + N \rightarrow \mu^+\mu^- + X$  entdeckt [17]. In Spektren der  $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung zeigte sich bei etwa  $9.5 \text{ GeV}/c^2$  eine als  $\Upsilon$  bezeichnete Resonanz, während ein zweiter Peak bei ca.  $10 \text{ GeV}/c^2$   $\Upsilon'$  genannt wurde. Aufgrund der geringen Breite und des schon vom  $J/\psi$ , dem gebundenen  $c\bar{c}$ -Zustand, bekannten Abstandsmuster der beiden Resonanzen, lag es nahe, das  $\Upsilon$  als gebundenen Zustand des  $b$ -Quarks mit seinem Antiquark zu interpretieren. Wie bereits in Kap. 1.1.3 erwähnt, wurde die Existenz einer dritten Quarkgeneration von Kobayashi und Maskawa [30] bereits 1973 für eine mögliche Erklärung der beobachteten CP-Verletzung in  $K$ -Meson-Zerfällen [11] vorgeschlagen. Das Resultat von Lederman et al. konnte ein Jahr später von der DASP II-, PLUTO- und DESY-Heidelberg-Hamburg-München-Kollaboration am verbesserten  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS I bei

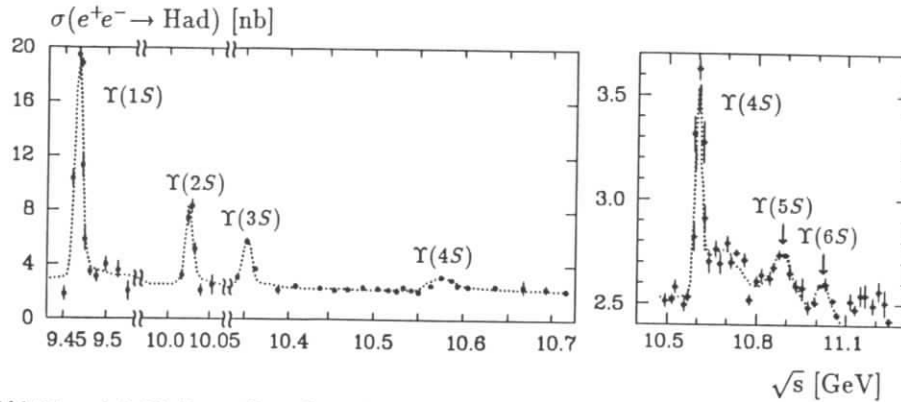


Abbildung 1.4: Die Darstellung der  $\Upsilon$ -Resonanzen durch den sichtbaren Wirkungsquerschnitt von  $(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  in Abhängigkeit der  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergie (aus Ref. [36,37]).

DESY in Hamburg bestätigt werden [35].

In der  $e^+e^-$ -Annihilation bei etwa 10 GeV Schwerpunktsenergie erfolgt die Erzeugung eines  $b\bar{b}$ -Quarkpaares, wie in Abbildung 1.3a) dargestellt, im wesentlichen über ein virtuelles Photon  $\gamma$ , an das Lepton- oder Quarkpaare, wie z. B.  $b\bar{b}$ , koppeln können. Das  $\Upsilon$  hat somit die Quantenzahlen des Photons:  $J^{PC} = 1^{--}$ . Eine nichtrelativistische  $q\bar{q}$ -Konfiguration mit diesen Quantenzahlen hätte beide Spins parallel und keinen Bahndrehimpuls, so daß das  $\Upsilon$  bzw.  $\Upsilon'$  als  $b\bar{b}$ - $^3S_1$ -Zustand bzw. dessen erste radiale Anregung identifiziert und heutzutage als  $\Upsilon(1S)$  bzw.  $\Upsilon(2S)$  bezeichnet werden. Mittlerweile wurden noch weitere angeregte Zustände bis zum  $\Upsilon(6S)$  gefunden. Wie in Abb. 1.4 ebenfalls erkennbar, findet bei den Schwerpunktsenergien der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen auch die Kontinuumsreaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  statt, so daß man von den auf einem Kontinuumsuntergrund „sitzenden“  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen spricht. In Tab. 1.5 sind einige Eigenschaften der  $\Upsilon$ -Resonanzen aufgeführt.

Der häufigste Zerfall der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz geschieht über drei Gluonen (Abb. 1.3b), da ein Gluon wegen seiner Farbladung nicht an das Colorsingulett  $b\bar{b}$  ankoppeln kann und bei der Vernichtung in zwei Gluonen deren Wellenfunktion ebenfalls ein Farbsingulett sein müßte. Die einzige Farbsingulett-Kombination zweier Gluonen ist allerdings symmetrisch, so daß die „restliche“ Wellenfunktion mit der zweier Photonen verglichen werden kann. Genau wie das Orthopositronium nach dem Yang-Theorem [38] nicht in zwei Photonen zerfallen kann, ist auch für das  $\Upsilon(1S)$ , mit ebenfalls Spin 1  $\hbar$ , die Vernichtung in zwei Gluonen verboten.

Tabelle 1.5: Einige ausgewählte Eigenschaften der  $\Upsilon$ -Resonanzen von  $\Upsilon(1S)$  bis  $\Upsilon(6S)$  (aus Ref. [25]).

Resonanz	Masse [MeV]	Breite $\Gamma$	$\Gamma_{ee}$ [keV]
$\Upsilon(1S)$	$9460.3 \pm 0.2$	$(52.1 \pm 2.1)$ keV	$1.34 \pm 0.04$
$\Upsilon(2S)$	$10023.3 \pm 0.3$	$(43 \pm 8)$ keV	$0.56 \pm 0.09$
$\Upsilon(3S)$	$10355.3 \pm 0.5$	$(24.3 \pm 2.9)$ keV	$0.44 \pm 0.04$
$\Upsilon(4S)$	$10580.0 \pm 3.5$	$(23.8 \pm 2.2)$ MeV	$0.24 \pm 0.05$
$\Upsilon(5S)$	$10865 \pm 8$	$(110 \pm 13)$ MeV	$0.31 \pm 0.07$
$\Upsilon(6S)$	$11019 \pm 8$	$(79 \pm 16)$ MeV	$0.13 \pm 0.03$

Der Zerfallsmode in drei Gluonen ist proportional  $\alpha_s^3$  und somit entsprechend unterdrückt. Dies macht sich in einer langen Lebensdauer und sehr schmalen Breite der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz bemerkbar.

### 1.2.2 Der Zerfall $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$

Die wesentlich größere Breite der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz legt nahe, daß bei dieser die Energie ausreicht, um neben den beiden schweren  $b\bar{b}$ -Quarks noch zwei leichte Quarks zu erzeugen, so daß die beiden leichtesten pseudoskalaren  $B$ -Mesonen ( $B^0(\bar{b}d)$  und  $B^+(\bar{b}u)$ ) entstehen (siehe Abb. 1.3c). Dieser Vorgang ist ein Beispiel für die Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel [21,39], die besagt, daß Zerfälle ohne  $q\bar{q}$  Vernichtung stark bevorzugt werden. Die OZI-Regel wird inzwischen dahingehend verstanden, daß sie von der „laufenden“ Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , der starken Wechselwirkung herrührt, da Diagramme ohne Quark-Annihilation nur „weiche“ Gluonen beinhalten.

Die  $B_s^-$  und  $B_c^-$ -Mesonen besitzen eine zu große Masse, um in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen erzeugt werden zu können. Ebenso gibt es keine Anzeichen für die Produktion von  $B^*$ -Mesonen auf dem  $\Upsilon(4S)$ . Erste Hinweise auf diese Vektormesonen stammen von der CUSB-Kollaboration, die erstmals 1985 bei Schwerpunktsenergien oberhalb der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz im Photonen-spektrum eine Linie entdeckte, die dahingehend interpretiert wurde, vom Zerfall  $B^* \rightarrow B\gamma$  herzurühren [37]. Es wird daher angenommen, daß die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in  $B^0\bar{B}^0$ - oder  $B^+B^-$ -Mesonpaare zerfällt. Für das Verhältnis von Übergängen des  $\Upsilon(4S)$  in Endzustände ohne  $B$ -Mesonen im Vergleich zu  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  wurden von der CLEO-Kollaboration obere Grenzen von 3.8% bzw. 13% erhalten, falls die Topologie des Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfalls kontinuumartig bzw. wie bei einem  $\Upsilon$ -Zerfall in drei Gluonen aussieht [40]. Erste Hinweise der CLEO-Kollaboration auf Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfälle des  $\Upsilon(4S)$  durch die Beobachtung schneller  $J/\psi$ -Mesonen [41], die weder aus  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen, noch aus  $B$ -Zerfällen stammen können, wurden im folgenden jedoch nicht bestätigt.<sup>5</sup> Die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist somit eine geeignete Quelle zur Erzeugung von  $B^0/B^+$ -Mesonen. Weitere Eigenschaften der  $B$ -Mesonen werden in Kapitel 5.3.1 diskutiert.

<sup>5</sup> „Two  $B$ , or not two  $B$  – that is the question;“



## Kapitel 2

### Das ARGUS-Experiment

„Sie [Hera] suchte den Argus auf, ein Ungetüm mit hundert Augen, die gleich funkelnden Sternen über seinen ganzen Leib, über Vorder- und Hinterhaupt verstreut waren. Immer war es nur ein Paar dieser Augen, das sich schloß und schlief, die anderen wachten indessen, bis auch sie im Wechsel an die Reihe kamen.“

(aus Ref. [42])

#### 2.1 Experimente zur Erforschung von *charm* und *beauty*

Im Jahre 1992 operieren zwei Detektoren an  $e^+e^-$ -Speicherringen im Bereich der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Dies sind das CLEO-Experiment am CESR-Speicherring in Cornell und ARGUS am DORISIII-Speicherring in Hamburg. Beides sind magnetische Universaldetektoren, und sie besaßen bis vor einigen Jahren jeweils noch ein nichtmagnetisches Partnerexperiment, CUSB bei CESR und Crystal Ball bei DORIS. Diese waren auf den Nachweis von Photonen und zur Spektroskopie des  $\Upsilon$ -Systems spezialisiert. Das CUSB-Experiment stellte im Herbst 1990 die Datennahme ein, während der Crystal-Ball-Detektor bereits im Jahre 1987 aus der zweiten Wechselwirkungszone des DORIS-Speicherrings entfernt wurde. Aufgrund von Umbauarbeiten an DORIS konnte das ARGUS-Experiment in den letzten Jahren kaum Daten nehmen, so daß die CLEO-Kollaboration mit verbessertem Detektor und rapide anwachsender Datenmenge in den nächsten Jahren die führende Rolle in der  $B$ -Physik auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz einnehmen wird.

Experimente an  $e^+e^-$ -Speicherringen bei höheren Energien (PEP, PETRA, TRISTAN und LEP) können Aussagen über zusätzliche Aspekte der  $B$ -Meson-Zerfälle machen. So wurde das Verhalten von Jets mit  $b$ -Quarks untersucht und die Lebensdauer von  $B$ -Hadronen präzise bestimmt. Vor allem die vier Detektoren am LEP-Speicherring haben dazu wichtige Beiträge geliefert, und sie werden in naher Zukunft erste verlässliche Aussagen über  $B$ -Mesonen mit *strangeness* und *charm*, sowie über Baryonen mit  $b$ -Quarks treffen können.

An Hadronbeschleunigern, wie dem TEVATRON am Fermilab bei Chicago, werden zwar aufgrund eines großen  $B$ -Wirkungsquerschnittes im Bereich einiger  $\mu\text{b}$  hohe Raten an  $B$ -Mesonen erzielt, aber der totale inelastische  $p\bar{p}$ -Wirkungsquerschnitt liegt um einen Faktor  $10^3$  höher, so daß es schwierig ist, Ereignisse mit  $B$ -Hadronen zu extrahieren. Daher versuchen Experimente wie CDF und DØ, sich vorerst auf die Rekonstruktion von  $B$ -Zerfällen mit geringer Untergrundrate zu konzentrieren. Eine derartige Reaktion sind  $B$ -Zerfälle in  $J/\psi$ -Mesonen, die aufgrund ihres Zerfalls in ein Leptonpaar verhältnismäßig untergrundfrei rekonstruierbar sind. So ist es der CDF-Kollaboration erstmals gelungen, Signale für die Zerfälle  $B \rightarrow J/\psi K^{(*)}$  zu beobachten [43].

Weiterhin gibt es verschiedene kleinere Fixed-Target-Experimente, beispielsweise am TEVATRON, die versuchen  $D$ - und  $B$ -Mesonen zu rekonstruieren (z.B. E687, E691, TPS, E769, E771), oder es existieren Vorschläge,  $B$ -Physik und die Frage nach CP-Verletzung im  $B$ -Meson-System an der nächsten Generation von Hadronbeschleunigern, wie SSC oder LHC, zu untersuchen. Mittlerweile gibt es auch mehrere Vorschläge, eine auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz arbeitende „ $B$  factory“ mit  $e^+e^-$ -Strahlen unterschiedlicher Energie zu errichten, um bei sehr hoher Statistik Präzisionsmessungen der CKM-Matrixelemente vorzunehmen, seltene  $B$ -Zerfälle, wie Pinguin-Übergänge, zu suchen, oder die Frage nach CP-Verletzung im  $B$ -System zu studieren.

#### 2.2 Die Speicherringanlage DORIS

DORIS ist neben HERA und PETRA einer der am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg befindlichen Speicherringe. Mit der als Doppelspeicherring ausgelegten Elektron-Positron Maschine DORIS wurde ab 1974 das Charmonium- $c\bar{c}$ -System bei Schwerpunktsenergien von etwa 3 GeV studiert. Diese zur Speicherung vieler Teilchenpakete (Multi-Bunch) geeignete Maschine wurde im Jahr 1977 zur Einringmaschine DORIS I im Single-Bunch-Betrieb umgebaut. Damit konnte bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV die damals entdeckte  $\Upsilon$ -Resonanz untersucht werden. In den Jahren 1981-82 wurde DORIS I durch Verbesserungen hinsichtlich der Hohlraumresonatoren und der Magnetoptik zum Speicherring DORIS II, mit dem Schwerpunktsenergien bis 11 GeV erreicht werden konnten, umgestaltet [44]. Zur Erhöhung der Synchrotron-Experimentierplätze erhielt DORIS II 1990/91 auf der dem ARGUS-Experiment gegenüberliegenden Seite eine „Ausbuchtung“ und wurde zur jetzigen Maschine DORIS III umgebaut.

In DORIS, mit einem Umfang von etwa 300 m, bestehend aus zwei Halbkreissegmenten (Durchmesser 55 m) mit zwei dazwischengefügten geraden Teilstücken (Länge 55 m), laufen Elektronen und Positronen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit in Form von Teilchenpaketen, sog. „bunches“ (Länge wenige cm, transversale Ausdehnung weniger als 1 mm, ca.  $10^{11}$  Teilchen), gegensinnig um. Bei einer Umlauffrequenz von etwa einem MHz, treffen sich die Bunche ungefähr zwei Millionen mal pro Sekunde. Für die Führung und Fokussierung der Teilchenpakete sorgen Dipol- und Quadrupolmagnete. Der Ausgleich der durch Synchrotronstrahlung erlittenen Energieverluste geschieht in speziellen Beschleunigungsstrecken mittels elektromagnetischer Hochfrequenzfelder.

Die  $e^+e^-$ -Bunche werden bereits mit ihrer Endenergie in DORIS eingespeist. Figur 2.1 zeigt den Weg der Elektronen bzw. Positronen, bevor diese DORIS erreichen. Die Elektronen wurden im Linearbeschleuniger LINAC I auf ca. 50 MeV vorbeschleunigt und in das Synchrotron DESY injiziert. Die Positronen werden durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen gewonnen, wobei durch Bremsstrahlung entstehende hochenergetische Photonen teilweise mittels Paarerzeugung in  $e^+e^-$ -Paare konvertieren. Von diesen werden die Positronen durch Magnete ausgelenkt und im sog. Positronenintensitätsakkumulator PIA zwischengespeichert. Von dort werden sie mit ca. 450 MeV ebenfalls in das Synchrotron DESY eingespeist. Der gleichzeitige Betrieb der Speicherringanlage HERA erforderte, daß ab 1992 sowohl die Elektronen wie auch die Positronen ihren Weg mit dem LINAC II beginnen. Von DESY werden die auf die gewünschte Endenergie beschleunigten Elektron- bzw. Positron-Pakete schließlich in den DORIS-Speicherring injiziert. Die während des Betriebs von DORIS entstehende Synchrotronstrahlung wird im Synchrotron-Labor HASYLAB für verschiedenartigste Forschungen genutzt.

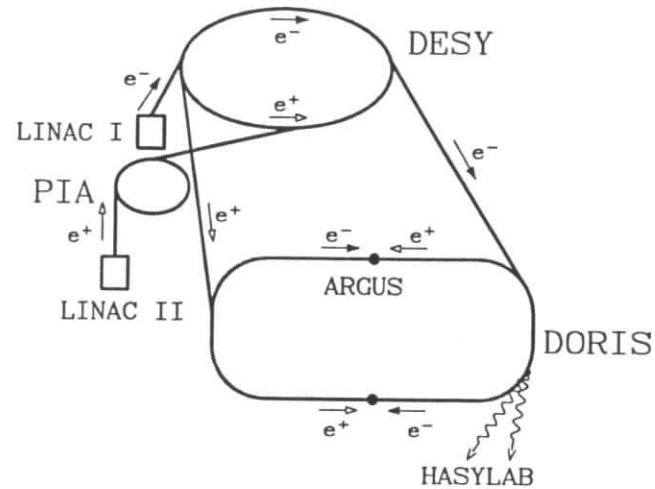


Abbildung 2.1: Der Weg der Elektronen bzw. Positronen bevor diese DORIS erreichen.

### 2.3 Der ARGUS-Detektor

*„Da aber nahte sich Hermes. Zeus hatte ihn, von Gram über das grausame Los der Geliebten verzehrt, zu sich gerufen und ihm befohlen, Argus mit List zu überwältigen und dem verhassten Wächter das Augenlicht auszulöschen.“*

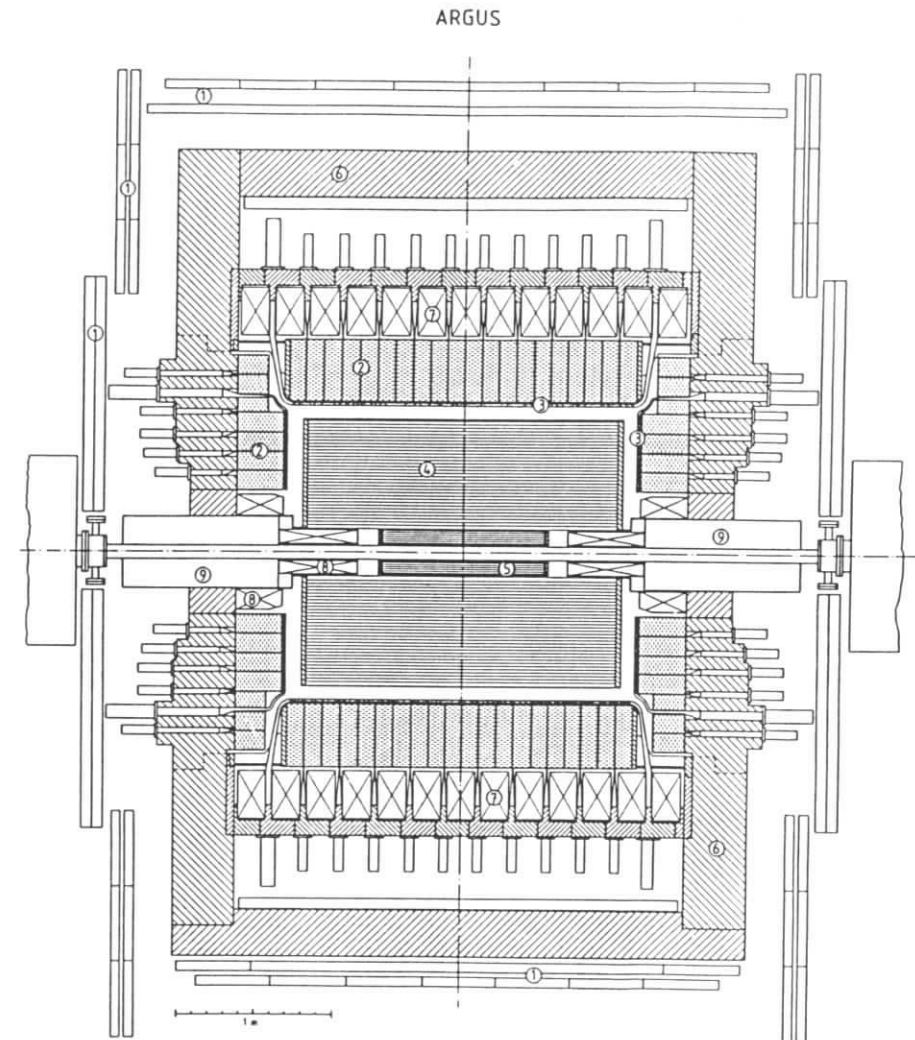
(aus Ref. [42])

Im Jahre 1982 wurde der ARGUS-Detektor nach etwa vier Jahren Planung und Bau am DORIS II-Speicherring in Betrieb genommen. Heute sind an diesem Experiment Institute aus Kanada, Slowenien, Rußland und Deutschland beteiligt. Die deutschen Institute kommen von DESY (Hamburg und Zeuthen), aus Dortmund (Univ.), Dresden (Univ.), Hamburg (Univ.), Heidelberg (MPI und Univ.), Karlsruhe (Univ.) sowie aus Erlangen (Univ.).

Um die im Bereich der  $\Upsilon$ -Resonanzen interessierende Physik studieren zu können, wurde ARGUS als magnetischer Vielzweckdetektor mit folgenden Eigenschaften konzipiert [45]:

- gute räumliche Auflösung und hohe Akzeptanz über den gesamten Raumwinkelbereich für die in der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung erzeugten Teilchen
- Messung der Impulse geladener Teilchen bzw. der Energien neutraler Teilchen mit hoher Genauigkeit
- eindeutige Teilchenidentifikation über einen weiten Impulsbereich.

Das bei ARGUS verwendete Koordinatensystem [45] ist ein rechtshändiges, kartesisches System mit dem Wechselwirkungspunkt als Ursprung. Die  $z$ -Achse zeigt entlang der Strahlachse in Flugrichtung der Positronen, während die  $x$ -Achse in das Innere des DORIS-Ringes



38269

- |                       |                         |                          |
|-----------------------|-------------------------|--------------------------|
| (1) Myonkammern       | (2) Schauerzähler       | (3) Flugzeitsystem       |
| (4) Haupt-Driftkammer | (5) Vertex-Driftkammer  | (6) Eisenjoch            |
| (7) Hauptspulen       | (8) Kompensationsspulen | (9) Mini-Beta-Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der ARGUS-Detektor in der  $yz$ -Projektion.

und die  $y$ -Achse nach oben weisen. Wegen der Zylindersymmetrie des Detektors wird zusätzlich ein polares Koordinatensystem verwendet, wobei die  $xy$ -Ebene der  $r$ - $\phi$ -Ebene entspricht und  $\theta$  den Winkel zur  $z$ -Achse beschreibt. Aufgrund dieser Symmetrie wird zwischen dem Bereich des Zylindermantels („barrel“) und dem „Deckel“ bzw. „Boden“ des Zylinders, den sog. Endkappen („endcaps“), unterschieden.

Die wesentlichen Komponenten des Detektors können Figur 2.2 entnommen werden. Diese sind die Vertex-Driftkammer (5), die Haupt-Driftkammer (4), das Flugzeitsystem (3), die elektromagnetischen Schauerzähler (2), das Magnetsystem (7), die Myonkammern (1), die Mini-Beta-Quadrupolmagnete (9) und die Kompensationsspulen (8). Das in Kapitel 2.3.6 beschriebene Magnetfeld ist die Grundvoraussetzung für eine Impuls- und Ladungsmessung der in der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung erzeugten Teilchen.

### 2.3.1 Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer (VDC) [45,46] war seit dem Frühjahr 1985 Bestandteil von ARGUS. Sie wurde 1990 durch eine sog. Mikrovertex-Driftkammer [47] ersetzt (siehe Kap. 2.3.2). Bei der VDC handelt es sich um eine 1 m lange, zylindrische Driftkammer (Innen- bzw. Außendurchmesser: 10 cm bzw. 28 cm), die 95% des Raumwinkels von  $4\pi$  abdeckt. Innerhalb der aus Kohlenstoff-Epoxy-Faser-Material bestehenden Zylinderwände sind 594 Signaldrähte (Wolfram,  $20\ \mu\text{m}$   $\emptyset$ , auf Nullpotential liegend) und 1412 Potentialdrähte (Kupfer-Beryllium-Legierung,  $127\ \mu\text{m}$   $\emptyset$ , auf 3500 Volt liegend), jeweils parallel zur  $z$ -Achse, gespannt. Die Drähte sind in einer hexagonalen Zellenstruktur mit jeweils einem Signaldraht in der Mitte angeordnet, wobei der Radius einer Driftzelle 4.5 mm beträgt. Betrieben wurde die VDC mit  $\text{CO}_2$  bei 1.5 bar und einem Zusatz von 0.3% Wasser zur Vermeidung von Ablagerungen auf den Drähten.

Einzelne hochenergetische Elektronenspuren können mit einer Genauigkeit von  $(95 \pm 5)\ \mu\text{m}$  zum Vertex extrapoliert werden. Diese Verbesserung der Spurparameter führte gegenüber den Daten ohne die VDC zu einer Erhöhung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für sekundäre Vertices. So wurden z.B. 60% mehr  $K_S^0$  erkannt.

### 2.3.2 Die Mikrovertex-Driftkammer

Die im Frühjahr 1990 fertiggestellte Mikrovertex-Driftkammer ( $\mu\text{VDC}$ ) [47] wurde zusammen mit einem Beryllium-Strahlrohr von 37 mm Durchmesser bei einer Wandstärke von nur 0.5 mm am ARGUS-Detektor anstelle der Vertex-Driftkammer installiert. Mit ihr soll eine bessere Vertextauflösung und damit eine höhere Effizienz bei der Rekonstruktion von  $B$ -Mesonen erreicht werden. Die in einem Abstand von ca. 5 mm zueinander befindlichen 1070 Signaldrähte sind in vier Lagen parallel und in jeweils sechs Lagen unter einem Winkel von  $\pm 45^\circ$  zur Strahlachse angeordnet. Durch die extrem großen Stereowinkel wird erreicht, daß die Spurkoordinaten in der  $r$ - $\phi$ - und  $r$ - $z$ -Projektion mit gleicher Genauigkeit rekonstruierbar sind. Gleichzeitig wurde versucht, mit der Wahl des Detektormaterials die Vielfachstreuung für niederenergetische Teilchen möglichst gering zu halten. Die  $\mu\text{VDC}$  wird bei einer Hochspannung von ca. 3500 V mit einer Gasmischung von 80% Propan und 20%  $\text{CO}_2$  bei etwa 3.1 bar betrieben und überdeckt einen Raumwinkelbereich von 93% von  $4\pi$  entsprechend der Raumwinkelakzeptanz der übrigen Komponenten des ARGUS-Detektors.

Die zur Spurrekonstruktion in der Mikrovertex-Driftkammer erforderliche Software und die Kalibrationsalgorithmen wurden inzwischen fertiggestellt. Erste aus Ereignissen der Bhabha-Streuung ermittelte Studien zeigen ein mittleres Auflösungsvermögen von etwa  $40\ \mu\text{m}$ , so daß eine Genauigkeit bei der Extrapolation einer Spur auf den Zerfallsvertex von weniger

als  $40\ \mu\text{m}$  erwartet werden kann. Damit sollten Zerfallsvertices von  $D$ -Mesonen, die in  $B$ -Zerfällen von der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz eine mittlere Flugstrecke von ca.  $100\ \mu\text{m}$  zurücklegen, erkannt werden können. Dies hat sich auch in ersten Untersuchungen bestätigt.

### 2.3.3 Die Haupt-Driftkammer

Die Haupt-Driftkammer [45,48] ist ein zylinderförmiges Gebilde von 2 m Länge und einem Innen- bzw. Außendurchmesser von 30 cm bzw. 172 cm. Die innere Wand besteht aus 3.3 mm starkem Kohlenstoff-Epoxy-Faser-Material, während die äußere Mantelung (6 mm dick), sowie die Endkappen (30 mm dick) aus Aluminium gefertigt sind. 5940 Signaldrähte (goldbeschichtetes Wolfram,  $30\ \mu\text{m}$   $\emptyset$ , auf ca. 2700 V liegend) und 24588 Potentialdrähte (Kupfer-Beryllium,  $76\ \mu\text{m}$   $\emptyset$ , auf Nullpotential liegend) formen Driftzellen mit einer nahezu quadratischen Querschnittsfläche von  $18.0 \times 18.8\ \text{mm}^2$ . Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet. Jede zweite Lage ist alternierend leicht azimuthal verdreht (sog. Stereolagen), wodurch die Position einer Spur in  $z$ -Richtung bestimmt werden kann. Der Stereowinkel  $\alpha$  wächst wie  $\sqrt{r}$  von 40 mrad in der innersten auf 80 mrad in der äußersten Lage.

Bei einer Minimalforderung von drei getroffenen Stereo- und vier Paralleldrähten werden durch die Driftkammer 96% von  $4\pi$  abgedeckt, während man für Spuren, die alle Lagen durchqueren, eine Raumwinkelakzeptanz von etwa 76% erhält. Betrieben wird die Haupt-Driftkammer bei ungefähr 1040 mbar mit einer Mischung von 97% Propan und 3% Methyln, wobei ungefähr 0.2% Wasser zur Verhinderung von Ablagerungen auf den Drähten zugesetzt werden. Im Jahre 1990 wurde die seit 1982 in Betrieb befindliche Haupt-Driftkammer aufgrund von Alterungserscheinungen durch eine baugleiche Driftkammer ersetzt.

Für schnelle Teilchen ( $p > 1\ \text{GeV}/c$ ) ergibt sich eine Impulsauflösung von  $\sigma(p_t)/p_t = 0.9\% \times p_t/\text{GeV}/c$ , die hauptsächlich durch die Fehler in der Spurmessung bestimmt ist. Für langsame Teilchen ( $p \leq 1\ \text{GeV}/c$ ) wird die Auflösung durch die Vielfachstreuung limitiert:  $\sigma(p_t)/p_t = [(1\%)^2 + (0.9\% \times p_t/\text{GeV}/c)^2]^{1/2}$ .

### 2.3.4 Das Flugzeitsystem

Das ARGUS-Flugzeitsystem (ToF) [45,49] umgibt die Haupt-Driftkammer und besteht aus 160 Szintillationszählern (Material NE 110, Dicke 2 cm). Im Barrel-Bereich befinden sich 64 Szintillatoren mit einer Länge von je 2.18 m und einer Breite von je 9.3 cm, die einen Zylinder von ca. 190 cm Durchmesser um die Driftkammer formen. Dabei wird jeder Barrel-Flugzeitähler an jedem Ende von je einem Photovervielfacher ausgelesen. Hingegen erreicht das Licht der Endkappenszintillatoren nur je einen Photomultiplier. Je 48 trapezförmige ToF-Zähler sind zu Kreisringen angeordnet, die mit einem Innen- bzw. Außendurchmesser von 78 cm bzw. 175 cm an den beiden Endkappen der Driftkammer positioniert sind.

Alle das Flugzeitsystem auslesenden Photovervielfacher befinden sich außerhalb des Eisenjochs, da sie in starken Magnetfeldern nicht betrieben werden können. Vom ToF-System werden insgesamt 92% von  $4\pi$  überdeckt. Aus der Messung der Flugzeit geladener Teilchen läßt sich mittels des in der Driftkammer gemessenen Impulses und der Flugstrecke eine Massenhypothese zur Teilchenidentifikation aufstellen. Mit einer mittleren Zeitauflösung von 220 ps für Hadronen erhält man für Impulse von weniger als  $1\ \text{GeV}/c$  eine gute Teilchentrennung.

### 2.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter [45,50] folgt ebenfalls der zylinderförmigen Anordnung, so daß wieder Barrel- und Endkappenbereich unterschieden werden. Die insgesamt 1760 Blei-Scintillator-Sandwich-Zellen teilen sich im Barrelbereich zu 20 Ringen á 64 Zählern auf, während die Endkappen aus fünf Ringen mit 32, 40, 48, 56 bzw. 64 Zählern bestehen. Damit beträgt die Raumwinkelakzeptanz für das Kalorimeter 96% von  $4\pi$ .

Die Schauerzähler sind in Sandwichbauweise abwechselnd aus 5 mm dicken Scintillatorplatten und 1 mm dicken Bleiplatten (in den Endkappen 1.5 mm) zusammengesetzt, wobei im Barrelbereich jeder Zähler ca. 12.5 Strahlungslängen entspricht. Das in den Schauerzählern entstehende Szintillationslicht wird über Wellenlängenwandler und Lichtleiter wie bei den ToF-Zählern aus dem Magnetfeld geführt und außerhalb der Eisenspule an Photomultiplier angekoppelt.

Neben Aufgaben in der Triggerlogik (siehe Kap. 2.4) dient das elektromagnetische Kalorimeter der Bestimmung von Energie und Richtung von Photonen und Elektronen. Durch Berücksichtigung von Form und Energiebetrag eines Schauers ist die Trennung zwischen Elektronen und Myonen bzw. Hadronen möglich. Photonen mit einer Energie größer als 50 MeV werden mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit erkannt. Die Energieauflösung läßt sich parametrisieren durch:  $\sigma(E)/E = [x^2 + (y^2 \cdot \text{GeV}/E)]^{1/2}$ . Hierbei ist  $x = 0.072$ ,  $y = 0.065$  im Barrelbereich und  $x = 0.075$ ,  $y = 0.076$  in den Endkappen. Die Ortsauflösung für den Eintrittspunkt eines Teilchens in die Schauerzähler beträgt 1.5 cm im Barrel und 1.2 cm in den Endkappen.

### 2.3.6 Das Magnetsystem

#### Der Hauptmagnet

Dieser setzt sich aus der Hauptspule (ca. 3 m  $\emptyset$ ) und dem Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfeldes zusammen [45]. Bei einer Stromstärke von 4250 A werden mit 0.755 T stabile „Runbedingungen“ erreicht. Während der Aufbauphase wurde das ARGUS-Magnetfeld an verschiedenen Stellen mit Hallsonden vermessen und dann interpoliert, wobei es sich innerhalb der Meßgenauigkeit weniger Promille als symmetrisch erwies. Zusammen mit dem Eisenjoch dienen Spule und Kalorimeter als Hadronenabsorber. Daher handelt es sich bei Teilchen, die das Eisenjoch verlassen, überwiegend um Myonen.

#### Die Mini-Beta-Quadrupole

Die Mini-Beta-Quadrupolmagnete [45] dienen der Fokussierung des Elektron-Positron-Strahls im Wechselwirkungspunkt (Reduktion der  $\beta$ -Funktion auf 3 cm vertikal und 40 cm horizontal) und somit der Erhöhung der Luminosität auf  $\mathcal{L} > 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Die Mini-Beta-Quadrupole sind eigentlich Bestandteil des Speicherringes, wurden aber in das ARGUS-Magnetsystem integriert und befinden sich teilweise innerhalb des Eisenjochs.

#### Die Kompensationsspulen

Die Kompensationsspulen, die auf die Mini-Beta-Quadrupole folgen, sollen den Einfluß des ARGUS-Magnetfeldes auf den  $e^+e^-$ -Strahl reduzieren.

### 2.3.7 Die Myonkammern

Die Myonkammern [45,51] stellen die äußere Komponente des ARGUS-Detektors dar. Sie sind in drei Lagen gestaffelt. Die innersten Kammern befinden sich noch innerhalb des Eisenjochs im Barrelbereich und decken 43% des Raumwinkels ab, während die beiden äußeren Lagen je 87% von  $4\pi$  erfassen. Entsprechend dem absorbierenden Material existiert zum Nachweis von Myonen eine Impulsschwelle, die bei etwa 0.7 GeV/c bzw. 1.1 GeV/c für die innere Lage bzw. die äußeren Kammern liegt.

Insgesamt sind 218 Myonkammern bei ARGUS installiert, von denen jede aus acht Proportionalzählrohren besteht. In jedem der im Querschnitt  $56 \times 56 \text{ mm}^2$  breiten und ca. 1 m - 4 m, je nach Positionierung, langen Zählrohre befindet sich ein goldbeschichteter Wolframdraht. Die Kammern werden bei etwa 2350 V Hochspannung mit einer nicht brennbaren Gasmischung von 92% Argon und 8% Propan betrieben.

## 2.4 Der Trigger

Aus der Frequenz von ca. 1 MHz, mit der sich bei DORIS die  $e^+e^-$ -Bunche in ARGUS treffen, folgt, daß ungefähr 1  $\mu\text{s}$  Zeit ist für die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert und mit seiner Speicherung begonnen werden soll. Ziel ist es, den Anteil an Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Wechselwirkungen soweit als möglich zu reduzieren, ohne dabei physikalisch interessante Ereignisse zu verlieren. Diese Entscheidung geschieht bei ARGUS in zwei Stufen [45]: Ein schneller Vortrigger („Fast Pretrigger“) verwirft innerhalb 300 ns Untergrundereignisse oder startet, falls das Event akzeptiert wurde, eine zweite, langsamere Triggerstufe („Little Track-Finder“), die eine endgültige Entscheidung trifft. Die Pretrigger-Signale müssen dabei in Koinkidenz mit dem vom Speicherring gelieferten Signal sein, das das Zusammentreffen der  $e^+e^-$ -Pakete kennzeichnet („bunch-crossing“).

### 2.4.1 Der schnelle Vortrigger

Für den schnellen Vortrigger („Fast Pretrigger“) werden das Flugzeitsystem und die Schauerzähler verwendet. Beide Systeme sind in zwei Hemisphären, getrennt durch eine Ebene bei  $z = 0$ , eingeteilt. Der Fast Pretrigger ist, um eine gewisse Flexibilität zu gewährleisten, in verschiedene „Sub-Trigger“ unterteilt.

#### Der „Total Energy Trigger“

Der „Total Energy Trigger“ (ETOT) verwendet nur das elektromagnetische Kalorimeter und fordert, daß die in beiden Hemisphären deponierte Schauerenergie eine Schwelle von jeweils 700 MeV überschreitet. Damit sollen Ereignisse mit „balancierter“ Energiedeposition in den Schauerzähler-Hemisphären detektiert werden (z.B. Bhabha-Events).

#### Der „High Energy Shower Trigger“

Der „High Energy Shower Trigger“ (HESH) verwendet nur die Barrel-Schauerzähler, die in insgesamt 16 Gruppen pro Hemisphäre unterteilt sind. Der Trigger wird gesetzt, falls das Signal einer solchen HESH-Gruppe einer deponierten Energie von mehr als 1 GeV entspricht. Der „High Energy Shower Trigger“ akzeptiert Ereignisse mit kleiner Multiplizität, bei denen ein Teilchen einen Großteil der gesamten Energie mit sich führt. Er wurde zur Suche nach exotischen Teilchen konzipiert.



### Der „Charged Particle Pretrigger“

Der „Charged Particle Pretrigger“ (CPPT) soll Ereignisse mit geladenen Teilchen erkennen. Dabei wird mindestens eine Spur pro Hemisphäre gefordert, wobei „Spur“ als das gleichzeitige Ansprechen einer ToF-Zähler-Gruppe und der sie überdeckenden Schauerzählergruppe definiert ist. Pro Hemisphäre sind die ToF- und Schauer-Counter wieder zu je 16 Gruppen zusammengefaßt. Die Schwelle für das Ansprechen einer Gruppe entspricht einer deponierten Energie von 50 MeV, so daß für minimal ionisierende Teilchen, die ungefähr 160–200 MeV hinterlassen, die Nachweiswahrscheinlichkeit größer als 95% ist.

### Der „Coincidence Matrix Trigger“

Der „Coincidence Matrix Trigger“ (CMAT) wurde entworfen, um nicht in  $z$ -Richtung entgegengesetzte Spuren wie beim CPPT, sondern in  $\phi$  entgegengerichtete Teilchen zu erkennen. Dabei können sich beide Spuren in der gleichen Hemisphäre befinden. Die Definition von Spur und die Einteilung der Schauer- und ToF-Zähler-Gruppen ist analog dem CPPT. Der „Coincidence Matrix Trigger“ akzeptiert im Gegensatz zu den anderen Triggern Ereignisse, bei denen die Impuls- bzw. Energiebilanz in  $z$ -Richtung nicht ausgeglichen ist, was z.B. für Ereignisse aus der Zwei-Photon-Reaktion von Bedeutung ist.

### Die „Test Trigger“

- Der „Random Trigger“ setzt zur Abschätzung des „Rauschens“ des Detektors mit einer Rate von 0.1 Hz ein zufälliges Auslesetor für die gesamte Elektronik.
- Der „Cosmic Trigger“ dient bei abgeschaltetem Speicherring der Detektion kosmischer Myonen zu Test- und Kalibrationszwecken.

## 2.4.2 Die zweite langsame Triggerstufe

Der langsame Trigger, „Little Track Finder“ (LTF) [45], wird zur weiteren Reduktion des Untergrundes von den „Pre-Triggern“ gestartet. Mit Hilfe der Information aus der Haupt-Driftkammer und den ToF-Zählern versucht der LTF durch Vergleich der gesetzten Driftkammerdrähte mit bis zu 2000 vorgegebenen Spurmasken in der  $r$ - $\phi$ -Ebene mögliche Teilchenspuren zu erkennen. Dabei sorgen tabellengetriebene und fest implementierte Vorrichtungen, sowie ein effizienter Spursuchalgorithmus für möglichst kleine Totzeiten. Im Mittel beträgt die Operationszeit des „Little Track Finders“ 20  $\mu$ s, wobei die Effizienz für Spuren, die den gesamten Barrelbereich durchqueren, bei ca. 97% liegt.

In Abhängigkeit der gefundenen Spurkandidaten und des auslösenden Vortriggers wird dann entweder das Ereignis ausgelesen oder die begonnene Digitalisierung abgebrochen und die Elektronik für die Aufzeichnung eines neuen Events bereitgestellt. In der Regel erfordern CPPT und CMAT mindestens zwei gefundene Spurmasken, der HESH mindestens eine, während für den ETOT-Pretrigger keine Maske übereinstimmen muß.

Der LTF reduziert die Triggerrate auf einen für ARGUS typischen Wert von ungefähr 5–10 Hz. Hiervon sind normalerweise noch über 80% Untergrundereignisse, so daß es weiterer Selektionskriterien bedarf, um diese Datenmenge zu einem handhabbaren, die physikalisch interessierenden Ereignisse beinhaltenden Sample zu reduzieren.

## 2.5 Die Datennahme und der Datenfluß

Ist ein Ereignis vom Trigger akzeptiert, so werden die zunächst analogen Informationen der einzelnen Detektorkomponenten mittels Analog-Digital-Wandler (ADC) bzw. Zeit-Digital-Wandler (TDC) in computerlesbare Daten transformiert. Die von einem CAMAC-System gespeicherten Signale werden mit Hilfe eines schnellen Prozessors (sog. „CAMAC-Booster“) ausgelesen und an einen Online-Rechner vom Typ PDP 11/45 weitergeleitet. Dies geschieht innerhalb von 3 ms, so daß die Elektronik danach wieder zur Speicherung des nächsten Ereignisses bereit ist. Die PDP strukturiert die unsortiert eintreffenden Daten in einem „Event-Record“ und erfüllt zusätzlich Steuer- und Pufferfunktionen.

Wegen der begrenzten Speicher- und Prozessorkapazität der PDP 11/45 und um die Datennahme nicht durch Verwaltungs- und Kontrollaufgaben zu behindern, leitet die PDP die Ereignisse an eine VAX 11/780 weiter. Dort werden zahlreiche statistische Verteilungen zur Kontrolle der Datenqualität in Histogrammform erstellt, mittels derer vom Schichtpersonal während der Datennahme die Funktionsfähigkeit der einzelnen Detektorkomponenten laufend überprüft werden kann.

Ungefähr 20 000 Events bilden einen sog. „Run“. Ein spezielles Ereignis wird charakterisiert durch eine Experiment-Nummer (diese ist konstant für eine bestimmte Datennahmeperiode; die Daten von 1992 bilden beispielsweise Exp. 11), durch die Run-Nummer und die Event-Nummer innerhalb des Runs.

Von der VAX geht der Fluß der Rohdaten mittels eines sog. INTERLINK-Systems weiter ins DESY-Rechenzentrum zum IBM-3090-Hauptcomputer. Hier werden die Daten auf einer Magnetplatte, die ca. 40 000 Ereignisse faßt, zwischengespeichert und von dort innerhalb kurzer Zeit auf sog. EXDUMP-Magnetbänder geschrieben. Damit die Datenmenge sich nicht auf zu viele Bänder verteilt, werden mehrere EXDUMP-Tapes auf sog. EXDATA-Bänder, die dann für die weitere Rekonstruktion der Daten zur Verfügung stehen, zusammenkopiert.

*„So wundersam verstand Hermes zu erzählen, daß dem  
hundertäugigen Wächter ein Auge nach dem anderen  
träumend zufiel und endlich auch das letzte  
sich unter dichtbewimpertem Lide schloß.“*

(aus Ref. [42])

## Kapitel 3

# Die „Offline“-Analyse der Daten

*„Zuerst notiert man die Erzählungen der Forscher mit Bleistift. Um sie mit Tinte aufzuschreiben, wartet man, bis der Forscher Beweise geliefert hat.“*

(A. de Saint-Exupéry)

### 3.1 Die Rekonstruktion und Weiterverarbeitung der Rohdaten

Die Analyse der auf den EXDATA-Bändern gespeicherten Rohdaten mit dem ARGUS-Rekonstruktionsprogramm setzt sich aus mehreren Software-Prozesseinheiten zusammen. Dabei werden von den EXDATA-Bändern ausgehend die rekonstruierten Ereignisse auf sog. EXPDST-Tapes geschrieben. Nach einer schnellen Voranalyse, in der eine grobe Vorselektion stattfindet und die statistischen Zwecken dient, beginnt die eigentliche Ereignis-Rekonstruktion mit der Suche nach geladenen Spuren in der Haupt-Driftkammer.

In dieser sog. „pattern recognition“ werden die gesetzten Driftkammerdrähte, beginnend mit den äußeren Lagen, zu Gruppen von Spurkandidaten zusammengefügt. Dies geschieht zuerst nur zweidimensional in der  $r$ - $\phi$ -Ebene ohne die Information der Stereodrähte, die danach erst zur dreidimensionalen Darstellung der gefundenen Teilchenbahnen Verwendung finden. Bei dieser Prozedur des Spurfits werden Abweichungen der Teilchenspur von der idealen Helixbahn im homogenen Magnetfeld aufgrund des Energieverlustes oder eventueller Vielfachstreuung berücksichtigt.

Nach der Rekonstruktion aller Spurkandidaten werden die Vertexkammerdaten zur Verbesserung der Spurextrapolation zum Wechselwirkungspunkt herangezogen. Hier ordnet man die gesetzten Vertexkammerdrähte den bereits gefundenen und in das Vertexkammervolumen extrapolierten Driftkammerspuren zu, wobei zu beachten ist, daß keine neuen Spuren hinzukommen können. Danach wird ein erneuter Spurfit, mit erhöhter Präzision in der Nähe der Wechselwirkungszone durchgeführt. In einem abschließenden Schritt werden alle Spuren zum Wechselwirkungspunkt extrapoliert, um gemeinsame Schnittpunkte der Teilchenbahnen (Vertizes) zu finden. Hier wird zuerst versucht einen Hauptvertex zu ermitteln, wobei aber auch Sekundärvertizes zerfallender neutraler Teilchen ( $\Lambda$ ,  $K_S^0$ ) erkannt werden können. Der Hauptvertex wird beispielsweise von allen Zerfallsprodukten der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gebildet, deren Flugstrecke vor dem Zerfall kleiner als die Vertexauflösung ist, so daß die Zerfallsprodukte der  $D$ - und  $B$ -Mesonen in der Regel dem Hauptvertex entstammen.

Die Ergebnisse aller Rekonstruktionsschritte werden für jede Spur in einem bestimmten „Ereignis-Record“ gespeichert. In der Analyse der Flugzeitmessung wird ermittelt, ob einer geladenen Spur ein gesetzter Flugzeitähler zugeordnet werden kann. Unabhängig von

den Analysen der anderen Detektorkomponenten wird bei der Rekonstruktion der Schauerzählerinformation mit einem speziellen Suchalgorithmus versucht, Gruppen zusammengehörender Zähler zu bilden, und diese wieder geladenen Spuren in der Driftkammer zuzuordnen. Ist dies nicht möglich, wird angenommen, daß die gemessene Energiedeposition von einem Photon stammt und es wird ein neues Record für eine neutrale Spur angelegt. Mittels einer von  $\theta$  und  $\phi$  abhängigen Korrekturfunktion bestimmt das Rekonstruktionsprogramm aus der deponierten Schauerenergie die tatsächliche Energie des Gammaquants. Die Impulsrichtung des Photons wird, wieder mit Hilfe einer Korrekturfunktion, aus dem Energieschwerpunkt des elektromagnetischen Schauers ermittelt.

Die Analyse der Myonkammerinformation bildet den Abschluß der Datenrekonstruktion. Dabei findet eine Extrapolation der gemessenen Spuren durch Schauerzähler, Spule und Eisenjoch bis hin zu den Myonkammern statt. Existieren innerhalb einer bestimmten Umgebung der extrapolierten Spur gesetzte Myonkammern, so läßt sich daraus eine Wahrscheinlichkeit für eine Myonhypothese berechnen.

Um die Zahl der zu analysierenden Daten zu verringern, werden von den EXPDST-Bändern Multihadronen auf sog. EXMUHA-Bänder selektiert. Dabei muß ein Ereignis eines der beiden folgenden Kriterien erfüllen:

- mindestens drei geladene Spuren im Ereignis, die zu einem gemeinsamen Vertex zeigen
- mindestens drei geladene Spuren im Ereignis ohne gemeinsamen Vertex, aber insgesamt mehr als 1.7 GeV deponierte Energie in allen Schauerzählern.

Der gemeinsame Vertex muß sich in einem radialen Abstand von weniger als 1.5 cm zur Strahlachse befinden und darf in  $z$ -Richtung höchstens 6 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sein.

Auf den EXMUHA-Datenbändern befindet sich neben der vom Rekonstruktionsprogramm abgespeicherten Information noch die ursprüngliche Rohdateninformation der EXDATA-Bänder, so daß alle Daten nochmals erneut rekonstruiert werden können.

Für die meisten physikalischen Analysen wird in der Regel viel weniger Information benötigt, so daß auch aus Gründen der Datenreduktion ein spezielles „Mini“-Datenformat entwickelt wurde, das die kinematischen und für physikalische Fragestellungen relevanten Spurparameter in kompakter Form enthält. Zur Analyse dieser Daten im Mini-Format wurde bei ARGUS eine spezielle Analyse-Programmiersprache namens KAL („Kinematical Analysis Language“) entwickelt, die Teilchenselektionen und komplizierte Mehrteilchenrekonstruktionen erheblich erleichtert, ohne daß sich der die Daten analysierende Physiker Gedanken über die Datenstruktur zu machen braucht. KAL ist eine Art Programmiersprache, deren Befehle mittels eines Interpreters in FORTRAN 77-Routinen übersetzt werden.

### 3.2 Die Datensimulation

Eine zur Bestimmung der Detektorakzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit übliche Methode ist, die Auswirkungen eines Detektors auf die Teilchenbahnen mit Hilfe von Computerprogrammen nachzuvollziehen. Dies geschieht im Rahmen einer als Monte-Carlo-Simulation bezeichneten Methode, da die natürlichen, statistischen Fluktuationen mittels eines Zufallszahlengenerators erzeugt werden. Eine vollständige Datensimulation erfolgt bei ARGUS in drei Schritten. Zuerst produziert ein Ereignisgenerator den gewünschten physikalischen Prozeß (beispielsweise den Zerfall  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ), wobei die kinematischen Informationen (Viererimpulse) aller durch Fragmentation und Hadronisierung entstandenen Teilchen bekannt sind. Die Generation von  $B$ -Meson-Zerfällen erfolgte im allgemeinen mit dem bei

ARGUS für die Zerfälle schwerer Mesonen entwickelten Ereignisgenerator MOPEK 43 [52]. Aus Gründen der Rechenzeiterparnis wurde bei der Ereignisgeneration der Zerfall eines  $B$ -Mesons in die interessierenden und analysierten  $B$ -Zerfallskanäle gefordert, während der Zerfall des vom  $\Upsilon(4S)$  stammenden zweiten  $B$ -Mesons nicht eingeschränkt wurde.

Die so generierten Ereignisse durchlaufen in einem zweiten Schritt das Detektorsimulationsprogramm SIMARG [53], das den Einfluß der verschiedenen Detektorkomponenten auf die Propagation der generierten Teilchen durch den ARGUS-Detektor beschreibt. Die einer solchen Simulation zugrundeliegenden physikalischen Prozesse stammen aus theoretischen Berechnungen, allgemein verfügbaren Programmroutinen zur Beschreibung von elektromagnetischen und hadronischen Wechselwirkungen (z.B. GHEISHA [54]) oder wurden durchgeführten Testmessungen entnommen.

Abschließend wird dann das simulierte Ereignis mit dem ARGUS-Rekonstruktionsprogramm behandelt, wobei dieser Schritt bis auf wenige Ausnahmen für reale und simulierte Ereignisse analog verläuft. Zusätzlich zu den rekonstruierten Größen werden für Monte-Carlo simulierte Ereignisse noch die generierten physikalischen Ausgangszustände abgespeichert, so daß sich damit Nachweiswahrscheinlichkeiten und Korrekturfunktionen für bestimmte Prozesse ermitteln lassen.

### 3.3 Die Teilchenidentifikation

Die Identifikation geladener Teilchen erfolgt im ARGUS-Detektor mittels des Energieverlustes  $dE/dz$  in der Haupt-Driftkammer und der Flugzeitmessung. In beiden Fällen wird der Impuls der Teilchenspur hinzugezogen. Für die Identifikation der Leptonen  $e$  und  $\mu$  werden noch das elektromagnetische Kalorimeter sowie die Myonkammerinformation hinzugenommen.

#### 3.3.1 Teilchenidentifikation mittels des Energieverlustes $dE/dz$

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen der ARGUS-Driftkammer, wechselwirkt es, für die bei ARGUS vorkommenden Impulse, hauptsächlich elektromagnetisch über Ionisation bzw. Anregung der Hüllenelektronen der von ihm passierten Atome. Dabei verliert das Teilchen Energie. Zur Bestimmung des wahrscheinlichsten mittleren Energieverlustes  $dE$  („most probable energy loss“) wird bei ARGUS eine von Walenta et al. [55] veröffentlichte Formel herangezogen:

$$dE = \frac{\alpha \cdot dz}{\beta^2} \times \left[ \ln \frac{m_e c^2 \alpha dz}{I^2} + 0.891 + 2 \ln \beta \gamma - \ln \beta^2 - \beta^2 - \delta \right]. \quad (3.1)$$

Dabei sind:  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $\alpha = 0.1535 \cdot Z/A \cdot \rho \cdot \eta_{gas}$ , (berücksichtigt spez. Gasparameter:  $\rho$ : Dichte,  $\eta_{gas}$ : Umrechnungsfaktor auf Normalbedingungen,  $Z$ : Ordnungszahl,  $A$ : Massenzahl),  $I$ : mittlere Ionisationsenergie und  $\delta$ : Dichtekorrektur.

Der mittlere Energieverlust hängt im wesentlichen von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  ab und ist unabhängig von der Teilchenruhmese  $m_0$ , so daß allein aus der Kenntnis der  $dE/dz$ -Messung keine Teilchenidentifikation möglich ist. Man benötigt eine zweite Messung, die Impulsmessung  $p$ , die mit  $\beta = p/E = p/\sqrt{p^2 + m_i^2}$  den Bezug zur Ruhemasse  $m_i$  des zu identifizierenden Teilchens herstellt.

In Abb. 3.1 ist der Energieverlust  $dE/dz$  gegen den Teilchenimpuls für Spuren aus multihadronischen Ereignissen aufgetragen. Über weite Impulsbereiche lassen sich die Teilchen  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  und  $d$  gut voneinander separieren. Die in Abb. 3.1 eingezeichneten theoretischen Kurven wurden aus Formel (3.1) gewonnen und zeigen gute Übereinstimmung zu

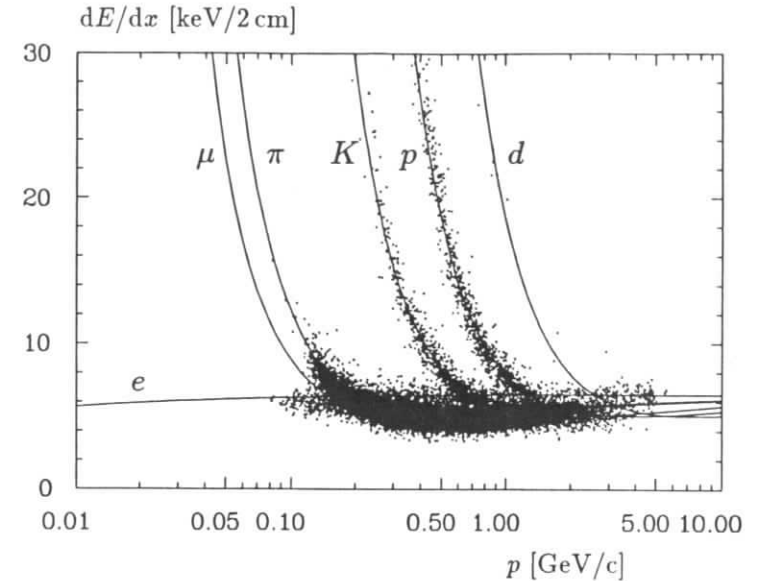


Abbildung 3.1: Die Auftragung des mittleren Energieverlustes  $dE/dz$  gegen den Impuls  $p$  für Teilchen aus multihadronischen Ereignissen.

den Meßpunkten. Der mittlere Energieverlust  $\langle dE/dz \rangle_{trunc}$  einer Teilchenspur wird bei ARGUS mittels einer „truncated mean“-Methode bestimmt, wozu sich weitere Einzelheiten in Ref. [45,48] befinden.

Zur Teilchenidentifikation wird nun eine  $\chi^2$ -Hypothese durch Vergleich des gemessenen  $dE/dz$ -Wertes mit dem theoretisch erwarteten Energieverlust der angenommenen Teilchenhypothese  $i$  aufgestellt:

$$\chi_i^2(dE/dz) = \frac{\left( \langle \frac{dE}{dz} \rangle_{trunc} - \langle \frac{dE}{dz} \rangle_i^{theo} \right)^2}{\sigma^2} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (3.2)$$

In  $\sigma^2$  sind die Quadrate der Fehler aufgrund der Impulsunsicherheit, der Streuung der an den Drähten registrierten einzelnen Energieabgaben um den Mittelwert und der gemessenen, mittleren  $dE/dz$ -Auflösung der Driftkammer quadratisch addiert.

#### 3.3.2 Teilchenidentifikation mittels der Flugzeitmessung

Aus der Flugzeitinformation  $\tau$  und der Spurlänge  $l$  vom Wechselwirkungspunkt bis zum Flugzeitzähler läßt sich für jede Spur die Größe  $\beta^{mcst} = l/c\tau$  bestimmen, die über die Beziehung  $1/\beta^2 = m_i^2/p^2 + 1$  mit dem Massenquadrat  $m_i^2$  der Teilchenhypothese  $i$  in Zusammenhang steht. Die Teilchentrennung mittels der Flugzeitzähler ist in Abb. 3.2 dargestellt. Dort ist das Massenquadrat  $m^2$  gegen den Impuls  $p$  aufgetragen.

Wiederum läßt sich zur Teilchenidentifikation eine  $\chi^2$ -Hypothese aufstellen:

$$\chi_i^2(\text{ToF}) = \frac{(1/\beta^{mcst} - 1/\beta_i^{theo})^2}{\sigma^2}. \quad (3.3)$$

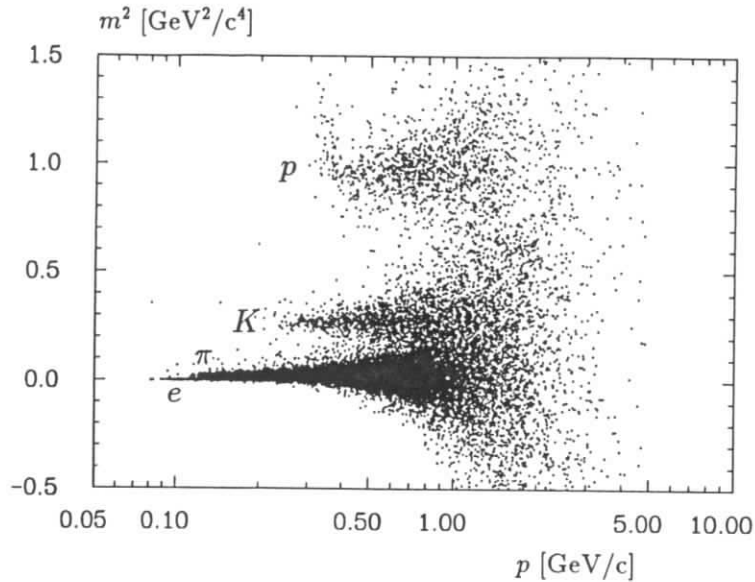


Abbildung 3.2: Auftragung des aus der Flugzeitmessung ermittelten Massenquadrates  $m^2$  gegen den Impuls  $p$  für Teilchen aus multihadronischen Ereignissen.

### 3.3.3 Die Bestimmung eines „likelihood ratio“

Zur Verbesserung der Teilchenidentifikation werden aufgrund der Unabhängigkeit beider Messungen die  $\chi^2$ -Werte der  $dE/dx$ - und Flugzeitmessung aufaddiert:

$$\chi_i^2 := \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(\text{ToF}) \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (3.4)$$

Mit dieser Größe läßt sich dann das Likelihood für die Teilchenhypothese  $i$  errechnen:

$$L_i = \exp\left\{-\frac{\chi_i^2}{2}\right\} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (3.5)$$

Allgemein ist für eine Zufallsvariable  $x$  mit einer kontinuierlichen Dichteverteilung  $f(x|\Theta)$  ( $\Theta$ : bel. Parameter, z.B. Erwartungswert  $\mu$ ) das Likelihood von  $\Theta$  bei  $x_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) Beobachtungen definiert als [56]:

$$L(\Theta, \vec{x}) = \prod_{i=1}^N f(x_i|\Theta). \quad (3.6)$$

Für eine Normalverteilung mit bekannter Varianz  $\sigma^2$  und unbekanntem Mittelwert  $\mu$  gilt:

$$L(\mu, \vec{x}) = \exp\left\{-\frac{\sum_i (x_i - \mu)^2}{2\sigma^2}\right\}. \quad (3.7)$$

Eine  $\chi^2$ -Verteilung geht, wenn die Zahl der Freiheitsgrade groß ist, in eine Normalverteilung über, so daß man unter dieser Annahme und bei Betrachtung genau einer Messung mit

Formel (3.7) das obige  $L_i$  aus (3.5) erhält.  $L_i$  gibt daher die Abweichung von einem theoretischen Mittelwert einer Gaußverteilung [57], die unter der Annahme der Teilchenhypothese  $i$  entsteht, wieder.

Wird  $L_i$  auf die Summe der Likelihoods aller möglichen Teilchenhypothesen  $e, \mu, \pi, K, p$  normiert, so erhält man die als „likelihood ratio“ bezeichnete Wahrscheinlichkeit  $lh_i$ , daß die betrachtete Teilchenspur die Hypothese  $i$  erfüllt:

$$lh_i = \frac{c_i \cdot L_i}{\sum_j c_j \cdot L_j} \quad (i, j = e, \mu, \pi, K, p). \quad (3.8)$$

Dabei sind  $c_{i/j}$  Wichtungsfaktoren, die die relativen Häufigkeiten der Produktion der einzelnen Teilchensorten berücksichtigen. Für diese Arbeit wurden die Verhältnisse

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 3 : 1 : 1 \quad (3.9)$$

benützt, wobei aufgrund der verwendeten, sehr lockeren Teilchenidentifikation kein Einfluß der Wahl der Wichtungsfaktoren auf die Analyse festgestellt werden konnte.

Das „likelihood ratio“ ist von Schwankungen der  $\chi^2$ -Werte unterschiedlicher Meßperioden weniger stark abhängig. Solche Schwankungen können auftreten, da die Bestimmung des für die Ermittlung eines  $\chi^2$ -Wertes nötigen Fehlers  $\sigma$  nicht immer in gleicher Weise möglich ist. Dies kann zu unterschiedlichen  $\chi^2$ -Hypothesen für Teilchen mit eigentlich gleicher „Identifikations-Wahrscheinlichkeit“ führen. Da das „likelihood ratio“ normiert ist und sich daher derartige systematische Effekte herauskürzen, stellt die Größe  $lh_i$  ein effektives Mittel zur Teilchenidentifikation dar.

Zur Veranschaulichung der Möglichkeiten der Teilchentrennung mit dem „likelihood ratio“ sei auf Abbildung 3.3 verwiesen. Dort ist für ein möglichst untergrundfreies Elektronensample, das aus konvertierten Photonen erhalten wurde, das „likelihood ratio“ für die Elektron-Hypothese  $lh_e(dE/dx)$  gegen den Impuls  $p$  aufgetragen, wobei das „likelihood ratio“ nur mit Hilfe der  $dE/dx$ -Information berechnet wurde. Darunter ist für diese Elektronen die Verteilung ihres  $dE/dx$  gegen  $p$  dargestellt. Man erkennt deutlich, daß die Elektronen im Bereich sehr kleiner Impulse ( $p < 150$  MeV/c) gut von allen anderen Teilchen separiert sind. Das „likelihood ratio“ ist solange praktisch eins, bis das Myonen-Band die Elektronen-Kurve kreuzt. Die beiden Hypothesen  $e$  und  $\mu$  sind in diesem Bereich gleich wahrscheinlich, das  $lh_e(dE/dx)$  sinkt auf 50%. Kommen dann noch die Pionen hinzu, existieren drei konkurrierende Hypothesen, das „likelihood ratio“ für die Elektron-Hypothese nähert sich 1/3. Wird der Impuls größer, ist die Trennung des  $e$ -Bandes zu den beiden anderen Kurven wieder ausreichend. Das „ratio“ ist eins, bis das Kaonenband die Elektronenverteilung kreuzt, und so fort.

### 3.3.4 Die Lepton-Identifikation

Wie aus Abb. 3.3 erkennbar, wird die Identifikation von Elektronen bei Impulsen ab etwa 150 MeV/c durch den Überlapp mit anderen minimal ionisierenden Teilchen erschwert. Daher wird zur Verbesserung der Elektronidentifikation das elektromagnetische Kalorimeter, in dem ein Elektron den Gesamtteil seiner Energie deponiert, herangezogen. Dagegen hinterlassen Hadronen als minimal ionisierende Teilchen fast unabhängig von ihrem Impuls nur etwa 150 MeV - 250 MeV ihrer Energie, so daß die Schauerzähler ab einer Energie von 400 MeV zur Elektronerkennung mitbenutzt werden. Zusätzlich ist die Form des elektromagnetischen Schauers für Elektronen und Hadronen unterschiedlich. Für  $e$  ist dieser auf wenige Zähler beschränkt, während ein hadronischer Schauer viel weiter ausgedehnt ist. Aus einer Parametrisierung von Schauerform und -energie für verschiedene Impulsintervalle, getrennt nach



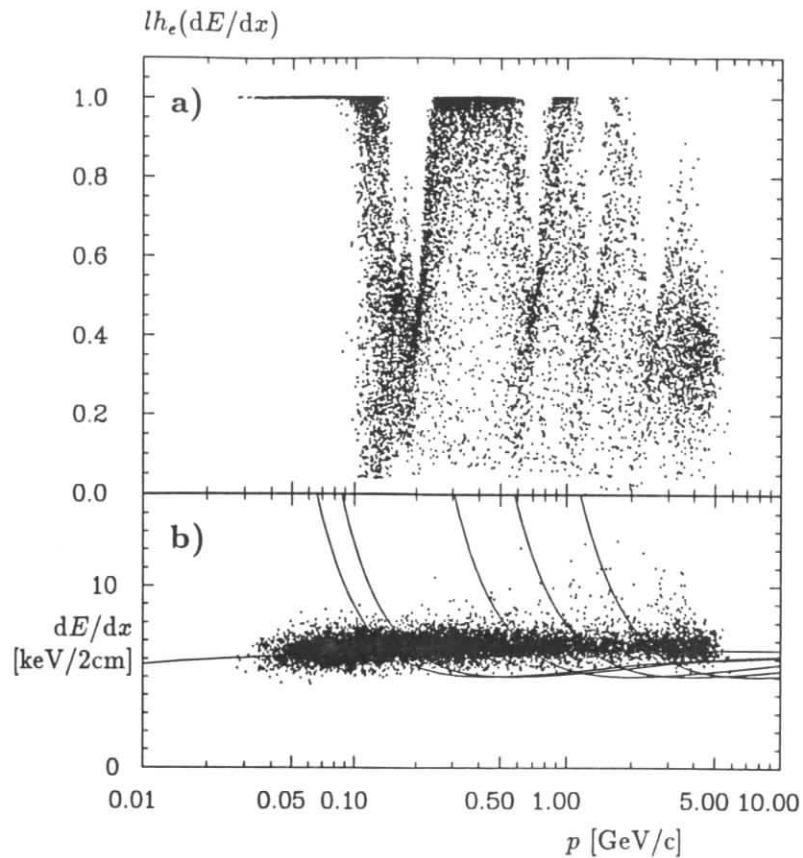


Abbildung 3.3:

- a) Darstellung des „likelihood ratio“ von  $dE/dx$  für die Elektron-Hypothese gegen den Impuls  $p$  für ein untergrundfreies Sample von Elektronen aus konvertierten Photonen.  
 b) Auftragung des entsprechenden  $dE/dx$  gegen  $p$  für obige Teilchenbahnen.

Elektronen und Hadronen, wird eine Wahrscheinlichkeit für die Elektronhypothese berechnet. Diese wird mit dem „likelihood ratio“ der  $dE/dx$ - und ToF-Messung zu einem ebenfalls normierten sog. „Elektron- $lh$ “ kombiniert.

Zur Identifikation von Myonen wird neben der Messung der spezifischen Ionisation, der Flugzeit und der deponierten Energie in den Schauern die Information der Myonkammern hinzugenommen. Dabei wird die unter Berücksichtigung von Magnetfeld, Energieverlust und Vielfachstreuung bis zu den Myonkammern extrapolierte Spur verglichen mit den getroffenen Myonkammern. Aus der Zahl der gesetzten Myonkammerlagen und der Entfernung zur extrapolierten Spur wird für diese aus allen Informationen wieder ein normiertes Likelihood, die sog. „Myon- $lh$ “, berechnet.

### 3.4 Die für die Analyse verwendete Datenmenge

Die mit dem ARGUS-Experiment bisher gesammelte Datenmenge verteilt sich auf einzelne als „Experiment“ bezeichnete Datennahmeperioden und wurde von 1982 bis 1992 aufgezeichnet, wobei die Daten des Experimentes 11 aus dem Jahre 1992 für diese Analyse noch nicht zur Verfügung standen. Ebenso wurde das geringe Datensample des Jahres 1991, das keine  $\Upsilon(4S)$ -Daten enthält, für diese Arbeit nicht berücksichtigt. Die gesamte für diese Analyse verwendete Datenmenge, die auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und bei  $q\bar{q}$  Kontinuumsenergien aufgezeichnet wurde, ist in Tabelle 3.1 dargestellt (für die Luminositätsbestimmung wird auf Anhang A.1 verwiesen).

In Tab. 3.1 wurden die entsprechenden Zahlen für „Scan-Daten“, die auf den Flanken der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgezeichnet wurden, hinzugefügt. Da die Strahlenergie des DORIS-Speicherrings nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist, wird zu Beginn einer Datennahmeperiode auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz die Energieskala des Beschleunigers geeicht. Dabei wird in einer als „Scan“ bezeichneten Datennahme bei verschiedenen  $e^+e^-$ -Schwerpunktenergien der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt gemessen und aus dieser Verteilung die Resonanzkurve bestimmt. Abb. 3.4 zeigt den „Scan“ über die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, der zu Beginn von Exp. 11 im Jahr 1992 durchgeführt wurde. Für die eigentliche Aufzeichnung von  $\Upsilon(4S)$ -Daten wird die Beschleunigerenergie derart eingestellt, daß seine Schwerpunktenergie im Maximum der Resonanzüberhöhung zu liegen kommt. Da die gesamte „Scan“-Datenmenge aus sehr vielen kleinen Datenmengen unterschiedlicher Schwerpunktenergien besteht, für die eine genaue Bestimmung der Zahl der jeweiligen  $B$ -Mesonen sehr schwierig ist (siehe Anhang A.2), wurden die „Scan“-Daten für die weitere Analyse nicht verwendet.

Ein kleiner Bereich der  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit einer integrierten Luminosität von insgesamt  $9.7 \text{ pb}^{-1}$  wurde ohne die 1984 installierte Vertex-Driftkammer aufgezeichnet. Da diese Da-

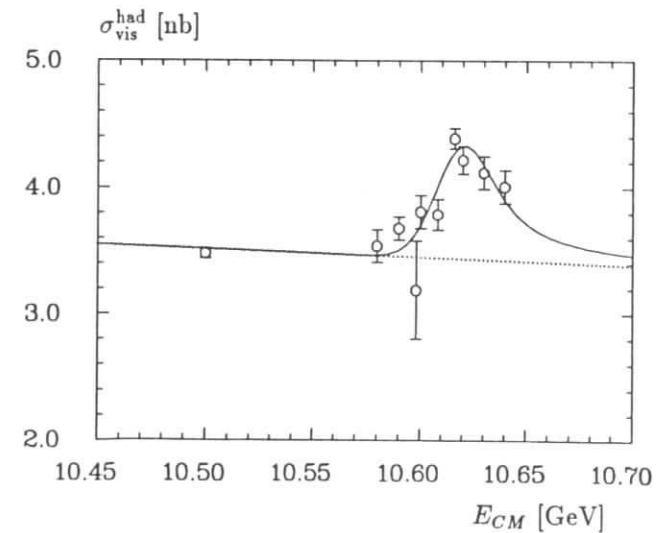


Abbildung 3.4: „Scan“ über die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu Beginn von Exp. 11, wobei der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt gegen die Schwerpunktenergie des DORIS-Speicherrings aufgetragen ist [58].

Tabelle 3.1: Die für die Analyse verwendete Datenmenge mit der jeweiligen integrierten Luminosität (siehe Anhang A.1) und der Zahl der multihadronischen Ereignisse.

	Luminosität [pb <sup>-1</sup> ]	Zahl der multi- hadronischen Ereignisse
$\Upsilon(4S)$	246.1	1 371 070
Kontinuum	109.0	559 735
$\Upsilon(4S)$ „Scan“	47.8	295 561

tenmenge weniger als 5% der gesamten zur Verfügung gestandenen  $\Upsilon(4S)$ -Daten umfaßt, wurde für diese nicht immer eine spezielle Behandlung (z.B. Nachweiswahrscheinlichkeitsberechnung) durchgeführt. Weiterhin wurden keine Daten der  $\mu$ VDC verwendet, da diese sich 1992 noch im Kalibrationsstadium befanden.

## Kapitel 4

### Die inklusive Analyse

„Alles Vergängliche  
Ist nur ein Gleichnis;  
Das Unzulängliche,  
Hier wird's Ereignis;  
Das Unbeschreibliche,  
Hier ist's getan;“

(J.W. Goethe)

Nach den theoretischen und technischen Erläuterungen der vorangegangenen Abschnitte beginnt mit diesem Kapitel die eigentliche experimentelle Analyse. Ohne an die während der Entwicklung der Quantenmechanik stattgefundenen „Goethe-Renaissance“ in der Physik jemals heranreichen zu können, wurde dabei dem Aufbau eines bedeutenden Werkes der deutschen Literatur gefolgt. Es wird die inklusive Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in  $q\bar{q}$ -Kontinuumereignissen und anschließend in Zerfällen der  $B$ -Mesonen untersucht. Doch zuerst soll das  $D_s^+$ -Meson kurz vorgestellt und einige in allen Analysen benützte Selektionskriterien beschrieben werden.

#### 4.1 Zueignung: Das $D_s^+$ -Meson

Das  $D_s^+$ -Meson<sup>1</sup> ist der energetisch am niedrigsten liegende, pseudoskalare ( $J^P = 0^-$ ) charm-Zustand mit dem Quarkflavor *strangeness* ( $D_s^+$ :  $\langle c\bar{s} \rangle$ ). Die Masse des  $D_s^+$ -Mesons beträgt  $(1968.8 \pm 0.7)$  MeV/c<sup>2</sup> [25] bei einer Massendifferenz des  $D_s^+$ -Mesons zum  $D^+$ -Zustand von  $\Delta m = (99.5 \pm 0.6)$  MeV/c<sup>2</sup> [25]. Mit einer mittleren Lebensdauer von  $(4.50_{-0.26}^{+0.30}) \cdot 10^{-13}$  s zerfällt das  $D_s^+$  hauptsächlich über die schwache Wechselwirkung, wie in den Diagrammen in Abb. 4.1 aufgezeichnet. Dabei ist zu erkennen, daß das  $D_s^+$  in den dargestellten hadronischen, Cabibbo-bevorzugten Zerfällen beispielsweise in  $\phi\pi^+$ - oder  $\bar{K}^{(*)0}K^{(*)+}$ -Zustände übergeht.

Der dem Quarkinhalt des  $D_s^+$  entsprechende Vektorzustand ist das  $D_s^{*+}$  mit einer Masse von  $(2110.3 \pm 2.0)$  MeV/c<sup>2</sup> [25], was zu einer Massendifferenz zwischen  $D_s^{*+}$  und  $D_s^+$  von  $(141.5 \pm 1.9)$  MeV/c<sup>2</sup> [25] führt. Mit diesem Massendifferenzwert liegt das  $D_s^{*+}$  gerade an der kinematisch erlaubten Schwelle für einen Zerfall in ein  $D_s^+$ - und  $\pi^0$ -Meson, wobei allerdings dieser Zerfallsmodus aus Phasenraumgründen stark unterdrückt ist. Daher dominiert der Zerfall des  $D_s^{*+}$  über die elektromagnetische Wechselwirkung in ein  $D_s^+$  und ein Photon  $\gamma$ .

<sup>1</sup> Alle nachfolgend im Laufe dieser Arbeit spezifizierten Ladungszustände seien dahingehend interpretiert, den ladungskonjugierten Zustand ebenfalls zu implizieren; d.h. die Bezeichnung  $D_s^+$  steht für  $D_s^+$ -Mesonen, oder es ist z.B. mit der Teilchenkombination  $D_s^+ K^-$  auch der ladungskonjugierte Zustand  $D_s^- K^+$  angesprochen.

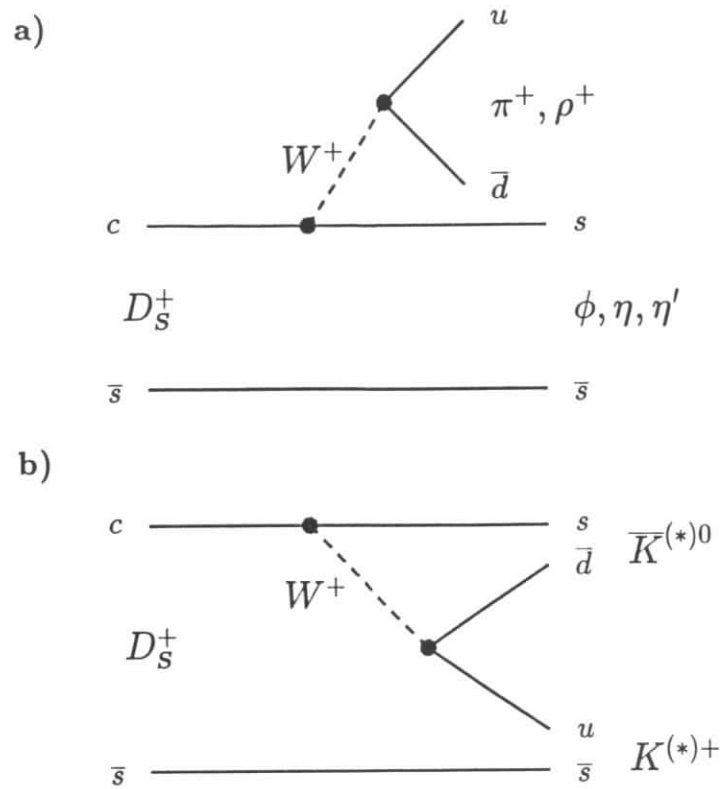


Abbildung 4.1: Diagramme schwacher Zerfälle des  $D_S^+$ -Mesons mittels (a) externer  $W$ -Emission und (b) interner  $W$ -Emission. Dargestellt sind nur die hadronischen Cabibbo-bevorzugten Zerfallsmoden.

#### 4.1.1 Zur Geschichte des $D_S^+$ -Mesons

„Oft, wenn es erst durch Jahre durchgedrungen,  
Erscheint es in vollendeter Gestalt.  
Was glänzt, ist für den Augenblick geboren,  
Das Echte bleibt der Nachwelt unverloren.“

(J.W. Goethe)

Das  $D_S^+$ -Meson hat eine etwas bewegte Geschichte hinter sich. Nach der Entdeckung der  $D$ -Mesonen, und dem damit gewonnenen Verständnis schwacher Zerfälle von Mesonen mit Quarkflavor *charm* wurden Vorhersagen für den  $(c\bar{s})$ -Zustand, der ursprünglich  $F$ -Meson hieß, und seine möglichen Zerfallsmoden in  $\phi\pi^+$ ,  $\eta\pi^+$  oder  $\eta'\pi^+$  gemacht [59]. Das  $D_S^+$  wurde dann 1977 von der DASP-Kollaboration bei DESY in den Zerfallsmoden  $D_S^+ \rightarrow \eta\pi^+$  und  $D_S^+ \rightarrow \eta'\pi^+$  gefunden [60], wobei eine Anhäufung in der inklusiven  $\eta$ -Produktion bei  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergien zwischen 4.0 GeV und 4.5 GeV beobachtet wurde. Die  $D_S^+$ -Masse

konnte in Übereinstimmung mit Vorhersagen von Potentialmodellen zu  $(2030 \pm 60) \text{ MeV}/c^2$  bestimmt werden.

Während mit dem OMEGA-Spektrometer am CERN die Ergebnisse der DASP-Kollaboration mit einer ähnlichen  $D_S^+$ -Masse von  $(2020 \pm 10) \text{ MeV}/c^2$  bestätigt wurden [61], konnten die beiden am SPEAR-Speicherring bei SLAC befindlichen Experimente Mark II und Crystal-Ball das DASP-Resultat nicht verifizieren [62].

Im Jahre 1983 gelang dann der CLEO-Kollaboration am  $e^+e^-$ -Speicherring CESR in Cornell die Beobachtung des  $D_S^+$ -Mesons durch seinen Zerfall in den Zustand  $\phi\pi^+$  [63]. Kurz darauf bestätigten andere Kollaborationen wie TASSO, TPC, ACCMOR und ARGUS den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  [64] mit Massenwerten nahe der heute gültigen  $D_S^+$ -Masse von ungefähr 1970  $\text{MeV}/c^2$ . Mittlerweile wurde das  $D_S^+$ -Meson von verschiedensten Experimenten in vielen Zerfallskanälen beobachtet (siehe dazu Ref. [25]).

## 4.2 Vorspiel auf dem Theater: Vorbereitung der Selektion von $D_S^+$ -Mesonen

„Der Worte sind genug gewechselt,  
Laßt mich auch endlich Taten sehn!“

(J.W. Goethe)

### 4.2.1 Einige grundlegende Selektionskriterien

Bevor die eigentliche  $D_S^+$ -Selektion zur Sprache kommt, sollen an dieser Stelle einige grundlegende Selektionskriterien beschrieben werden, die, sofern nicht anders erwähnt, den Ausgangspunkt aller im Laufe dieser Arbeit aufgeführten Analysen darstellen.

Um für eine gute Teilchenidentifikation mittels der Messung des Energieverlustes  $dE/dz$  in der Haupt-Driftkammer zu sorgen, werden nur Spuren akzeptiert, deren Azimutwinkel  $\theta$  zur Strahlachse die Bedingung  $|\cos\theta| < 0.92$  erfüllt. Damit haben alle akzeptierten Teilchenspuren mindestens etwa die Hälfte der 36 Driftkammerlagen durchquert. Weiter müssen alle Spuren aus einem zylinderförmigen Volumen um den Wechselwirkungspunkt kommen. Dies bedeutet, daß die zum Hauptvertex extrapolierten Koordinaten einer gefitteten Spur radial maximal  $\pm 1.5 \text{ cm}$  und in der  $z$ -Richtung höchstens  $\pm 6 \text{ cm}$  vom Wechselwirkungspunkt entfernt beginnen dürfen. Dabei muß zusätzlich der aus dem Fit der Spur zum Hauptvertex erhaltene  $\chi^2$ -Wert kleiner als 36 sein, um Spuren, die eigentlich einem sekundären Vertex entspringen, zu unterdrücken. Gleiches gilt für Teilchenbahnen, die vom Rekonstruktionsprogramm über einen Sekundärvertex erkannt worden sind. Diese werden nur als Spuren von einem Sekundärvertex betrachtet, falls der sich aus dem Fit auf den Sekundärvertex ergebende  $\chi^2$ -Wert kleiner als 36 ist.

Ein Teilchen wird nun als  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$  oder  $p$  identifiziert, falls für die betreffende Spur das in Kap. 3.3.3 erläuterte „likelihood ratio“ für die jeweilige Teilchenhypothese einen Wert größer als 1% annimmt. Hierbei nehmen, wie bereits in Kap. 3.3.3 erwähnt, die Wichtungsfaktoren die Werte  $1 : 1 : 3 : 1 : 1$  für  $e : \mu : \pi : K : p$  an. An dieser Stelle sei erwähnt, daß für eine bestimmte Spur in einem Ereignis mehrere Teilchenhypothesen aufgestellt werden können, so daß beispielsweise ein  $K^+$ -Meson auch als  $\pi^+$  identifiziert werden kann und dieses falsch identifizierte  $\pi^+$  bei der Selektion von Pionen Verwendung findet. Von derartigen Fehlidentifikationen rühren sog. „Reflexionen“ her, die in Kap. 7.2.2 von Interesse sein werden.

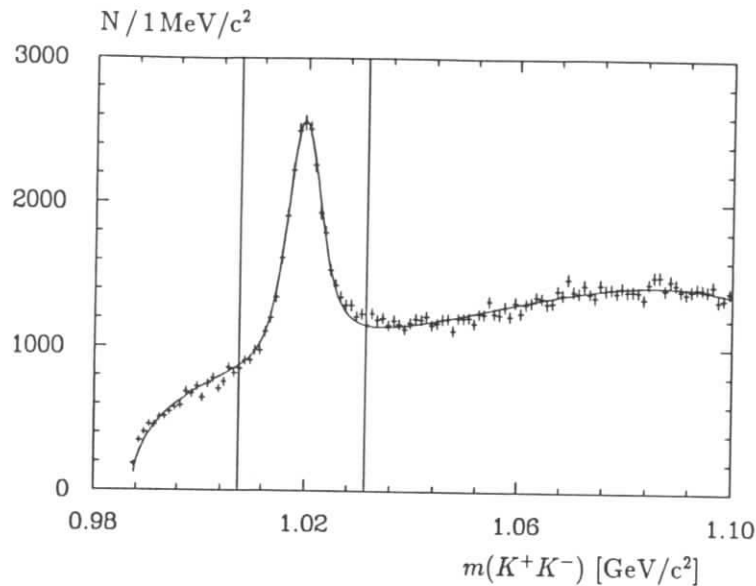


Abbildung 4.2: Invariante Massenverteilung aller  $K^+K^-$ -Paare aus den  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten. Die eingezeichnete Kurve ist das Resultat eines im Text beschriebenen Fits. Der Bereich der für die spätere Analyse akzeptierten  $\phi$ -Kandidaten ist durch die beiden senkrechten Linien gekennzeichnet.

#### 4.2.2 Die Selektion von $\phi$ -Kandidaten

In der in diesem Kapitel 4 beschriebenen inklusiven Analyse soll das  $D_s^+$ -Meson ausschließlich durch seinen Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  (siehe Abb. 4.1a) rekonstruiert werden. Dieser Zerfallsmodus bietet, wie später erläutert werden wird, die Möglichkeit, ein möglichst sauberes  $D_s^+$ -Sample herauszupräparieren, da der auftretende Untergrund weitgehend unterdrückt werden kann. Doch bevor dies geschieht, sollen zuerst  $\phi$ -Kandidaten selektiert werden.

Das  $\phi$ -Meson zerfällt überwiegend in ein  $K\bar{K}$ -Mesonpaar, wobei der Übergang  $\phi \rightarrow K^+K^-$  mit einem Verzweungsverhältnis von  $(49.1 \pm 0.8)\%$  [25] die Hälfte aller  $\phi$ -Zerfälle einnimmt. Die Umwandlung des  $\phi$ -Mesons in ein  $K^+K^-$ -Paar ist leicht beobachtbar, wie Abb. 4.2 zeigt. Hier ist die invariante Massenverteilung aller  $K^+K^-$ -Paare aus den Ereignissen der  $\Upsilon(4S)$ - und  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdatenmenge dargestellt. Ein deutliches  $\phi$ -Signal ist mit guter Auflösung sichtbar.

Um die in den Daten enthaltene Anzahl an  $\phi$ -Kandidaten zu bestimmen, wurden für den Signalbereich eine Breit-Wigner-Kurve, die mit einer gaußischen Auflösungsfunktion zur Beschreibung der Detektorverschmierung gefaltet wurde, plus ein Polynom dritten Grades zur Parametrisierung des Untergrundes an die  $K^+K^-$ -Massenverteilung angepaßt. Im Laufe dieser Arbeit wird als Synonym für eine Anpassungsrechnung häufig auch der gebräuchlichere Ausdruck „Fit“ verwendet werden. Die also durch diesen Fit erhaltenen Werte sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

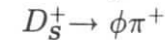
Da das  $\phi$ -Meson eine natürliche Breite von  $\Gamma = (4.43 \pm 0.06)$  MeV [25] besitzt, wurde diese im Fit festgehalten. Der erhaltene Massenwert für das  $\phi$ -Signal ist in Übereinstimmung

Tabelle 4.1: Ergebnis des Fits der in Abb. 4.2 dargestellten  $K^+K^-$ -Massenverteilung.

Anzahl der $\phi$ -Kandidaten	$16\,313 \pm 264$
Masse des $\phi$ -Signals	$(1019.6 \pm 0.1)$ MeV/c <sup>2</sup>
Auflösung $\sigma$	$(1.98 \pm 0.08)$ MeV/c <sup>2</sup>
natürliche Breite $\Gamma$	4.43 MeV fest

mit der nominellen  $\phi$ -Masse von  $(1019.4 \pm 0.008)$  MeV/c<sup>2</sup> [25]. Für die weitere Analyse werden alle  $K^+K^-$ -Paare als  $\phi$ -Kandidaten akzeptiert, deren invariante Masse sich in einem Bereich von  $\pm 12$  MeV/c<sup>2</sup> um den Tabellenwert der  $\phi$ -Masse [70] befinden. Diese etwa drei natürlichen Breiten entsprechende Region ist in Abb. 4.2 durch die beiden senkrechten Linien gekennzeichnet.

### 4.3 Prolog im Himmel: Die Rekonstruktion des Zerfalls



„Geheimnisvoll am lichten Tag  
Läßt sich Natur des Schleiers nicht berauben,  
Und was sie Deinem Geist nicht offenbaren mag,  
Das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.“

(J.W. Goethe)

Zur Rekonstruktion des Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  wird nun jeder  $\phi$ -Kandidat mit allen  $\pi^+$ -Kandidaten eines Ereignisses kombiniert. Das resultierende  $\phi\pi^+$ -Massenspektrum ist in Figur 4.3 abgebildet. Es ist eine Anhäufung in der Region der Masse des  $D_s^+$ -Mesons sichtbar. Bei etwa 1870 MeV/c<sup>2</sup> erscheint weiterhin ein Hinweis auf den Cabibbo-unterdrückten Zerfall  $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ . Entsprechend seiner relativ langen Lebensdauer von  $\tau = (4.50_{-0.26}^{+0.30}) \cdot 10^{-13}$  s besitzt das  $D_s^+$ -Meson eine natürliche Breite von  $(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$  eV, so daß die in Abb. 4.3 sichtbare Verschmierung des  $D_s^+$ -Signals einzig von der Detektorauflösung herrührt. Analoges gilt für das  $D^+$ -Signal.

Zur Bestimmung der Anzahl der  $D_s^+$ -Kandidaten in Abb. 4.3 wird daher für den Fit des  $D_s^+$ - und  $D^+$ -Signals je eine Gaußkurve verwendet. Eine Funktion der Form  $a/(b-m)$  ( $a, b$ : freie Fitparameter) soll den Verlauf des Untergrundes beschreiben. Sofern nicht anders erwähnt, werden im weiteren alle  $\phi\pi^+$ -Massenverteilungen mit dieser Funktion gefittet. Die für das  $D_s^+$ - und  $D^+$ -Signal erhaltenen Fitresultate sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Um den in Abb. 4.3 auftretenden Untergrund deutlich zu reduzieren, werden Schnitte auf die im Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  auftretenden Winkelverteilungen durchgeführt. Dies ist Gegenstand des folgenden Abschnittes.

#### 4.3.1 Berücksichtigung von Winkelverteilungen

Da das  $D_s^+$  als Pseudoskalar meson mit  $J^P = 0^-$  die Spinquantenzahl null besitzt, wird für den Winkel  $\theta_\phi$  (siehe Abb. 4.4) zwischen der Impulsrichtung des  $\phi$  im  $D_s^+$ -Ruhesystem und der „boost“-Richtung, d.h. der Flugrichtung des  $D_s^+$  im Laborsystem, eine isotrope Verteilung erwartet. Dies ergibt bei Auftragung über  $\cos\theta_\phi$  eine flache Verteilung, während der Untergrund aus zufälligen Kombinationen eines  $\phi$  mit langsamen Pionen, die häufig in Ereignissen auftreten, sich bei  $\cos\theta_\phi \approx 1$  anhäuft. Der Grund liegt darin, daß ein niederenergetisches  $\pi^+$



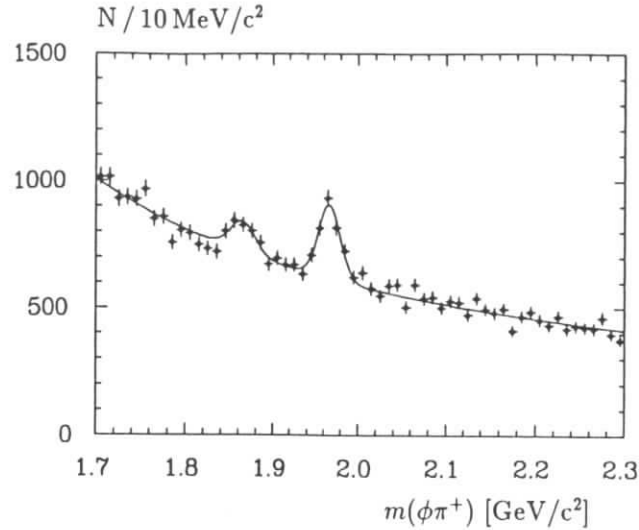


Abbildung 4.3: Invariante  $\phi\pi^+$ -Massenverteilung für Ereignisse der  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten. Die eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis der im Text beschriebenen Anpassungsrechnung.

Tabelle 4.2: Ergebnisse der im Text beschriebenen Fits an die invarianten  $\phi\pi^+$ -Massenverteilungen der aufgelisteten Abbildungen.

Fit an	$D_S^+$ Fitparameter			$D^+$ Fitparameter		
	N	$\sigma$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	N	$\sigma$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
Abb. 4.3	959 ± 77	13.1 ± 1.1	1966.8 ± 1.2	419 ± 77	14.1 ± 2.7	1864.8 ± 2.7
Abb. 4.5a)	705 ± 44	12.3 ± 0.8	1966.9 ± 0.9	246 ± 40	11.3 ± 2.0	1868.0 ± 2.0
Abb. 4.5b)	295 ± 30	10.2 ± 1.1	1967.3 ± 1.2	137 ± 34	13.8 ± 3.7	1867.5 ± 3.9
Abb. 4.5c)	129 ± 15	15.3 ± 1.7	1965.7 ± 1.9	37 ± 10	9.9 ± 3.0	1867.3 ± 3.1

die Richtung der  $\phi\pi^+$ -Kombination gegenüber dem  $\phi$  kaum beeinflusst, so daß die Flugrichtung des  $D_S^+$  zu der des  $\phi$  nahezu parallel ist. Hieraus resultiert ein kleiner Winkel  $\theta_\phi$  und somit  $\cos\theta_\phi \approx 1$ .

Der Übergang des pseudoskalaren  $D_S^+$  in das Vektormeson  $\phi$  mit Spin  $1\hbar$  und das Pseudoskalar-meson  $\pi^+$  bedingt, daß sich aus Drehimpulserhaltungsgründen das  $\phi$  und  $\pi^+$  in einem Zustand mit relativem Bahndrehimpuls  $l = 1\hbar$  befinden. Entsprechendes gilt für den Zerfall des  $\phi$  in zwei ebenfalls pseudoskalare  $K$ -Mesonen. Dies bedeutet, daß im  $\phi$ -Ruhesystem der Helizitätswinkel  $\theta_K$  eines  $K$ -Mesons in Bezug auf die  $\pi^+$ -Richtung (siehe Abb. 4.4) einer Verteilung  $|Y_1^0|^2 \propto \cos^2\theta_K$  folgt, während der Untergrund aus Zufallskombinationen in  $\cos\theta_K$  gleichverteilt ist. Beide Winkelverteilungen werden später in Kapitel 4.3.2 in den Daten verifiziert.

Es wurden zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes nur  $\phi\pi^+$ -Paare mit  $\cos\theta_\phi < 0.8$  akzeptiert. Dieser Schnitt verwirft nur 10% echte  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ -Zerfälle. Weiter wird  $|\cos\theta_K| > 0.5$  gefordert, was einer Untergrundreduktion von 50% entspricht, während das  $D_S^+$ -Signal nur um 12.5% reduziert wird. Nach Anwendung dieser beiden Winkelschnitte

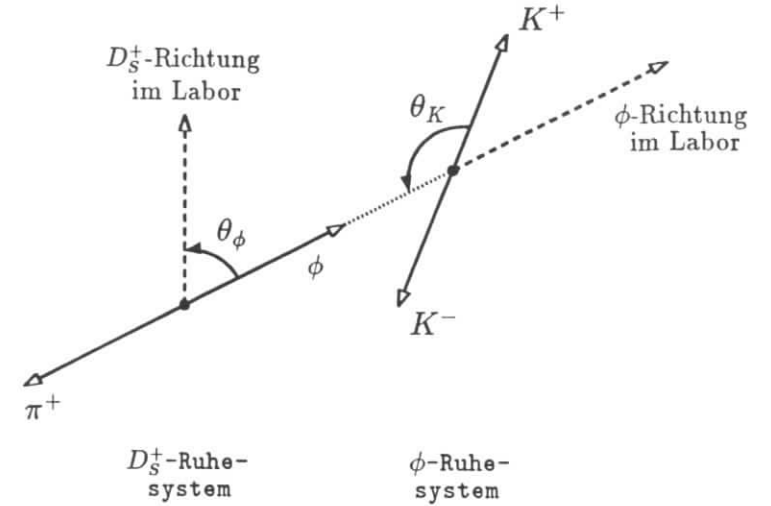


Abbildung 4.4: Veranschaulichung der in der Zerfallskette  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^+K^-$  auftretenden Winkel  $\theta_\phi$  und  $\theta_K$ .

auf die  $\phi\pi^+$ -Kandidaten der  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten, zeigt die in Abb. 4.5a) dargestellte Massenverteilung im Vergleich zu Figur 4.3 ein deutlich signifikanteres  $D_S^+$ -Signal. Die aus dem Fit erhaltenen Werte für die Anzahl der  $D_S^+$ -Kandidaten, sowie für die Masse und Breite des  $D_S^+$ -Signals, sind in Tabelle 4.2 neben den entsprechenden Ergebnissen für das  $D^+$  aufgeführt. Aufgrund der beiden Winkelschnitte  $\cos\theta_\phi < 0.8$  und  $|\cos\theta_K| > 0.5$  würde man für die Zahl der  $D_S^+$ -Kandidaten eine Reduktion um 21.25%<sup>2</sup> erwarten. Der tatsächliche Unterschied von  $(26.5 \pm 7.5)\%$  zwischen den  $D_S^+$ -Signalereignissen der Figuren 4.3 und 4.5a) entspricht dabei gut dieser Erwartung.

Wie bereits in Kap. 3.4 angesprochen, bestehen Daten, die bei der Schwerpunktsenergie der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgezeichnet wurden, sowohl aus  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfällen, als auch aus Ereignissen der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsreaktion. Bei der später betrachteten  $D_S^+$ -Produktion in  $B$ -Zerfällen existiert eine obere Grenze für den Impuls des  $D_S^+$ -Mesons. Dieses Impulslimit für  $B$ -Zerfälle vom  $\Upsilon(4S)$  nimmt unabhängig von den betrachteten Teilchen in der Größe des skalierten Impulses  $x_p$  immer den Wert 0.5 ein, wobei für den hier betrachteten Fall der  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ -Produktion  $x_p$  definiert ist als  $x_p = p_{\phi\pi}/p_{\max}$  mit  $p_{\max} = [E_{\text{beam}}^2 - m_{\phi\pi}^2]^{1/2}$ . In Abb. 4.5b) werden die  $\phi\pi^+$ -Kombinationen der  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit diesem Schnitt auf den kinematisch erlaubten Bereich der  $B$ -Zerfälle beschränkt. Es ist ein deutliches Signal für  $D_S^+$ -Produktion in  $B$ -Zerfällen erkennbar, denn für den gleichen Impulsbereich  $x_p < 0.5$  der Kontinuumsdaten läßt die in Abb. 4.5b) als schraffiertes Histogramm ebenfalls dargestellte  $\phi\pi^+$ -Massenverteilung kaum eine Anhäufung in der Region der  $D_S^+$ -Masse erkennen. Dafür zeigt sich im Kontinuum bei großen Impulsen  $x_p > 0.5$  ein deutliches  $D_S^+$ -Signal, wie in Abb. 4.5c) aufgezeichnet. Dies läßt auf ein „hartes“ Impulsspektrum für die  $D_S^+$ -Produktion in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen schließen. Die aus den Fits erhaltenen Werte für die  $D_S^+$ - und  $D^+$ -Signalparameter sind wieder in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

<sup>2</sup>Der Wert von 21.25% wird erhalten als:  $100\% - (90\% \cdot 87.5\%) = 21.25\%$ .

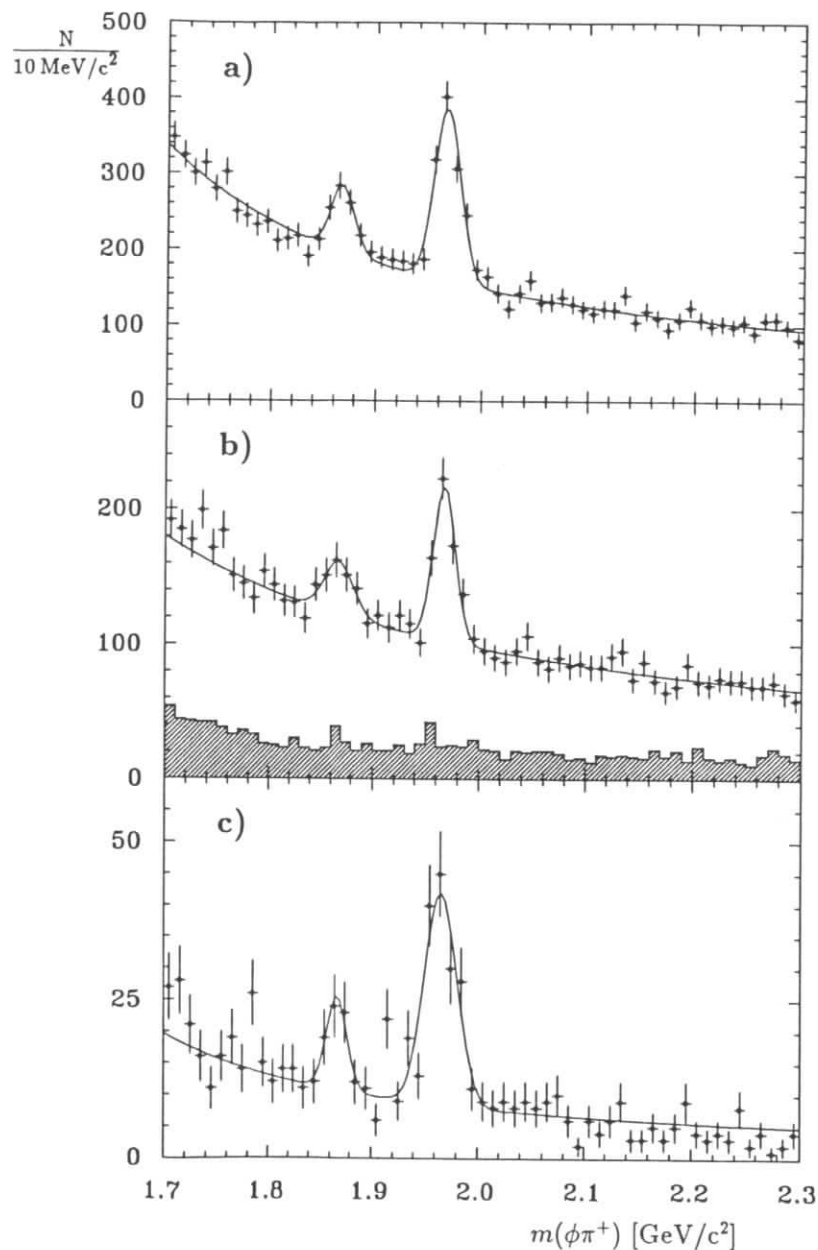


Abbildung 4.5: Invariante  $\phi\pi^+$ -Massenverteilungen nach Durchführung der Winkelschnitte für Ereignisse (a) der  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten, (b) der  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit  $x_p < 0.5$  und (c) der Kontinuumsdaten mit  $x_p > 0.5$ .

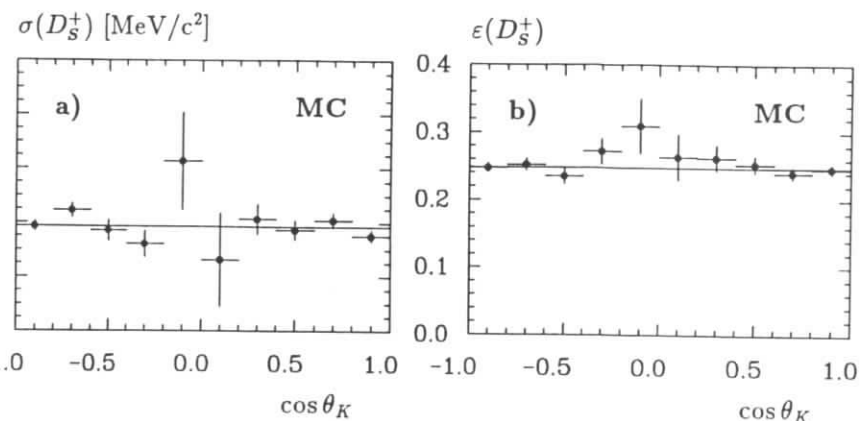


Abbildung 4.6: Monte-Carlo-Untersuchungen von  
(a) Abhängigkeit der Breite des  $D_S^+$ -Signals vom Helizitätswinkel  $\cos\theta_K$ ,  
(b) Abhängigkeit der  $D_S^+$ -Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\cos\theta_K$ .

### 4.3.2 Überprüfung der verwendeten Winkelschnitte

„Es irrt der Mensch, so lang er strebt.“

(J.W. Goethe)

Nach diesem Motto sollen hier die aus der Annahme des  $D_S^+$  als Pseudoskalar meson sich für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  ( $0^- \rightarrow 1^- + 0^-$ ) ableitenden Winkelverteilungen in den Größen  $\theta_\phi$  und  $\theta_K$  überprüfen werden. Zu diesem Zweck wurden die folgenden Untersuchungen anhand der Daten durchgeführt.

#### Der Helizitätswinkel $\theta_K$

Aus der  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge wurden  $\phi$ -Kandidaten, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, selektiert und mit  $\pi^+$ -Kandidaten kombiniert, wobei nur der Schnitt  $\cos\theta_\phi < 0.8$  verwendet wurde. Das erhaltene  $\phi\pi^+$ -Massenspektrum wurde in Bins des Winkels  $\cos\theta_K$  aufgeteilt und der jeweilige  $D_S^+$ -Anteil gefittet, wobei der Bereich des  $D^+$ -Signals von  $1.82 \text{ GeV}/c^2 < m(\phi\pi^+) < 1.91 \text{ GeV}/c^2$  in den einzelnen Anpassungen ausgespart wurde.

Bevor die Helizitätswinkelverteilung gemessen werden konnte, mußte der Frage nachgegangen werden, ob die Breite  $\sigma$  des  $D_S^+$ -Signals vom Winkel  $\cos\theta_K$  abhängt. Dazu wurden in einer Monte-Carlo-Untersuchung die Zerfälle  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow D_S^+ X$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow D_S^+ X$  studiert. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.6a). Die Breite des  $D_S^+$ -Signals ist über den gesamten Bereich von  $\cos\theta_K$  mit der Annahme einer konstanten Breite von  $\sigma = (11.9 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$  verträglich. Gleichzeitig wurde untersucht, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion eines  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ -Zerfalls vom Helizitätswinkel  $\cos\theta_K$  abhängt. Wie Abb. 4.6b) zeigt, ist dies nicht der Fall, was zu einer konstanten Akzeptanzkorrektur führte.

Für die Fits des  $D_S^+$ -Signals in Bins des Winkels  $\cos\theta_K$  wurde nun der zentrale Massenwert auf  $1967.3 \text{ MeV}/c^2$  fixiert, wie er sich aus dem Fit der Gesamtverteilung der Abb. 4.5b) ergab. Die  $D_S^+$ -Signalbreite wurde auf den aus der MC-Studie gewonnenen Wert von  $11.9 \text{ MeV}/c^2$  festgehalten, so daß jeweils nur der  $D_S^+$ -Anteil ermittelt wurde. In Figur 4.7 ist das auf

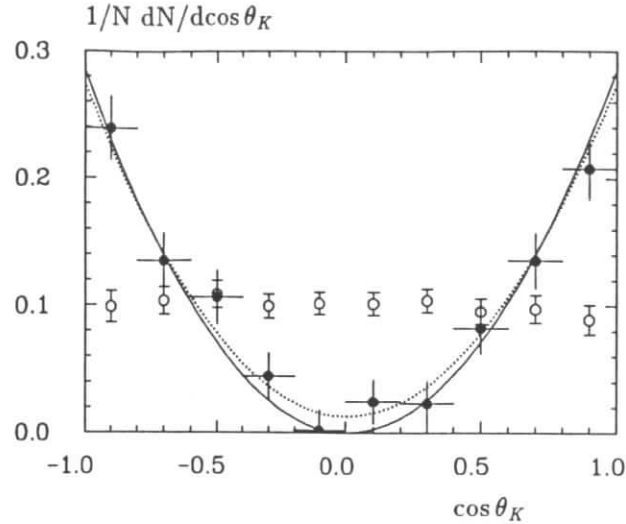


Abbildung 4.7: Die akzeptanzkorrigierte Helizitätswinkelverteilung  $\cos\theta_K$  für den Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  (volle Punkte). Die entsprechende Verteilung für den Untergrund ist mit offenen Punkten dargestellt. Die ebenfalls eingezeichneten parabelförmigen Kurven sind im Text erläutert.

diese Weise gewonnene Verhalten des  $D_s^+$ -Zerfalls in Abhängigkeit von  $\cos\theta_K$  dargestellt (volle Punkte mit Fehlerbalken), wobei die akzeptanzkorrigierte Verteilung auf eins normiert wurde. Es zeigt sich die erwartete  $\cos^2\theta_K$ -Abhängigkeit (durchgezogene Kurve). Der in Abb. 4.7 als offene Punkte ebenfalls eingezeichnete Verlauf des Untergrundes wurde dadurch ermittelt, daß von der Gesamtzahl der im  $D_s^+$ -Massenbereich ( $1928 \text{ MeV}/c^2 < m(\phi\pi^+) < 2008 \text{ MeV}/c^2$ ) gefundenen Einträge die Anzahl der gefitteten  $D_s^+$ -Ereignisse abgezogen wurde. Diese ebenfalls auf eins normierte Verteilung zeigt das erwartete flache Verhalten.

Mit Abb. 4.7 kann noch eine Abschätzung für den Anteil des nichtresonanten Zerfalls  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$  angegeben werden. Hierbei würden nichtresonante  $K^+K^--$ Kombinationen unter dem  $\phi$ -Signal mit einem  $\pi^+$  kombiniert und ebenfalls ein  $D_s^+$  ergeben. Für derartige  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ -Kandidaten wird eine isotrope Verteilung in  $\cos\theta_K$  erwartet. Der Fit einer Funktion  $f(\cos\theta_K) = a + b\cos^2\theta_K$ , die eine Parabel für den resonanten und einen konstanten Offset für den nichtresonanten  $D_s^+$ -Zerfall enthält, ist in Abb. 4.7 als gepunktete Kurve dargestellt. Es ergibt sich dabei ein zu vernachlässigender Beitrag von  $(1.3 \pm 0.9)\%$  für den nichtresonanten Zerfall  $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ .

#### Der Winkelverteilung $\theta_\phi$

Die Überprüfung der für den Winkel  $\cos\theta_\phi$  aus dem Zerfall eines Pseudoskalar-mesons erwarteten flachen Verteilung geschah wieder mittels der  $\Upsilon(4S)$ -Daten, nachdem die  $\phi$ -Kandidaten mit  $\pi^+$ -Mesonen kombiniert worden waren, die die Bedingung  $|\cos\theta_K| > 0.5$  erfüllten. Die analog durchgeführte MC-Untersuchung der Breite des  $D_s^+$ -Signals und der  $\phi\pi^+$ -Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt diesmal eine Abhängigkeit von  $\cos\theta_\phi$ , wie in Abb. 4.8 aufgezeichnet.

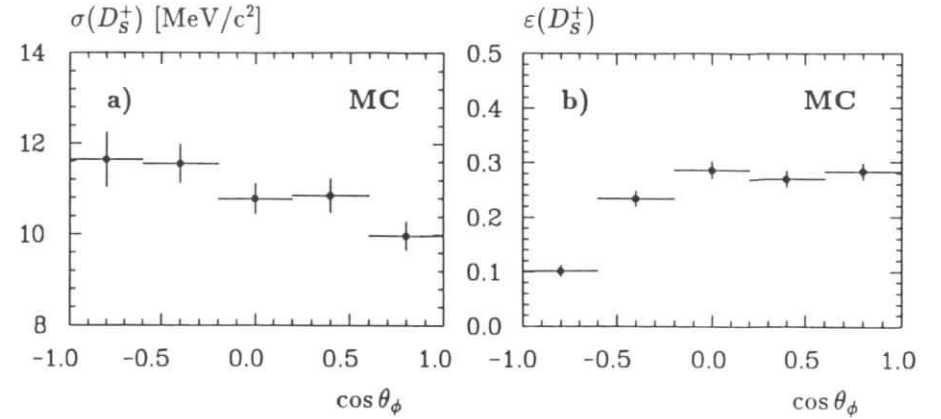


Abbildung 4.8: Monte-Carlo-Untersuchungen von (a) Abhängigkeit der Breite des  $D_s^+$ -Signals vom Winkel  $\cos\theta_\phi$ , (b) Abhängigkeit der  $D_s^+$ -Nachweiswahrscheinlichkeit vom Winkel  $\cos\theta_\phi$ .

Diese Abhängigkeit wird verständlich, wenn man sich die Konstellationen, welche zu  $\cos\theta_\phi \approx 1$  bzw. zu  $\cos\theta_\phi \approx -1$  führen, vor Augen hält. In Zerfällen, für die  $\cos\theta_\phi \approx -1$  gilt, fliegt das  $\pi^+$ -Meson in die Richtung des  $D_s^+$  und trägt somit fast den gesamten Impuls des  $D_s^+$ , d.h. es ist hochenergetisch, und der Fehler auf seine Impulsmessung ist entsprechend groß. Dies führt zu einer ungenauen  $D_s^+$ -Massenbestimmung, was sich in einer größeren Breite des  $D_s^+$ -Signals bei  $\cos\theta_\phi \approx -1$  widerspiegelt, wie in Abb. 4.8a) zu sehen ist. Trägt das  $\pi^+$  fast den gesamten  $D_s^+$ -Impuls, so ist das  $\phi$  niederenergetisch, was langsame  $K^+K^--$ Paare nach sich zieht. Besitzt eines der  $K$ -Mesonen einen transversalen Impuls  $p_t \lesssim 30 \text{ MeV}/c$ , kann es die ARGUS-Driftkammer nicht mehr erreichen. Dies führt, wie in Abb. 4.8b) sichtbar, zu der verminderten Akzeptanz bei  $\cos\theta_\phi \approx -1$ .

Die analog aus der vorher beschriebenen Methode des Fits des  $\phi\pi^+$ -Massenspektrums in Bins des Winkels  $\cos\theta_\phi$  erhaltene Verteilung ist in Figur 4.9 abgebildet, nachdem Akzeptanzkorrekturen mit dem in Abb. 4.8b) dargestellten Verhalten durchgeführt wurden. Es zeigt sich die erwartete flache Verteilung, während der als offene Punkte mit Fehlerbalken dargestellte Untergrund erwartungsgemäß bei  $\cos\theta_\phi \approx +1$  peakt.

#### 4.3.3 Die Akzeptanz für den Zerfall $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$

Für eine spätere Bestimmung des  $D_s^+$ -Impulsspektrums ist es notwendig, die Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  zu kennen. Dazu wurde eine Monte-Carlo-Untersuchung für die Zerfälle  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow D_s^+X$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow D_s^+X$  durchgeführt und aus dem Verhältnis der rekonstruierten Zerfälle zur bekannten Anzahl der generierten Ereignisse die Akzeptanz in Abhängigkeit des skalierten Impulses bestimmt. Dieser Verlauf der Effizienz  $\varepsilon$  für die Rekonstruktion eines  $D_s^+$  im Zerfallskanal  $\phi\pi^+$  ist in Figur 4.10 gegen  $x_p$  aufgetragen. Da sich für den Bereich  $x_p < 0.5$  kein signifikanter Unterschied der  $\varepsilon$ -Werte zwischen der  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuums-MC-Datenmenge ergab, wurden gewichtete Mittelwerte aus beiden Zahlen gebildet. Diese sind in Abb. 4.10 eingetragen. Der erhaltene Verlauf läßt sich gut durch eine Gerade  $f(x_p) = m \cdot x_p + a$  beschreiben, wobei eine beste Anpassung die Werte  $m = 0.14 \pm 0.014$  und  $a = 0.15 \pm 0.006$  ergab. Für die spätere

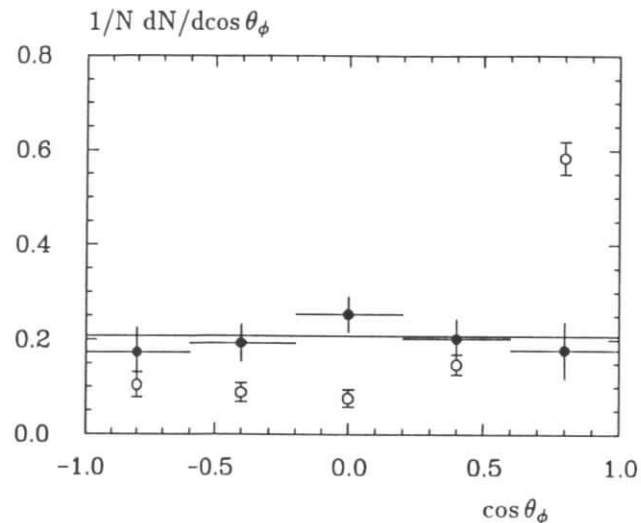


Abbildung 4.9: Die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung  $\cos \theta_\phi$  für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  (volle Punkte). Die entsprechende Verteilung für den Untergrund ist als offene Punkte dargestellt.

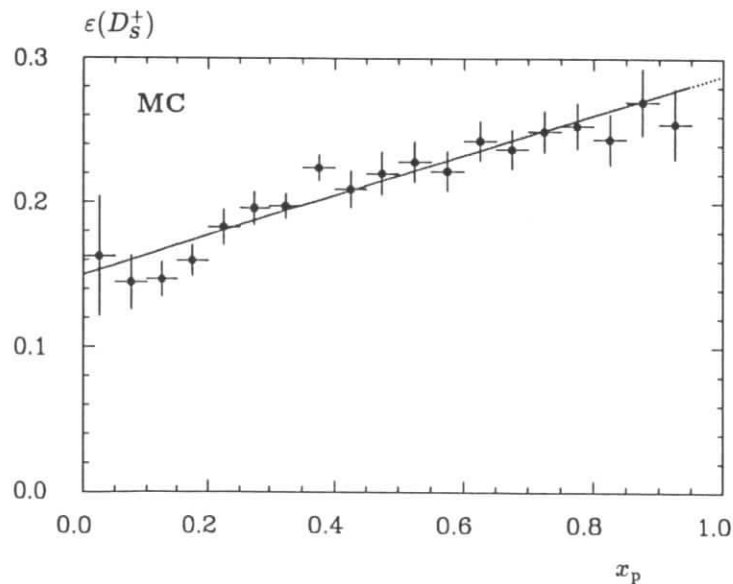


Abbildung 4.10: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(D_S^+)$  vom skalierten Impuls  $x_p$  für die Rekonstruktion des Zerfalls  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ .

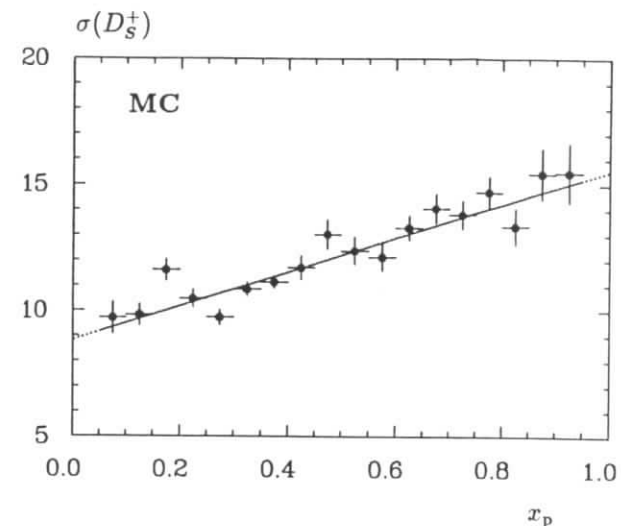


Abbildung 4.11: Die Abhängigkeit der Breite  $\sigma(D_S^+)$  des  $D_S^+$ -Signals vom skalierten Impuls  $x_p$ .

Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von  $x_p$  wurde die so parametrisierte Gerade verwendet.

Wie die aus den Fits an die Verteilungen der Abbildungen 4.5b) und c) ermittelten und in Tabelle 4.2 eingetragenen Breiten des  $D_S^+$ -Signals von  $\sigma = (10.2 \pm 1.1)$  MeV/ $c^2$  für die  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit  $x_p < 0.5$  und  $\sigma = (15.3 \pm 1.7)$  MeV/ $c^2$  für das  $q\bar{q}$ -Kontinuum mit  $x_p > 0.5$  erkennen lassen, besteht eine Abhängigkeit der Auflösung des  $D_S^+$ -Signals vom  $D_S^+$ -Impuls. Dazu wurde analog der Akzeptanzbestimmung wieder eine Monte-Carlo-Untersuchung durchgeführt, deren Ergebnis in Abb. 4.11 dargestellt ist. Die Breite des  $D_S^+$ -Signals wächst linear mit dem Impuls  $x_p$ , wobei die Anpassung einer Geraden  $f(x_p) = m \cdot x_p + a$  die Fitwerte  $m = 6.7 \pm 0.5$  und  $a = 8.8 \pm 0.2$  ergab. Diese Verschlechterung der Auflösung des  $D_S^+$ -Signals mit zunehmendem  $x_p$  ist verständlich, da mit wachsendem  $D_S^+$ -Impuls auch dessen Zerfallsprodukte energiereicher werden. Dies bedeutet aber einen ungenauer gemessenen Impuls für das  $K^+$ ,  $K^-$  und  $\pi^+$ , woraus eine größere Unsicherheit in der invarianten Masse der  $K^+K^-\pi^+$ -Kombination folgt.

#### 4.4 Der Tragödie erster Teil: Die inklusive $D_S^+$ -Erzeugung im $q\bar{q}$ -Kontinuum

„Daß ich nicht mehr, mit saurem Schweiß,  
Zu sagen brauche, was ich nicht weiß;  
Daß ich erkenne, was die Welt  
Im Innersten zusammenhält,“  
(J.W. Goethe)

Zur Messung des  $D_S^+$ -Impulsspektrums in nichtresonanten  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen wurde in Bins des skalierten Impulses  $x_p$  der  $D_S^+$ -Anteil im  $\phi\pi^+$ -Massenspektrum ermittelt. Für die jeweiligen Fits wurde, wie bereits erwähnt, die Masse des  $D_S^+$  zu  $1673.3$  MeV/ $c^2$  fixiert,



die  $D_S^+$ -Signalbreite entsprechend der Parametrisierung aus Fig. 4.11 festgehalten und der Bereich der  $D^+$ -Massenregion ( $1.82 \text{ GeV}/c^2 - 1.91 \text{ GeV}/c^2$ ) im Fit nicht berücksichtigt. Die so erhaltene und anschließend akzeptanzkorrigierte Impulsverteilung für die  $D_S^+$ -Produktion im Kontinuum ist in Abbildung 4.12a) wiedergegeben.

#### 4.4.1 Die Fragmentation des $D_S^+$ -Mesons

Die Erzeugung von  $D_S^+$ -Mesonen in nichtresonanten Kontinuumsereignissen bei  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergien von etwa 10 GeV geschieht über den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ , der entsprechend Abb. 1.3a) abläuft. Die dem  $c\bar{c}$ -Zustand zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie wird zur Erzeugung weiterer, leichter  $q\bar{q}$ -Paare aus der Abstrahlung von Gluonen aufgewendet. Diese Prozesse sind nicht mit Methoden der perturbativen QCD berechenbar, da sie bei kleinen Impulsüberträgen  $q^2$  und somit bei einem großen Wert der Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , der starken Wechselwirkung stattfinden. Daher werden zur Beschreibung solcher Hadronisationsprozesse sog. „Fragmentationsmodelle“ verwendet. Bekannte Vertreter sind das LUND-„color string“-Modell oder QCD-„cluster“-Modelle, auf die an dieser Stelle aber nicht eingegangen werden soll. Es wird auf die einschlägige Literatur verwiesen [65].

Für die hier interessierende Fragmentation schwerer Quarks soll kurz das von Feynman und Field [66] vorgeschlagene Modell umrissen werden. Dessen physikalisches Bild ist es, daß das schwere Quark  $Q$  sich mit einem  $\bar{q}$  eines aus dem Vakuum erzeugten  $q\bar{q}$ -Paares zu einem Meson  $M$  paart, während das verbleibende Quark  $q$  diesen Prozeß mit einem  $\bar{q}'$  eines neu produzierten  $q'\bar{q}'$ -Paares wiederholt, bis die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie „verbraucht“ ist. Um die Impulsverteilung der schweren Quarks bzw. der sie enthaltenden schweren Mesonen zu beschreiben, wird im allgemeinen eine von Peterson et al. [67] vorgeschlagene Fragmentationsfunktion für diese Art von Modellen verwendet. In der Variablen des skalierten Impulses läßt sich die Peterson-Fragmentationsfunktion [67] darstellen als:

$$f(x_p) = \frac{a}{x_p} \cdot \left(1 - \frac{1}{x_p} - \frac{\epsilon}{1-x_p}\right)^{-2}, \quad (4.1)$$

wobei  $a$  eine freie Normierung und  $\epsilon$  der sog. Peterson-Parameter ist, der eine Aussage trifft über die Form der Impulsverteilung, ob diese „hart“ oder „weich“ ist. Er steht in Beziehung zu den Massen des schweren ( $m_Q$ ) und des leichten Quarks ( $m_{\bar{q}}$ ), aus denen sich das betrachtete Meson aufbaut:  $\epsilon = (m_{\bar{q}}/m_Q)^2$ .

Um für die Bestimmung des Peterson-Parameters  $\epsilon$  die statistische Genauigkeit des zu erwartenden Resultates zu erhöhen, wurden auch die  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit  $x_p > 0.5$  benutzt (siehe Abb. 4.12b), da in diesem Impulsbereich keine  $D_S^+$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen, sondern nur noch aus der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsproduktion, auftreten können. Beim gemeinsamen Fit der Peterson-Fragmentationsfunktion an beide Verteilungen wurde die Normierung der  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten als freier Parameter behandelt. Es ergab sich ein kombiniertes Fitresultat von

$$\epsilon(D_S^+) = (10.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}, \quad (4.2)$$

wobei der angegebene Fehler die statistische Unsicherheit widerspiegelt.

Vergleicht man Abb. 4.12a) mit der entsprechenden  $x_p$ -Verteilung von  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen, so stellt sich heraus, daß deren Impulsverteilungen im Kontinuum mit Peterson-Parametern von  $\epsilon(D^0) = (25 \pm 3) \cdot 10^{-2}$  bzw.  $\epsilon(D^+) = (19 \pm 4) \cdot 10^{-2}$  [68] deutlich „weicher“ sind. Die Fragmentation des  $D_S^+$  ist somit eher mit der des  $D^{*+}$ -Mesons vergleichbar, dessen Peterson-Parameter  $\epsilon(D^{*+}) = (10 \pm 1) \cdot 10^{-2}$  [68] etwa den gleichen Wert wie  $\epsilon(D_S^+)$  annimmt. Dies mag ein Hinweis darauf sein, daß der Anteil der höher angeregten  $D_S^+$ -Zustände, wie

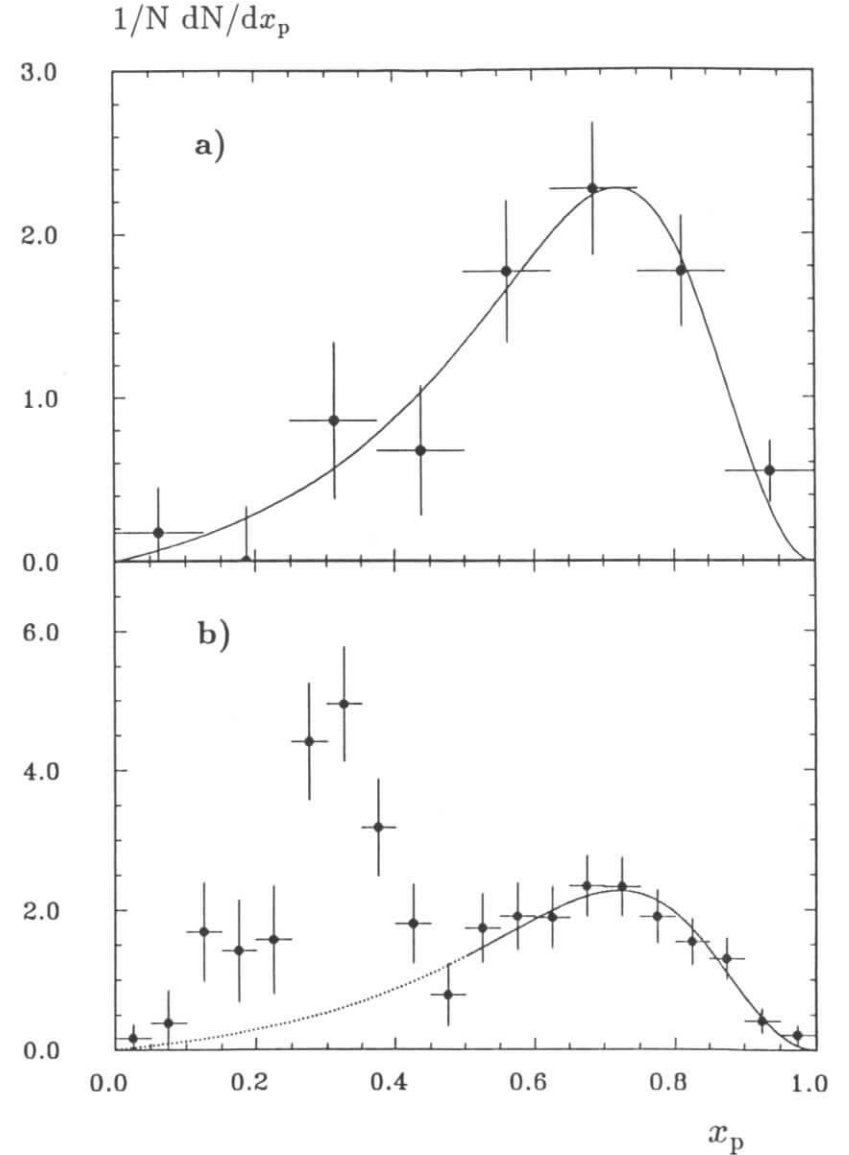


Abbildung 4.12: Die akzeptanzkorrigierte Impulsverteilung für  $D_S^+$ -Mesonen (a) aus nichtresonanten  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen und (b) für  $\Upsilon(4S)$ -Daten. Die eingezeichnete Kurve ist das Ergebnis eines kombinierten Fits der Peterson-Fragmentationsfunktion an die gesamte Kontinuumsverteilung und an das  $\Upsilon(4S)$ -Spektrum mit  $x_p > 0.5$ . Die Verteilungen wurden so normiert, daß das gesamte Integral des Peterson-Fits jeweils eins ergibt.

Tabelle 4.3: Vergleich des  $D_s^+$ -Produktionswirkungsquerschnitts für  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignisse mit der Erzeugung von  $D^0$ -,  $D^+$ -,  $D^{*+}$ - und  $\Lambda_c$ -Hadronen, wie sie von der ARGUS-Kollaboration gemessen wurden [68,71].

$\sigma(D^0) = (1.18 \pm 0.15 \pm 0.08)$ nb
$\sigma(D^+) = (0.65 \pm 0.09 \pm 0.09)$ nb
$\sigma(D^{*+}) = (0.69 \pm 0.08 \pm 0.07)$ nb
$\sigma(D_s^+) = (0.28 \pm 0.03 \pm 0.03)$ nb
$\sigma(\Lambda_c) = (0.30 \pm 0.04 \pm 0.09)$ nb

des  $D_{S1}(2536)^+$  oder andere sog.  $D_s^{*+}$ , die in ein  $D_s^+$  zerfallen, klein ist. Der Übergang  $D^{**} \rightarrow DX$  wird nämlich als Grund dafür angesehen, daß das  $x_p$ -Spektrum der  $D$ -Mesonen weicher ist, als eine direkte Produktion der  $D$ -Mesonen in der Fragmentation der schweren Primärquarks erwarten ließe. Die Hauptquelle der  $D_s^+$ -Mesonen im  $q\bar{q}$ -Kontinuum ist daher die direkte Produktion oder sie sind Zerfallsprodukte aus dem Übergang  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$ .

#### 4.4.2 Die Bestimmung von $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$

Zur Bestimmung des Produktionswirkungsquerschnitts  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  wird die aus dem Integral der gefitteten Kurve, vor der Normierung auf eins in Figur 4.12a), erhaltene Anzahl der akzeptanzkorrigierten  $D_s^+$ -Mesonen durch die Luminosität der Kontinuumsdaten (siehe Kap. 3.4) geteilt<sup>3</sup>. Es wird ein Wert von

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (7.5 \pm 0.8 \pm 0.7) \text{ pb} \quad (4.3)$$

für eine gemittelte Schwerpunktsenergie von 10.5 GeV erhalten. Hierbei ist zu beachten, daß keine radiativen Korrekturen durchgeführt wurden. Der angegebene systematische Fehler berücksichtigt Unsicherheiten in der Luminositätsbestimmung, der Akzeptanzkorrektur, sowie in der verwendeten Fitprozedur durch Wiederholung dieser an um  $\pm 1\sigma$  variierten  $x_p$  Verteilungen. Das erhaltene Ergebnis (4.3) für  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  ist in guter Übereinstimmung mit einer früheren Messung der ARGUS-Kollaboration [69] von  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (7.8 \pm 0.8 \pm 1.3) \text{ pb}$ .

Da das Verzweigungsverhältnis für den hier verwendeten Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  nur äußerst unzureichend bekannt ist, wurde der  $D_s^+$ -Kontinuumswirkungsquerschnitt als Produkt  $\sigma \cdot BR$  angegeben. Um die  $D_s^+$ -Produktion mit der anderer  $D$ -Mesonen in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen bei etwa 10.5 GeV Schwerpunktsenergie vergleichen zu können, wurde ein von der „Particle Data Group“ (PDG) [70] angegebener Mittelwert von 2.7% für  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  verwendet. Mit den aus der ARGUS-Messung [68] erhaltenen Werten der  $D$ -Wirkungsquerschnitte ergibt sich der in Tabelle 4.3 dargestellte Vergleich. Es wurde zur Abschätzung einer  $charm$ -Bilanz in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen ebenfalls der Wert für die  $\Lambda_c$ -Produktion einer früheren ARGUS Publikation entnommen [71]. Alle verwendeten relativen  $D$ - und  $\Lambda_c$ - Verzweigungsverhältnisse stammen aus Ref. [70].

Addiert man nun die Wirkungsquerschnitte für  $\sigma(D^0)$ ,  $\sigma(D^+)$ ,  $\sigma(D_s^+)$  und  $\sigma(\Lambda_c)$  der „Grundzustands“-Hadronen auf, so ergibt sich für die Summe dieser  $charm$ -Wirkungsquerschnitte  $(2.41 \pm 0.24) \text{ nb}$ , wobei die statistischen und systematischen Fehler quadratisch aufaddiert wurden. Wird dieses Ergebnis mit dem von der CLEO-Kollaboration gemittelten totalen  $charm$ -Wirkungsquerschnitt von  $(1.27 \pm 0.13) \text{ nb}$  [72] verglichen, so folgt, daß die Summe der betrachteten  $charm$ -Hadronen bereits  $(95 \pm 14)\%$  dieses Wertes ergibt. Dies bedeutet, daß

<sup>3</sup>Es gilt allgemein:  $\sigma = 1/BR \cdot N\epsilon/C$ .

die Produktion anderer  $charm$ -Hadronen, wie des  $J/\psi$ , in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen gering ist.

Abschließend sei noch auf eine grobe Abschätzung des ungenau bekannten Verzweigungsverhältnisses  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  hingewiesen. Hierzu wird angenommen, daß ein  $D_s^+$  Meson in einem  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ -Ereignis entsteht, wenn bei der Fragmentation der beiden primären Quarks ein  $s\bar{s}$ -Quarkpaar aus dem Vakuum erzeugt wird, so daß sich ein  $c\bar{s}$ -Quarkpaar formieren kann. Mit einer üblicherweise zu 15% angenommenen Wahrscheinlichkeit der  $s\bar{s}$ -Erzeugung aus dem Vakuum und dem totalen  $charm$ -Wirkungsquerschnitt von  $(1.27 \pm 0.14) \text{ nb}$  [72] ergäbe sich ein  $D_s^+$ -Produktionswirkungsquerschnitt von  $(0.38 \pm 0.04) \text{ nb}$ . Vergleicht man diesen mit dem in dieser Arbeit gemessenen Wert von  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (7.5 \pm 1.1) \text{ pb}$ , so ließe sich ein Verzweigungsverhältnis  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (2.0 \pm 0.4)\%$  erhalten. Dieses ist mit dem von der „Particle Data Group“ angegebenen Wert von  $(2.7 \pm 0.7)\%$  gut verträglich.

## 4.5 Der Tragödie zweiter Teil: Die inklusive $D_s^+$ -Erzeugung in $B$ -Zerfällen

„Mit Eifer hab ich mich der Studien beflissen;  
Zwar weiß ich viel, doch möcht ich alles wissen.“

(J.W. Goethe)

Um die inklusive Rate der  $D_s^+$ -Produktion in Zerfällen der  $B$ -Mesonen zu bestimmen, mußte zuerst der Kontinuumsanteil von den  $\Upsilon(4S)$ -Daten abgezogen werden. Dazu wurde die aus dem gemeinsamen Fit der Kontinuums- und  $\Upsilon(4S)$ -Daten ( $x_p > 0.5$ ) gewonnene Form der Peterson-Fragmentationsfunktion verwendet und in den Bereich  $x_p < 0.5$  des  $\Upsilon(4S)$ -Spektrums extrapoliert (siehe Abb. 4.12b). Wie der Verlauf des gemeinsamen Peterson-Fits durch die Meßpunkte für  $x_p > 0.5$  zeigt, weist das Impulsspektrum nach diesem Kontinuumsabzug keine Einträge mehr für den Bereich  $x_p > 0.5$  auf. Die im Bereich  $x_p < 0.5$  verbleibende Verteilung wird daher der  $D_s^+$ -Produktion aus Zerfällen der  $B$ -Mesonen zugeschrieben.

Das auf diese Weise erhaltene akzeptanzkorrigierte  $D_s^+$ -Impulsspektrum aus  $B$ -Zerfällen ist für den kinematisch erlaubten Bereich  $x_p < 0.5$  in Figur 4.13 dargestellt. Dabei wurde die Verteilung derart normiert, daß ihr Integral eins ergibt. Aus der Summe der Einträge des nicht normierten Spektrums  $dN/dx_p$  wurde die akzeptanzkorrigierte Anzahl an  $D_s^+$ -Mesonen, die in  $B$ -Zerfällen im Zerfallskanal  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  auftreten, zu  $N = 1219 \pm 162$  bestimmt. Wird diese Zahl durch die gemäß Anhang A.2 erhaltene Anzahl der  $B$ -Mesonen geteilt, so ergibt sich das Produkt des inklusiven Verzweigungsverhältnisses der  $D_s^+$ -Erzeugung in Zerfällen der  $B$ -Mesonen mal dem Verzweigungsverhältnis für den Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$  zu

$$BR(B \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (2.92 \pm 0.39 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}. \quad (4.4)$$

Dabei enthält der systematische Fehler die Unsicherheiten in der Akzeptanzkorrektur, der Kontinuumsabstraktion mittels der Peterson-Funktion und der Anzahl der  $B$ -Mesonen. Da das Verzweigungsverhältnis für den verwendeten Zerfall  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ , wie bereits erwähnt, nur äußerst unzureichend bekannt ist, wurde wieder ein Produkt-Verzweigungsverhältnis angegeben. Das hier erhaltene Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit Resultaten der CLEO-Kollaboration ( $BR(B \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (3.06 \pm 0.47) \cdot 10^{-3}$  [73]) und einer früheren Messung des ARGUS-Experimentes mit  $(4.2 \pm 0.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$  [74].

Interessant ist es wieder, diesen Wert mit den Produkt-Verzweigungsverhältnissen anderer  $D$ -Mesonen zu vergleichen. Dazu wurden diese mit Hilfe der  $D$ -Verzweigungsverhältnisse der

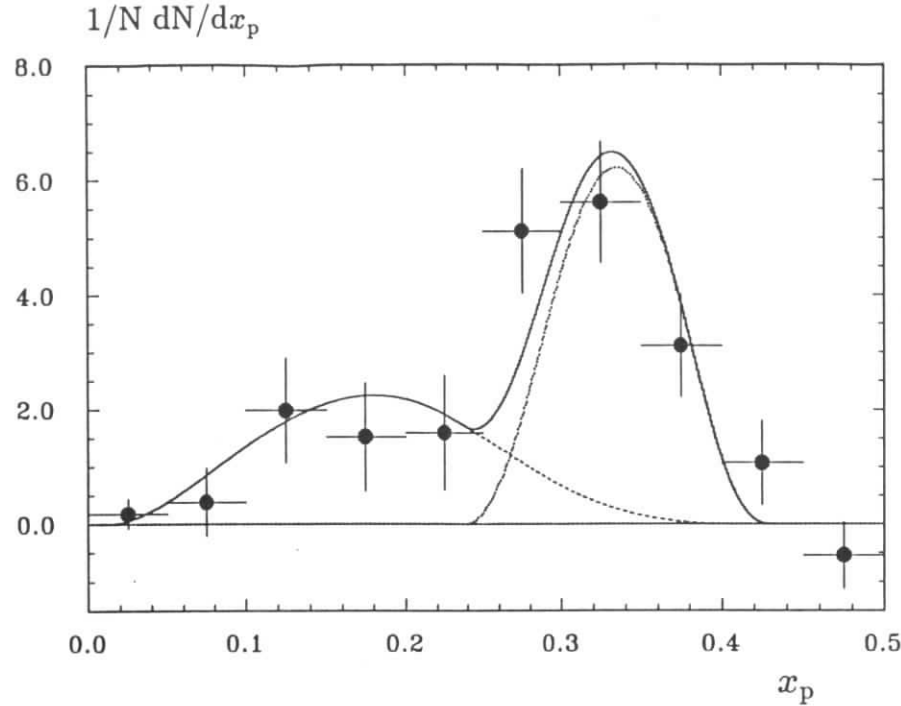


Abbildung 4.13: Das akzeptanzkorrigierte Impulsspektrum für  $D_s^+$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen. Die dargestellte Verteilung wurde derart normiert, daß ihr Integral eins ergibt. Die eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis eines im Text beschriebenen Fits erwarteter Impulsverteilungen für Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  und Dreikörper-Prozesse.

„Particle Data Group“ [70] in inklusive „branching ratios“ aus  $B$ -Zerfällen umgerechnet. Diese sind in Tabelle 4.4 aufgeführt. Mit  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = 2.7\%$  [70] wird aus dieser Arbeit ein inklusives Verzweigungsverhältnis der  $D_s^+$ -Erzeugung aus  $B$ -Zerfällen von

$$BR(B \rightarrow D_s^+ X) = (10.8 \pm 1.5 \pm 1.1) \cdot 10^{-2} \quad (4.5)$$

gewonnen. Tabelle 4.4 wurden weiterhin die Verzweigungsverhältnisse für die Produktion von

Tabelle 4.4: Zusammenstellung inklusiver  $B$ -Meson-Verzweigungsverhältnisse, die Ref. [68, 75] entnommen wurden. Für die relativen Verzweigungsverhältnisse wurden PDG-Werte [70] verwendet.

$B$ -Zerfall	$BR$ (ARGUS)	$BR$ (CLEO)
$B \rightarrow D^0 X$	$(52 \pm 8 \pm 4)\%$	$(62 \pm 5 \pm 5)\%$
$B \rightarrow D^+ X$	$(27 \pm 6 \pm 4)\%$	$(29 \pm 5 \pm 3)\%$
$B \rightarrow D_s^+ X$	$(11 \pm 2 \pm 1)\%$	$(11 \pm 2 \pm 4)\%$
$B \rightarrow \Lambda_c X$	$(8 \pm 1 \pm 2)\%$	$(6 \pm 1 \pm 1)\%$
$B \rightarrow 'c\bar{c}' X$	$(4 \pm 1 \pm 1)\%$	$(4 \pm 1 \pm 1)\%$

$\Lambda_c$ -Baryonen und von  $'c\bar{c}'$ -Zuständen, wie  $J/\psi$ ,  $\chi_{c1}$ , ..., sowie die entsprechenden Werte der CLEO-Kollaboration hinzugefügt. Diese stammen aus Ref. [68,75] und wurden mit Hilfe der relativen Verzweigungsverhältnisse der PDG [70] berechnet.

Um wieder eine *charm*-Bilanz aufzustellen, sei angenommen, daß die Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen hauptsächlich von der Kopplung eines  $c\bar{s}$ -Quarkpaares an das  $W$ -Boson im Übergang  $b \rightarrow cW$  herrührt (nähere Erläuterungen hierzu finden sich in Kap. 5.1). Dann sollte die Summe der verbleibenden inklusiven Zerfälle alle  $b \rightarrow c$ -Übergänge sättigen, d.h. ungefähr 100% aller  $B$ -Zerfälle ergeben. Zieht man noch einen kleinen Anteil an  $b \rightarrow u$ -Übergängen in  $B$ -Zerfällen in Betracht, vermindert sich dieser Wert auf 98%. Werden nun die inklusiven Verzweigungsverhältnisse der ARGUS- und CLEO-Kollaboration jeweils aufsummiert und anschließend ein gewichteter Mittelwert beider Experimente gebildet, ergibt sich ein inklusives *charm*-Verzweigungsverhältnis von  $(97 \pm 8)\%$ . Dieses bedeutet, daß nicht sehr viel Spielraum bleibt für eine Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen, die nicht von einer  $c\bar{s}$ -Kopplung an das  $W$ -Boson herrühren. Diese Frage wird nochmals in Kap. 7.7 aufgegriffen werden.

#### 4.5.1 Analyse des $D_s^+$ -Impulsspektrums

In Zweikörper-Zerfällen, wie z.B. den Übergängen  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  (siehe dazu Kap. 5.1) besitzen die Tochterteilchen im Ruhesystem des zerfallenden Mesons einen festen Impuls. Da die  $B$ -Mesonen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nahezu in Ruhe produziert werden (vgl. Abschnitt 5.3.1), erfährt das ursprünglich monochromatische Impulsspektrum der  $D_s^+$ -Mesonen aus Zerfällen  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  keine wesentliche Doppler-Verbreiterung. Weiterhin tragen Kaskadenzerfälle, wie  $B \rightarrow D_s^{*+}D^{(*)}$  und dann  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$ , sowie die Detektoraufösung nur zu einer geringen Verschmierung des ursprünglichen Impulsspektrums bei.

In der gemessenen  $D_s^+$ -Impulsverteilung zeigt die Erhöhung bei  $x_p \sim 0.3$  (Abb. 4.13) eindeutig das Vorhandensein derartiger Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  an. Um den relativen Anteil dieser Zweikörper-Übergänge aus dem  $x_p$ -Spektrum zu extrahieren, wurden in einer Monte-Carlo-Studie die Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_s^+D$ ,  $B \rightarrow D_s^{*+}D$ ,  $B \rightarrow D_s^+D^*$  und  $B \rightarrow D_s^{*+}D^*$  generiert und der Detektorsimulation unterworfen. Die Summe dieser vier Zweikörper-Zerfallsmoden ist in Figur 4.13 als gepunktete Linie eingezeichnet. Die relativen  $D_s^{(*)}D^{(*)}$ -Anteile wurden dabei entsprechend den Vorhersagen des Modells von Bauer-Stech-Wirbel (BSW) [76] als  $0.56 : 0.61 : 0.25 : 1.69$  für  $D_s^+D : D_s^{*+}D : D_s^+D^* : D_s^{*+}D^*$  gesetzt. Eine ausführliche Diskussion des BSW-Modells findet sich in Kap. 6.1.1. Die gestrichelte Linie in Fig. 4.13 repräsentiert die Summe der Dreikörper-Zerfallsprozesse  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{D}^{(*)0}\pi^0$ ,  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{D}^{(*)0}\rho^0$ ,  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{D}^{(*)0}\omega$ , sowie  $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{D}^{(*)0}\pi^-$  und  $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+}\bar{D}^{(*)0}\rho^-$ , wobei jeweils gleiche Anteile  $\pi : \rho : \omega$  generiert wurden. Ein Fit beider Verteilungen an das gemessene  $x_p$ -Spektrum ergibt die in Figur 4.13 eingezeichnete, durchgezogene Linie. Aus dieser Anpassungsrechnung wird ein relativer Anteil der Zweikörper-Zerfallsmoden von

$$BR(B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)})/BR(B \rightarrow D_s^+ X) = (58 \pm 7 \pm 9)\% \quad (4.6)$$

erhalten. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem von der CLEO-Kollaboration kürzlich veröffentlichten Wert von  $(56 \pm 10)\%$  [73] und einer früheren ARGUS-Messung, die  $(46 \pm 16)\%$  [74] ergab.

Zur Ermittlung des systematischen Fehlers wurde die Zusammensetzung der Zwei- und Dreikörper-Spektren variiert. Figur 4.14a) zeigt beispielsweise das Ergebnis der Anpassung des Zweikörper-Zerfalls  $B \rightarrow D_s^{*+}D^*$  mit der beschriebenen Mischung der Dreikörper-Zerfälle, was einen Zweikörperanteil von  $(57 \pm 7)\%$  ergab. In Abb. 4.14b) wurde eine zu gleichen Teilen aus  $D_s^+D$ ,  $D_s^{*+}D$ ,  $D_s^+D^*$  und  $D_s^{*+}D^*$  zusammengesetzte Zweikörper-Mischung benutzt, die

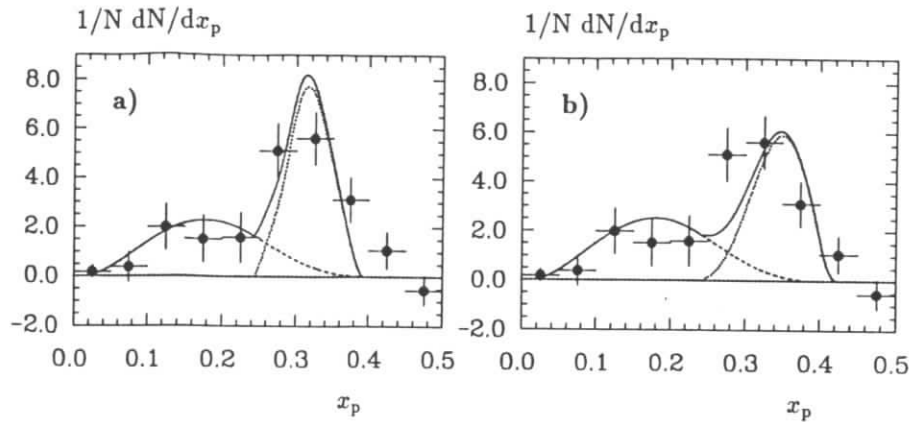


Abbildung 4.14: Ergebnis der im Text beschriebenen Fits erwarteter Impulsverteilungen an das akzeptanzkorrigierte Impulsspektrum für  $D_s^+$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen:

(a) für Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{*+} D^*$  und Dreikörper-Prozesse

(b) für Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  mit gleichen Teilen  $D_s^+ D : D_s^{*+} D : D_s^{*+} D^*$  und Dreikörper-Prozesse.

für einen relativen Anteil von  $(53 \pm 7)\%$  sorgte. Weiterhin wurden unterschiedliche Kompositionen des Dreikörper-Anteils, wie  $D_s^{*+} D^* \pi$  oder  $D_s^{*+} D^* \rho$  oder ein Vierkörper-Spektrum  $D_s^{*+} D^* \pi \pi$  gefittet. Die erhaltenen Zweikörper-Resultate streuen dabei um  $\pm 9\%$  um den erhaltenen Zentralwert von 58%.

## 4.6 Resümee: Die inklusive $D_s^+$ -Analyse

„Da steh ich nun, ich armer Tor!  
Und bin so klug, als wie zuvor;“

(J.W. Goethe)

Als Resümee<sup>4</sup> sei zusammenfassend erwähnt, daß in diesem Kapitel die inklusive Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen und in Zerfällen der  $B$ -Mesonen studiert wurde. Aus der Messung der  $D_s^+$ -Impulsverteilung in nichtresonanten Kontinuumsereignissen wurde der Produktionswirkungsquerschnitt zu

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^\pm X) \cdot BR(D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm) = (7.5 \pm 0.8 \pm 0.7) \text{ pb}$$

bestimmt. Das im Vergleich zur  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonproduktion „harte“  $D_s^+$ -Impulsspektrum spiegelt sich in einem Peterson-Fragmentationsparameter von

$$\epsilon(D_s^+) = (10.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$$

wider. Dies läßt vermuten, daß der Anteil höher angeregter  $D_s^+$ -Zustände, die in das  $D_s^+$  zerfallen, gering ist.

<sup>4</sup>Schreibweise laut DUDEN, 20. Auflage (1991) 599.

Aus dem gemessenen Impulsspektrum der  $D_s^+$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen wurde das inklusive Verzweigungsverhältnis

$$BR(B \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (2.92 \pm 0.39 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$$

erhalten. Ein Vergleich mit der inklusiven Produktion anderer *charm*-Hadronen deutet an, daß nur wenig Spielraum für die Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in  $B$ -Zerfällen verbleibt, wenn diese nicht über die Kopplung eines  $c\bar{s}$ -Quarkpaares an das  $W$ -Boson im Übergang  $b \rightarrow cW$  geschehen soll. Weiterhin konnte aus der  $x_p$ -Verteilung der  $D_s^+$ -Mesonen ein relativer Anteil von  $(58 \pm 7 \pm 9)\%$  für die Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  extrahiert werden, wobei Vorhersagen des BSW-Modells benutzt wurden. Dies bedeutet, daß die „double charm“  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Zweikörper-Zerfälle gut die Hälfte aller Übergänge der  $B$ -Mesonen in ein  $D_s^+$ -Meson ausmachen.



## Kapitel 5

# Die Rekonstruktion von B-Zerfällen in $D_S D$ -Mesonen

„Dear Sir or Madam  
will you read my book,  
It took me years to write  
will you have a look,”

(The Beatles)

Momentan und wohl auch in der nahen Zukunft ist das *beauty*-Quark das schwerste Quark, das experimentell zugänglich ist. Somit bilden Mesonen mit *b*-Quarks die „Spielwiese“ für das Studium schwacher Zerfälle schwerer Mesonen. Seit der ersten vollständigen Rekonstruktion von *B*-Mesonen im Jahr 1986 durch die ARGUS-Kollaboration [77] konnten bisher nur einige hundert *B*-Mesonen vollständig rekonstruiert werden. So wurden beispielsweise ohne die Ergebnisse dieser Arbeit bislang nur etwa 12% der *B*-Zerfälle in hadronischen Zerfallsmoden beobachtet. Diese beschränken sich im wesentlichen auf Übergänge der Art  $B \rightarrow D^{(*)} n \pi$  oder  $B \rightarrow J/\psi K^{(*)}$ . In dieser Analyse sollen Zerfälle der *B*-Mesonen untersucht werden, bei denen ein  $D_S^+$ -Meson im Endzustand auftritt. Nachdem der Frage, wie die in diesem Kapitel behandelten Übergänge  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  hauptsächlich stattfinden, nachgegangen wurde, sollen die zur Selektion der Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  verwendeten Kriterien vorgestellt und die Rekonstruktion der Tochterteilchen bis hin zur vollständigen *B*-Meson-Rekonstruktion beschrieben werden. Danach findet eine Überprüfung der selektierten *B*-Kandidaten und eine Diskussion der erhaltenen Ergebnisse (Verzweigungsverhältnisse, Massen der *B*-Mesonen, Lebensdauer Verhältnis) statt. Das Kapitel endet schließlich in einem Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

### 5.1 Der Zerfall $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ im „spectator“-Diagramm

Ein Ergebnis der inklusiven Studie der  $D_S^+$ -Produktion in *B*-Zerfällen war, daß das  $D_S^+$ -Impulsspektrum eine starke Zweikörper-Komponente andeutete. Daher soll sich die vollständige Rekonstruktion auf die exklusiven Kanäle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  beschränken. Der dominante Entstehungsmechanismus derartiger *B*-Zerfälle mit zwei *charm*-Quarks im Endzustand ist in Figur 5.1a) dargestellt. In diesem sog. „spectator“-Diagramm geschieht der Übergang des *b*-Quarks in ein *charm*-Quark mittels einer sog. „externen“ Emission eines *W*-Bosons. An dieses koppelt ein  $c\bar{s}$ -Quarkpaar, das in ein  $D_S^+$  oder  $D_S^{*+}$ -Meson hadronisiert, während das  $\bar{c}$ -Quark aus dem  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ -Übergang mit dem nur als „Zuschauer“<sup>1</sup> beteiligten *u*- oder *d*-Quark des ursprünglichen *B*-Mesons ein weiteres  $D^{(*)}$ -Meson bildet.

<sup>1</sup>Daher auch der Name „spectator“-Diagramm.

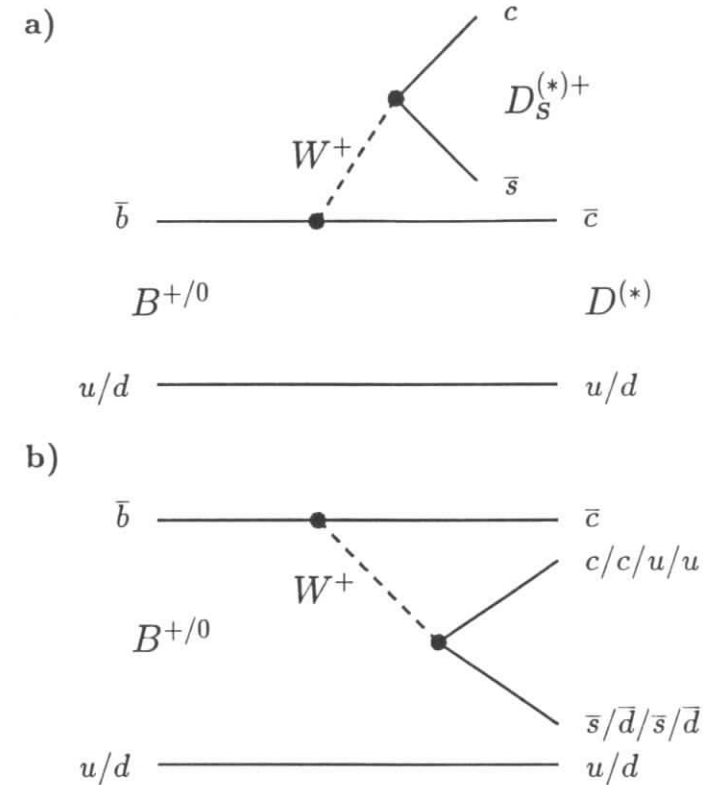


Abbildung 5.1: (a) Zerfallsdiagramm für den Übergang  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  mittels einer sog. „externen“ *W*-Emission. In Diagramm (b) ist eine sog. „interne“ *W*-Emission dargestellt.

Wie es sich später für die Bestimmung der Zerfallskonstante  $f_{D_S}$  als vorteilhaft erweisen wird, ist es nicht möglich,  $D_S^+$ -Mesonen in Zweikörper-*B*-Zerfällen durch eine sog. „interne“ *W*-Emission zu produzieren. Solche Übergänge sind in Figur 5.1b) dargestellt. Sie werden als „farbunterdrückt“ bezeichnet, da die Farbe der beiden an das *W*-Boson koppelnden Quarks einerseits mit der Farbladung des aus dem Übergang  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$  stammenden  $\bar{c}$ -Quarks, andererseits mit der des „Zuschauer“-Quarks (*u/d*) übereinstimmen muß, damit sich jeweils farbneutrale Mesonen formieren können. Aus Ladungserhaltungsgründen können bei dieser internen *W*-Emission keine  $\bar{c}s$ -Quarkpaare entstehen, sondern lediglich  $\bar{c}c$ - oder  $\bar{c}u$ -Kombinationen, die beispielsweise  $J/\psi$ - oder  $\bar{D}^{(*)0}$ -Mesonen bilden.



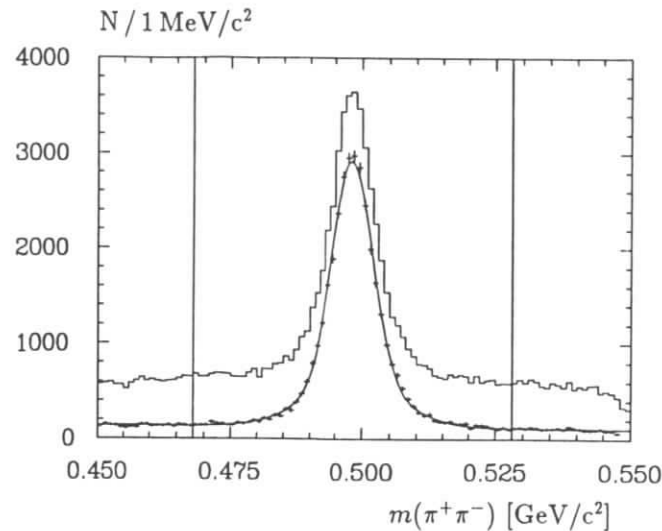


Abbildung 5.3: Invariante Massenverteilung von  $\pi^+\pi^-$ -Kandidaten aus sekundären Zerfallsvertizes vor (Histogramm) und nach (Datenkreuze) dem im Text erläuterten Schnitt auf den Winkel zwischen Impuls- und Flugrichtung des  $K_S^0$ . Die beiden senkrechten Linien verdeutlichen den selektierten Massenbereich.

### 5.2.2 Die Teilchenselektion der $K_S^0$

$K_S^0$ -Mesonen wurden von sekundären Vertizes über ihren Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  rekonstruiert. Das Histogramm in Abb. 5.3 zeigt die invariante Masse aus  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen sekundärer Zerfallsvertizes. Um den Untergrund unter dem  $K_S^0$ -Signal zu reduzieren, wurde ein Schnitt auf den Winkel  $\delta$  zwischen der Impulsrichtung der  $\pi^+\pi^-$ -Kombination und der Flugrichtung des  $K_S^0$ , wie sie sich aus dem Verbindungsvektor zwischen Haupt- und Sekundärvertex ergab, durchgeführt. Mit der Forderung  $\cos \delta > 0.9$  kann, wie in Abb. 5.3 als Datenkreuze dargestellt, ein nahezu untergrundfreies  $K_S^0$ -Signal erhalten werden. Dessen Breite ist für das schwach zerfallende  $K_S^0$  einzig durch die Detektorauflösung gegeben. Wie in Abschnitt 4.3.3 anhand des  $D_S^+$  aufgezeigt, ist die Signalbreite vom Impuls des betrachteten Mesons abhängig, so daß beim Fit des Signals für jeden Impuls eine andere Breite verwendet werden müßte. In der Praxis hat es sich jedoch für den Fit eines derartigen Massenspektrums, wie hier aus  $K_S^0$ -Kandidaten unterschiedlicher Impulse, als ausreichend erwiesen, zwei Gaußfunktionen (eine mit geringer Breite für die „langsamen“ und eine mit größerer Breite für die „schnellen“  $K_S^0$ -Kandidaten) zu verwenden. Das in Abb. 5.3 dargestellte Resultat einer solchen Anpassungsrechnung zeigt eine gute Beschreibung der Daten. Der erhaltene Massenwert von  $(498.1 \pm 0.3)$  MeV/ $c^2$  ist in Übereinstimmung mit dem Tabellenwert der  $K_S^0$ -Masse [70] von  $(497.67 \pm 0.03)$  MeV/ $c^2$ . Aufgrund des geringen Untergrundes wurde zur Selektion von  $K_S^0$ -Kandidaten, wie in Abb. 5.3 durch die beiden senkrechten Linien angedeutet, nur ein lockerer Schnitt von  $\pm 30$  MeV/ $c^2$  um die  $K_S^0$ -Masse angelegt.

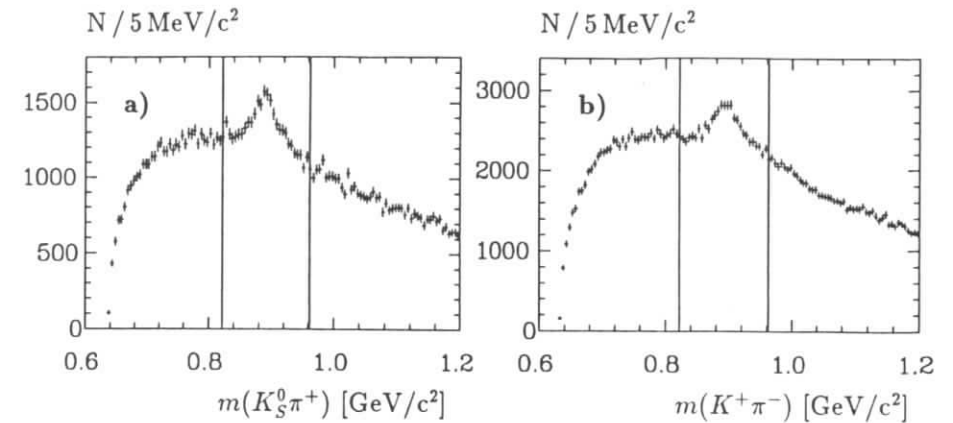


Abbildung 5.4: Invariante  $K\pi$ -Massenverteilungen zur Veranschaulichung der  $K^*$ -Rekonstruktion (a) für den Zerfall  $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$  und (b)  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ . Der für die Selektion akzeptierte Massenbereich ist durch die senkrechten Linien gekennzeichnet.

### 5.2.3 Die Selektionskriterien für $K^*$ - und $\phi$ -Mesonen

Da die Selektion von  $\phi$ -Kandidaten im Zerfallskanal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  ausführlich in Kapitel 4.2.2 beschrieben wurde, wird hier lediglich auf die Rekonstruktion von  $K^*$ -Aspiranten eingegangen.  $K^*$ -Mesonen werden nachgewiesen als  $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$  (Fig. 5.4a) bzw. als  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$  (Fig. 5.4b). Um den Untergrund zufälliger  $K\pi$ -Kombinationen zu reduzieren, wurde für die Erstellung der beiden Massenverteilungen ein zusätzlicher Schnitt auf den Winkel  $\theta_K$  zwischen der Richtung des  $K$  und der Flugrichtung des  $K^*$  im Laborsystem durchgeführt (siehe Kap. 4.3.1). Durch die Forderung  $\cos \theta_K < 0.8$  wurde der Untergrund aus zufälligen Kombinationen eines  $K$  mit niederenergetischen Pionen unterdrückt.

Für die weitere Analyse wurden, wie in den beiden Abb. 5.4 dargestellt, die  $K\pi$ -Kombinationen mit einer invarianten Masse von  $\pm 70$  MeV/ $c^2$  um die nominelle  $K^{*+}$ - bzw.  $K^{*0}$ -Masse [70] akzeptiert. Es wurde jedoch nicht der nur zur Erstellung der beiden Plots 5.4 verwendete Schnitt  $\cos \theta_K < 0.8$  benützt.

### 5.2.4 Die Rekonstruktion von $D^0$ - und $D^{*+}$ -Mesonen

$D^0$ -Mesonen wurden in den Zerfallskanälen  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  und  $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  rekonstruiert. Um das Verhalten der  $D^0$ -Signale in den einzelnen Zerfallsmoden studieren zu können, wurden möglichst untergrundfreie  $D^0$ -Samples aus den  $\Upsilon(4S)$ -Daten mit Hilfe des bereits angesprochenen  $D^{*+}$ -„tag“ gewonnen. Dies bedeutet, daß die  $D^0$ -Kandidaten aus dem Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  stammen sollen. Da die Massendifferenz zwischen  $D^{*+}$  und  $D^0$  mit  $(145.44 \pm 0.06)$  MeV/ $c^2$  [70] nur knapp über der  $\pi^+$ -Ruhemasse liegt, steht für den Übergang  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  nur ein geringer Impulsübertrag von etwa 6 MeV/ $c$  zur Verfügung. Dies bedeutet, daß die Impulse des  $D^0$  und  $\pi^+$  im Ruhesystem des  $D^{*+}$  äußerst gering und somit ihre Relativimpulse sehr genau bestimmbar sind. Dies führt dazu, daß das  $D^{*+}$ -Signal mit einer Breite von etwa 1 MeV/ $c^2$  sehr schmal ist, falls die  $D^{*+}$ -Masse über die

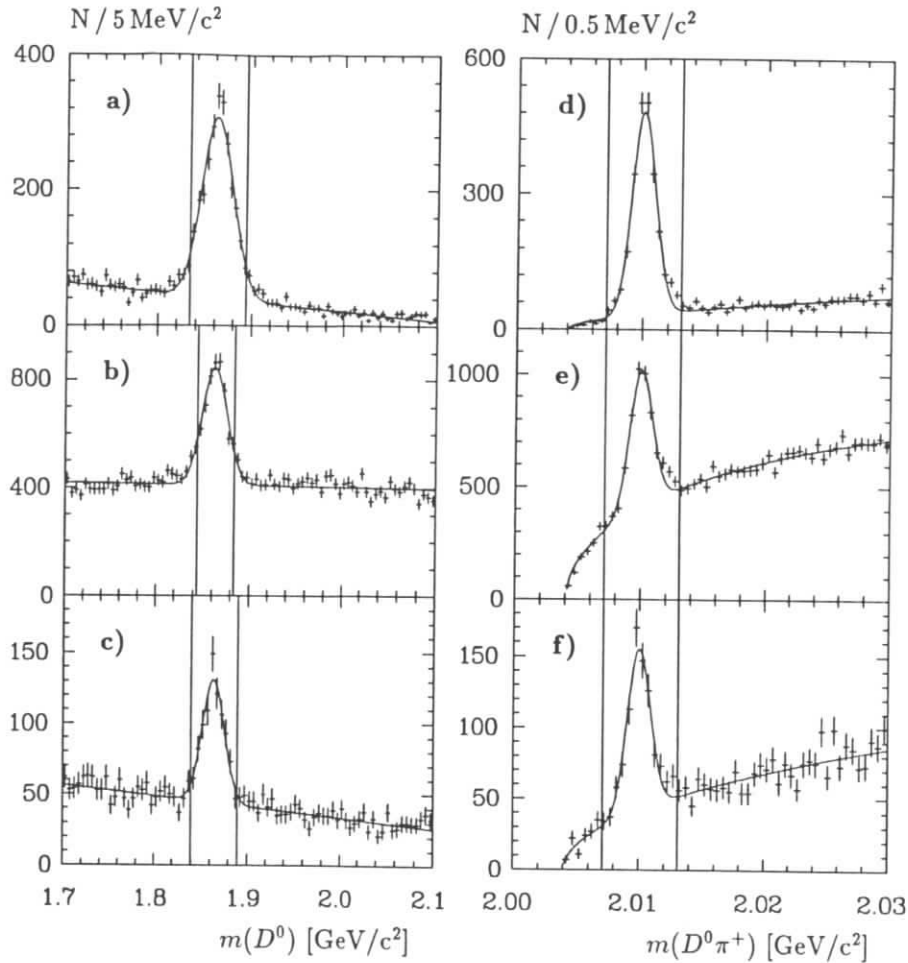


Abbildung 5.5: Invariante Massenverteilungen von  $D^0$ -Kandidaten der  $\Upsilon(4S)$  Daten in den Zerfallsmoden (a)  $K^-\pi^+$ , (b)  $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  und (c)  $K_S^0\pi^+\pi^-$ , die aus dem Übergang  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  gewonnen wurden. Auf der rechten Seite sind die entsprechenden  $D^0\pi^+$  Massen aufgetragen, wenn das  $D^0$  als (d)  $K^-\pi^+$ , (e)  $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  und (f)  $K_S^0\pi^+\pi^-$  rekonstruiert wurde. Die eingezeichneten Fitkurven sind im Text, genauso wie die für die Analyse akzeptierten Massenbereiche, beschrieben.

Massendifferenz zwischen  $D^0\pi^+$  und  $D^0$  bestimmt wird.<sup>2</sup>

Für die in Abb. 5.5a-c) dargestellten  $D^0$ -Massenverteilungen wurden diejenigen  $D^0$ -Kandidaten verwendet, deren  $D^0\pi^+$ -Masse innerhalb von  $\pm 3$  MeV/ $c^2$  (vgl. dazu die  $D^0\pi^+$ -Verteilungen aus Abb. 5.5d-f) mit der nominellen  $D^{*+}$ -Masse [70] übereinstimmt. An die

<sup>2</sup>Die schmale Breite des  $D^{*+}$  wird ebenfalls dann erreicht, wenn auf das  $D^0$  eine in Anhang A.3 beschriebene Massen Anpassung durchgeführt wird.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der im Text beschriebenen Fits an die in Abb. 5.5 dargestellten Massenverteilungen.

$D^0 \rightarrow$	$D^0$ Fitparameter			$D^{*+}$ Fitparameter		
	N	$\sigma$ [MeV/ $c^2$ ]	$m$ [MeV/ $c^2$ ]	N	$\sigma$ [MeV/ $c^2$ ]	$m$ [MeV/ $c^2$ ]
$K^-\pi^+$	$2269 \pm 58$	$16.9 \pm 0.4$	$1863.0 \pm 0.5$	$2111 \pm 52$	$0.94 \pm 0.02$	$2010.1 \pm 0.02$
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$2911 \pm 99$	$13.3 \pm 0.5$	$1862.8 \pm 0.5$	$2752 \pm 97$	$0.90 \pm 0.03$	$2010.0 \pm 0.03$
$K_S^0\pi^+\pi^-$	$517 \pm 35$	$11.9 \pm 0.8$	$1864.0 \pm 0.9$	$517 \pm 35$	$0.91 \pm 0.03$	$2010.0 \pm 0.06$

so gewonnenen  $D^0$ -Massenverteilungen wurden zur Bestimmung der Signalparameter eine Gaußfunktion und ein Polynom 2. Grades zur Beschreibung des Untergrundes gefittet. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die unterschiedlichen  $D^0$ -Impulse bewirken beim Fit mit nur einer Gaußfunktion eine für die verwendeten Zwecke ausreichende, aber nicht exzellente Beschreibung der Signalformen. Wie beim Fit der  $K_S^0$ -Massenverteilung (Abb. 5.3) würden zwei Gaußfunktionen unterschiedlicher Breite eine bessere Anpassung ermöglichen.

Aufgrund der unterschiedlichen  $D^0$ -Signalbreiten und des variierenden kombinatorischen Untergrundes wurden  $D^0$ -Kandidaten im Zerfallskanal  $K^-\pi^+$  mit einer Massendifferenz von  $\pm 30$  MeV/ $c^2$  zur nominellen  $D^0$ -Masse [70] akzeptiert, während bei den mit größerem Untergrund behafteten  $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kombinationen ein härterer Schnitt von  $\pm 20$  MeV/ $c^2$  angewendet wurde. Für den Kanal  $K_S^0\pi^+\pi^-$  galt ein Schnitt von  $\pm 25$  MeV/ $c^2$ . Die akzeptierten Massenbereiche sind in Abb. 5.5 eingezeichnet.

Für die in Figur 5.5 auf der rechten Seite dargestellten invarianten  $D^0\pi^+$ -Massenverteilungen wurden die  $D^0$ -Aspiranten in den Moden (d)  $K^-\pi^+$ , (e)  $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  und (f)  $K_S^0\pi^+\pi^-$  jeweils mit  $\pm 30$  MeV/ $c^2$  zur nominellen  $D^0$ -Masse selektiert, um den kombinatorischen Untergrund der einzelnen Verteilungen besser vergleichen zu können. Wie bereits erwähnt werden sehr schmale  $D^{*+}$ -Signale auf geringem Untergrund erhalten. Die entsprechenden Fitparameter sind wieder in Tabelle 5.1 aufgeführt. Es wird, wie in Abb. 5.5 eingezeichnet, für alle  $D^{*+}$ -Kandidaten ein Schnitt von  $\pm 3$  MeV/ $c^2$  um den Tabellenwert der  $D^{*+}$ -Masse [70] durchgeführt.

Für die Rekonstruktion von  $D^{*+}$ -Kandidaten wurde noch der mit einem großen Verzweigungsverhältnis von  $(11.9 \pm 1.2)\%$  [70] auftretende Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  benutzt. Da durch die  $\pi^0$ -Kandidaten der kombinatorische Untergrund in diesem Zerfallsmodus stark anwächst, wurde der Übergang  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  nur zur Suche nach den Zerfällen  $B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*-}$  und  $B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*0}$  verwendet. Das schmale  $D^{*-}$ -Signal trägt deutlich zu einer Reduktion des eingehandelten Untergrundes bei. Es wurden  $K^-\pi^+\pi^0$ -Kandidaten akzeptiert, deren invariante Masse im Intervall  $\pm 35$  MeV/ $c^2$  um den  $D^0$ -Tabellenwert [70] lagen. Der Schnitt auf die  $D^0\pi^+$ -Aspiranten betrug wieder  $\pm 3$  MeV/ $c^2$ .

### 5.2.5 Die Schnitte zur $D^{*0}$ -Selektion

Die Rekonstruktion des  $D^{*+}$  Isospin Partners  $D^{*0}$  erfolgte in seinen beiden Zerfallskanälen  $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$  und  $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ , wobei das  $D^0$  in den drei Moden  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$  und  $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  selektiert wurde. Da die Kombination des  $D^0$  mit einem niederenergetischen  $\pi^0$  oder  $\gamma$  zu einer hohen Untergrundrate führt, ist zum Studium des  $D^{*0}$ -Signals ein sehr sauberes Sample an  $D^0$ -Mesonen nötig. Es wurde daher der Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  mit den in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Selektionskriterien für  $K^-\pi^+$ -Kandidaten verwendet. Abb. 5.6a) zeigt das aus den  $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten gewonnene



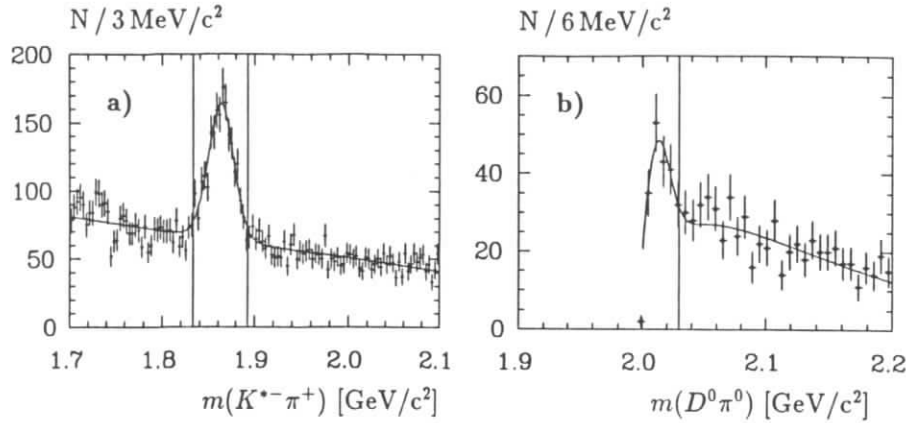


Abbildung 5.6: (a) Massenverteilung der im Zerfallsmodus  $K^{*-}\pi^+$  rekonstruierten  $D^0$ -Kandidaten. (b) Invariantes Massenspektrum von  $D^0\pi^0$ -Kombinationen nach den im Text beschriebenen Schnitten. Die eingezeichneten Fitkurven sind, wie auch die angedeuteten Selektionsbereiche, ebenfalls im Text erläutert.

$K^{*-}\pi^+$ -Massenspektrum für den Fall, daß der skalierte Impuls  $x_p$  der Teilchenkombination größer als 0.5 ist.

Werden die im Intervall  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$  um die  $D^0$ -Masse [70] liegenden  $K^{*-}\pi^+$ -Kombinationen mit einem  $\pi^0$ -Kandidaten (siehe Abschnitt 5.2.1) im Ereignis kombiniert, ergibt sich die in Abb. 5.6b) dargestellte Massenverteilung. Dazu wurde zusätzlich gefordert, daß der Winkel  $\theta_{D^0}$ , der definiert ist als Winkel zwischen der Richtung des  $D^0$  im Ruhesystem des  $D^{*0}$  und der „boost“-Richtung des  $D^{*0}$ , die Bedingung  $\cos \theta_{D^0} < 0.5$  erfüllt. Das  $D^0\pi^0$ -Massenspektrum wurde mit einer Gaußfunktion zur Beschreibung des Signals und einer Funktion der Form  $f(m) \propto m \cdot \exp\{-ax\} \cdot \sqrt{x}$  ( $x$ : Schwellenfaktor  $x = (m/1999.5 \text{ MeV}/c^2)^2 - 1$ ;  $a$ : freier Parameter) zur Parametrisierung des Untergrundes gefittet. Die Anpassungsrechnung ergibt eine  $D^0$ -Breite von  $(10.5 \pm 3.0) \text{ MeV}/c^2$  bei einer innerhalb der Fehler mit dem PDG Wert [70] übereinstimmenden Masse von  $(2011.7 \pm 2.7) \text{ MeV}/c^2$ .  $D^0\pi^0$ -Kombinationen wurden als  $D^{*0}$ -Kandidaten akzeptiert, falls ihre invariante Masse kleiner als  $2030 \text{ MeV}/c^2$  ist.

Für  $D^{*0}$ -Mesonen, die im Kanal  $D^0\gamma$  zu rekonstruieren sind, wurden die gleichen Selektionskriterien gefordert. Dies bedeutet, daß  $D^0$ -Kandidaten, die als  $K^-\pi^+$ ,  $K^-\pi^+\pi^-\pi^-$  und  $K_S^0\pi^+\pi^-$  akzeptiert wurden, mit einem Photon kombiniert werden, falls gilt  $\cos \theta_{D^0} < 0.5$ . Da das  $D^0\gamma$ -Spektrum nicht wie die  $D^0\pi^0$ -Verteilung eine Massenschwelle bei  $1999.5 \text{ MeV}/c^2$  besitzt, wurde der Massenschnitt  $m < 2030 \text{ MeV}/c^2$  dahingehend umgewandelt, daß  $D^0\gamma$ -Kandidaten im Bereich  $\pm 22 \text{ MeV}/c^2$  um die  $D^{*0}$ -Masse [70] akzeptiert werden.

## 5.2.6 Die Selektion von $D^+$ -Mesonen

$D^+$ -Zustände wurden in den Zerfallsmoden  $K^-\pi^+\pi^+$ ,  $K_S^0\pi^+$  und  $K^-\pi^+\pi^+\pi^0$  rekonstruiert. In Abb. 5.7 sind zur Illustration die invarianten Massenverteilungen für  $K^-\pi^+\pi^+$  (5.7a) und  $K_S^0\pi^+$  (5.7b) Kombinationen dargestellt. Um diese zu erhalten, wurden zur Unterdrückung der Kombinatorik nur Teilchenkombinationen aufgetragen, deren skaliertes Impuls  $x_p > 0.5$  ist. Daher sind die aus diesen Verteilungen erhaltenen Breiten der  $D^+$ -Signale, mit  $(15.8 \pm$

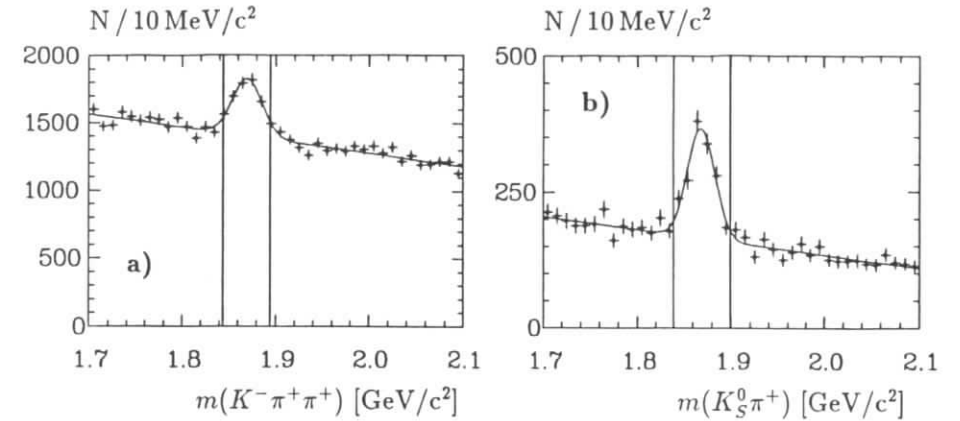


Abbildung 5.7: Verteilung der invarianten Masse von  $D^+$ -Kandidaten mit  $x_p > 0.5$ , die als (a)  $K^-\pi^+\pi^+$  und (b)  $K_S^0\pi^+$ -Kombination rekonstruiert wurden. Die für die  $D^+$ -Selektion akzeptierten Massenbereiche sind eingezeichnet.

$1.3) \text{ MeV}/c^2$  für  $K^-\pi^+\pi^+$  und  $(14.4 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$  für  $K_S^0\pi^+$ , etwas größer als die für den Bereich der  $B$ -Zerfälle relevanten Kandidaten mit  $x_p < 0.5$ . Die gefitteten Massenwerte von  $m = (1870.2 \pm 1.3) \text{ MeV}/c^2$  für  $K^-\pi^+\pi^+$  und  $m = (1869.0 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$  für  $K_S^0\pi^+$  stimmen gut mit der nominellen  $D^+$ -Masse [70] überein.

Bei der  $B$ -Rekonstruktion wurde für  $D^+$ -Kandidaten natürlich nicht  $x_p > 0.5$  gefordert, sondern es wurden  $K^-\pi^+\pi^+$ -Kombinationen, die innerhalb  $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$  und  $K_S^0\pi^+$ -Kombinationen, die  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$  zur nominellen  $D^+$ -Masse [70] lagen, als  $D^+$ -Kandidaten betrachtet. Man vergleiche dazu die in Abb. 5.7 ebenfalls eingezeichneten Massenbereiche.

Für den Vierkörper-Zerfall  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^0$  wird im Vergleich zu Zweikörper- und Dreikörper-Zerfällen eine bessere Massenaufösung erwartet. Daher und auch zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes wurden  $K^-\pi^+\pi^+\pi^0$ -Kombinationen, die höchstens  $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$  vom Tabellenwert der  $D^+$ -Masse [70] entfernt liegen, als  $D^+$ -Kandidaten betrachtet. Um den kombinatorischen Untergrund an niederenergetischen neutralen Pionen weiter zu reduzieren, wurde ein Schnitt auf den Winkel  $\theta_{\pi^0}$  durchgeführt, welcher als Winkel zwischen der Richtung des  $\pi^0$  im  $D^+$  Ruhesystem und der  $D^+$  „boost“-Richtung definiert ist. Es wurde  $\cos \theta_{\pi^0} > -0.5$  gefordert.

## 5.2.7 Die Rekonstruktion von $D_S^+$ -Mesonen

Die Rekonstruktion von  $D_S^+$ -Mesonen im Zerfallskanal  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  wurde in der inklusiven Analyse in Kapitel 4.3 ausführlich vorgestellt. Aufgrund der kleinen Verzweungsverhältnisse und Nachweiswahrscheinlichkeiten ist es notwendig, wie bei den  $D$ -Mesonen,  $D_S^+$ -Kandidaten in mehreren Zerfallskanälen zu rekonstruieren. Es wurden daher die Zerfallsmoden  $\phi\pi^+$ ,  $\phi\pi^+\pi^+\pi^-$ ,  $K_S^0K^+$ ,  $K_S^0K^{*+}$ ,  $\bar{K}^{*0}K^+$  und  $\bar{K}^{*0}K^{*+}$  für die Rekonstruktion von  $D_S^+$ -Kandidaten verwendet. Analog zu den Massenschnitten der  $D$ -Mesonen wurde für Zweikörper-Zerfälle gefordert, daß diese innerhalb des Intervalls von  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$  zur nominellen  $D_S^+$ -Masse [70] liegen müssen, während für den  $D_S^+$ -Zerfall in vier Tochterpartikeln ( $\phi\pi^+\pi^+\pi^-$ ) der Massenschnitt bei  $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$  lag.

Wie ausführlich in Kapitel 4.3.1 beschrieben, wurde für den Kanal  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  die He-

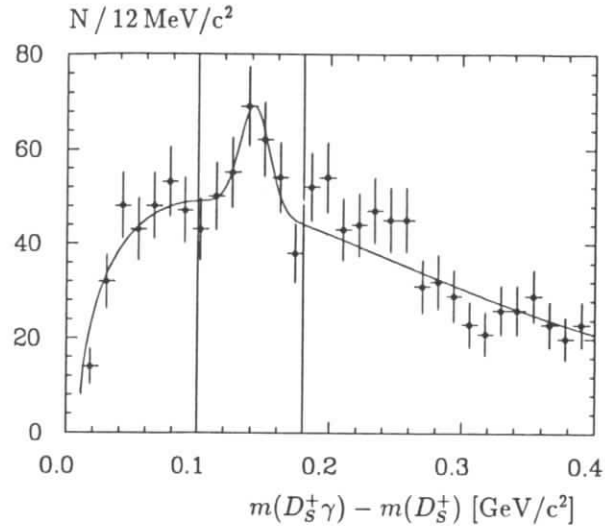


Abbildung 5.8: Massendifferenz  $m(D_S^+ \gamma) - m(D_S^+)$  für  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+$ -Kandidaten mit  $x_p > 0.5$ . Fitergebnis und akzeptierter Massenbereich sind wieder eingezeichnet.

litzitätswinkelverteilung zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes ausgenutzt. Dies geschah auch bei den anderen beiden  $D_S^+$ -Zerfällen in ein Vektor- und Pseudoskalmeson:  $K^{*+} K_S^0$  und  $\bar{K}^{*0} K^+$ . Der durchgeführte Schnitt betrug wieder  $|\cos \theta_V| > 0.5$ , wobei  $V$  für  $\phi$ ,  $\bar{K}^{*0}$  oder  $K^{*+}$  steht und der Winkel  $\theta_V$  analog dem Winkel  $\theta_K$  aus 4.3.1 definiert ist.

Für die Rekonstruktion der  $B$ -Zerfälle  $B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*-}$  und  $B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^{*-}$ , bei denen die  $B$ -Kandidaten aufgrund der ausgezeichneten Massenauflösung des  $D^{*+}$ -Signals weitgehend untergrundfrei sind, wurden zusätzlich  $D_S^+$ -Mesonen in den Kanälen  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^0$  und  $D_S^+ \rightarrow \eta' \pi^+$  rekonstruiert. Für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^0$  lag der Massenschnitt bei  $\pm 35 \text{ MeV}/c^2$ , genau wie bei  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ . Die Rekonstruktion des Kanals  $D_S^+ \rightarrow \eta' \pi^+$  wurde analog einer in Ref. [78] ausführlich beschriebenen Analyse durchgeführt. Es sollen daher die verwendeten Selektionskriterien hier nur kurz umrissen werden: Das  $\eta'$  wurde rekonstruiert als  $\rho^0 \gamma$ , wobei  $\pi^+ \pi^-$ -Kombinationen, deren invariante Masse weniger als  $\pm 200 \text{ MeV}/c^2$  vom Tabellenwert der  $\rho^0$ -Masse [70] entfernt lag, als  $\rho^0$ -Mesonen betrachtet wurden. Um den kombinatorischen Untergrund aus niederenergetischen Photonen zu reduzieren, wurde wieder ein Winkelschnitt durchgeführt. Es wurde gefordert  $\cos \theta_\rho < 0.75$ , wobei  $\theta_\rho$  der Winkel zwischen der  $\rho^0$ -Richtung im  $\eta'$ -Ruhesystem und der  $\eta'$ -Flugrichtung im Laborsystem ist. Für  $\eta'$ -Kandidaten galt der Massenschnitt  $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$  wie in [78]. Der entsprechende Massenbereich für die  $D_S^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ -Kombination wurde wie bei allen Zweikörper- $D$ -Zerfällen zu  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$  gesetzt. Um den Untergrund aus zufälligen Kombinationen von  $\eta'$ -Kandidaten mit niederenergetischen Pionen zu reduzieren, wurde  $|\cos \theta_\pi| < 0.7$  wie in [78] gefordert, wobei der Winkel  $\theta_\pi$  analog dem Winkel  $\theta_\rho$  des Übergangs  $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$  definiert ist.

### 5.2.8 Die Schnitte zur $D_S^{*+}$ -Selektion

Zur Rekonstruktion von  $D_S^{*+}$ -Kandidaten im Zerfallskanal  $D_S^{*+} \rightarrow D_S^+ \gamma$  wurden die selektierten  $D_S^+$ -Mesonen mit allen Photonen in einem Ereignis kombiniert und als  $D_S^{*+}$  akzeptiert,

falls die Massendifferenz  $m(D_S^+ \gamma) - m(D_S^+)$  im Intervall zwischen  $100 \text{ MeV}/c^2$  und  $180 \text{ MeV}/c^2$  lag (siehe Abb. 5.8). Um von systematischen Effekten, wie variierender Driftkammer- und Schauerzählerkalibration und der Massenauflösung des  $D_S^+$ -Signals unabhängiger zu werden, wurde ein Schnitt in der Massendifferenz und nicht in der gemeinsamen invarianten Masse von  $D_S^+$  und  $\gamma$  durchgeführt.

Um wieder zur Illustration der  $D_S^{*+}$ -Selektion ein Massensignal zeigen zu können, wurde der sehr „saubere“ Kanal  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+$  mit den in der inklusiven Analyse (siehe Kap. 4.3) beschriebenen Winkelschnitten verwendet. Werden  $D_S^+$ -Kandidaten der  $\Upsilon(4S)$ -Daten, deren  $x_p > 0.5$  ist, mit einem Photon im Ereignis kombiniert, so zeigt sich die in Abbildung 5.8 dargestellte Verteilung der Massendifferenz  $x_m = m(D_S^+ \gamma) - m(D_S^+)$ . Der Fit ergibt mit einer Breite von  $\sigma = (10.9 \pm 4.6) \text{ MeV}/c^2$  ein Signal bei  $x_m = (142.3 \pm 4.4) \text{ MeV}/c^2$ , in guter Übereinstimmung mit dem Tabellenwert von  $x_m = (141.5 \pm 1.9) \text{ MeV}/c^2$  [70].

### 5.2.9 Übersicht über die verwendeten Zerfallskanäle zur Selektion von $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$

Für die Rekonstruktion der acht Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  wurden die  $D$ -Mesonen in den folgenden Zerfallsmoden selektiert:

$D_S^{*+} \rightarrow D_S^+ \gamma$	$D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	$\rightarrow \phi \pi^+ \pi^0$	$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$\rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\rightarrow K_S^0 \pi^+$
$\rightarrow D^0 \gamma$	$\rightarrow K_S^0 K^+$	$\rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	
	$\rightarrow K_S^0 K^{*+}$		
	$\rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$		
	$\rightarrow \bar{K}^{*0} K^{*+}$		
	$\rightarrow \eta' \pi^+$		

Die auftretenden Tochterteilchen wurden als  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ ,  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$ ,  $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  rekonstruiert. Dabei wurde zur Verbesserung der Impulsauflösung der betrachteten Zwischenzustände eine in Anhang A.3 beschriebene Massen Anpassung durchgeführt, falls die natürliche Zerfallsbreite des jeweiligen Teilchens wesentlich kleiner als die Detektorauflösung ist. Dies ist bei den Zuständen  $K_S^0$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta'$ ,  $D_S^+$ ,  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_S^{*+}$ ,  $D^{*+}$  und  $D^{*0}$  der Fall. Ist die natürliche Breite einer Resonanz wie beim  $K^*$  oder  $\rho$  größer als oder wie beim  $\phi$  in der gleichen Größenordnung wie die Detektorauflösung, so ergibt eine Massen Anpassung keinen Sinn und wurde daher auch nicht durchgeführt.

## 5.3 Weitere Selektionskriterien zur Rekonstruktion der $B$ -Mesonen

### 5.3.1 Eigenschaften der auf dem $\Upsilon(4S)$ produzierten $B$ -Mesonen

Wie bereits in Kap. 1.2.2 erwähnt wird angenommen, daß die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 100% in ein  $B$ -Mesonenpaar zerfällt. Dabei liegt die Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  nur knapp oberhalb der Schwelle für die Erzeugung von zwei  $B$ -Mesonen ( $2 \cdot 5.279 \text{ GeV}/c^2$ ), was zur Folge hat, daß die  $B$ -Mesonen nahezu in Ruhe produziert werden. Ihr Impuls beträgt etwa  $|\vec{p}_B| \approx 340 \text{ MeV}/c$ , was für viele Analysen, wie z.B. die Rekonstruktion semileptonischer  $B$ -Zerfälle, sehr hilfreich ist. Das Verhältnis der Lebensdauern der geladenen und neutralen  $B$ -Mesonen von  $\tau(B^+)/\tau(B^0) = (0.93 \pm 0.16)$  [25] und die verschwindende Massendifferenz

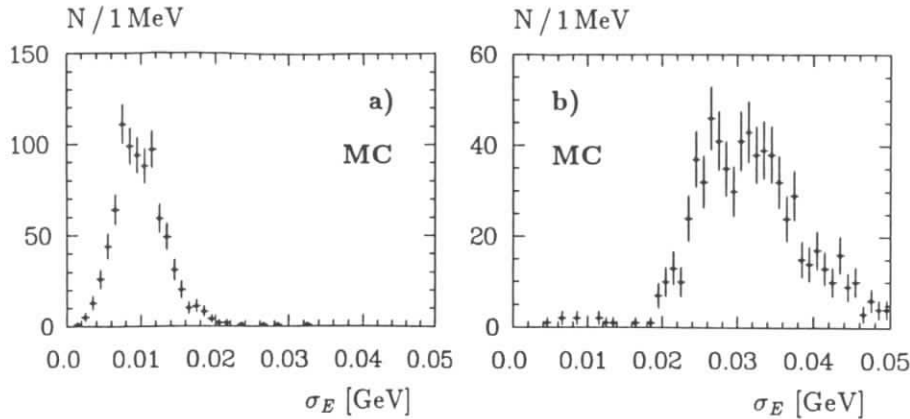


Abbildung 5.9: Energieauflösung von  $B$ -Kandidaten aus einer Monte-Carlo Studie für (a) nur geladene Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^+ D$  und (b) wenn neutrale Teilchen im Zerfall entstehen, wie es bei  $B \rightarrow D_s^+ D$  der Fall ist.

zwischen neutralem und geladenem  $B$ -Meson von  $(0.1 \pm 0.8) \text{ MeV}/c^2$  [25] legen nahe, daß die  $B$ -Mesonen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu gleichen Teilen als Paare geladener und neutraler  $B$ -Mesonen erzeugt werden. Es wird daher in dieser Arbeit in Übereinstimmung mit der CLEO-Kollaboration angenommen, daß aus dem  $\Upsilon(4S)$  gleich viele neutrale wie geladene  $B$ -Mesonen entstehen:

$$\frac{f_+}{f_0} = \frac{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)} = 1. \quad (5.1)$$

Die CLEO-Kollaboration wird mit mehreren Tausend vollständig rekonstruierten  $B$ -Mesonen dieses für die Berechnung von  $B$ -Verzweigungsverhältnissen essentielle Produktionsverhältnis  $f_+/f_0$  in naher Zukunft direkt bestimmen können.

### Die Energieauflösung der $B$ -Meson-Kandidaten

Da das  $\Upsilon(4S)$  ausschließlich in ein  $B\bar{B}$ -Paar zerfällt, ist die Energie  $E$  eines derart produzierten  $B$ -Mesons genau gleich der halben Schwerpunktsenergie bzw. der Strahlenergie  $E_{\text{beam}}$ . Diese Tatsache wird für die  $B$ -Rekonstruktion derart ausgenutzt, daß die Energie des  $B$ -Meson-Kandidaten der Strahlenergie entsprechen soll. Es werden daher nur solche  $B$ -Kandidaten akzeptiert, für die

$$|E - E_{\text{beam}}| < 3\sigma_E \quad (5.2)$$

gilt, wobei  $\sigma_E$  die individuelle, experimentell bestimmte Energieunsicherheit eines jeden  $B$ -Kandidaten ist. Dabei hängt die Energieauflösung  $\sigma_E$  vom betrachteten Zerfallskanal ab und beträgt für Kanäle, die nur mit geladenen Teilchen rekonstruiert werden, etwa  $10 \text{ MeV}/c^2$ , wie die  $\sigma_E$ -Verteilung für  $B \rightarrow D_s^+ D$ -Kandidaten in Abb. 5.9a) zeigt. Sind neutrale Teilchen, wie Photon oder  $\pi^0$ , im Zerfall involviert, verschlechtert sich die Energieauflösung, wie in Fig. 5.9b) für den Fall  $D_s^+ D$  zu sehen ist. Es wurde daher zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes für die Zerfälle  $B \rightarrow D_s^+ D^{(*)}$  mit einem  $D_s^+$  der Energieschnitt reduziert auf  $|E - E_{\text{beam}}| < 2\sigma_E$ .

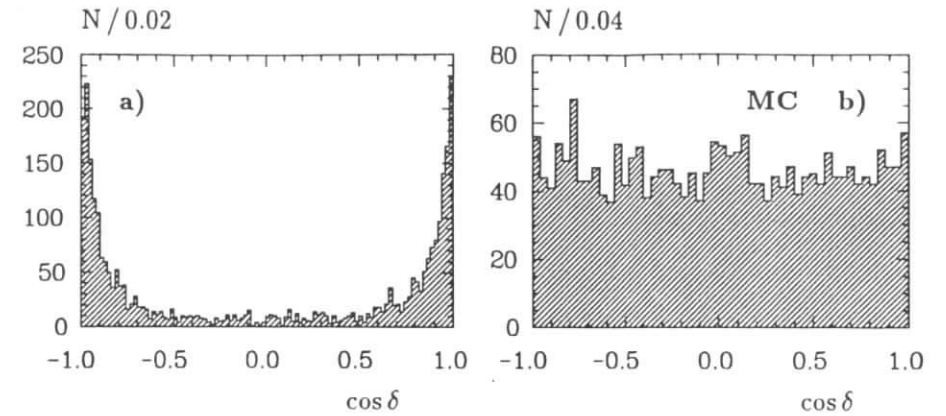


Abbildung 5.10: Verteilung der Größe  $\cos \delta$ , wobei  $\delta$  der Winkel zwischen der „thrust“-Achse des  $B$ -Kandidaten und der „thrust“-Achse der restlichen Teilchen im Ereignis ist:

(a) für die Kontinuumsdaten,

(b) für MC-Ereignisse  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ,  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ .

Weiterhin wird die Tatsache, daß die Energie  $E$  des  $B$ -Mesons gleich der Strahlenergie  $E_{\text{beam}}$  ist, ausgenutzt, um die Energie des  $B$ -Kandidaten auf  $E_{\text{beam}}$  festzulegen, wobei der Impuls des  $B$ -Kandidaten innerhalb seiner Meßfehler variiert wird. Durch diese in Anhang A.4 ausführlich beschriebene Energieanpassung wird die Massenauflösung des  $B$ -Signals auf etwa  $4 \text{ MeV}/c^2$  verbessert. Dabei ist zu beachten, daß dieser kinematische Energiegift nur bei Kandidaten, deren Energie nahe genug, z.B.  $< 3\sigma_E$ , an der Strahlenergie liegt, durchgeführt wird. Ansonsten werden Teilchenkombinationen mit schlecht gemessenen Spuren, deren Impulse in weiten Bereichen variiert werden können, auch auf die Strahlenergie und somit in den Bereich der  $B$ -Masse gezwungen.

### Die „thrust“-Achsen-Winkelverteilung

Um Untergrundereignisse aus der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsreaktion zu unterdrücken, wird die unterschiedliche Topologie von  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  und nichtresonanten Kontinuumsereignissen ausgenutzt. Da die nahezu in Ruhe produzierten  $B$ -Mesonen meist in Vielteilchenzustände zerfallen<sup>3</sup> wird eine isotrope Ereignistopologie erwartet. Dagegen besitzen  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignisse, in denen die beiden energiereichen Primärquarks fragmentieren, eine „jetartige“ Ereignisstruktur. Diese Tatsache wird dahingehend ausgenutzt, daß für den  $B$ -Kandidaten eine sog. „thrust“-Achse berechnet wird, bezüglich der die Summe der Beträge der Longitudinalimpulse der beteiligten Tochterteilchen maximal ist. Gleiches geschieht für die im Ereignis verbleibenden Spuren. Da für  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfälle zwischen beiden Achsen keine Korrelation besteht, wird für den Winkel  $\delta$  zwischen der „thrust“-Achse des  $B$ -Kandidaten und der aus den restlichen Teilchen im Ereignis gebildeten „thrust“-Achse eine isotrope Verteilung erwartet. Hingegen sollten in Kontinuumsereignissen beide „thrust“-Achsen aufgrund der Jetstruktur nahezu parallel sein.

Abb. 5.10a) zeigt für Kontinuumsereignisse eine Verteilung in der Größe  $\cos \delta$ , die wie erwartet bei  $\pm 1$  peakt, während für  $B\bar{B}$ -MC-Ereignisse eine flache Verteilung erhalten wird

<sup>3</sup>Die mittlere geladene Multiplizität in  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  Ereignissen beträgt  $\langle n \rangle_{\Upsilon(4S)} = 10.81 \pm 0.05 \pm 0.23$  [79].

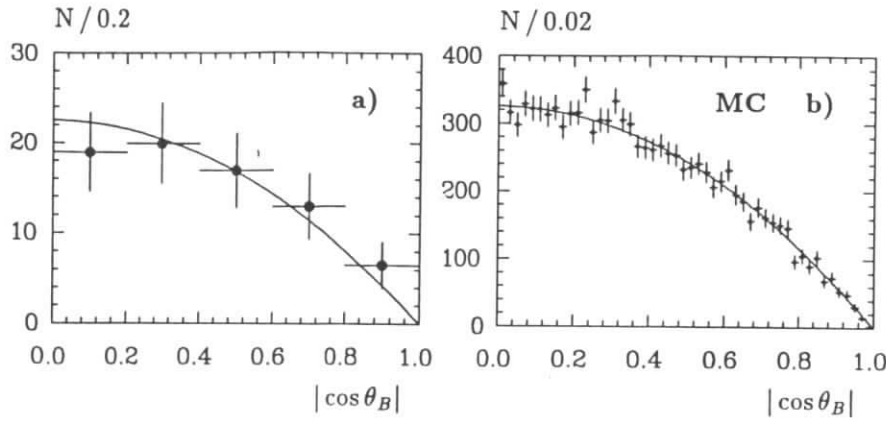


Abbildung 5.11: Verteilung des Winkels  $\cos \theta_B$  unter dem  $B$ -Mesonen gegen die Strahlachse produziert werden:

- (a) wie in einer ARGUS-Veröffentlichung gemessen [80],  
 (b) für  $B$ -Kandidaten aus einer MC-Studie  $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$ .

(Fig. 5.10b). Um Untergrund aus  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen zu unterdrücken, werden bei der Suche nach  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten nur Events akzeptiert, die die Bedingung  $|\cos \delta| < 0.8$  erfüllen. Aufgrund des größeren Untergrundes wurde dieser Schnitt für  $B \rightarrow D_s^+ D^{(*)}$ -Kandidaten auf  $|\cos \delta| < 0.7$  verschärft.

#### Die $\cos \theta_B$ -Verteilung

Da das  $\Upsilon(4S)$  ein  $J^{PC} = 1^{--}$  Zustand ist, der in der  $e^+e^-$ -Annihilation über das virtuelle Photon transversal polarisiert erzeugt wird, erwartet man für den Winkel  $\theta_B$ , unter dem die  $B$ -Mesonen gegen die Strahlachse erzeugt werden, eine  $\sin^2 \theta_B$ -Verteilung. Abbildung 5.11a) zeigt eine von der ARGUS-Kollaboration gemessene Verteilung für  $|\cos \theta_B|$  [80], die das erwartete  $\sin^2 \theta_B$ -Verhalten aufweist. In Fig. 5.11b) ist die gleiche Verteilung für  $B$ -Mesonen aus einer MC-Simulation  $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$  dargestellt. Um Untergrund aus zufälligen  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kombinationen, der in  $|\cos \theta_B|$  flach verteilt ist, zu unterdrücken, wird für den selektierten  $B$ -Kandidaten  $|\cos \theta_B| < 0.75$  gefordert.

### 5.3.2 Weitere Schritte zur Rekonstruktion von $B$ -Mesonen

Aufgrund des geringen Impulses der von der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz produzierten  $B$ -Mesonen können in Zweikörper-Zerfällen, wie den hier betrachteten  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Übergängen, die Impulse der Tochterpartikel bestimmte kinematische Grenzen nicht überschreiten. Diese liegen für die  $D_s^{(*)+}$ - bzw.  $D^{(*)}$ -Mesonen bei 2.0 GeV/c. Es wird daher zur Unterdrückung von Kontinuumsereignissen gefordert  $p(D_s^{(*)+}) < 2.0$  GeV/c bzw.  $p(D^{(*)}) < 2.0$  GeV/c. Für die  $D_s^+ D^*$ -Moden lag dieser Schnitt bei  $p(D_s^+) < 1.9$  GeV/c bzw.  $p(D^*) < 1.9$  GeV/c.

Schließlich werden nach Anwendung der in diesem Abschnitt beschriebenen Selektionskriterien alle  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse größer als 5.15 GeV/c<sup>2</sup> als  $B$ -Kandidaten betrachtet. Vor allem in Kanälen mit neutralen Teilchen, wo ein großer kombinatorischer Untergrund auftritt, kann es vorkommen, daß in einem Ereignis mehr als ein

$B$ -Kandidat für einen bestimmten Zerfallsmodus selektiert wurde. Dies läßt sich bei Kanälen mit  $\pi^0$ - oder  $D_s^{(*)+}$ -Mesonen dadurch erklären, daß durch den Austausch eines niederenergetischen Photons ein zusätzliches  $\pi^0$  oder  $D_s^{(*)+}$  entstehen kann und sich an der Kinematik dieser Teilchenkombination kaum etwas verändert, so daß sie ebenfalls als  $B$ -Kandidat selektiert wird. Um solche Vielfachzählungen zu vermeiden, wird für einen bestimmten Zerfallskanal pro Ereignis nur ein  $B$ -Kandidat akzeptiert. Dabei wird derjenige Kandidat gewählt, der die größte Wahrscheinlichkeit  $P_{tot}$  besitzt, wobei  $P_{tot}$  definiert ist als:

$$P_{tot}(\chi_{tot}^2, \nu) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \cdot \int_{\chi_{tot}^2}^{\infty} (\chi^2)^{\nu/2-1} \cdot \exp(-\chi^2/2) d\chi^2. \quad (5.3)$$

Dabei vereint  $P_{tot}$  die Summe aller  $\chi^2$ -Werte ( $\chi_{tot}^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \chi_i^2$ ) aus der Teilchenidentifikation mittels  $dE/dx$  und ToF, sowie den durchgeführten kinematischen Massen Anpassungen, einschließlich der Energieanpassung der  $B$ -Kandidaten an die Strahlenergie. Die Anzahl der summierten  $\chi^2$ -Beiträge ergibt die Anzahl der Freiheitsgrade  $\nu$ ;  $\Gamma$  ist die Gammafunktion. Die Wahrscheinlichkeit  $P_{tot}$  ist für echte  $B$ -Mesonen flach verteilt in ihrem Wertebereich zwischen null und eins, während sich falsche  $B$ -Kandidaten bei null anhäufen.

Weiterhin wurde überprüft, ob unter den selektierten  $B$ -Kandidaten nicht zwei in einem Ereignis in ähnlichen Kanälen auftreten. Dieses als „cross talk“ bezeichnete Problem taucht beispielsweise auf, wenn eine als  $D_s^+ D^-$  selektierte Teilchenkombination unter Hinzunahme eines zusätzlichen, niederenergetischen Photons auch als  $B$ -Kandidat im Zerfallskanal  $D_s^{*+} D^-$  akzeptiert wird. Aufgrund der Forderung, daß die Energie des  $B$ -Kandidaten für  $D_s^{*+} D^-$  innerhalb  $2\sigma_E$  um die Strahlenergie  $E_{beam}$  liegen soll, und der gegebenen Energieauflösung der  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten (siehe Abb. 5.9) trat derartige Untergrund jedoch nicht auf. Dies wurde durch Überprüfung der akzeptierten Teilchenkombinationen in den selektierten Ereignissen nochmals explizit untersucht.

### 5.4 Die Messung der Zweikörper-Zerfälle $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$

Nach Anwendung aller beschriebenen Selektionskriterien auf die  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge wird die in Abbildung 5.12 dargestellte invariante Massenverteilung für die acht Zweikörper-Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  erhalten. Ein deutliches Signal ist in der Region der  $B$ -Meson-Masse bei ca. 5.28 GeV/c<sup>2</sup> auf einem geringen Untergrund sichtbar. Wird eine Gaußfunktion zur Parametrisierung des Signals plus eine Konstante zur Beschreibung des Untergrundes an das Massenspektrum gefittet, so ergeben sich  $(25.6 \pm 5.6)$   $B$ -Kandidaten bei einer Massen von  $(5279.5 \pm 1.1)$  MeV/c<sup>2</sup>. Die gefittete Massenauflösung des Signals  $\sigma_m = (4.7 \pm 1.1)$  MeV/c<sup>2</sup> ist in guter Übereinstimmung mit Erwartungen aus Monte-Carlo-Studien der untersuchten  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  Zerfälle (siehe dazu auch Anhang A.4).

Wird die gleiche Analyse auf die Kontinuumsdatenmenge angewendet, so ergibt sich die in Abb. 5.12 als gestricheltes Histogramm abgebildete Verteilung. Dabei wurde zur Vermeidung großer Fluktuationen keine Skalierung der Kontinuumsverteilung zur  $\Upsilon(4S)$ -Luminosität durchgeführt. Um für die Energieanpassung der  $B$ -Kandidaten an die Strahlenergie die von der  $\Upsilon(4S)$ -Masse abweichende Schwerpunktsenergie der Kontinuumsdaten zu berücksichtigen, wurde in den Kontinuumsereignissen der Impuls aller gemessenen Spuren mit dem Faktor  $E_{beam}^{\Upsilon(4S)}/E_{beam}^{cont}$  skaliert, und die Strahlenergie gleich  $E_{beam}^{\Upsilon(4S)} = 5.29$  GeV gesetzt.

Aus den aus der Selektion erhaltenen sieben Kontinuumsereignissen (Abb. 5.12) werden bei Annahme einer flachen Untergrundverteilung in der  $B$ -Massenregion von 5.27 GeV/c<sup>2</sup> bis 5.29 GeV/c<sup>2</sup>  $(1.0 \pm 0.4)$  Ereignisse erwartet. Werden diese mit dem Verhältnis der  $\Upsilon(4S)$ - zur Kontinuums-Luminosität von 2.25 skaliert, ergeben sich in der  $B$ -Signalregion



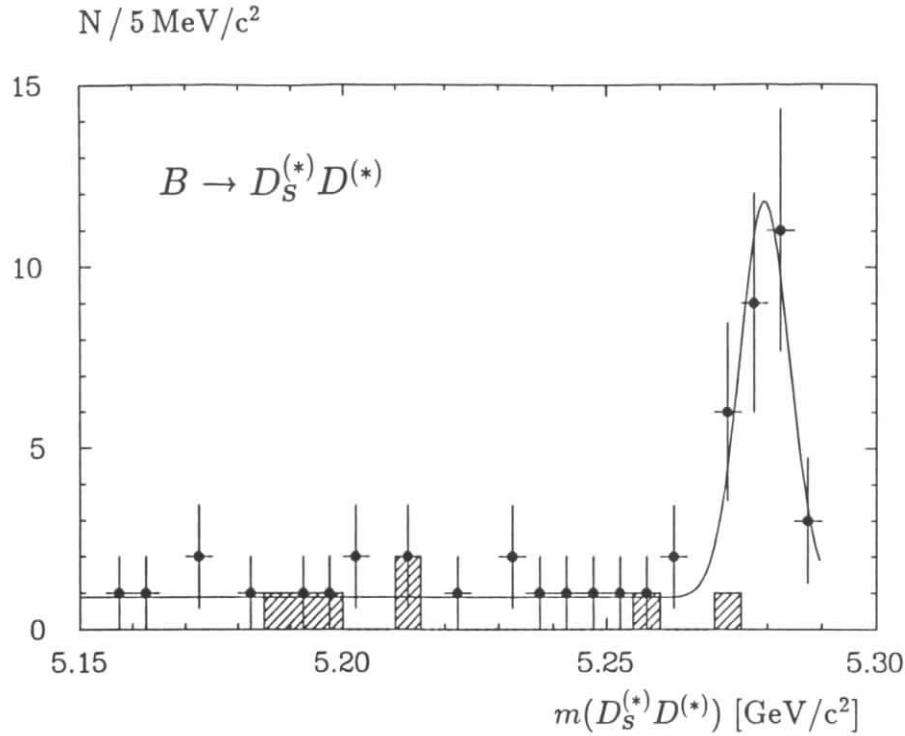


Abbildung 5.12: Die Verteilung der invarianten Masse aller acht Zweikörper-Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ . Die eingezeichnete Linie ist das Ergebnis des Fits einer Gaußfunktion für das Signal plus einer Konstante zur Parametrisierung des Untergrundes. Die entsprechende Verteilung für die Kontinuumsdaten ist als gestricheltes Histogramm dargestellt, wobei keine Skalierung auf die  $\Upsilon(4S)$ -Luminosität durchgeführt wurde.

$(2.3 \pm 0.9)$  Untergrundereignisse aufgrund der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsreaktion, während die an die  $\Upsilon(4S)$ -Massenverteilung zur Untergrundparametrisierung gefittete Konstante  $(3.5 \pm 0.8)$  Ereignisse ergibt. Somit rührt der Untergrund im selektierten  $B$ -Kandidaten-Sample hauptsächlich von dem unter der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz liegenden  $q\bar{q}$ -Kontinuum her.

#### 5.4.1 Überprüfung der selektierten $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten

Um zu überprüfen, ob die selektierten  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten wirklich von  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfällen abstammen, werden einige im folgenden beschriebene Tests durchgeführt. Dazu wurden die in der  $B$ -Signalregion liegenden  $D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten mit einer Masse größer als  $5.27 \text{ GeV}/c^2$  herangezogen. Aufgrund der geringen Statistik dieser 29  $B$ -Kandidaten können die durchgeführten Tests keine „Beweise“ darstellen, ob es sich wirklich um Ereignisse  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ ,  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  handelt. Jedoch können sie einen Hinweis darauf geben, ob starke Abweichungen von den erwarteten Verteilungen auftreten.

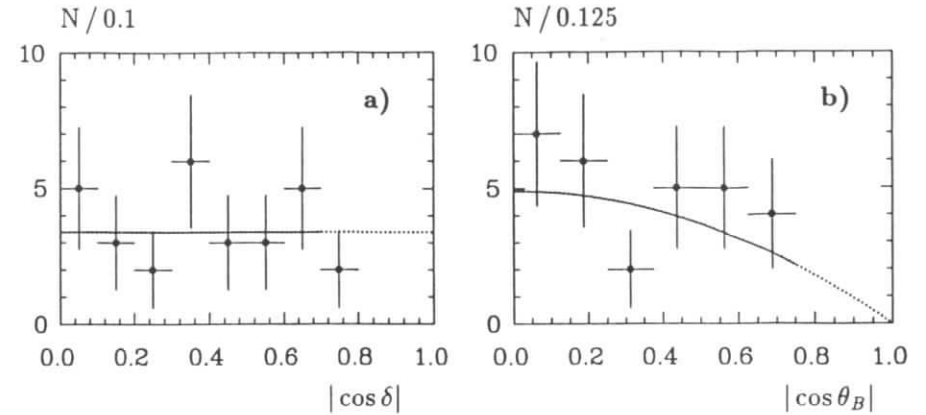


Abbildung 5.13: (a) Verteilung des Winkels  $\delta$  zwischen den „thrust“-Achsen der selektierten  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  und den im Ereignis verbleibenden Teilchen. In (b) ist die Verteilung des Winkels  $\theta_B$  dargestellt, unter dem diese  $B$ -Kandidaten gegen die Strahlachse produziert wurden.

#### Die „thrust“-Achsen- und $\cos \theta_B$ -Verteilung

Für die 29  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  aus Abb. 5.12 ist in Abbildung 5.13a) die Verteilung des Winkel  $\delta$  zwischen den „thrust“-Achsen des  $B$ -Kandidaten und der verbleibenden Teilchen im Ereignis dargestellt. Es ergibt sich, wie für  $B$ -Mesonen aus  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  Zerfällen erwartet, eine flache Verteilung, wobei zu berücksichtigen ist, daß bei der Selektion ein Schnitt  $|\cos \delta| < 0.8$  bzw.  $|\cos \delta| < 0.7$  gefordert wurde.

In Abb. 5.13b) ist die Verteilung des Polarwinkels  $\theta_B$  unter dem die hier betrachteten 29  $B$ -Kandidaten gegen die Strahlachse erzeugt wurden, in der Größe  $|\cos \theta_B|$  aufgetragen. Es wird für auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugte  $B$ -Mesonen eine  $\sin^2 \theta_B$ -Verteilung erwartet. Wie in der in Fig. 5.13b) dargestellten Fitkurve angedeutet, ist die erhaltene Verteilung mit der  $\sin^2 \theta_B$ -Erwartung konsistent, wobei zu beachten ist, daß aufgrund der gewählten Selektionskriterien kein  $B$ -Kandidat mit  $|\cos \theta_B| > 0.75$  auftreten kann.

#### Die Energieauflösung und $P_{\text{tot}}$ -Verteilung

Um die Energieauflösung der selektierten  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  zu überprüfen, wird eine als  $\chi^2$  definierte Größe

$$\chi_E^2 = \frac{(E_B - E_{\text{beam}})^2}{\sigma_E^2} \quad (5.4)$$

betrachtet, wobei  $\sigma_E$  wieder die individuelle Energieunschärfe des  $B$ -Kandidaten darstellt. Für eine  $\chi^2$ -verteilte Größe wird erwartet, daß sich im Bereich  $\chi^2 < 1$ , der einem  $1 \sigma$ -Intervall entsprechen soll, 68.3% und im Bereich  $\chi^2 < 4$  ( $2 \sigma$ -Intervall) 95.5% der Verteilung befinden sollen. Die in Abb. 5.14a) aufgetragene  $\chi_E^2$ -Verteilung zeigt zwar das erwartete Abfallen der  $\chi_E^2$ -Werte, allerdings liegen im Bereich  $\chi_E^2 < 4$  nur  $(83 \pm 23)\%$  der gesamten Ereignisse. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß sich im betrachteten Sample der 29  $B$ -Kandidaten noch  $(3.5 \pm 0.8)$  Untergrundereignisse, die in  $\chi_E^2$  flach verteilt sind, befinden.



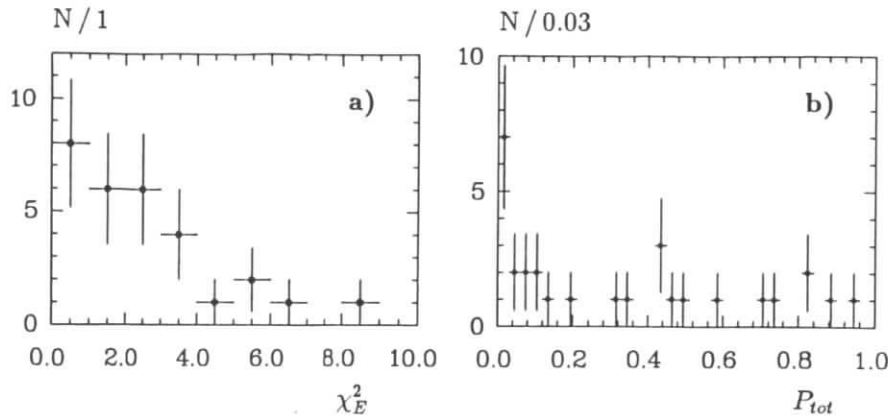


Abbildung 5.14: (a) Verteilung der im Text definierten Größe  $\chi_E^2$  für die  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ . In Diagramm (b) ist für diese  $B$ -Kandidaten die Wahrscheinlichkeit  $P_{tot}$  dargestellt.

Wie in Abschnitt 5.3.2 erwähnt, sollte die dort definierte Wahrscheinlichkeit  $P_{tot}$  für echte  $B$ -Mesonen flach verteilt sein. Abbildung 5.14b) zeigt für die hier betrachteten  $B$ -Kandidaten die  $P_{tot}$ -Verteilung. Diese ist mit der Annahme eines flachen Spektrums konsistent, wenn man wieder die ca. vier Untergrundereignisse berücksichtigt und annimmt, daß diese sehr kleine  $P_{tot}$ -Werte besitzen.

#### $D_s^{(*)+}$ -Seitenbanduntersuchungen

Um zu zeigen, daß das in Abb. 5.12 beobachtete  $B$ -Signal von „echten“  $D_s^{(*)+}$ -Mesonen herrührt, fanden Seitenbanduntersuchungen statt. Dazu wurden zuerst  $D_s^+$ -Kandidaten selektiert, deren invariante Massen in zwei je  $60 \text{ MeV}/c^2$  weiten Bereichen oberhalb und unterhalb der akzeptierten  $D_s^+$ -Massenregion von  $(1969.7 \pm 30) \text{ MeV}/c^2$  lagen. Diese im Bereich von  $1.87 \text{ GeV}/c^2 - 1.93 \text{ GeV}/c^2$  bzw.  $2.01 \text{ GeV}/c^2 - 2.07 \text{ GeV}/c^2$  liegenden  $D_s^+$ -Kandidaten wurden mit „echten“  $D^{(*)}$ -Mesonen, die die in Abschnitt 5.2 beschriebenen  $D^{(*)}$ -Selektionskriterien erfüllen, kombiniert.  $D_s^+$ -Meson-Kandidaten wurden, wie gewohnt und in Abschnitt 5.2.8 beschrieben, mittels dieser Seitenband- $D_s^+$ -Kandidaten rekonstruiert. Die auf diese Weise gewonnene Massenverteilung der  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kombinationen ist in Abb. 5.15a) wiedergegeben. Es zeigt sich keine Anhäufung in der  $B$ -Signalregion, sondern eine flache Verteilung, die die Annahme eines flach verlaufenden Untergrundes stärkt. Der Fit einer Konstanten ließe  $(3.7 \pm 0.7)$  Ereignisse in der  $B$ -Massenregion oberhalb  $5.27 \text{ GeV}/c^2$  erwarten. Diese Zahl ist in guter Übereinstimmung mit dem aus Fig. 5.12 sich ergebenden Untergrund von  $(3.5 \pm 0.8)$  Events.

Zur Untersuchung des  $D_s^{(*)+}$ -Seitenbandes wurden  $D_s^+$ -Kandidaten wie gewohnt (siehe Abschnitt 5.2.7) selektiert. Jedoch wurden nur  $D_s^+ \gamma$ -Kombinationen, deren Massendifferenz  $\Delta m = m(D_s^+ \gamma) - m(D_s^+)$  in den Intervallen  $50 \text{ MeV}/c^2 - 90 \text{ MeV}/c^2$  und  $190 \text{ MeV}/c^2 - 230 \text{ MeV}/c^2$  lag, als  $D_s^{(*)+}$ -Kandidaten betrachtet. Abb. 5.15b) zeigt die Massenverteilung von Kombinationen dieser  $D_s^{(*)+}$ -Kandidaten mit „echten“  $D^{(*)}$ -Mesonen. Es ergibt sich wiederum eine flache Verteilung und keine Anhäufung in der  $B$ -Massenregion. Der Fit einer Konstanten ließe einen Untergrund von  $(1.4 \pm 0.5)$  Ereignissen in der Signalregion erwarten, wobei

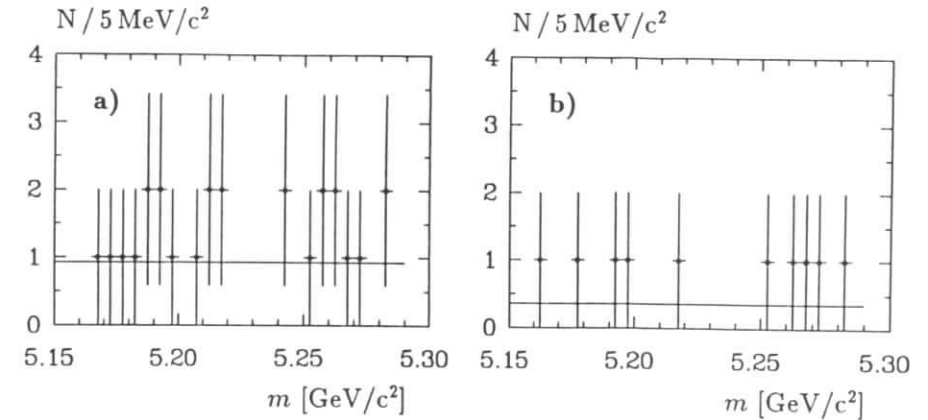


Abbildung 5.15: (a) Invariante Massenverteilung von  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten, bei denen die  $D_s^{(*)+}$ -Kandidaten aus dem Seitenband oberhalb und unterhalb der  $D_s^+$ -Massenregion stammen. In (b) sind  $D_s^{(*)+} D^{(*)}$ -Kandidaten geplottet, bei denen das  $D_s^{(*)+}$  aus dem Seitenband oberhalb und unterhalb des akzeptierten  $D_s^{(*)+}$ -Massenbereichs kommt.

hier für den Vergleich mit dem tatsächlich beobachteten Untergrund zu beachten ist, daß die Massenverteilung 5.15b) nur die vier Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)}$  mit einem  $D_s^{(*)+}$ -Meson repräsentiert.

Wie diese Seitenbanduntersuchungen und die durchgeführten „checks“ der „thrust“-Achsen-,  $\cos \theta_B$ -,  $\chi_E^2$ - und  $P_{tot}$ -Verteilung zeigen, handelt es sich bei der in Abb. 5.12 sichtbaren Anhäufung nicht um ein Artefakt, sondern um ein Signal von  $(25.6 \pm 5.6)$  Ereignissen für die Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ .

#### 5.4.2 Die Massen der $B$ -Mesonen

Werden die in dieser Analyse erhaltenen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten in Zerfälle neutraler und geladener  $B$ -Mesonen aufgeteilt, so ergeben sich die in Abb. 5.16 dargestellten Massenverteilungen. Mittels dieser lassen sich die Massen der neutralen und geladenen  $B$ -Mesonen einzeln bestimmen zu:

$$m(B^0) = (5278.1 \pm 1.7 \pm 2.0) \text{ MeV}/c^2 \quad (5.5)$$

$$m(B^+) = (5280.8 \pm 1.4 \pm 2.0) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.6)$$

Die angegebenen systematischen Fehler beinhalten die Unsicherheiten aus der Kenntnis der Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ( $3.5 \text{ MeV}/c^2$ ), der Bestimmung der  $e^+e^-$  Schwerpunktsenergie mit dem ARGUS-Detektor ( $1 \text{ MeV}/c^2$ ), sowie aus der Variation der Untergrundparametrisierung ( $0.4 \text{ MeV}/c^2$ ). Die absolute Massenskala wird dabei durch die zu  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  bestimmte Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz festgelegt. Diese Unsicherheit sowie der Fehler aus der  $e^+e^-$ -Strahlunsicherheit verschwinden bei Betrachtung der Massendifferenz zwischen neutralem und geladenem  $B$ -Meson. Aus obigen Werten ergibt sich eine Massendifferenz von:

$$m(B^0) - m(B^+) = (-2.7 \pm 2.2 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.7)$$

Der systematische Fehler auf die Massendifferenz spiegelt eine Variation der Fitergebnisse mittels verschiedener Beschreibungen des Untergrundes und unterschiedlicher Bingrößen der

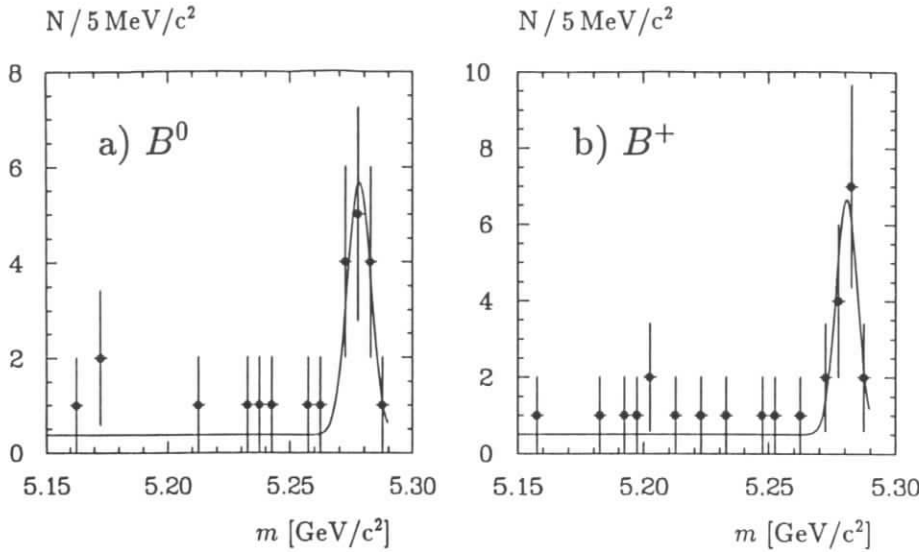


Abbildung 5.16: Invariante Massenverteilungen der (a) neutralen  $B$ -Zerfälle  $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-}$  und (b) geladenen  $B$ -Zerfälle  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0}$ .

zu fittenden Massenverteilungen wieder.

Die Massendifferenz zeigt einen Trend zu einem negativen Wert, ist aber innerhalb der Fehler mit null verträglich. Sie wird in Tabelle 5.2, zusammen mit den Massenwerten für  $B^0$  und  $B^+$ , verglichen mit den Ergebnissen für  $m(B^0) - m(B^+)$  aus früheren Messungen der ARGUS- und CLEO-Kollaboration sowie den Werten, wie sie auf der LPHEP-Konferenz 1991 vorgestellt wurden. Es zeigt sich, daß die Massendifferenz nur wenig von null abweicht, was die Annahme eines gleichen Produktionsverhältnisses für neutrale und geladene  $B$ -Mesonen im Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz rechtfertigt. Zu dem hier erhaltenen Wert der Massendifferenz durch Betrachtung der Zerfälle  $B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0}$  und  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-}$  sei noch angemerkt, daß die Methode, in einem Ereignis mittels  $P_{tot}$  nur einen  $B$ -Kandidaten pro Zerfallskanal auszuwählen, innerhalb der mit dieser Arbeit erzielten Genauigkeit keinen Einfluß auf die  $B^0$ - und  $B^+$ -Masse hat. Dies muß bei größerer Statistik allerdings nicht unbedingt mehr gültig sein. Für eine Reduktion der systematischen Unsicherheiten bei der Massendifferenz-

Tabelle 5.2: Vergleich der Messung der  $B$ -Meson-Massen und der sich daraus ergebenden Massendifferenz  $\Delta m = m(B^0) - m(B^+)$  mit früheren Ergebnissen der ARGUS- und CLEO-Kollaboration, sowie den auf der LPHEP-Konferenz 1991 vorgestellten Werten.

	$m(B^0)$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$m(B^+)$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$\Delta m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
CLEO 1987 [40]	$(5280.6 \pm 0.8 \pm 2.0)$	$(5278.6 \pm 0.8 \pm 2.0)$	$2.0 \pm 1.1 \pm 0.3$
ARGUS 1990 [80]	$(5279.6 \pm 0.7 \pm 2.0)$	$(5280.5 \pm 1.0 \pm 2.0)$	$-0.9 \pm 1.2 \pm 0.5$
LPHEP 1991 [75]	$(5278.8 \pm 0.3 \pm 2.0)$	$(5278.9 \pm 0.4 \pm 2.0)$	$-0.2 \pm 0.5 \pm 0.5$
CLEO 1992 [81]	$(5278.0 \pm 0.4 \pm 2.0)$	$(5278.3 \pm 0.4 \pm 2.0)$	$-0.4 \pm 0.6 \pm 0.5$
diese Arbeit [82]	$(5278.1 \pm 1.7 \pm 2.0)$	$(5280.8 \pm 1.4 \pm 2.0)$	$-2.7 \pm 2.2 \pm 1.2$

Tabelle 5.3: Vergleich der Isospin-Massenaufspaltung  $\Delta m$  mesonischer Multipletts. Die aufgelisteten Massendifferenzwerte zwischen neutralem und geladenem Mesonzustand wurden mittels der „Particle Data Group“-Werte von 1992 [25] bestimmt.

Mesonzustand	$\Delta m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
$\pi^0 - \pi^+$	$-4.59 \pm 0.0005$
$K^0 - K^+$	$+4.02 \pm 0.032$
$K^{*0} - K^{*+}$	$+4.51 \pm 0.37$
$D^0 - D^+$	$-4.77 \pm 0.27$
$D^{*0} - D^{*+}$	$-3.0 \pm 1.5$
$B^0 - B^+$	$+0.1 \pm 0.8$

bestimmung ist es deshalb empfehlenswert,  $B$ -Zerfallskanäle zu verwenden, in denen so gut wie keine „Vielfachzahlungen“ auftreten. Dies ist in der Regel bei Zweikörper- $B$ -Zerfällen ohne neutrale Teilchen, wie  $\pi^0$  oder  $\gamma$ , der Fall.

Die Bindung zwischen Quark und Antiquark in einem Meson kann durch ein, beispielsweise coulombartiges, Potential beschrieben werden (siehe dazu z.B. Ref [59]). Um dabei den Einfluß der elektromagnetischen und gluonischen Korrekturen auf die Bindungskräfte zu studieren, ist es interessant, die Massendifferenz zwischen neutralem und geladenem  $B$ -Meson mit der Isospin-Massenaufspaltung anderer mesonischer Multipletts zu vergleichen. Dies ist in Tabelle 5.3 geschehen. Abgesehen vom  $B$ -System ergeben sich alternierend positive bzw. negative Massendifferenzen zwischen  $4 \text{ MeV}/c^2$  und  $5 \text{ MeV}/c^2$ . Diese werden in Potentialmodellen [59] oder dem bekannten MIT-Bag-Modell [83,84] durch die unterschiedlichen Quarkmassen bzw. elektromagnetischen und gluonischen Korrekturen beschrieben. Solche Modelle geben die experimentell beobachteten Massenaufspaltungen zufriedenstellend wieder, besitzen aber meist für das  $B$ -Meson-System noch keine überzeugende Gültigkeit. Beispielsweise gibt eine im Rahmen des MIT-Bag-Modells erstellte Vorhersage [84] für die Massendifferenz  $m(B^0) - m(B^+)$  einen kleinen Wert von  $-1.21 \text{ MeV}/c^2$  an. Präzisere Messungen der Massendifferenz zwischen neutralem und geladenem  $B$ -Meson wären zur genaueren Anpassung der theoretischen Modelle jedoch wünschenswert.

#### 5.4.3 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse für $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$

Nachdem die  $B$ -Kandidaten aus Abb. 5.12 in Zerfälle geladener und neutraler  $B$ -Mesonen aufgeteilt wurden, zeigt Figur 5.17 die invarianten Massenverteilungen getrennt für die acht Zweikörper-Zerfallsmoden

$$\begin{aligned} \text{a) } B^+ &\rightarrow D_s^+ \bar{D}^0, \text{ b) } B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0, \text{ c) } B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0}, \text{ d) } B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}, \\ \text{e) } B^0 &\rightarrow D_s^+ D^-, \text{ f) } B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-, \text{ g) } B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}, \text{ h) } B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}. \end{aligned}$$

Jeder der acht Zerfallskanäle besitzt Einträge in der  $B$ -Massenregion sowie einige Untergrundereignisse. Um die Zahl der Signalereignisse für jeden einzelnen Kanal zu bestimmen, wurde ein Fit mit einer Konstanten zur Beschreibung des Untergrundes plus einer Gaußfunktion für das Signal durchgeführt. Dabei wurde für die Gaußfunktion der Zentralwert der gemessenen  $B$ -Masse aller acht Kanäle zu  $m = (5279.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$  fixiert, während die Breite auf den jeweiligen Wert aus einer MC-Studie der einzelnen Zerfallskanäle gesetzt wurde. Die mittels dieser Methode erhaltenen Zahlen der Signalereignisse  $N_B^{fit}$  sowie der erwartete Untergrund  $N_B^{bg}$  sind für jeden Zerfallsmode in Tabelle 5.4 aufgelistet. Es wurden auch die in der  $B$ -Signalregion liegenden Ereigniszahlen  $N_B$  mit in die Tabelle aufgenommen.

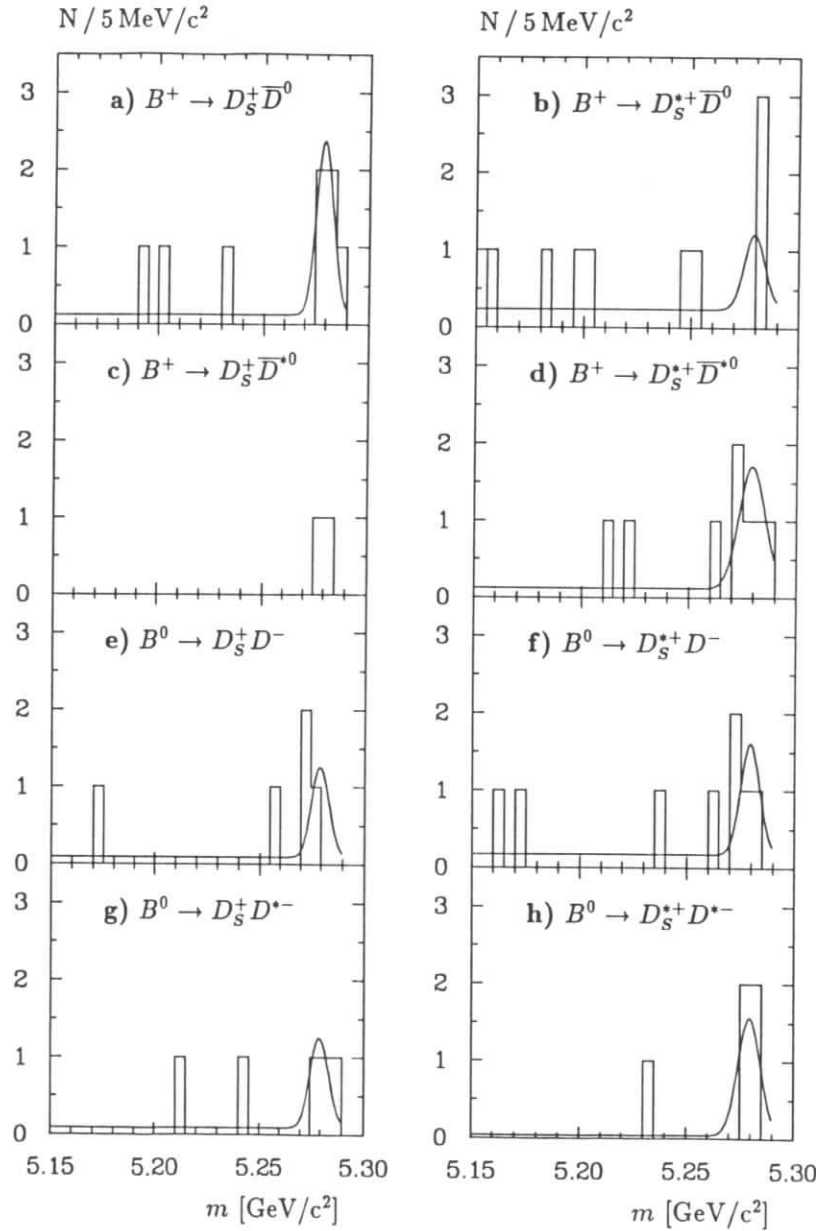


Abbildung 5.17: Invariante Massenverteilungen getrennt dargestellt für die acht Zerfälle  
a)  $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$ , b)  $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0$ , c)  $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0}$ , d)  $B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}$ ,  
e)  $B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$ , f)  $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-$ , g)  $B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}$ , h)  $B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$ .

Tabelle 5.4: Die Verzweungsverhältnisse der Zweikörper-Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ . Neben der in der  $B$ -Signalregion liegenden Ereigniszahl  $N_B$  wurde der erwartete Untergrund  $N^{bg}$ , sowie die aus dem Fit erhaltene Zahl der Signale  $N_B^{fit}$  in die Tabelle aufgenommen. Weiterhin sind neben dem Verzweungsverhältnis  $BR$ , das unter Annahme eines festen Wertes von 2.7% für  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  bestimmt wurde, die ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\bar{\epsilon}$  aufgelistet. Die Ergebnisse der CLEO-Kollaboration [73] wurden zum Vergleich auf die gleiche  $D_s^+$ -Normierung skaliert.

$B$ Zerfallskanal	$N_B$	$N^{bg}$	$N_B^{fit}$	$\bar{\epsilon}$	$BR$	$BR$ aus [73]
$B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$	5	$0.6 \pm 0.3$	$4.4 \pm 2.2$	3.5%	$(2.4 \pm 1.2 \pm 0.4)\%$	$(2.4 \pm 1.1)\%$
$B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0$	3	$0.7 \pm 0.3$	$2.3 \pm 1.8$	2.9%	$(1.6 \pm 1.2 \pm 0.3)\%$	
$B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0}$	2	—	$2.0 \pm 1.4$	3.0%	$(1.3 \pm 0.9 \pm 0.2)\%$	
$B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}$	5	$0.2 \pm 0.1$	$4.8 \pm 2.5$	2.9%	$(3.1 \pm 1.6 \pm 0.5)\%$	
$B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$	3	$0.6 \pm 0.4$	$2.4 \pm 1.8$	3.1%	$(1.7 \pm 1.3 \pm 0.6)\%$	$(1.1 \pm 0.6)\%$
$B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-$	4	$0.8 \pm 0.4$	$3.2 \pm 2.0$	2.6%	$(2.7 \pm 1.7 \pm 0.9)\%$	
$B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}$	3	$0.4 \pm 0.3$	$2.6 \pm 1.8$	2.0%	$(1.4 \pm 1.0 \pm 0.3)\%$	$(2.1 \pm 1.2)\%$
$B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$	4	$0.1 \pm 0.1$	$3.9 \pm 2.0$	1.6%	$(2.6 \pm 1.4 \pm 0.6)\%$	

Das Verzweungsverhältnis für einen individuellen Zerfallskanal  $i$  der  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Übergänge konnte berechnet werden über die Beziehung

$$BR^i = \frac{N_B^{fit/i}}{N(\Upsilon(4S)) \cdot \sum BR(D_s^{(*)+}) \cdot \sum BR(D^{(*)}) \cdot \bar{\epsilon}^i} \quad (5.8)$$

$N_B^{fit/i}$  ist die Zahl der gefitteten Signale im Zerfallskanal  $i$ , während  $N(\Upsilon(4S))$  die Zahl der gemäß Anhang A.2 bestimmten  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfälle ist. Wie bereits erwähnt, wird dabei angenommen, daß geladene und neutrale  $B$ -Mesonen zu gleichen Teilen in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen entstehen, und daß die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in ein  $B\bar{B}$ -Paar zerfällt.  $\sum BR(D_s^{(*)+})$  und  $\sum BR(D^{(*)})$  stehen für die Summe der Verzweungsverhältnisse, in denen die Mesonen mit *charm* rekonstruiert wurden. Alle  $D$ -Verzweungsverhältnisse stammen aus dem „Particle Data Book“ [70], welches für  $BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ ,  $BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$  bzw.  $BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+)$  die Werte  $(3.71 \pm 0.25)\%$ ,  $(7.7 \pm 1.0)\%$  bzw.  $(55 \pm 4)\%$  angibt. Die Werte für die  $D_s^+$ -Verzweungsverhältnisse stammen ebenfalls aus Ref. [70], bis auf  $BR(D_s^+ \rightarrow K^{*+}\bar{K}^{*0})$  bzw.  $BR(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+)$ , die einer ACCMOR-Messung [85] bzw. der ARGUS-Veröffentlichung [78] entnommen wurden. Da alle  $D_s^+$ -Verzweungsverhältnisse nur zuverlässig relativ zum  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  bekannt sind, das Verzweungsverhältnis des  $D_s^+$  nach  $\phi\pi^+$  aber nur sehr ungenau<sup>4</sup> gemessen ist, würden sich die großen Fehler aus der absoluten  $D_s^+$ -Skala als ebenfalls große Fehler in den Verzweungsverhältnissen  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  manifestieren. Es wurde daher für diese Arbeit ein fester Wert von 2.7% für  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  aus [70] gewählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\bar{\epsilon}^i$  wurden, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, mittels simulierter MC-Zerfälle  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ , in denen ein  $B$ -Meson in einen der zu analysierenden  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kanäle zerfiel, bestimmt. Dabei wurden die  $D_s^{(*)+}$ - bzw.  $D^{(*)}$ -Mesonen mit den gleichen relativen Wahrscheinlichkeiten wie in den Daten, das heißt, wie ihre Verzweungsverhältnisse es angeben, erzeugt. Aus dem Verhältnis der Anzahl der rekonstruierten zu der der generierten  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Paare ergeben sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\bar{\epsilon}^i$ , die in Tabelle 5.4 aufgelistet sind.

<sup>4</sup>Die „Particle Data Group“ gibt für das  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  den Wert 2.7% mit einem Fehler von 0.7% an [70].

Die mit dieser Methode erhaltenen Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  sind in Tabelle 5.4 zu finden. Sie nehmen Werte zwischen 1% und 3% an, wobei die  $B$ -Zerfälle in zwei Vektormesonen tendenziell mit  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0}) = (3.1 \pm 1.6 \pm 0.5)\%$  und  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}) = (2.6 \pm 1.4 \pm 0.6)\%$  die größten Werte annehmen. Die angegebenen systematischen Fehler beinhalten die Unsicherheit in der Anzahl der  $B$ -Mesonen ( $\sim 5\%$ ), der  $D$ - und  $D^*$ -Verzweigungsverhältnisse (10%-20%), der Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Signalereignisse, bei der die Form der Untergrundparametrisierung variiert wurde (5%-20%) und schließlich der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten (5%-10%). Es wurde jedoch kein Anteil aufgrund der Unsicherheit des  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$  im systematischen Fehler berücksichtigt.

Unsere gemessenen Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle  $B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$ ,  $B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$  und  $B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}$  sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der CLEO-Kollaboration [73], die in Tab. 5.4 zum Vergleich auf die gleichen  $D_s^+$ - und  $D$ -Verzweigungsverhältnisse skaliert wurden. Alle anderen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Zerfälle konnten in dieser Arbeit zum ersten Mal nachgewiesen werden.

## 5.5 Diskussion der Ergebnisse

### 5.5.1 Vergleich mit anderen hadronischen $B$ -Zerfällen

In Tabelle 5.5 werden die vier Zerfallskanäle  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0}$  verglichen mit anderen bekannten, hadronischen Verzweigungsverhältnissen des  $B^+$ -Mesons. Mit Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen 1% und 3% stellen die Zweikörper-Zerfälle  $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0}$  starke Zerfallsmode des  $B^+$  dar. In Tab. 5.5 wurden zum Vergleich die Werte der  $B$ -Zerfälle auf die *charm*-Verzweigungsverhältnisse der „Particle Data Group“ [70] skaliert. Es zeigt sich, daß die Summe der vier Übergänge  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0}) = (8.4 \pm 2.6)\%$  den Anteil der bekannten hadronischen  $B^+$ -Zerfälle auf insgesamt  $(15.6 \pm 2.8)\%$  verdoppelt. Hierbei reflektiert Tab. 5.5 den Wissensstand von Anfang 1992.

Ein ähnliches Bild ergibt sich für die in Tab. 5.6 aufgelisteten hadronischen  $B^0$ -Zerfälle. Die vier Zweikörper-Übergänge des  $B^0$ -Mesons in zwei *charm*-Mesonen stellen mit  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-}) = (8.4 \pm 3.0)\%$  wieder nahezu die Hälfte aller bekannten hadronischen  $B^0$ -Zerfälle dar, wobei sich deren Summe zu  $(19.9 \pm 3.7)\%$  ergibt.

### 5.5.2 Vergleich mit der inklusiven Messung

Als Test können die hier erhaltenen Verzweigungsverhältnisse für  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  mit dem Ergebnis der inklusiven Messung verglichen werden. Wie bereits im vorherigen Abschnitt 5.5.1 erwähnt, ergibt die Summe der vier exklusiven Zerfallsmode ein Zweikörper-Verzweigungsverhältnis von  $(8.4 \pm 2.6)\%$  für  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0})$  bzw. von  $(8.4 \pm 3.0)\%$  für  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-})$ . In der inklusiven Studie wurde das Produkt der Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) = (2.92 \pm 0.50) \cdot 10^{-3}$  gemessen (vgl. Kap. 4.5). Daraus ergibt sich bei Annahme von 2.7% für das Verzweigungsverhältnis  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$  eine gesamte Rate von  $(10.8 \pm 1.8)\%$  für den Übergang der  $B$ -Mesonen in ein  $D_s^+$ . Weiterhin konnte aus dem Fit an das inklusive  $D_s^+$ -Impulsspektrum aus  $B$ -Zerfällen mit Hilfe des BSW-Modells ein Anteil von  $(58 \pm 11)\%$  für die Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  gewonnen werden. Mit diesem Wert ergibt die inklusive Studie ein Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}) = (6.3 \pm 1.6)\%$ . Dieses Ergebnis scheint etwas kleiner zu sein als die

Tabelle 5.5: Vergleich der hier gemessenen Verzweigungsverhältnisse  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0})$  mit anderen hadronischen  $B^+$ -Zerfällen. Alle *charm*-Verzweigungsverhältnisse wurden auf die Werte der „Particle Data Group“ [70] skaliert. Aus den ARGUS- und CLEO-Messungen wurde ein gewichteter Mittelwert bestimmt.

Zerfallskanal	ARGUS [%]	CLEO [%]	Mittelwert [%]
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$	$0.20 \pm 0.10$	$0.50 \pm 0.09$	$0.38 \pm 0.08$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$	$1.3 \pm 0.6$	–	$1.3 \pm 0.6$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	–	$1.1 \pm 0.4$	$1.1 \pm 0.4$
$B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$	$2.4 \pm 1.6$	$1.9 \pm 1.1$	$2.0 \pm 0.8$
$B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0$	$1.6 \pm 1.2$	–	$1.6 \pm 1.2$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$	$0.40 \pm 0.18$	$0.72 \pm 0.24$	$0.49 \pm 0.17$
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$	$1.3 \pm 0.7$	–	$1.3 \pm 0.7$
$B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0$	$1.3 \pm 0.9$	–	$1.3 \pm 0.9$
$B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0$	$3.1 \pm 1.7$	–	$3.1 \pm 1.7$
$B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+$	$0.26 \pm 0.16$	$< 0.4$	$0.26 \pm 0.16$
$B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$	$1.8 \pm 0.9$	–	$1.8 \pm 0.9$
$B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$< 1.0$	–	–
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$0.07 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.02$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$0.16 \pm 0.11$	$0.13 \pm 0.09$	$0.14 \pm 0.07$
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$	$< 0.16$	$0.12 \pm 0.07$	$0.12 \pm 0.07$
$B^+ \rightarrow \psi' K^+$	$0.18 \pm 0.09$	$< 0.05$	$0.18 \pm 0.09$
$B^+ \rightarrow \psi' K^{*+}$	$< 0.49$	$< 0.35$	–
$B^+ \rightarrow \psi' K^+ \pi^+ \pi^-$	$0.19 \pm 0.12$	–	$0.19 \pm 0.12$
$B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$	$0.19 \pm 0.14$	–	$0.19 \pm 0.14$

Summe der exklusiven Zweikörper-Zerfallsmode, wobei beide Resultate innerhalb der Fehler miteinander verträglich sind. Würden jedoch für die  $D$ -Verzweigungsverhältnisse beispielsweise die Werte der MARK III-Kollaboration [86] und nicht der „Particle Data Group“ [70] verwendet, so würden die  $B$ -Verzweigungsverhältnisse um etwa 13% sinken und die Summe der exklusiven Zerfälle näher an der inklusiven Summe liegen.

### 5.5.3 Abschätzung des Lebensdauerverhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$

Wie in Abb. 5.1 dargestellt und in Kapitel 5.1 erläutert, findet der Übergang  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  nur durch eine sog. „externe“  $W$ -Emission statt, und es ist nicht möglich in einer in Fig. 5.1b) skizzierten „internen“  $W$ -Emission  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Paare in  $B$ -Zerfällen zu erzeugen. Daher sollte bei Vernachlässigung von Diagrammen jenseits des sog. „tree level“ das durch den Quarkübergang  $b \rightarrow c$  bestimmte Verhältnis der Lebensdauer der geladenen zu neutralen  $B$ -Mesonen gegeben sein durch

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} \approx \frac{BR(B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} \bar{D}^{(*)0})}{BR(B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-})}. \quad (5.9)$$

Unter Verwendung der Summe der Verzweigungsverhältnisse der jeweiligen  $B$ -Zerfälle ergibt sich mit dieser Beziehung für das Lebensdauerverhältnis ein Wert von

$$\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.0 \pm 0.4, \quad (5.10)$$

Tabelle 5.6: Vergleich der hier gemessenen Verzweigungsverhältnisse  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{(*)+} D^{(*)-})$  mit anderen hadronischen  $B^0$ -Zerfällen. Alle *charm*-Verzweigungsverhältnisse wurden auf die Werte der „Particle Data Group“ [70] skaliert. Aus den ARGUS- und CLEO-Messungen wurde ein gewichteter Mittelwert bestimmt.

Zerfallskanal	ARGUS [%]	CLEO [%]	Mittelwert [%]
$B^0 \rightarrow D^- \pi^+$	$0.48 \pm 0.16$	$0.27 \pm 0.07$	$0.30 \pm 0.07$
$B^0 \rightarrow D^- \rho^+$	$0.9 \pm 0.6$	–	$0.9 \pm 0.6$
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$	–	$< 0.06$	
$B^0 \rightarrow D^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	–	$0.8 \pm 0.3$	$0.8 \pm 0.3$
$B^0 \rightarrow D_s^+ D^-$	$1.7 \pm 1.4$	$0.8 \pm 0.5$	$0.9 \pm 0.5$
$B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^+$	$2.7 \pm 1.9$	–	$2.7 \pm 1.9$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$	$0.28 \pm 0.11$	$0.40 \pm 0.12$	$0.31 \pm 0.08$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^0$	$1.8 \pm 0.6$	–	$1.8 \pm 0.6$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \rho^+$	$0.7 \pm 0.4$	$1.9 \pm 1.4$	$0.8 \pm 0.4$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$1.2 \pm 0.5$	$1.6 \pm 0.6$	$1.4 \pm 0.3$
$B^0 \rightarrow D^{*-} a_1^+$	–	$1.8 \pm 0.8$	$1.8 \pm 0.8$
$B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$4.1 \pm 2.2$	–	$4.1 \pm 2.2$
$B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-}$	$1.4 \pm 1.0$	$1.6 \pm 1.1$	$1.5 \pm 0.9$
$B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-}$	$2.6 \pm 1.5$	–	$2.6 \pm 1.5$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	$0.08 \pm 0.06$	$0.06 \pm 0.04$	$0.06 \pm 0.03$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	$0.11 \pm 0.05$	$0.11 \pm 0.06$	$0.11 \pm 0.04$
$B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$	–	$0.10 \pm 0.05$	$0.10 \pm 0.05$
$B^0 \rightarrow \psi' K^0$	$< 0.28$	$< 0.15$	
$B^0 \rightarrow \psi' K^{*0}$	$< 0.23$	$0.14 \pm 0.09$	$0.14 \pm 0.09$
$B^0 \rightarrow \psi' K^+ \pi^-$	$< 0.10$	–	

wobei sich durch die Verhältnisbildung die systematischen Fehler der Einzelmessungen der  $B$ -Verzweigungsverhältnisse aufheben. Dieser Wert für das Lebensdauerverhältnis ist in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen der ARGUS- und CLEO-Kollaboration, wie Tabelle 5.7 zeigt.

#### 5.5.4 Eine von $E_{\text{beam}}$ unabhängige Bestimmung der Masse des $B$ -Mesons

Die absolute Skala der Massen der  $B$ -Mesonen wird im wesentlichen durch die zu  $10.58 \text{ GeV}/c^2$  bestimmte Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz festgelegt. Durch die Energieanpassung der selektierten  $B$ -Kandidaten an die Strahlenergie  $E_{\text{beam}}$  (siehe Anhang A.4) sind die in Abschnitt 5.4.2

Tabelle 5.7: Vergleich des in dieser Arbeit bestimmten Lebensdauerverhältnisses geladener zu neutraler  $B$ -Mesonen mit Messungen der ARGUS- und CLEO-Kollaboration.

	$\tau(B^+)/\tau(B^0)$
ARGUS 1989 [87]	$1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$
CLEO 1990 [88]	$0.89 \pm 0.19 \pm 0.13$
ARGUS 1992 [89]	$0.91 \pm 0.27 \pm 0.21$
diese Arbeit [82]	$1.0 \pm 0.4$

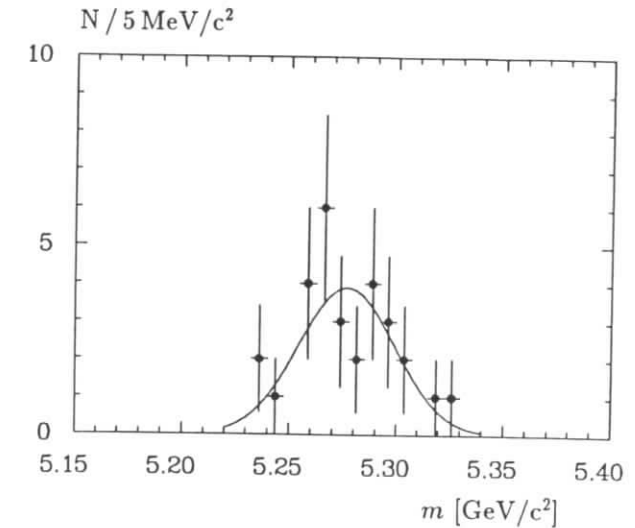


Abbildung 5.18: Invariante Massenverteilung der 29  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ , ohne daß eine Energieanpassung auf  $E_{\text{beam}}$  durchgeführt wurde.

ermittelten Massen der  $B$ -Mesonen daher mit dieser  $\Upsilon(4S)$ -Masse korreliert. Der angegebene systematische Fehler in der gemessenen  $B$ -Masse von  $\pm 2 \text{ MeV}/c^2$  soll dieser Tatsache Rechnung tragen. Da die in dieser Arbeit selektierten  $B$ -Kandidaten nur einen geringen Untergrund aufweisen, sollen die 29  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  aus Diagramm 5.12 für eine von der Strahlenergie unabhängige Abschätzung der  $B$ -Meson-Masse verwendet werden. Dazu wird die invariante Masse dieser 29  $B$ -Kandidaten in Abb. 5.18 dargestellt, ohne daß die Energieanpassung durchgeführt wurde. Der Fit einer Gaußfunktion ergibt für den Zentralwert der Verteilung eine  $B$ -Masse von

$$m(B) = (5276.8 \pm 4.4) \text{ MeV}/c^2, \quad (5.11)$$

wobei die Breite zu  $\sigma = (22.5 \pm 3.5) \text{ MeV}/c^2$  angepaßt wurde. Die innerhalb des Fehlers mit dem Tabellenwert [25] übereinstimmende  $B$ -Masse<sup>5</sup> könnte allerdings auch etwas niedriger liegen, so daß die Masse der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ebenfalls etwas kleiner sein könnte.

#### 5.5.5 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

„Gau, teurer Freund, ist alle Theorie,  
und grün des Lebens goldner Baum.“

(J.W. Goethe)

Die hier ermittelten Ergebnisse für die Übergangswahrscheinlichkeiten der Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  können verglichen werden mit theoretischen Modellen zur Beschreibung schwacher hadronischer Zerfälle schwerer Mesonen. Eine Einführung in die Theorie schwacher Zerfälle

<sup>5</sup>Die PDG-Werte [25] sind:  $m(B^+) = (5278.6 \pm 2.0) \text{ MeV}/c^2$  und  $m(B^0) = (5278.7 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$ . Vgl. auch Tabelle 5.2.



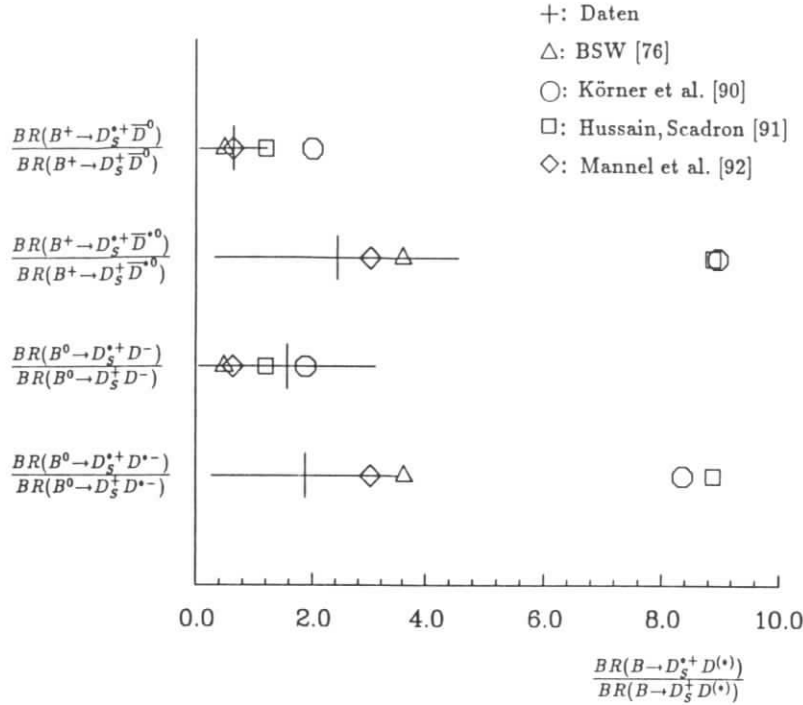


Abbildung 5.19: Vergleich von Verhältnissen der Verzweungsverhältnisse  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0)/BR(B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0)$ ,  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0})/BR(B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0})$ ,  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-)/BR(B^0 \rightarrow D_s^+ D^-)$  und  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-})/BR(B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-})$  mit den entsprechenden theoretischen Vorhersagen verschiedener Modelle.

befindet sich im nächsten Kapitel 6.1. Dort wird vor allem auf das Modell von Bauer-Stech-Wirbel (siehe Abschnitt 6.1.1) und die sog. „heavy quark effective theory“ (HQET) (Abschnitt 6.1.2) eingegangen.

Am einfachsten geschieht der Vergleich zwischen Experiment und theoretischen Vorhersagen durch Betrachtung von Verhältnissen von Verzweigungswahrscheinlichkeiten. Auf diese Weise kürzen sich auf der experimentellen Seite die verwendeten  $D_s^+$ - und  $D$ -Verzweigungswahrscheinlichkeiten, während sich in den verschiedenen theoretischen Vorhersagen die Annahmen bezüglich  $|V_{cb}|$ ,  $\tau_B$  und insbesondere der Zerfallskonstanten  $f_{D_s}$ <sup>6</sup> wegheben. In Abbildung 5.19 sind als Datenkreuze die aus den Meßwerten ermittelten Verhältnisse  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^0)/BR(B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^0)$ ,  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+} \bar{D}^{*0})/BR(B^+ \rightarrow D_s^+ \bar{D}^{*0})$ ,  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^-)/BR(B^0 \rightarrow D_s^+ D^-)$  und  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+} D^{*-})/BR(B^0 \rightarrow D_s^+ D^{*-})$  zusammen mit den entsprechenden Vorhersagen der Modelle von Bauer-Stech-Wirbel [76] (Dreiecke  $\Delta$ ), Körner et al. [90] (Kreise  $\circ$ ), Hussain-Scadron [91] (Quadrate  $\square$ ) und Mannel-Roberts-Ryzak [92] (Karus  $\diamond$ ) dargestellt. Die Vorhersagen von Mannel-Roberts-Ryzak [92] stehen stellvertretend für Berechnungen mittels der „heavy quark effective theory“. Obwohl die Fehler der gemessenen Verzweigungswahrscheinlichkeiten

<sup>6</sup>Nähere Erläuterungen zur schwachen Zerfallskonstante  $f_{D_s}$  des  $D_s^+$ -Mesons finden sich in Abschnitt 6.1.4.

hältnisse und damit auch die der aus ihnen gebildeten Verhältnisse groß sind, ist es trotzdem noch möglich, zwischen verschiedenen Modellen zu unterscheiden. Während die Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ und des BSW-Modells gut zu den Daten passen, stellen die aus den Methoden von Körner und Hussain-Scadron erhaltenen Vorhersagen eine weniger angemessene Beschreibung des Experimentes dar. Hierbei sei auf die in der Einleitung dieser Arbeit geäußerten Gedanken zur Verifikation theoretischer Vorhersagen durch das Experiment hingewiesen.

## 5.6 Resümee der Rekonstruktion von $B$ -Zerfällen in $D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Mesonen

In diesem Kapitel wurde die Rekonstruktion der Zweikörper- $B$ -Zerfälle in  $D_s^{(*)} D^{(*)}$ , d.h. in zwei Mesonen mit Quarkflavor *charm* beschrieben. Es wurden  $(25.6 \pm 5.6)$  Ereignisse für die Übergänge  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  bei einer Masse von  $(5279.5 \pm 1.1)$  MeV/ $c^2$  gefunden und die Verzweigungsverhältnisse aller acht einzelnen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Zerfallskanäle mit Werten zwischen 1% und 3% bestimmt. Sie stellen im Vergleich zu anderen hadronischen  $B$ -Zerfällen „kräftige“ Zerfallsmode dar, so daß die Summe der bisher bekannten hadronischen  $B$ -Verzweigungswahrscheinlichkeiten ungefähr verdoppelt werden konnte. Aus der Aufteilung der  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten in Zerfälle neutraler und geladener  $B$ -Mesonen konnten die  $B$ -Massen zu

$$\begin{aligned} m(B^0) &= (5278.1 \pm 1.7 \pm 2.0) \text{ MeV}/c^2 \\ m(B^+) &= (5280.8 \pm 1.4 \pm 2.0) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

einzelnen bestimmt und die Massendifferenz zu

$$m(B^0) - m(B^+) = (-2.7 \pm 2.2 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$$

gemessen werden. Aus den Verzweigungswahrscheinlichkeiten der neutralen und geladenen  $B$ -Zerfälle ergab sich ein Lebensdauerverhältnis von

$$\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.0 \pm 0.4.$$

Mit Hilfe der selektierten  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten mit  $m > 5.27$  GeV/ $c^2$  wurde unabhängig von einer Energieanpassung an die Strahlenergie  $E_{\text{beam}}$  ein Wert für die Masse des  $B$ -Mesons von  $m_B = (5276.8 \pm 4.4)$  MeV/ $c^2$  erhalten. Schließlich konnte aus einem Vergleich mit Vorhersagen theoretischer Modelle eine Unterscheidung zwischen der Güte verschiedener Beschreibungen schwacher Zerfälle schwerer Mesonen getroffen werden. Dabei beschrieben die „heavy quark effective theory“ und das BSW-Modell gut die Daten.

## Kapitel 6

# Die Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante des $D_s$ -Mesons

*„This is often the way it is in physics – our mistake is not that we take our theories too seriously, but that we do not take them seriously enough.“*

(S. Weinberg)

Durch Vergleich der exklusiven Verzweungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  mit Vorhersagen theoretischer Beschreibungen schwacher Zerfälle schwerer Mesonen soll in diesem Kapitel die schwache Zerfallskonstante  $f_{D_s}$  des  $D_s^+$ -Mesons bestimmt werden. Dazu folgt zuerst eine kurze Erläuterung theoretischer Modellbeschreibungen, die anhand des BSW-Modells näher erläutert werden sollen. Anschließend werden die Grundideen der „heavy quark effective theory“ (HQET), eines neuen Ansatzes zur Entwicklung einer modellunabhängigen Theorie schwacher Zerfälle, betrachtet. Es folgt eine Diskussion der allen Beschreibungen zugrunde liegenden Faktoriserungsannahme. Bevor  $f_{D_s}$  auf zwei Weisen – mit Hilfe der HQET und alternativ mit Hilfe des BSW-Modells – bestimmt wird, gehen einige kurze Bemerkungen zur Bedeutung von Zerfallskonstanten voraus. Das Kapitel endet mit einer Diskussion der erhaltenen  $f_{D_s}$ -Werte, vergleicht diese mit theoretischen Vorhersagen und versucht  $f_D$ ,  $f_B$  und leptonsche  $D_s^+$ -Zerfälle abzuschätzen.

### 6.1 Theoretische Beschreibung schwacher Zerfälle

Schwache Zerfälle werden im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung durch die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^\dagger j^\mu + \text{h. c.} \quad (6.1)$$

beschrieben. Hierbei ist der schwache Strom gegeben als

$$j_\mu = (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

$V$  ist die bereits in Abschnitt 1.1.3 vorgestellte Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, die die schwachen Eigenzustände mit den Massenzuständen der Quarks verbindet.

Aufgrund des „confinement“ spielt bei schwachen hadronischen Zerfällen auch die starke Wechselwirkung eine Rolle. Dies liegt darin begründet, daß die Dynamik eines Hadrons neben

dem Valenzquarkzustand noch bestimmt wird von virtuellen Gluon- und Quarkfluktuationen, die innerhalb des „confinement“-Bereiches entstehen. Solche Effekte sind beispielsweise der Austausch „weicher“ Gluonen, die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren aus dem Vakuum und Wechselwirkungen zwischen den Endzustandshadronen („final state interaction“). Weiter kommt hinzu, daß die typische Zeitskala der schwachen Wechselwirkung wegen der großen Masse des  $W$ -Bosons bedeutend kürzer als die typische Lebensdauer dieser Fluktuationen ist, so daß sich die durch einen schwachen Zerfall entstandenen Quarks zuerst unter dem Einfluß dieser „weichen“ QCD-Prozesse bewegen, bis die „confinement“-Kräfte dafür sorgen, daß der Quark-Gluon-Zustand aufgrund der durch den Zerfall „freigewordenen“ Energie in die Endzustandshadronen fragmentiert.

Da diese QCD-Effekte bei kleinen Impulsüberträgen stattfinden, können sie nicht von „first principles“ der QCD und auch nicht mit perturbativen Methoden behandelt werden. Diese Prozesse führen zu einer Modifikation des schwachen Hamiltonoperators  $\mathcal{H}_{eff}$ . Im folgenden soll nach diesen allgemeinen Überlegungen der Weg von  $\mathcal{H}_{eff}$  bis zur Bestimmung von Übergangsmatrixelementen für hadronische  $B$ -Zerfälle direkt am Beispiel des Modells von Bauer-Stech-Wirbel [76] erläutert werden.

#### 6.1.1 Das Modell von Bauer-Stech-Wirbel

Der effektive Hamiltonoperator für den  $b \rightarrow c$ -Übergang eines  $B$ -Mesons im „spectator“-Diagramm ist gegeben durch den Ausdruck

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{cb}| \left\{ c_1(m_b) [(\bar{c}b)(\bar{d}'u) + (\bar{c}b)(\bar{s}'c)] + c_2(m_b) [(\bar{d}'b)(\bar{c}u) + (\bar{s}'b)(\bar{c}c)] \right\} + \text{h. c.}, \quad (6.3)$$

wobei zu beachten ist, daß in (6.3) keine Beiträge berücksichtigt sind aufgrund von Pinguin-Übergängen und von Diagrammen, die mittels  $W$ -Austausch oder  $W$ -Annihilation zu beschreiben sind. Weiterhin sind  $d'$  und  $s'$  die um den Cabibbo-Winkel  $\theta_C$  gedrehten Zustände der  $s$ - und  $d$ -Quarks:  $d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$  und  $s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C$ . Sie werden im folgenden allerdings nicht immer als solche gekennzeichnet.  $c_1$  und  $c_2$  sind bei  $m_b$  zu betrachtende, skalenabhängige Koeffizienten aufgrund der kurzreichweitigen QCD-Effekte. Bei der Skala der zerfallenden  $b$ -Quarks nehmen  $c_1$  und  $c_2$  Werte von  $c_1 \cong 1.13$  und  $c_2 \cong -0.29$  [93] an. Weiterhin wird die Notation

$$(\bar{q}_2 q_1) = \sum_\alpha \bar{q}_{2\alpha} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) q_{1\alpha}, \quad (6.4)$$

bei der über den Farbindex  $\alpha$  summiert wird, verwendet. Für den in dieser Arbeit betrachteten Übergang  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  nimmt Gl. (6.3) die folgende Gestalt an:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{cb}| \left\{ c_1(m_b) \cdot [(\bar{b}c)(\bar{c}s')] \right\}. \quad (6.5)$$

Die Übergangsamplitude für den  $B$ -Zerfall  $B \rightarrow X + Y$  wird berechnet als Matrixelement des effektiven Hamiltonoperators mit den asymptotischen Anfangs- und Endzuständen:

$$A(B \rightarrow X + Y) = \langle X, Y | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle. \quad (6.6)$$

Handelt es sich hierbei um einen semileptonischen Zerfall  $B \rightarrow X \ell \nu$ , so sind der hadronische und der leptonsche Strom voneinander entkoppelt, und ein Faktoriserungsansatz des gesamten Matrixelementes in ein Produkt der beiden Ströme ist durchführbar:

$$\langle X \ell \nu | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle = \langle X | j^\mu | B \rangle \times \langle \ell \nu | j^\nu | 0 \rangle. \quad (6.7)$$

Die entscheidende Annahme ist nun, daß für rein hadronische Übergänge ein derartiger Faktorisierungsansatz ebenfalls durchführbar ist, so daß der leptonische Strom einfach durch einen weiteren hadronischen Strom ersetzt wird. Es bleibt dabei zu zeigen, ob eine solche Faktorisierung gerechtfertigt ist. Abschnitt 6.1.3 enthält eine Diskussion dieses Themas.

Mittels der Faktorisierungsannahme wird beispielsweise der Übergang  $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^- D^+$  berechnet als:

$$\langle D_s^- D^+ | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{cb}| |V_{cs}| \cdot a_1 \cdot \langle D_s^- | (\bar{s}c) | 0 \rangle \times \langle D^+ | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle. \quad (6.8)$$

Hierbei wird das Einteilchenmatrixelement  $\langle D_s^- | (\bar{s}c) | 0 \rangle$  mit Hilfe der schwachen Zerfallskonstante  $f_{D_s}$  des sozusagen aus dem Vakuum erzeugten  $D_s^-$ -Mesons ausgedrückt:

$$\langle D_s^- | (\bar{s}c) | 0 \rangle = -i f_{D_s} q^\mu, \quad (6.9)$$

wobei  $q^\mu$  der Viererimpuls des  $D_s^-$  ist. Weitere Einzelheiten zur Bedeutung von Zerfallskonstanten werden in Abschnitt 6.1.4 diskutiert.

Bis zu diesem Punkt unterscheiden sich die zur Beschreibung schwacher Zerfälle schwerer Mesonen existierenden Modelle nicht. Sie benutzen alle Faktorisierung und drücken das Einteilchenmatrixelement  $\langle X | (\bar{q}_1 q_2) | 0 \rangle$  durch die Zerfallskonstante des Mesons  $X$  aus. Der Unterschied besteht darin, wie das Matrixelement  $\langle D^+ | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle$  aus Gl. (6.8) bestimmt wird, und wie die skalenabhängigen, kurzreichweitigen Effekte, die durch die Koeffizienten  $c_1(\mu)$  und  $c_2(\mu)$  zum Ausdruck kommen, beschrieben werden.

Im BSW-Modell wurden dazu die skalenunabhängigen Parameter  $a_1$  und  $a_2$  eingeführt:

$$\begin{aligned} a_1 &= c_1(m_b) + \zeta c_2(m_b) \\ a_2 &= c_2(m_b) + \zeta c_1(m_b). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Durch das Abzählen der verschiedenen Farbkombinationen müßte  $\zeta$  den Wert  $+1/3$  annehmen. Da aber der Austausch „weicher“ Gluonen die Farbstruktur leicht wieder zerstören kann, werden  $a_1$  und  $a_2$  im BSW-Modell als freie Parameter behandelt. Ihre Bedeutung liegt darin, daß  $a_1$  Übergänge mittels „externer“  $W$ -Emission beschreibt, während  $a_2$  bei Diagrammen mit farbunterdrückter „interner“  $W$ -Emission auftaucht (siehe Fig. 5.1).

Ein Beispiel für einen  $a_1$ -Übergang ist der Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D_s^- D^+$ , dessen Matrixelement in Beziehung (6.8) dargestellt ist. Für den reinen  $a_2$ -Übergang  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^0$  lautet es:

$$\langle \bar{K}^0 J/\psi | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{cb}| |V_{cs}| \cdot a_2 \cdot \langle J/\psi | (\bar{c}c) | 0 \rangle \times \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}b) | \bar{B}^0 \rangle. \quad (6.11)$$

Wird ein Endzustand wie  $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$  sowohl durch Diagramme mit „externer“, wie mit „interner“  $W$ -Emission erreicht, so erscheinen  $a_1$  und  $a_2$  im Übergangsmatrixelement:

$$\begin{aligned} \langle D^0 \pi^- | \mathcal{H}_{eff} | B^- \rangle &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{cb}| |V_{ud}| \left[ a_1 \langle \pi^- | (\bar{d}u) | 0 \rangle \times \langle D^0 | (\bar{c}b) | B^- \rangle + \right. \\ &\quad \left. + a_2 \langle D^0 | (\bar{c}u) | 0 \rangle \times \langle \pi^- | (\bar{d}b) | B^- \rangle \right]. \end{aligned} \quad (6.12)$$

Das Übergangsmatrixelement  $\langle D^+ | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle$  aus Gl. (6.8) kann durch den Formfaktor-Ansatz

$$\langle D^+ | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle = (p_B + p_D)_\mu f_+(q^2) + q_\mu f_-(q^2) \quad (6.13)$$

parametrisiert werden. Das BSW-Modell verwendet für die  $q^2$ -Abhängigkeit der Formfaktoren einen sog. Polansatz mit Pol  $m_i$ :

$$\frac{h_i}{1 - q^2/m_i^2}. \quad (6.14)$$

Es ist zur Bestimmung der Konstanten  $h_i$ , d.h. des Formfaktors bei  $q^2 = 0$ , ein Modellansatz über die Struktur der im Meson gebundenen Quarks nötig. Mit Hilfe eines relativistischen Oszillatoransatzes für die Wellenfunktion der Quarks  $q_1$  und  $\bar{q}_2$  werden die Formfaktoren  $h_i$  erhalten. Diese sind für verschiedene Übergänge in Ref. [76] tabelliert. Andere Ansätze wie z.B. [90] benutzen andere Werte für die Pole  $m_i$ , das  $q^2$ -Verhalten oder die Zerfallskonstanten und erhalten dadurch unterschiedliche Vorhersagen für  $B$ -Zerfälle (siehe dazu den Vergleich der  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Messungen mit theoretischen Modellvorhersagen in Kap. 5.5.5).

## 6.1.2 Die „heavy quark effective theory“

„Our job in physics is to see things simply,  
to understand a great many complicated phenomena,  
in terms of a few simple principles.“

(S. Weinberg)

In der Beschreibung schwacher Zerfälle schwerer Mesonen ist seit etwa zwei Jahren eine Entwicklung im Gange, die unter dem Namen „heavy quark effective theory“ für Aufsehen sorgt. Sie wurde ausgelöst durch Arbeiten von Isgur und Wise [94] sowie vielen anderen [95], wobei ursprüngliche Ideen bereits bei Voloshin und Shifman [96] zu finden sind. Im folgenden sollen die Grundideen dieses von vielen nicht als Modell, sondern als Theorie bezeichneten Ansatzes zum Verständnis von Systemen mit einem schweren Quark vorgestellt werden.

Der grundlegende Gedanke der „heavy quark effective theory“ ist, das schwere Quark als ausreichend schwer ( $m_Q \rightarrow \infty$ )<sup>1</sup> zu betrachten. Hieraus ergeben sich neue Symmetrien der QCD, die die Beschreibung schwacher Zerfälle schwerer Mesonen stark vereinfachen. Wie bereits erwähnt, ist das schwere Quark aufgrund des „confinement“ umgeben von einer Wolke virtueller  $q\bar{q}$ -Paare und „weicher“ Gluonen, die mit dem leichten Quark ausgetauscht werden<sup>2</sup>. Ist nun das Quark ausreichend schwer, so spielt seine Masse für diese nichtperturbative Dynamik der „weichen“ QCD-Freiheitsgrade keine Rolle mehr. Das schwere Quark verhält sich wie eine statische Farbquelle, die am Ursprung lokalisiert ist. Dies bedeutet, daß die „weichen“ QCD-Freiheitsgrade unabhängig davon sind, ob das schwere Quark in ein anderes übergeht. Es existiert somit eine Flavor-Symmetrie. Bildlich läßt sich das schwere Quark mit einer durch die Luft fliegenden Kanonenkugel vergleichen, wobei die Wechselwirkung mit der Luft die Rolle des „brown muck“, der „weichen“ QCD-Prozesse, einnimmt. Dieser Einfluß der Luft ändert sich nicht, wenn eine 100 kg schwere Stahlkugel in eine 10 kg schwere Betonkugel übergeht.

Die Wechselwirkung des Spins des schweren Quarks mit dem umgebenden gluonischen Feld ist von der Art einer magnetischen Wechselwirkung und skaliert somit wie  $1/m_Q$ . Dies bedeutet, daß der Spin des schweren Quarks im Limes  $m_Q \rightarrow \infty$  von der gluonischen Dynamik entkoppelt ist. Es existiert somit neben der Flavor-Symmetrie noch eine Spin-Symmetrie. Das Auftreten dieser Symmetrien kann verglichen werden mit einem Atom, bei dem das schwere

<sup>1</sup> „Infinity is just time on an ego trip.“ (L. Tomlin)

<sup>2</sup> Dieses komplizierte Bild der aufgrund des „confinement“ sich zwischen schwerem und leichtem Quark abspielenden „weichen“ QCD-Prozesse wurde ursprünglich von Nathan Isgur als „brown muck“ der Physik der Hadronen bezeichnet. Dieser Ausdruck wird mittlerweile von vielen auf dem Gebiet der HQET arbeitenden Personen verwendet.

Quark die Rolle des Kerns und die leichten Konstituenten die Rolle der Elektronen und des mit ihnen verbundenen elektromagnetischen Feldes übernehmen. Die Tatsache, daß verschiedene Isotope nahezu die gleichen chemischen Eigenschaften besitzen, spiegelt die Unabhängigkeit der Wellenfunktion des Atoms von der Masse des Atomkerns wieder. Die Spinsymmetrie ist dann analog der Entartung der Hyperfeinaufspaltung im Atom. Die geringe Aufspaltung der Hyperfeinniveaus wird von den aufgrund der Kernmasse kleinen magnetischen Momenten des Kerns verursacht.

In diesem Bild, in dem die „weichen“ QCD-Phänomene im Vergleich zur Quarkmasse kleine Viererimpulse besitzen, wird nun der Übergang zu einer effektiven Theorie<sup>3</sup> durchgeführt, in der die Masse des schweren Quarks als unendlich und somit seine Geschwindigkeit als fest betrachtet wird. Die Vierergeschwindigkeit  $v$  wird somit zu einer „guten“ Quantenzahl. Im Bild der durch die Luft fliegenden Kanonenkugel würde die Luft die Geschwindigkeit der Kugel nun überhaupt nicht mehr ändern, sondern einzig die Gravitation übt Einfluß auf die Bahn der Kugel aus<sup>4</sup>. Die feste Geschwindigkeit  $v$  wird dann in der HQET nur durch externe Prozesse, wie die Emission eines  $W$ -Bosons in einem elektroschwachen Prozeß, geändert. Das schwere Quark mit Geschwindigkeit  $v$  geht dann in ein anderes schweres Quark mit Geschwindigkeit  $v'$  über. Diese Tatsache wird in der Literatur gelegentlich – vielleicht etwas zu hochtrabend – als „velocity superselection rule“ bezeichnet. Dabei ist zu bemerken, daß die „heavy quark effective theory“ keine nichtrelativistische Näherung darstellt, sondern relativistische Effekte durchaus in die Theorie inkorporiert werden können.

Isgur und Wise fanden nun heraus, daß für  $m_Q \rightarrow \infty$  alle bis zu 40 Formfaktoren der bisherigen Modellansätze für alle Impulsüberträge durch eine einzige Funktion dargestellt werden können. Diese hängt nur noch vom Quadrat der Änderung der Vierergeschwindigkeiten  $w^2 = (v - v')^2$  ab und wird allgemein als Isgur-Wise-Funktion  $\xi(w^2)$  bezeichnet<sup>5</sup>. Hierbei ist  $v = v^\mu = P^\mu/m$  die Vierergeschwindigkeit. Für den  $b \rightarrow c$ -Übergang  $B \rightarrow D$  steht der Geschwindigkeitsübertrag  $w^2$  in Beziehung zum gewöhnlichen  $q^2$ , der Differenz der Viererimpulse  $q^2 = (P_B^\mu - P_D^\mu)^2$ , mittels

$$w^2 = (v - v')^2 = \frac{q^2 - q_{\max}^2}{m_B m_D} = \frac{q^2 - (m_B - m_D)^2}{m_B m_D}. \quad (6.15)$$

Häufig wird die Isgur-Wise-Funktion auch in Abhängigkeit von  $v v'$  angegeben. Der Zusammenhang ist:

$$v v' = 1 - \frac{w^2}{2} = \frac{m_B^2 + m_D^2 - q^2}{2 m_B m_D}. \quad (6.16)$$

Am kinematischen Endpunkt des maximalen Impulsübertrags  $q^2 = q_{\max}^2$ , an dem  $w^2$  verschwindet bzw.  $v v' = 1$  gilt, ist die Isgur-Wise-Funktion zu eins normiert:

$$\xi(v v' = 1) = 1. \quad (6.17)$$

Die Isgur-Wise-Funktion kann aus der „heavy quark effective theory“ selbst nicht bestimmt werden, so daß phänomenologische Ansätze über ihren Verlauf gewählt werden müssen. Mehr dazu und über die exakte Form der Matrixelemente  $\langle D | j^\mu | B \rangle$  findet sich in Abschnitt 6.2.1. Experimentell wäre die Form der Isgur-Wise-Funktion beispielsweise über das  $q^2$ -Spektrum semileptonischer  $B$ -Zerfälle vollständig gegeben – vorausgesetzt, man könnte dieses beliebig genau messen und die  $1/m_Q$ -Korrekturen wären unter Kontrolle.

<sup>3</sup>Allgemein bedeutet effektive Theorie, daß die bei der betrachteten Skala irrelevanten Freiheitsgrade der Theorie ausintegriert werden. So verwendet man beispielsweise für die Beschreibung der Planetenbewegung nicht die Quantenmechanik, sondern die durch den Übergang  $\hbar \rightarrow 0$  sich ergebende klassische Mechanik.

<sup>4</sup>Der Vergleich der HQET mit der klassischen Mechanik der Kanonenkugel besitzt noch eine weitere Parallele: In beiden Fällen existiert keine Paarzeugung von Quark-Antiquark- bzw. Kanonenkugelpaaren.

<sup>5</sup>Die Isgur-Wise-Funktion entspricht dem elastischen Formfaktor des  $B$ -Mesons.

### 6.1.3 Die Faktorisierungsannahme

In der Faktorisierungshypothese wird angenommen, daß das Matrixelement eines Produktes von Operatoren als Produkt der Matrixelemente derselben Operatoren ausgedrückt werden kann. Dies bedeutet, daß sich mit der in Kap. 6.1.1 eingeführten Notation das Matrixelement beispielsweise für den Zerfall  $B \rightarrow D\pi$  schreiben läßt als:

$$\langle D\pi | (\bar{b}c)(\bar{u}d) | B \rangle = \langle D | (\bar{b}c) | B \rangle \times \langle 0 | (\bar{u}d) | \pi \rangle. \quad (6.18)$$

Die Nützlichkeit dieses Ansatzes wurde, von einem phänomenologischen Standpunkt ausgehend, durch das BSW-Modell sehr schön gezeigt. Faktorisierung wird auch im Rahmen der HQET zur Erweiterung ihres Vorhersagepotentials verwendet. Die ersten formalen Argumente für die Anwendbarkeit der Faktorisierung beruhen auf Betrachtungen der QCD bei großen Zahlen  $N$  der Farbfreiheitsgrade [97]. Dieser Gedanke wurde von Bardeen, Buras und Gérard fortgeführt [98]. Sie zeigten, daß Matrixelemente nicht-leptonischer Zerfälle zumindest in niedrigster Ordnung von  $1/N$  faktorisieren. Dabei diskutierten sie auch die zur führenden Ordnung nächsten Terme in der  $1/N$ -Entwicklung.

Eine intuitive Rechtfertigung der Faktorisierungsannahme kommt von sog. „color transparency“-Argumenten [99]. Diese sagen aus, daß ein energiereiches, von einem farbneutralem  $W$ -Boson gebildetes Quarkpaar als Farbsingulett zusammen bleibt und die durch das „confinement“ begrenzte hadronische Umgebung, den sog. „brown muck“, im wesentlichen ungestört durchläuft. Kürzlich haben Dugan und Grinstein [100] dieses „color transparency“-Argument auf quantenchromodynamische Fundamente gestellt, indem sie zeigten, daß Abweichungen von der Faktorisierung in Potenzen von  $1/m_b$  bzw.  $1/E$ , wobei  $E$  die Energie des leichten Quarkpaares ist, unterdrückt sind. Dies führt zu der Vorhersage, daß im Rahmen der Gültigkeit von Faktorisierung in der HQET die Verzweungsverhältnisse für  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  und  $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$  gleich sein müssen. Anhand der in Tabelle 5.6 aufgelisteten Mittelwerte der entsprechenden  $B$ -Verzweungsverhältnisse läßt sich dies überprüfen. Es ergibt sich mit den dortigen Werten:

$$\frac{BR(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)}{BR(B^0 \rightarrow D^-\pi^+)} = 1.03 \pm 0.35. \quad (6.19)$$

Wir werden auf dieses Ergebnis in Abschnitt 6.2.1 zurückkommen. Handelt es sich bei dem vom  $W$ -Boson erzeugten Teilchen nicht um ein Pion, sondern um ein schwereres  $\rho$ -Meson, so gilt dennoch:

$$\frac{BR(B^0 \rightarrow D^{*-}\rho^+)}{BR(B^0 \rightarrow D^-\rho^+)} = 0.89 \pm 0.56. \quad (6.20)$$

Ein weiterer Faktorisierungstest wurde in Ref. [101] auf dem 25%-Niveau durch Vergleich der Reaktionen  $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$  und  $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$  durchgeführt.

Ist das vom  $W$ -Boson produzierte Meson schwer, wie in  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$ -Übergängen, so sind die „color transparency“-Argumente a priori nicht mehr gerechtfertigt und der Faktorisierungsansatz muß erneut verifiziert werden. Mannel, Roberts und Ryzak [102] sagen durch Vergleich von auf der HQET beruhenden Rechnungen mit und ohne Faktorisierung voraus, daß das Verhältnis der Breiten  $\Gamma(B \rightarrow D_s^{*+}D)/\Gamma(B \rightarrow D_s^+D^*)$  eins sein muß, falls Faktorisierung gültig ist. Dies kann mit der in dieser Arbeit durchgeführten Messung der Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)}D^{(*)}$  überprüft werden. Werden die Werte für  $BR(B^+ \rightarrow D_s^{*+}\bar{D}^0)$  mit  $BR(B^0 \rightarrow D_s^{*+}D^-)$  und  $BR(B^+ \rightarrow D_s^+\bar{D}^0)$  mit  $BR(B^0 \rightarrow D_s^+D^-)$  gemittelt, ergibt sich für das Verhältnis

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D_s^{*+}D)}{\Gamma(B \rightarrow D_s^+D^*)} = 1.5 \pm 1.0. \quad (6.21)$$



Dieser Wert ist zwar mit eins verträglich, aber da die statistischen Fehler der gemessenen Verzweungsverhältnisse groß sind, stellt dies keinen besonders restriktiven Faktorisierungstest dar. Es sei noch angemerkt, daß Neubert in einem kürzlich erschienenen Papier [103] nach Berücksichtigung von  $1/m_q$ -Korrekturen einen Wert von etwa 1.4 für dieses Verhältnis vorhersagt.

### 6.1.4 Zerfallskonstanten

Wie bereits in Abschnitt 6.1.1 angesprochen, tritt die schwache Zerfallskonstante  $f_P$  eines Mesons  $P$  bei der Auswertung des Matrixelementes des Axialvektorstroms zwischen  $P$  und dem Vakuum auf:

$$\langle 0 | j_A^\mu | P \rangle = i q^\mu f_P. \quad (6.22)$$

Hier ist  $P$  ein Pseudoskalarmeson mit Viererimpuls  $q^\mu$ . Für ein Vektormeson  $V$  mit Masse  $m_V$  und Polarisationsvektor  $\epsilon^\mu$  lautet die Beziehung:

$$\langle 0 | j_V^\mu | V \rangle = \epsilon^\mu m_V f_V, \quad (6.23)$$

wobei  $j_V^\mu$  der Vektorstrom ist.

Die Zerfallskonstante eines Mesons ist ursprünglich definiert über den leptonen Zerfall  $P \rightarrow \ell \nu_\ell$  ( $\ell = e, \mu$  oder  $\tau$ ), wobei die beiden Quarks des Mesons in ein  $W$ -Boson annihilieren, an welches das Leptonpaar koppelt. Die Zerfallskonstante ist somit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die beiden Quarks eines Mesons sich am gleichen Ort befinden. Dies kommt in der aus einem nichtrelativistischen Quarkmodell stammenden Formel

$$f_P^2 = \frac{12 |\Psi(0)|^2}{m_P} \quad (6.24)$$

zum Ausdruck. Hierbei ist  $\Psi(0)$  die Wellenfunktion der Quarks  $q$  und  $\bar{q}'$  am Ursprung.  $m_P$  ist die Masse des Mesons, die in der HQET mit der Masse des schweren Quarks zusammenfällt. Die Zerfallskonstante reflektiert somit dynamische Eigenschaften eines mesonischen Systems, die mit seiner Ausdehnung in Verbindung stehen. Sie ist daher eine grundlegende Größe zur Charakterisierung eines Mesons.

Der direkteste Weg zur Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante eines Mesons besteht in der Messung seiner leptonen Zerfallsbreite, da hier die theoretischen Unsicherheiten am geringsten sind. Dieser sich ohne radiative Korrekturen aus der Fermi-Theorie ergebende Zusammenhang ist am – historisch wohl bedeutenden – myonischen bzw. elektronischen Pionzerfall wiedergegeben [25]:

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_\pi^2 |V_{ud}|^2 m_\ell^2 m_\pi \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_\pi^2}\right)^2. \quad (6.25)$$

Bisher gemessene Zerfallskonstanten beziehen sich lediglich auf das  $\pi^+$  und  $K^+$  mit den Werten  $f_{\pi^+} = (131.73 \pm 0.15)$  MeV und  $f_{K^+} = (160.6 \pm 1.3)$  MeV. Für das  $D^+$  existiert nur eine obere Grenze von  $f_{D^+} < 310$  MeV (90% statistische Sicherheit) [25]. Die Kenntnis weiterer Zerfallskonstanten wäre daher sehr wünschenswert.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß für die neutralen Pseudoskalarmesonen  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\eta'$  von der CELLO- und TPC-Kollaboration Werte zwischen 110 MeV und 130 MeV für die elektromagnetischen Formfaktoren  $f_{\pi^0}$ ,  $f_\eta$  bzw.  $f_{\eta'}$  angegeben werden (siehe [25]).

## 6.2 Die Bestimmung der Zerfallskonstante $f_{D_S^{(*)}}$

Die untersuchten Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  sind gut für die Bestimmung der Zerfallskonstanten des  $D_S^+$ -Mesons geeignet, da diese Übergänge nur mittels der Kopplung eines  $c\bar{s}$ -Quarkpaares an ein „extern“ emittiertes  $W$ -Boson erfolgen können. Dieser Prozeß stellt den zeitumgekehrten Vorgang der  $c\bar{s}$ -Annihilation in ein  $W$ -Boson dar. In der Sprache des BSW-Modells handelt es sich bei den Zerfällen  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  um reine  $a_1$ -Übergänge. Es ist nicht möglich ein  $D_S^+$ -Meson mittels einer sog. „internen“  $W$ -Emission ( $a_2$ -Typ) zu erzeugen.

Die Bestimmung von  $f_{D_S^{(*)}}$  erfolgt durch Vergleich der gemessenen Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  mit theoretischen Vorhersagen, wobei zur Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten zwei Ansätze, die „heavy quark effective theory“ und das BSW-Modell, verwendet werden. Beide beschreiben die  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Messungen vergleichbar gut (siehe Abschnitt 5.5.5). Wie bereits erwähnt, ergibt sich die Zerfallsamplitude für beispielsweise  $B^0 \rightarrow D_S^+ D^-$  mittels der Faktorisierungsannahme zu:

$$\langle D^- | j_\mu | B^0 \rangle |_{q^2=m_{D_S^+}^2} \times q^\mu f_{D_S}, \quad (6.26)$$

wobei hier explizit zum Ausdruck gebracht wurde, daß das Matrixelement  $\langle D | j^\mu | B \rangle$  an der Stelle  $q^2 = m_{D_S^+}^2$  auszuwerten ist. Beziehung (6.26) wird für den entsprechenden Vektorübergang  $B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^-$  zu:

$$\langle D^- | j_\mu | B^0 \rangle |_{q^2=m_{D_S^{*+}}^2} \times \epsilon^\mu m_{D_S^{*+}} f_{D_S^*}. \quad (6.27)$$

Die Vorgehensweise zur Bestimmung von  $f_{D_S^{(*)}}$  ist nun die folgende: Es ist wieder vorteilhaft, Verhältnisse zu benutzen, da sich in diesen systematische Unsicherheiten z.B. bezüglich verwendeter  $D$ -Verzweungsverhältnisse wegheben. Es werden daher zur  $f_{D_S^{(*)}}$ -Bestimmung die Verhältnisse der Breiten  $\Gamma(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)})/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  betrachtet, wobei der Zerfall  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-}$  ebenfalls nur mittels einer „externen“  $W$ -Emission ( $a_1$ -Typ) erfolgen kann.

### 6.2.1 Die Bestimmung von $f_{D_S^{(*)}}$ mit Hilfe der HQET

Da die „heavy quark effective theory“ keine Aussage über die Isgur-Wise-Funktion macht, sollen hier drei analytische Ansätze für diesen universellen Formfaktor verglichen werden. Gemeinsam ist diesen drei Ausdrücken jeweils ein freier Parameter, der aus dem Experiment zu bestimmen ist. Dies soll durch Betrachtung der Verhältnisse der semileptonischen Breite  $\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  erfolgen. Daher zuerst zu diesen beiden Breiten:

Wie bereits in Kap. 6.1.3 erwähnt, sagt die „heavy quark effective theory“ gleiche Zerfallsraten für  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^-$  und  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-}$  voraus. Es werden daher die in Tabelle 6.1 aufgelisteten CLEO-Daten aus Ref. [104] mit den entsprechenden ARGUS-Resultaten [80] kombiniert. Die gewichteten Mittelwerte für  $BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)$  und  $BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-})$  sind

Tabelle 6.1: Zusammenstellung exklusiver Zweikörper- $B^0$ -Verzweungsverhältnisse in [%].

Modus	ARGUS	CLEO II	CLEO I	Mittelwert
$\pi^+ D^-$	$0.57 \pm 0.13 \pm 0.13$	$0.30 \pm 0.07 \pm 0.05$	$0.60 \pm 0.32 \pm 0.17$	$0.37 \pm 0.06 \pm 0.08$
$\pi^+ D^{*-}$	$0.33 \pm 0.11 \pm 0.07$	$0.42 \pm 0.11 \pm 0.08$	$0.32 \pm 0.15 \pm 0.09$	$0.36 \pm 0.07 \pm 0.08$



Tabelle 6.2: Zusammenstellung semileptonischer  $B$ -Zerfallsraten in [%]. Die Werte wurden den in Klammern angegebenen Referenzen entnommen und auf die in dieser Arbeit verwendeten  $D$ -Verzweigungsverhältnisse [70] skaliert.

$BR(\overline{B}^0 \rightarrow D^+ \ell \nu)$	$1.9 \pm 0.6 \pm 0.5$ [105]	$2.1 \pm 0.7 \pm 0.4$ [88]	
$BR(B^+ \rightarrow D^0 \ell \nu)$	$1.8 \pm 0.7 \pm 0.3$ [88]		
Mittelwert			$1.9 \pm 0.4 \pm 0.4$
$BR(\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell \nu)$	$6.4 \pm 1.1 \pm 1.7$ [106]	$5.4 \pm 0.6 \pm 0.8$ [107]	
$BR(\overline{B}^0 \rightarrow D^{*0} \ell \nu)$	$4.6 \pm 0.9^{+0.9}_{-1.0}$ [88]		
$BR(B \rightarrow D^* \ell \nu)$	$7.0 \pm 1.8 \pm 1.4$ [108]		
Mittelwert			$5.5 \pm 0.4 \pm 1.1$

in guter Übereinstimmung mit dieser HQET-Vorhersage (Tab. 6.1), so daß diese beiden Mittelwerte zu einem gewichteten mittleren  $BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-}) = (0.37 \pm 0.05 \pm 0.08)\%$  zusammengefaßt werden. Dieses wird für die angesprochenen Normierungszwecke verwendet. Die an späterer Stelle benötigten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt, wobei ihre Werte, wie auch die in Tab. 6.1, auf die von der „Particle Data Group“ angegebenen  $D$ -Verzweigungsverhältnisse [70] skaliert wurden.

Um die für den Vergleich mit den experimentellen Werten benötigten Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ für  $\Gamma(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)})$  zu bestimmen, wurde der folgende Ausdruck aus einer Veröffentlichung von Rosner [109] verwendet:

$$\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^-) = \frac{G_F^2}{32\pi} f_{D_S}^2 |V_{cb}|^2 |V_{cs}|^2 m_B^3 \cdot \Lambda \cdot |\xi(w^2)|^2 \cdot (1 - \sqrt{\zeta})^2 \cdot \lambda^{1/2}(1, \zeta, y) \cdot \frac{[(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y]^2}{4\sqrt{\zeta}}. \quad (6.28)$$

Hierbei vereint

$$\Lambda = \left\{ \frac{\alpha_s(m_b^2)}{\alpha_s(m_c^2)} \right\}^{[-6/(33-2n_f)]} \quad (6.29)$$

QCD-Korrekturen. Es sind  $\alpha_s(m_b^2) = 0.189$ ,  $\alpha_s(m_c^2) = 0.29$ ,  $n_f = 4$ ,  $m_b = m_B = 5.28 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_c = m_D = m_{D^*} = 1.97 \text{ GeV}/c^2$  (mit Spin gewichteter Mittelwert),  $m_{D_S^+} = 1.97 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\zeta = (m_D/m_B)^2$ ,  $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$ ,  $y = (m_{D_S^+}/m_B)^2$  und  $\xi(w^2)$  ist die Isgur-Wise-Funktion mit  $w^2 = (v - v')^2 = [m_{D_S^+}^2 - (m_B - m_D)^2]/m_B m_D$ . Unter Berücksichtigung der Universalität des Formfaktors ergeben sich ähnliche Ausdrücke für die  $B$ -Zerfälle in Pseudoskalar-Vektor- ( $D_S^{*+} D$ ,  $D_S^+ D^*$ ) und Vektor-Vektor- ( $D_S^{*+} D^*$ ) Endzustände [109].

Wird nun, wie im Grenzfall  $m_Q \rightarrow \infty$  gültig, die Massendifferenz  $m_{D^*} - m_D$  vernachlässigt, so ergibt sich mittels Gleichung (6.28) das zur Bestimmung von  $f_{D_S}$  verwendete Verhältnis von beispielsweise  $\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^-)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)$  zu:

$$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^-)}{\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)} = \frac{f_{D_S}^2}{f_\pi^2} \cdot \frac{|V_{cs}|^2}{|V_{ud}|^2} \cdot \frac{|\xi(w_{D_S^+}^2)|^2}{|\xi(w_{\pi^+}^2)|^2} \cdot \frac{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{D_S^+})}{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{\pi^+})} \cdot \frac{[(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{D_S^+}]^2}{[(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{\pi^+}]^2}, \quad (6.30)$$

wobei  $|V_{cs}| = |V_{ud}|$  gesetzt und  $f_\pi = 132 \text{ MeV}$  aus [70] verwendet wird. Für das Verhältnis  $\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^-)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)$  lautet der entsprechende Ausdruck mit  $|V_{cs}| = |V_{ud}|$ :

$$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^-)}{\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)} = \frac{f_{D_S^*}^2}{f_\pi^2} \cdot \frac{|\xi(w_{D_S^*}^2)|^2}{|\xi(w_{\pi^+}^2)|^2} \cdot \frac{\lambda^{3/2}(1, \zeta, y_{D_S^*})}{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{\pi^+})} \cdot \frac{(1 + \sqrt{\zeta})^2}{(1 - \sqrt{\zeta})^2 \cdot [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{\pi^+}]^2}, \quad (6.31)$$

für den Übergang  $B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*-}$  ergibt sich analog:

$$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*-})}{\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)} = \frac{f_{D_S^*}^2}{f_\pi^2} \cdot \frac{|\xi(w_{D_S^*}^2)|^2}{|\xi(w_{\pi^+}^2)|^2} \cdot \frac{\lambda^{3/2}(1, \zeta, y_{D_S^*})}{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{\pi^+})} \cdot \frac{(1 + \sqrt{\zeta})^2}{(1 - \sqrt{\zeta})^2 \cdot [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{\pi^+}]^2} \quad (6.32)$$

und für den  $B$ -Zerfall in zwei Vektormesonen  $B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^{*-}$  erhält man schließlich:

$$\frac{\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^{*+} D^{*-})}{\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)} = \frac{f_{D_S^*}^2}{f_\pi^2} \cdot \frac{|\xi(w_{D_S^*}^2)|^2}{|\xi(w_{\pi^+}^2)|^2} \cdot \frac{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{D_S^*})}{\lambda^{1/2}(1, \zeta, y_{\pi^+})} \cdot \frac{N(\zeta, y_{D_S^*}) \cdot [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{D_S^*}]}{(1 - \sqrt{\zeta})^2 \cdot [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{\pi^+}]^2}, \quad (6.33)$$

$$\text{mit } N(\zeta, y_{D_S^*}) = (1 - \sqrt{\zeta})^2 \cdot [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y_{D_S^*}] + 4y_{D_S^*} (1 + \zeta - y_{D_S^*}). \quad (6.34)$$

In der einschlägigen Literatur finden sich mehrere Vorschläge für eine analytische Form der Isgur-Wise-Funktion. Es sollen hier drei verschiedene Ausdrücke zum Vergleich und zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten, die durch die Wahl einer bestimmten Form der Isgur-Wise-Funktion entstehen, Verwendung finden. Rosner hat für  $\xi(w^2)$  in Ref. [109] einen einfachen Polansatz

$$\xi(w^2) = \frac{1}{1 - w^2/w_0^2}, \quad (6.35)$$

vorgeschlagen, während Mannel, Roberts und Ryzak [92] die Parametrisierung

$$\xi(w^2) = \exp\{\kappa \cdot w^2\} \quad (6.36)$$

verwenden. In Ref. [110] wurde von Neubert und Rieckert eine neue Methode zur Berechnung der Isgur-Wise-Funktion aus der Betrachtung hadronischer Formfaktoren bei maximalem  $q^2$  vorgeschlagen. Ihre Vorgehensweise kann dahingehend verallgemeinert werden, daß führende Massenkorrekturen im Limes der schweren Quarks mitberücksichtigt werden. Es ergibt sich:

$$\xi(w^2) = \frac{1}{1 - w^2/4} \cdot \exp\left\{\beta \cdot \frac{w^2}{4 - w^2}\right\}. \quad (6.37)$$

Alle drei Ausdrücke besitzen jeweils einen freien Parameter ( $w_0$ ,  $\kappa$  bzw.  $\beta$ ), der aus dem Experiment festgelegt werden muß. Dies geschieht, wie bereits erwähnt, mit den Verzweigungsverhältnissen semileptonischer  $B$ -Zerfälle, die in Tabelle 6.2 aufgelistet sind. Sie wurden auf die  $D$ -Verzweigungsverhältnisse der „Particle Data Group“ [70] skaliert, um einheitliche  $charm$ -Verzweigungsverhältnisse in dieser Arbeit zu verwenden. Zur Verringerung der sich ergebenden Fehler werden die in Tab. 6.2 ebenfalls aufgeführten Mittelwerte für  $BR(B \rightarrow D \ell \nu)$  und  $BR(B \rightarrow D^* \ell \nu)$  verwendet. Für die theoretischen Ausdrücke werden die folgenden semileptonischen Breiten wieder Ref. [109] entnommen:

$$\frac{d\Gamma}{dy} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 \cdot m_B^5 \cdot \Lambda \cdot |\xi(w^2)|^2 \cdot \lambda^{1/2}(1, \zeta, y) \cdot f(y) \quad (6.38)$$

$$\text{wobei } f(y) = \begin{cases} (1 + \sqrt{\zeta})^2 \cdot \lambda(1, \zeta, y) / 4\sqrt{\zeta} & \text{für } D \ell \nu \\ y[(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y][1 + \zeta - y] / \sqrt{\zeta} & \text{für } D_T^* \ell \nu \\ (1 - \sqrt{\zeta})^2 [(1 + \sqrt{\zeta})^2 - y]^2 / 4\sqrt{\zeta} & \text{für } D_L^* \ell \nu \end{cases} \quad (6.39)$$

mit  $y = (q^2/m_B^2) = m_\ell^2/m_B^2$ ,  $w^2 = [q^2 - (m_B - m_D)^2]/m_B m_D$  und den bei Ausdruck (6.28) getroffenen Definitionen. Mit Hilfe eines gemeinsamen Fits sowohl der Verhältnisse  $BR(B \rightarrow D \ell \nu)/BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$ ,  $BR(B \rightarrow D^* \ell \nu)/BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  als auch der aus Ref. [107, 111] entnommenen Werte für den Polarisationsparameter  $\alpha = 2\Gamma_L/\Gamma_T - 1$ , werden die in Tabelle 6.3 aufgelisteten Werte für  $w_0$ ,  $\kappa$  und  $\beta$  erhalten.

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der Ergebnisse für die Zerfallskonstanten  $f_{D_S}$  und  $f_{D_S^*}$  unter Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Isgur-Wise-Funktion (Beziehungen (6.35), (6.36) und (6.37)). Die Werte für  $f_{D_S^{(*)}}$  wurden durch Mittelung der für die  $D_S^+$ - und  $D_S^{*-}$ -Mesonen erhaltenen Ergebnisse gewonnen. Die gefitteten freien Parameter der Isgur-Wise-Funktion sind ebenfalls aufgelistet. Weiterhin sind die in Kap. 6.2.2 bestimmten Werte für  $|V_{cb}|$  aufgeführt.

	Gl. (6.35), Ref. [109]	Gl. (6.36), Ref. [92]	Gl. (6.37), Ref. [110]
Freier Parameter	$w_0 = 1.17 \pm 0.20$	$\kappa = 0.49 \pm 0.12$	$\beta = 1.53 \pm 0.63$
Zerfallskonstante	in $\text{MeV} \cdot [2.7\% / \text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$		
$f_{D_S}$	$320 \pm 53 \pm 11$	$314 \pm 52 \pm 14$	$318 \pm 52 \pm 12$
$f_{D_S^*}$	$255 \pm 42 \pm 11$	$251 \pm 41 \pm 13$	$254 \pm 41 \pm 11$
$f_{D_S^{(*)}}$	$275 \pm 33 \pm 11$	$271 \pm 32 \pm 13$	$274 \pm 32 \pm 12$
$ V_{cb} $ in $10^{-2}$	$4.5 \pm 0.3 \pm 0.7$	$4.2 \pm 0.3 \pm 0.6$	$4.4 \pm 0.3 \pm 0.6$

Mit den auf diese Weise gewonnenen freien Parametern der Isgur-Wise-Funktionen werden nun die Zerfallskonstanten  $f_{D_S}$  und  $f_{D_S^*}$  bestimmt. Dies geschieht durch den Vergleich der theoretischen Vorhersagen für die Verhältnisse  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^+ D^{(*)}) / \text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  bzw.  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^{*+} D^{(*)}) / \text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  mit den Messungen der entsprechenden Verzweungsverhältnisse  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  aus Tabelle 5.4, die auf den Mittelwert für  $\text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  normiert wurden. Dabei wird mit  $f_{D_S}$  als freiem Parameter in einer gemeinsamen Anpassung der vier gemessenen Verhältnisse  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^+ D^{(*)}) / \text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  an die entsprechenden Werte der theoretischen Verhältnisse die schwache Zerfallskonstante  $f_{D_S}$  bestimmt. Mit den vier Verhältnissen  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^{*+} D^{(*)}) / \text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  gewinnt man einen Wert für  $f_{D_S^*}$ . Die aus dieser Prozedur resultierenden Zerfallskonstanten  $f_{D_S}$  und  $f_{D_S^*}$  sind in Tabelle 6.3 für die drei Parametrisierungen der Isgur-Wise-Funktion aufgeführt. Die angegebenen systematischen Fehler reflektieren dabei die Streuung der erhaltenen Fitwerte für eine Variation von  $w_0$ ,  $\kappa$  und  $\beta$  innerhalb ihrer Fehlergrenzen. Wie im Limes  $m_Q \rightarrow \infty$  der „heavy quark effective theory“ erwartet, stimmen die Werte der Zerfallskonstanten innerhalb ihrer Fehler auf dem 20%-Niveau überein. Es wird daher für alle acht Verzweungsverhältnisse  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  die beschriebene Anpassungsprozedur für ein über  $D_S^+$ - und  $D_S^{*-}$ -Mesonen gemittelt  $f_{D_S^{(*)}}$  wiederholt. Die so erhaltenen Werte für  $f_{D_S^{(*)}}$  sind ebenfalls in Tabelle 6.3 aufgelistet. Es zeigt sich, daß die Variation der Ergebnisse aufgrund der verschiedenen Formen der Isgur-Wise-Funktionen gering ist, was als Zeichen dafür gewertet werden kann, daß die Form der Isgur-Wise-Funktion im Bereich  $q^2 = m_{D_S^+}^2$  ziemlich stabil zu sein scheint. Es wird daher aus den drei Parametrisierungen ein gemeinsamer  $f_{D_S^{(*)}}$ -Mittelwert für die exklusive  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Messung von

$$f_{D_S^{(*)}}^{\text{ek}} = (273 \pm 32 \pm 14) \text{ MeV} \cdot [2.7\% / \text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2} \quad (6.40)$$

angegeben.

Die inklusive Analyse mit  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^+ X) \cdot \text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (2.92 \pm 0.50) \cdot 10^{-3}$  kann ebenfalls verwendet werden, um einen Wert für  $f_{D_S^{(*)}}$  zu erhalten. Dazu wird das Ergebnis des Fits an das inklusive  $D_S^+$ -Impulsspektrum (siehe Kap. 4.5.1) verwendet. Dieser ergab, daß  $(58 \pm 11)\%$  der inklusiven  $D_S^+$ -Mesonen in Zweikörper-Zerfällen  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  erzeugt werden. Dies führt, wieder unter der Annahme  $\text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+) = 2.7\%$ , zu einem Wert

von  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}) = (6.3 \pm 1.6)\%$ . Durch Vergleich dieser Zahl mit der theoretischen Summe der Verzweungsverhältnisse  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  läßt sich  $f_{D_S^{(*)}}$  berechnen. Hierbei wurde zur Verringerung der systematischen Unsicherheiten natürlich wieder das Verhältnis  $\text{BR}(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}) / \text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  betrachtet. Der aus der inklusiven Messung erhaltene Wert von

$$f_{D_S^{(*)}}^{\text{ink}} = (255 \pm 45 \pm 13) \text{ MeV} \cdot [2.7\% / \text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2} \quad (6.41)$$

ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der exklusiven Messung extrahierten Ergebnis. Da beide Messungen nahezu<sup>6</sup> unabhängig sind, kann schließlich aus (6.40) und (6.41) ein gewichteter Mittelwert von

$$f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\% / \text{BR}(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2} \quad (6.42)$$

angegeben werden, wobei die statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert wurden.

## 6.2.2 Eine Bestimmung des CKM-Matrixelementes $|V_{cb}|$

Als eine Art Nebenresultat läßt sich aus dem gemittelten Verzweungsverhältnis  $\text{BR}(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-}) = (0.37 \pm 0.05 \pm 0.08)\%$  und den Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ eine Abschätzung für das Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelement  $|V_{cb}|$  durchführen. Aus der für den Zerfall  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-}$  umformulierten Beziehung (6.28) kann aufgrund der Kenntnis von  $f_{\pi} = 132 \text{ MeV}$ , sowie von  $|V_{ud}|$ , der  $B$ -Lebensdauer aus [70] und aller anderen in (6.28) auftretenden Größen  $|V_{cb}|$  gewonnen werden. Die erhaltenen Werte sind für die drei Parametrisierungen der Isgur-Wise-Funktionen in Tabelle 6.3 aufgelistet, wobei die angegebenen systematischen Fehler die Unsicherheiten aufgrund der Variation der freien Parameter  $w_0$ ,  $\kappa$  und  $\beta$  innerhalb ihrer Fehlergrenzen widerspiegeln. Da die  $|V_{cb}|$ -Werte in Tab. 6.3 von der Wahl der Isgur-Wise-Funktion kaum abhängen, kann ein gemeinsamer Wert von

$$|V_{cb}| = (4.4 \pm 0.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-2} \quad (6.43)$$

angegeben werden. Dieser ist in guter Übereinstimmung mit dem Tabellenwert der „Particle Data Group“ [25] von  $|V_{cb}| = (4.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$ .

## 6.2.3 Die Bestimmung von $f_{D_S^{(*)}}$ mittels des BSW-Modells

Als zweite Methode soll zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit die schwache Zerfallskonstante  $f_{D_S}$  aus einem Vergleich der gemessenen Verzweungsverhältnisse  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  mit den Vorhersagen des Modells von Bauer-Stech-Wirbel [76] bestimmt werden. Abschnitt 5.5.5 hatte gezeigt, daß das BSW-Modell ebenfalls eine gute Beschreibung der  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Messung und auch anderer exklusiver hadronischer  $B$ -Zerfälle [80] darstellt. Es ist wieder vorteilhaft, zu diesem Zwecke die Verhältnisse der Breiten  $\Gamma(B \rightarrow D_S^+ D^{(*)}) / \Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  und  $\Gamma(B \rightarrow D_S^{*+} D^{(*)}) / \Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  zu betrachten. Dazu wurden die BSW-Vorhersagen reskaliert, so daß die im BSW-Modell als  $f_{D_S} = 162 \text{ MeV}$  bzw.  $f_{D_S^*} = 221 \text{ MeV}$

<sup>6</sup>Damit beide Messungen wirklich voneinander unabhängig sind, dürften die wenigen Ereignisse, in denen die  $D_S^+$ -Kandidaten der selektierten  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten im Zerfallskanal  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$  rekonstruiert wurden, bei der inklusiven Analyse nicht berücksichtigt werden. Da dadurch jedoch das Ergebnis der inklusiven Analyse nicht verändert wird, ist die durchgeführte Mittelung gerechtfertigt.

angenommenen Zerfallskonstanten als freie Parameter betrachtet werden konnten. Alle anderen in die theoretischen Vorhersagen eingehenden Größen, wie  $a_1$ ,  $|V_{cb}|$  und  $\tau_B$  heben sich im Verhältnis weg. Für  $f_{\star}$  wurde der Wert 132 MeV verwendet.

Da das BSW-Modell die Zerfallsraten für  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^-$  und  $B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-}$  nicht als gleich vorhersagt, wurden für die gemessenen Verhältnisse  $\Gamma(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)})/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$  die gemittelten Verzweigungsverhältnisse  $BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-) = (0.37 \pm 0.06 \pm 0.08)\%$  und  $BR(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-}) = (0.36 \pm 0.07 \pm 0.08)\%$  aus Tabelle 6.1 verwendet. Aus einem gemeinsamen Fit der vier Messungen  $\Gamma(B^+ \rightarrow D_S^+ \bar{D}^0)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)$ ,  $\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^-)/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^-)$ ,  $\Gamma(B^+ \rightarrow D_S^+ \bar{D}^{*0})/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-})$  und  $\Gamma(B^0 \rightarrow D_S^+ D^{*-})/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{*-})$  mit den entsprechenden theoretischen Vorhersagen des BSW-Modells wird  $f_{D_S}$  bestimmt zu:

$$f_{D_S} = (331 \pm 55) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}. \quad (6.44)$$

Wird das  $D_S^+$ -Meson in diesen Prozessen durch ein  $D_S^{*+}$  ersetzt, ergeben die entsprechenden vier Verhältnisse  $\Gamma(B \rightarrow D_S^{*+} D^{(*)})/\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ D^{(*)-})$ :

$$f_{D_S} = (280 \pm 46) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^{*+} \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}. \quad (6.45)$$

Dies zeigt, daß die unter Benutzung des Modells von Bauer-Stech-Wirbel abgeleiteten Ergebnisse für die Zerfallskonstante  $f_{D_S^{(*)}}$  in Übereinstimmung mit den Resultaten der „heavy quark effective theory“ sind (siehe Tab. 6.3). Da das BSW-Modell im Gegensatz zur HQET die Gleichheit von  $f_{D_S}$  und  $f_{D_S^*}$  nicht voraussetzt, wurden beide Werte hier nicht zu einem gemeinsamen  $f_{D_S^{(*)}}$  gemittelt.

Ein kürzlich erschienener Artikel von Neubert et al. [112] setzt den Formfaktorsansatz des ursprünglichen BSW-Modells [76] mit den Symmetrien und Vorhersagen der „heavy quark effective theory“ in Beziehung. Dabei stellt sich heraus, daß beide Ansätze ähnliche Ergebnisse liefern. Unter diesem Aspekt erscheint die Übereinstimmung der  $f_{D_S^{(*)}}$ -Werte zwischen HQET und ursprünglichem BSW-Modell nicht mehr so überraschend. Im Lichte der „heavy quark effective theory“ betrachtet, zeigt sich vielmehr, daß die Parametrisierung der Formfaktoren im ursprünglichen BSW-Ansatz in einer intuitiv sehr erfolgreichen Art und Weise gewählt wurde.

## 6.3 Diskussion der $f_{D_S}$ -Bestimmung

### 6.3.1 Vergleich mit Vorhersagen für $f_{D_S}$

Das in dieser Arbeit erhaltene Resultat  $f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$  kann mit den in Tabelle 6.4 zusammengestellten Vorhersagen für  $f_{D_S}$  verglichen werden. Diese stammen von Quarkmodellberechnungen, denen ein Potentialmodell oder „bag“-Modell zugrunde lag, aus Anwendungen von QCD-Summenregeln oder aus Berechnungen von Gittertheorien. Die starke Streuung der aufgelisteten Werte von etwa 100 MeV bis ca. 400 MeV zeigt deutlich die solchen theoretischen Rechnungen anhaftenden Unsicherheiten. Der in dieser Arbeit ermittelte Wert für  $f_{D_S}$  bevorzugt die zwischen 250 MeV und 300 MeV liegenden theoretischen Vorhersagen. In diesem Bereich bewegen sich hauptsächlich die Abschätzungen aus den QCD-Summenregeln und die Gitterrechnungen, die mit leistungsfähigeren Großcomputern immer exaktere Resultate zu erzielen scheinen.

Während der Fertigstellung dieser Promotionsarbeit berichtete das WA75-Experiment am CERN-SPS [133] über die erste direkte Beobachtung des Zerfalls  $D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  in der Pion-Kern-Streuung. Mit einer gemessenen Rate von  $BR(D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (4.0_{-1.4}^{+1.8} \pm 0.8 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.4: Zusammenstellung einiger theoretischer Vorhersagen für die Zerfallskonstante  $f_{D_S}$  aus Potentialmodellen, „bag“-Modellen, QCD-Summenregeln und Gitterrechnungen. Die Werte sind in MeV angegeben.

Potentialmodell	„bag“-Modell	Summenregeln	Gitterrechnungen
210 [113]	166 [121]	$\sim 232$ [123]	$215 \pm 17$ [127]
335 [114]	196 [122]	$276 \pm 13$ [124]	$157 \pm 11$ [128]
91 [115]		$218 \pm 20$ [125]	$234 \pm 72$ [129]
356 [116]		$200 \pm 15$ [126]	$\sim 280$ [130]
199 [117]			$209 \pm 18$ [131]
380-590 [118]			$215 \pm 28$ [132]
$290 \pm 20$ [119]			
$203 \pm 28$ [120]			

wurde die Zerfallskonstante des  $D_S^+$ -Mesons zu  $f_{D_S} = (232 \pm 45 \pm 20 \pm 48) \text{ MeV}$  bestimmt, wobei der dritte angegebene Fehler die Unsicherheit im Verhältnis des  $D_S^+$ -Produktionswirkungsquerschnitts zu dem für neutrale Teilchen mit *charm* in der Streuung von Pionen an Kernen wiedergibt. Der von der WA75-Kollaboration gemessene Wert für  $f_{D_S}$  ist in guter Übereinstimmung mit der in dieser Arbeit erhaltenen Zerfallskonstante des  $D_S^+$ -Mesons.

### 6.3.2 Vorhersage für leptonische $D_S^+$ -Zerfälle

Der mit theoretischen Unsicherheiten am wenigsten belastete Weg einer  $f_{D_S}$ -Bestimmung geschieht, wie bereits in Kapitel 6.1.4 angesprochen, über den leptonischen Zerfall des  $D_S^+$ -Mesons. Umgekehrt kann der Wert von  $f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$  dazu verwendet werden, um Vorhersagen für die leptonischen  $D_S^+$ -Zerfälle  $D_S^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$  abzugeben. Für das Lepton  $\ell^+$  kann hier  $e^+$ ,  $\mu^+$  oder  $\tau^+$  stehen. Mit der Beziehung [25,109]

$$\Gamma(D_S^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_S}^2 |V_{cs}|^2 m_\ell^2 m_{D_S^+} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_{D_S^+}^2}\right)^2 \quad (6.46)$$

und der beobachteten  $D_S^+$ -Lebensdauer von  $\tau = (4.45_{-0.29}^{+0.35}) \cdot 10^{-13} \text{ s}$  [70] werden die folgenden Vorhersagen für die leptonischen  $D_S^+$ -Verzweigungsverhältnisse abgeschätzt:

$$BR(D_S^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = (4.9 \pm 1.0)\% \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)] \quad (6.47)$$

$$BR(D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (0.5 \pm 0.1)\% \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)] \quad (6.48)$$

$$BR(D_S^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = (7.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-8} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]. \quad (6.49)$$

Die beiden Verzweigungsverhältnisse  $BR(D_S^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$  und  $BR(D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$  tragen demnach einen beträchtlichen Anteil zur gesamten Zerfallsbreite des  $D_S^+$ -Mesons bei und könnten somit einen Hinweis auf das in der Summe der bekannten exklusiven  $D_S^+$ -Verzweigungsverhältnisse fehlende Defizit geben.

### 6.3.3 Abschätzung der schwachen Zerfallskonstanten $f_B$ und $f_D$

Der Wert von  $f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV}$  kann in diesem Abschnitt verwendet werden, um Abschätzungen für die schwachen Zerfallskonstanten  $f_D$  und  $f_B$  zu erhalten. Zuerst soll

unter Verwendung von Gl. (6.24) von  $f_{D_S}$  zu  $f_D$  skaliert werden. Da  $m(D_S^+) \cong m(D)$  gilt, ergibt sich aus (6.24):

$$\frac{f_D}{f_{D_S}} \cong \sqrt{\frac{|\Psi(0)|_D^2}{|\Psi(0)|_{D_S^+}^2}}. \quad (6.50)$$

Es wird aufgrund der in beiden Systemen gleichen Hyperfeinaufspaltung  $\Delta H = m(D_S^{*+}) - m(D_S^+) \cong m(D^{*+}) - m(D^+) \cong 141 \text{ MeV}/c^2$  erwartet, daß  $|\Psi(0)|^2$  für das  $D^+$  ( $c\bar{d}$ ) etwas kleiner ist als für das  $D_S^+$  ( $c\bar{s}$ ). Die Hyperfeinaufspaltungen verhalten sich nämlich wie  $\Delta H_D \propto |\Psi(0)|_D^2/m_c m_d$  bzw.  $\Delta H_{D_S^+} \propto |\Psi(0)|_{D_S^+}^2/m_c m_s$ . Damit ergibt sich

$$\sqrt{\frac{|\Psi(0)|_D^2}{|\Psi(0)|_{D_S^+}^2}} \cong \sqrt{\frac{m_d}{m_s}}, \quad (6.51)$$

woraus sich  $f_D$  unter Verwendung der Konstituenten-Quarkmassen  $m_d = 310 \text{ MeV}/c^2$  und  $m_s = 485 \text{ MeV}/c^2$  [109] erhalten läßt als:

$$f_D \cong \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} \cdot f_{D_S} \cong (213 \pm 22) \text{ MeV}. \quad (6.52)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der für die Zerfallskonstante  $f_D$  existierende Grenze von  $f_D < 310 \text{ MeV}$  [25] (siehe dazu auch Kap. 6.1.4).

Da es sich beim  $D^+$  und  $B^+$  jeweils um ein Mesonsystem aus einem schweren und einem leichten Quark handelt, kann für die Skalierung von  $f_D$  nach  $f_B$  angenommen werden, daß  $|\Psi(0)|_D \cong |\Psi(0)|_B$  gilt. Damit ergäbe sich aus Gl. (6.24):

$$f_B \sqrt{m_B} \cong f_D \sqrt{m_D}. \quad (6.53)$$

Wird noch die QCD-Korrektur  $\Lambda \cong 1.1$  aus Gl. (6.29) verwendet, erhält man schließlich:

$$f_B \cong f_D \sqrt{\frac{m_D}{m_B}} \cdot \Lambda \cong (144 \pm 15) \text{ MeV}. \quad (6.54)$$

Jedoch herrscht in der gegenwärtigen Literatur noch keine Einigkeit über die für die Skalierung von  $f_D$  nach  $f_B$  zusätzlich auftretenden Korrekturen. So erhält beispielsweise Ref. [134] aufgrund kurzreichweitiger QCD-Effekte in einem relativistischen  $Q\bar{q}$ -Quarkmodell einen Faktor von 1.52, was zu  $f_B \cong (198 \pm 20) \text{ MeV}$  führt. Konsens besteht allerdings darüber, daß  $f_B$  aufgrund der QCD-Effekte größer ist, als es die naive Abschätzung  $f_B \cong f_D \sqrt{m_D/m_B} \approx 0.6 \cdot f_D$  erwarten läßt.

Ein größerer Wert von  $f_B$  wäre eine gute Nachricht für all diejenigen, die CP-Verletzung im  $B$ -Mesonsystem mit einer sog. „ $B$  factory“ nachweisen wollen. Um diesen Sachverhalt zu verstehen, sei ein kurzer Blick auf das sich aus der Unitarität der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (siehe Gl. (1.2)) ergebende Unitaritätsdreieck in Abb. 6.1 geworfen. Dort ist die für die CP-Verletzung z.B. im Zerfall  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  verantwortliche Phase als Winkel  $\delta$  eingezeichnet. Nach dem heutigen Kenntnisstand sind  $|V_{us}| = \sin \theta_C \cong 0.22$ ,  $|V_{cb}| \cong 0.045$ ,  $|V_{ub}/V_{cb}| \cong 0.1$  und es ist der Wert der  $B\bar{B}$ -Oszillationsstärke, die mit  $|V_{td}|$  verknüpft ist, bekannt. In Formel (1.4) aus Kap. 1.1.3 tritt neben  $|V_{td}|^2$  auch  $f_B^2$  auf, was zur Folge hat, daß bei bekannter, konstanter Oszillationsstärke  $|V_{td}|$  zu  $f_B$  indirekt proportional sein muß. Dies bedeutet, daß ein kleiner Wert von  $f_B$  ein großes  $|V_{td}|$  nach sich ziehen würde. Für das Unitaritätsdreieck hat dies zur Folge, daß bei gleichbleibender Schenkellänge  $|V_{ub}|$  der

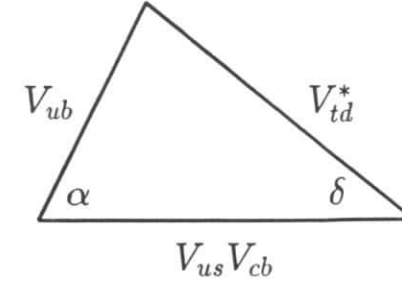


Abbildung 6.1: Das Unitaritätsdreieck mit der CP-verletzenden Phase  $\delta$ .

CP-verletzende Winkel  $\delta$  klein werden würde. Dabei könnte sogar ein Dreieck mit stumpfem Winkel  $\alpha$  größer als  $90^\circ$  entstehen. Umgekehrt impliziert ein großes  $f_B$  ein kleines  $|V_{td}|$ , was einen großen Winkel  $\delta$  und somit einen großen CP-verletzenden Effekt zur Folge hätte. Dies wäre eine Ermutigung für den Bau einer „ $B$  factory“.

## 6.4 Resümee der $f_{D_S}$ -Bestimmung

Die Zusammenfassung dieses Kapitels könnte sich auf eine einzige Zahl beschränken. Durch Vergleich der Messung von  $BR(B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)})$  mit theoretischen Vorhersagen wurde die schwache Zerfallskonstante  $f_{D_S^{(*)}}$  durch Mittelung über  $D_S^-$ - und  $D_S^{*+}$ -Mesonen mit Hilfe der „heavy quark effective theory“ bestimmt zu:

$$f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}.$$

Hierbei lieferten drei verschiedene analytische Ansätze für die Form der Isgur-Wise-Funktion kaum voneinander abweichende  $f_{D_S}$ -Werte. Sozusagen als Nebenresultat konnte das Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelement  $|V_{cb}|$  mittels der HQET zu  $|V_{cb}| = (4.4 \pm 0.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$  bestimmt werden. Die Ermittlung der  $D_S^+$ -Zerfallskonstante mit Hilfe des Modells von Bauer-Stech-Wirbel ergab in guter Übereinstimmung mit obigem Wert  $f_{D_S} = (331 \pm 55) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$  und  $f_{D_S} = (280 \pm 46) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}$ .

Nach einem Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für  $f_{D_S}$  aus Quarkmodellrechnungen, QCD-Summenregeln und Gitterrechnungen konnten für die leptonischen  $D_S^+$ -Zerfälle die Verzweigungsverhältnisse  $BR(D_S^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau) = (4.9 \pm 1.0)\% \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]$  und  $BR(D_S^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) = (0.5 \pm 0.1)\% \cdot [2.7\%/BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)]$  vorhergesagt werden. Aus einer einfachen Quarkmassenbeziehung ließ sich eine Skalierung von  $f_{D_S^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV}$  zur  $D$ -Zerfallskonstante  $f_D \cong (213 \pm 22) \text{ MeV}$  durchführen. Eine weitere Skalierung zur schwachen Zerfallskonstante  $f_B$  des  $B$ -Mesons hängt von den zu berücksichtigenden QCD-Korrekturen ab und würde Werte zwischen 150 MeV und 200 MeV für  $f_B$  liefern.



## Kapitel 7

# Die Suche nach seltenen $B$ -Zerfällen in $D_s$ -Mesonen

„Absence of evidence  
is not evidence of absence.“  
(M. Rees)

Nachdem im bisherigen Verlauf dieser Arbeit die Cabibbo-erlaubten Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  im Vordergrund standen, soll in diesem Kapitel zur Abrundung der hier durchgeführten Analyse eine Suche nach seltenen  $B$ -Zerfällen mit  $D_s^+$ -Mesonen im Endzustand folgen. Solche Übergänge der  $B$ -Mesonen können erfolgen mittels  $b \rightarrow u$ -Kopplungen,  $W$ -Austauschdiagrammen und  $B^+$ -Annihilationsprozessen bzw. von Zerfällen, bei denen das  $D_s^+$  nicht aus einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex entsteht. Letztere Prozesse werden anschließend durch eine Studie über Korrelationen zwischen  $D_s^+$ -Mesonen und Leptonen  $\ell^-$  näher untersucht.

### 7.1 Motivation

Durch die Beobachtung eines Überschusses im inklusiven Leptonenspektrum jenseits der kinematischen Grenze für  $b \rightarrow c$ -Übergänge, d.h. im Impulsbereich zwischen 2.3 GeV/c und 2.6 GeV/c, wurde von der ARGUS- und CLEO-Kollaboration erstmals die Existenz von Übergängen der dritten in die erste Quarkgeneration nachgewiesen [135]. Die Messung einer von null verschiedenen  $b \rightarrow u$ -Kopplung läßt nachweisbare CP-verletzende Asymmetrien in Zerfällen neutraler  $B$ -Mesonen erwarten. Bisher wurde allerdings noch keine Evidenz für  $b \rightarrow u$ -Übergänge in rein hadronischen  $B$ -Zerfällen gesehen. Von daher wäre es in Hinblick auf eine exakte Bestimmung des Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelemente  $|V_{ub}|$  wünschenswert, zusätzliche Gewißheit für Übergänge von *beauty*- in *up*-Quarks in weiteren  $B$ -Zerfallskanälen zu etablieren.

Wird der  $b \rightarrow c$ -Übergang in den Cabibbo-erlaubten Zerfällen  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  durch eine  $b \rightarrow u$ -Quarkkopplung ersetzt, würde das  $D_s^+$ -Meson anstelle des  $D^{(*)}$  von einem leichten Meson, wie  $\pi$ ,  $\rho$  oder  $\omega$ , begleitet werden. Das entsprechende Zerfallsdiagramm ist in Abb.7.1 dargestellt. Die Rekonstruktion derartiger Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_u$  ( $X_u = \pi, \rho, \omega$ ) erscheint in Hinblick auf die  $(25.6 \pm 5.6)$  vollständig rekonstruierten  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Zerfälle nicht völlig aussichtslos, obwohl aufgrund des Verhältnisses der Matrixelemente  $|V_{ub}/V_{cb}| \approx 0.1$  eine Unterdrückung von etwa  $10^{-2}$  in der Rate der  $b \rightarrow u$ -Übergänge im Vergleich zu den entsprechenden  $b \rightarrow c$ -Zerfällen erwartet wird. Die Hoffnung dabei ist, die Unterdrückung durch das Matrixelement  $|V_{ub}|$  dadurch auszugleichen, daß nun  $\pi$  oder  $\rho$  mit großer Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und keine  $D^{(*)}$ -Mesonen, deren Nachweiswahrscheinlichkeiten ebenfalls im Bereich einiger Prozent liegen, rekonstruiert werden müssen. Es könnten sich daher

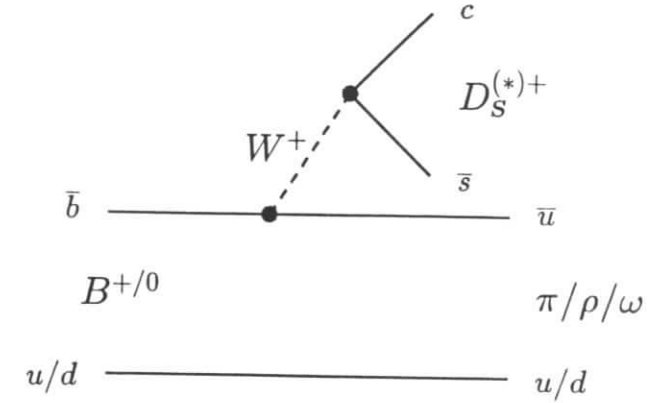


Abbildung 7.1: „spectator“-Diagramm eines  $B$ -Meson-Zerfalls, der einen  $b \rightarrow u$ -Übergang mit  $D_s^{(*)+}$ -Meson im Endzustand darstellt.

in der Summe mehrerer  $b \rightarrow u$ -Zerfallsmoden einige Ereignisse seltener  $B$ -Zerfälle beobachten lassen, wenn es möglich ist, den Untergrund entsprechend gering zu halten.

Es sei hier angemerkt, daß derartige Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_u$  ( $X_u = \pi, \rho, \omega$ ) gut für die Beobachtung von  $b \rightarrow u$ -Übergängen in hadronischen  $B$ -Zerfällen geeignet sind, da  $D_s^+$ -Mesonen, wie bereits in Kap. 5.1 erläutert, nur aus einer  $c\bar{s}$ -Quarkpaar-Kopplung an das  $W$ -Boson in der Zerfallskette  $b \rightarrow uW$  entstehen können. Es ist nicht möglich,  $D_s^+$ -Mesonen in Zweikörper-Zerfällen mittels einer farbunterdrückten, „internen“  $W$ -Emission in einem  $b \rightarrow c$ -Übergang zu erzeugen (siehe Kap. 5.1 und Abb. 5.1b).

Weiterhin wird in diesem Abschnitt eine Suche nach anderen seltenen  $B$ -Zerfällen in  $D_s^+$ -Mesonen durchgeführt, die über  $W$ -Austausch- bzw.  $B^+$ -Annihilationsdiagramme verlaufen, wie in Fig. 7.2a) bzw. b) dargestellt. Die Untersuchung von  $W$ -Austauschprozessen in  $B$ -Zerfällen ist in Hinblick auf die Entdeckung eines großen Verzweungsverhältnisses für den Übergang  $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$  mit  $BR(D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0) = (1.18 \pm 0.25 \pm 0.17)\%$  [136] durch die ARGUS-Kollaboration von Interesse. Hierbei könnten die beobachteten  $D^0$ -Übergänge Kandidaten für  $W$ -Austausch-Beiträge in *charm*-Zerfällen darstellen. Hingegen können  $B^+$ -Annihilationsprozesse dazu verwendet werden, die Zerfallskonstante  $f_B$  des  $B$ -Mesons zu bestimmen. Wie bereits in Kap. 6.3.3 aufgezeigt wurde, ist diese nötig, um aus der  $B^0 \bar{B}^0$ -Oszillationsrate das CKM-Matrixelement  $|V_{td}|$ , welches für die zu erwartende Größe der CP-verletzenden Phase  $\delta$  eine bedeutende Rolle spielt, zu extrahieren. Es sei hier noch angemerkt, daß die in Fig. 7.2 dargestellten Prozesse die führenden Mechanismen zur Erzeugung der hier untersuchten Endzustände sind, aber es existieren noch Prozesse jenseits des sog. „tree level“, die ebenfalls zu den gleichen Zerfallsmoden beitragen könnten.

Schließlich wurde noch eine Suche nach seltenen  $B$ -Zerfällen, in denen das  $D_s^+$ -Meson nicht aus einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex entsteht, durchgeführt. Derartige in Fig. 7.2c) dargestellte Zerfallsmoden sind eine potentielle Untergrundquelle für die Suche nach  $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Mixing bei LEP. Oszillationen von  $B_s^0$ -Mesonen können über die Beobachtung von Korrelationen zwischen Leptonen  $\ell$  und  $D_s^+$ -Mesonen untersucht werden. Da in Zerfällen der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz



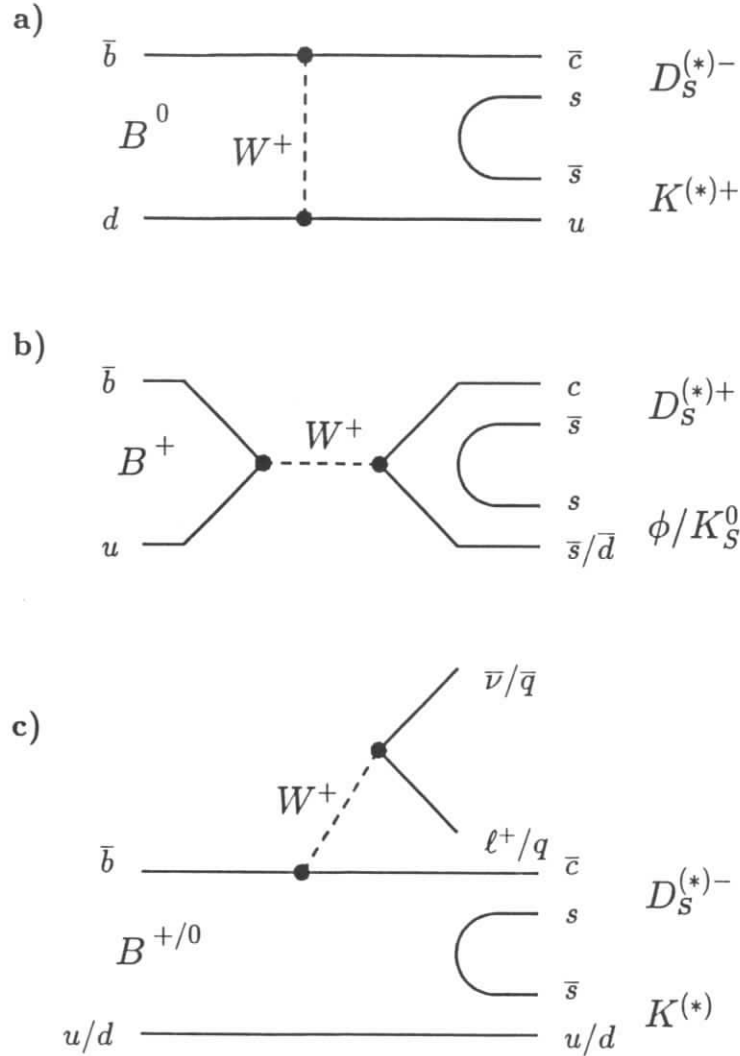


Abbildung 7.2: Diagramme seltener  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen, die mittels (a)  $W$ -Austausch, (b)  $B^+$ -Annihilation, und (c) einem Prozeß, bei dem das  $D_S^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex produziert wird, verlaufen.

keine  $B_S$ -Mesonen entstehen, wird diese Untergrundquelle in Kap. 7.7 zusätzlich durch das Studium von  $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen in  $B$ -Zerfällen<sup>1</sup> untersucht werden.

Im einzelnen soll in diesem Kapitel eine Suche nach den folgenden seltenen  $B$ -Zerfällen, die von (a)  $b \rightarrow u$ -Übergängen, (b)  $W$ -Austauschdiagrammen bzw. (c)  $B^+$ -Annihilationsprozessen stammen, durchgeführt werden. Zusätzlich wurde nach Zerfällen, bei denen (d) das  $D_S^+$ -Meson nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex herrührt, gesucht:

	(a)	(b)	(c)	(d)
$B^0$	$\rightarrow D_S^+ \pi^-$	$B^0 \rightarrow D_S^- K^+$	$B^+ \rightarrow D_S^+ \phi$	$B^0 \rightarrow D_S^- \pi^+ K_S^0$
	$\rightarrow D_S^+ \rho^-$	$\rightarrow D_S^- K^{*+}$	$\rightarrow D_S^+ K_S^0$	$\rightarrow D_S^- \pi^+ K^{*0}$
$B^+$	$\rightarrow D_S^+ a_1^-$		$\rightarrow D_S^+ \bar{K}^{*0}$	$B^+ \rightarrow D_S^- \pi^+ K^+$
	$\rightarrow D_S^+ \pi^0$			$\rightarrow D_S^- \pi^+ K^{*+}$
	$\rightarrow D_S^+ \rho^0$			
	$\rightarrow D_S^+ \omega$			
	$\rightarrow D_S^+ a_1^0$			

Hierbei sollen selbstverständlich auch die entsprechenden Zerfallsmoden, bei denen das  $D_S^+$  durch ein  $D_S^{*+}$  ersetzt ist, gefunden werden.

## 7.2 Die Selektionskriterien zur exklusiven Rekonstruktion seltener $B$ -Zerfälle

Die Selektionskriterien zur exklusiven Rekonstruktion seltener  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen entsprechen im wesentlichen denjenigen, die zur vollständigen Rekonstruktion der Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  verwendet werden. Es folgt daher zuerst eine kurze Auflistung, in welchen der vorausgegangenen Abschnitte weitere Informationen gefunden werden können. Näheres zur verwendeten Datenmenge von  $246 \text{ pb}^{-1}$  auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, welche etwa 209 000 Zerfällen  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  entspricht, bzw. von  $109 \text{ pb}^{-1}$  bei benachbarten  $q\bar{q}$ -Kontinuumsenergien, ist in Kap. 3.4 beschrieben. Die Teilchenidentifikation wurde in Abschnitt 3.3 erläutert; allgemeine Selektionskriterien für geladene Spuren befinden sich in 4.2.1.

### 7.2.1 Die Selektion der Partnerteilchen der $D_S^+$ -Mesonen

Während die Selektion von  $\pi^0$ -Mesonen in Abschnitt 5.2.1 erläutert wurde, ist die Auswahl von  $K_S^0$ -Kandidaten in 5.2.2 beschrieben.  $\phi$ -Mesonen wurden als  $K^+ K^-$ -Kombinationen, deren invariante Masse innerhalb von  $\pm 12 \text{ MeV}/c^2$  zum Tabellenwert [70] liegt, akzeptiert (siehe Kap. 4.2.2 und 5.2.3). Ebenfalls wie in Kap. 5.2.3 beschrieben, wurden  $K^*$ -Mesonen über ihre Zerfälle  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$  und  $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$  selektiert, wobei der Massenschnitt wieder bei  $\pm 70 \text{ MeV}/c^2$  lag. Kombinationen von  $\pi^+ \pi^-$ - bzw.  $\pi^+ \pi^0$ -Paaren wurden als  $\rho^0$ - bzw.  $\rho^+$ -Kandidaten akzeptiert, falls die invariante Masse der jeweiligen Teilchenkombination höchstens  $140 \text{ MeV}/c^2$  von der nominellen  $\rho$ -Masse abweicht.  $a_1$ -Mesonen wurden selektiert als  $a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$  bzw.  $a_1^0 \rightarrow \rho^+ \pi^-$ , wobei der Massenschnitt ebenfalls  $\pm 140 \text{ MeV}/c^2$  betrug. Um in den Zerfällen  $a_1 \rightarrow \rho \pi$  Untergrund aus Kombinationen mit zufälligen langsamen Pionen zu unterdrücken, wurde gefordert, daß der Winkel  $\alpha$ , der aus der Richtung des  $\pi$  im  $a_1$ -Ruhezustand in Bezug zur  $a_1$ -„boost“-Richtung definiert ist, die Beziehung  $|\cos \alpha| < 0.5$  erfüllt.  $\omega$ -Mesonen wurden über den Zerfall  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  ausgewählt; der Schnitt in der

<sup>1</sup>Zur Verdeutlichung sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß mit dem Ausdruck 'B'-Meson immer ein ' $B^0$ '- oder ' $B^+$ '-Meson gemeint ist.

invarianten  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse betrug  $\pm 35 \text{ MeV}/c^2$  zur nominellen  $\omega$ -Masse [70]. Zur Verbesserung der Massenaufösung wurde wieder auf alle Zwischenzustände, deren natürliche Breite viel schmaler als die Detektoraufösung ist ( $K_S^0$ ,  $\pi^0$ ,  $\omega$ ,  $D_S^+$  und  $D_S^{*+}$ ), die in Anhang A.3 beschriebene Massen Anpassung durchgeführt.

### 7.2.2 Die Rekonstruktion der $D_S^{(*)+}$ -Mesonen – Reflexionen aus $D^+$ -Zerfällen

Kleine Verzweigungsverhältnisse und Nachweiswahrscheinlichkeiten erfordern es, die  $D_S^+$ -Mesonen wieder in möglichst vielen Zerfallskanälen zu rekonstruieren. Um den Untergrund dabei so gering wie möglich zu halten, wurden im Gegensatz zu Kap. 5.2.7 bei dieser Analyse  $D_S^+$ -Mesonen nur in den folgenden Zerfallskanälen mit ausschließlich geladenen Tochterteilchen rekonstruiert:  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ,  $\rightarrow \phi\pi^+\pi^+\pi^-$ ,  $\rightarrow K_S^0K^+$ ,  $\rightarrow K_S^0K^{*+}$ ,  $\rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$ ,  $\rightarrow \bar{K}^{*0}K^{*+}$ . Genau wie in Abschnitt 5.2.7 wurden  $\phi\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kombinationen als  $D_S^+$ -Kandidaten akzeptiert, falls ihre invariante Masse im Intervall  $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$  um die nominelle  $D_S^+$ -Masse [70] liegt. Für alle übrigen Zerfallskanäle lag der entsprechende Massenschnitt bei  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ . Die Selektion von  $D_S^+$ -Kandidaten erfolgte schließlich wie in Kap. 5.2.8 mittels eines Schnitts auf die Massendifferenz  $m(D_S^+\gamma) - m(D_S^+)$  zwischen  $100 \text{ MeV}/c^2$  und  $180 \text{ MeV}/c^2$ .

Eine ernsthafte Untergrundquelle in der Suche nach seltenen  $B \rightarrow D_S^+ X$ -Zerfällen stellen Reflexionen aus  $D^+$ -Zerfällen dar. Wird beispielsweise das  $\pi^+$  aus einem Übergang  $D^+ \rightarrow K^{(*)}\pi^+$  als  $K^+$  fehlidentifiziert, so kann es geschehen, daß die invariante Masse der Teilchenkombination in der  $D_S^+$ -Massenregion zu liegen kommt und ein  $D^+$ -Zerfall ein  $D_S^+$ -Meson vortäuscht. Verglichen mit den hier gesuchten seltenen  $B$ -Zerfällen sind Übergänge wie beispielsweise  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  nicht unterdrückt, so daß eine ausführliche Untersuchung der möglichen  $D^+$ -Reflexionen nötig ist. Es sei noch angemerkt, daß diese Untergrundquelle bei den in Kap. 5.4 studierten Zerfällen  $B \rightarrow D_S^{(*)}D^{(*)}$  nur eine sehr geringe Rolle spielte, da die Zerfälle  $B \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}$ , die einen Übergang  $B \rightarrow D_S^{(*)}D^{(*)}$  hätten vortäuschen können, selbst Cabibbo-unterdrückt sind und somit eine Rate von  $|\sin\theta_C|^2 \approx 4\%$  im Vergleich zum entsprechenden  $B \rightarrow D_S^{(*)}D^{(*)}$ -Zerfall aufweisen.

„There are difficulties, there are certainly difficulties.”

(A.C. Doyle)

#### Die Untersuchung der Reflexion $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$ für den Zerfall $D_S^+ \rightarrow K_S^0K^+$

Die Fehlidentifikation von Kandidaten  $D_S^+ \rightarrow K_S^0K^+$  durch eine Reflexion aus dem Zerfall  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$  wurde mit einer Monte-Carlo-Studie auf die folgende Weise untersucht: Es wurden Zerfälle  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$  generiert, bei denen das  $\bar{B}^0$  als  $D^+\pi^-$ , mit  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$  zerfiel, während der Zerfall des  $B^0$  nicht eingeschränkt wurde. Da die  $K/\pi$ -Fehlidentifikation mit dem Impuls des Teilchens korreliert ist, wurde, sozusagen als „schlimmster Fall“, der Übergang  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  gewählt, bei dem das  $D^+$ , und somit auch das  $\pi^+$  aus dem Zerfall  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$ , den größten Impuls haben können. Abbildung 7.3a) zeigt die invariante Massenverteilung der  $K_S^0\pi^+$ -Kombinationen, wobei der punktierte Anteil als  $D^+$ -Kandidaten mit einem weiteren  $\pi^-$  im Ereignis kombiniert wurde. Diese Massenverteilung für den Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  ist in Abb. 7.3b) dargestellt. Wird nun von diesen  $D^+$ -Mesonen, die in Fig. 7.3c) nochmals als punktiertes Histogramm dargestellt sind, das  $\pi^+$  als  $K^+$  identifiziert und mit dem  $K_S^0$  kombiniert, so ergibt sich die als Kreuze abgebildete Massenverteilung. Es ist eine deutliche Reflexion in der  $D_S^+$ -Massenregion sichtbar. Werden von diesem Spektrum

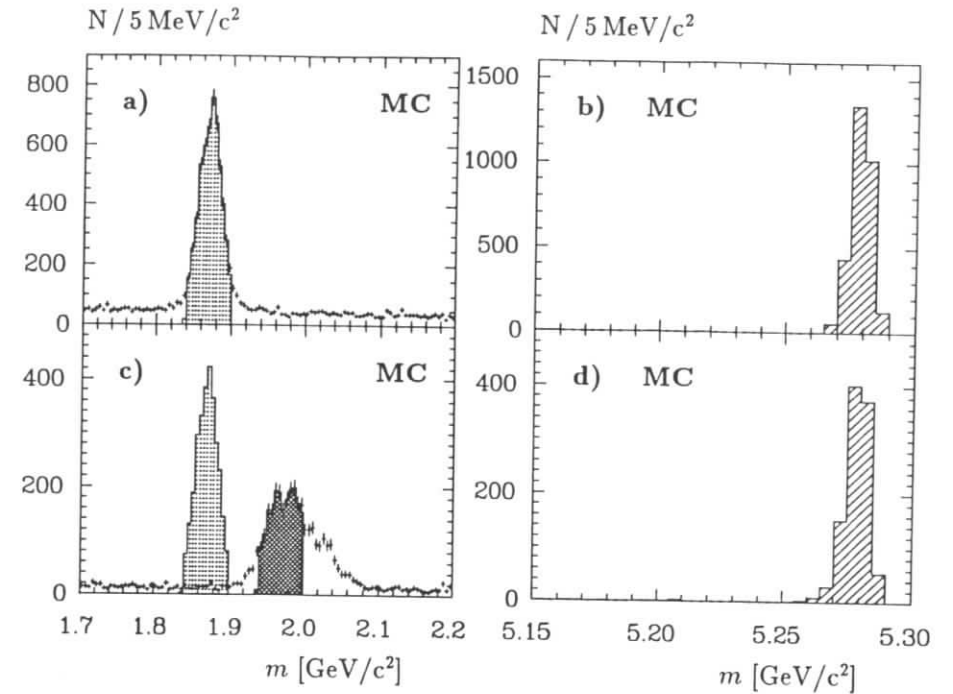


Abbildung 7.3: Untersuchung der für den Zerfall  $B^0 \rightarrow D_S^+\pi^-$  relevanten Reflexion aus dem Übergang  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$ : In einer MC-Studie erhaltene (a)  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$ -Zerfälle, die als (b)  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  generiert wurden. Wird bei den in (c) als punktiertes Histogramm dargestellten, aus dem Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  stammenden  $D^+$ -Mesonen das  $\pi^+$  als  $K^+$  identifiziert, ergibt sich die als Kreuze in (c) dargestellte Verteilung. Werden von dieser  $D_S^+$ -Kandidaten (schraffierter Teil in c) selektiert und mit dem  $\pi^-$  aus dem Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  kombiniert, ergeben sich die in (d) wiedergegebenen  $B^0$ -Kandidaten.

wie gewohnt  $D_S^+$ -Kandidaten im Intervall  $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$  um die nominelle  $D_S^+$ -Masse [70] selektiert (schraffierter Teil der Massenverteilung in Fig. 7.3c) und mit dem  $\pi^-$  aus dem Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  kombiniert, ergeben sich die in Abb. 7.3d) wiedergegebenen  $B^0$ -Kandidaten. Aus deren Anzahl wird für das Verhältnis zur Zahl der in Abb. 7.3b) erhaltenen Ereignisse eine Fehlidentifikationsrate von gut 30% erhalten. Um diese zu reduzieren, kann ein gut identifiziertes Kaon gefordert werden. Die Abhängigkeit der Fehlidentifikation vom Impuls des  $K^+$  ist für diesen Fall in Form von Abb. 7.4 dargestellt. Dort ist die oben erläuterte Fehlidentifikationsrate in Abhängigkeit eines Schnitts auf den Impuls des als  $K^+$  fehlidentifizierten  $\pi^+$  aus den Zerfällen  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$  aufgetragen. Man erkennt – von großen Impulsen kommend – einen abfallenden Verlauf, der für Kaonimpulse kleiner als  $800 \text{ MeV}/c$  Werte von kleiner als  $10^{-3}$  für die Fehlidentifikationsrate annimmt.

Da es sich bei dem Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$  um einen  $b \rightarrow c$ - und bei  $B^0 \rightarrow D_S^+\pi^-$  um einen  $b \rightarrow u$ -Übergang handelt, wird ein Unterschied von etwa  $10^{-2}$  zwischen beiden Zerfallsraten erwartet. Eine Fehlidentifikationsrate von kleiner als  $10^{-3}$  würde daher bedeuten, daß weniger

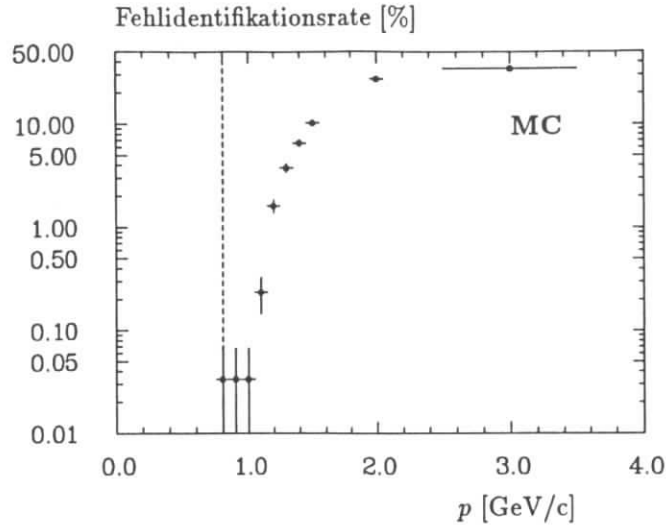


Abbildung 7.4: Fehlidentifikationsrate für die Reflexion  $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$  in Abhängigkeit eines Schnittes auf den Impuls des als  $K^+$  fehlidentifizierten  $\pi^+$ .

als 10%  $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ -Zerfälle einen Übergang  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$  vortäuschen. Eine derartige Untergrundrate kann bei einer erwarteten Ereigniszahl von weniger als 1-2 Events in diesem Zerfallskanal akzeptiert werden. Es wurden daher nur gut identifizierte  $K^+$  mit Impulsen kleiner als 0.8 GeV/c für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow K_S^0 K^+$  ausgewählt.

#### Die Untersuchung der Reflexion $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+$ für den Zerfall $D_S^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$

Für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$  wurde die Reflexion aus dem Übergang  $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+$  mit einer MC-Studie analog dem Fall  $D_S^+ \rightarrow K_S^0 K^+ \iff D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$  untersucht. Der Verlauf der Fehlidentifikationsrate in Abhängigkeit des Schnittes auf den als Kaonen fehlidentifizierten Pionen ist in Abb. 7.5a) dargestellt. Wie zu erwarten zeigt sich ein ähnlicher Verlauf wie bei der Reflexion  $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$  (Abb. 7.4). Es wurden daher ebenfalls nur gut identifizierte  $K^+$ -Kandidaten mit Impulsen kleiner als 0.8 GeV/c für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$  akzeptiert.

#### Untersuchung weiterer $D^+$ -Reflexionen

Der Zerfall  $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+$  kann eine Reflexion ergeben für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow K^{*+} \bar{K}^{*0}$ , der von den Übergängen  $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$  und  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$  gefolgt wird. Der Verlauf der Fehlidentifikationsrate für diesen Fall ist in Abb. 7.5b) wiedergegeben. Eine ähnliche Fehlidentifikationsrate von weniger als  $10^{-3}$  wird erreicht, indem das  $K^-$  im Zerfall des vom  $D_S^+$  stammenden  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$  auf Impulse kleiner als 1.0 GeV/c beschränkt wird. Für die Rekonstruktion von  $D_S^+$ -Mesonen im Zerfallskanal  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+$  könnte der Modus  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  eine Reflexion erzeugen, falls eines der  $\pi^+$ -Mesonen als  $K^+$  fehlidentifiziert wird. Eine in ähnlicher Weise durchgeführte MC-Studie ergab allerdings, daß für diesen Fall eine Reflexion vernachlässigbar ist. Dies liegt an der zusätzlichen Forderung, daß die  $K^+ K^-$ -Kombination ein  $\phi$ -Meson, welches eine schmale Breite besitzt, ergeben muß. Für den Zerfall

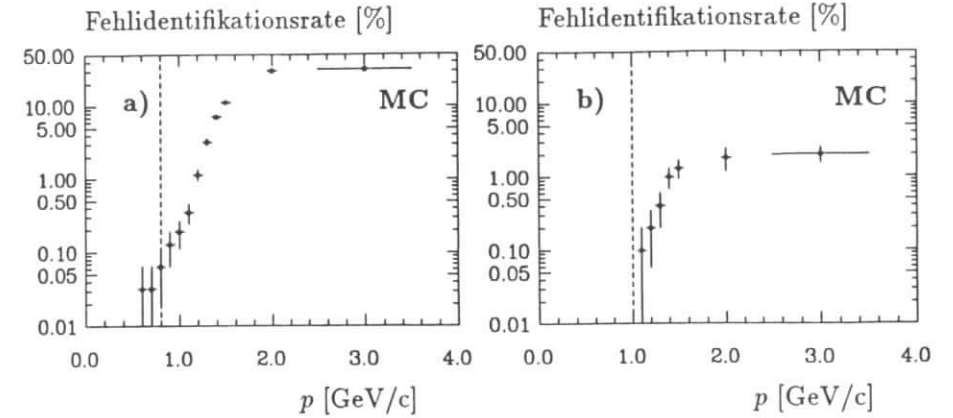


Abbildung 7.5: Fehlidentifikationsrate in Abhängigkeit eines Schnittes auf den Impuls des als  $K^+$  fehlidentifizierten  $\pi^+$ : (a) für die Reflexion  $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+ \iff D_S^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$  und (b)  $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \iff D_S^+ \rightarrow K^{*+} \bar{K}^{*0}$ .

$D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+ \pi^+ \pi^-$  besitzt das  $K^+$  aus  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  im Mittel einen geringeren Impuls als dies bei  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi^+$  der Fall ist, so daß das  $K^+$  in der Regel noch besser identifiziert und eine  $D^+$ -Reflexion ebenfalls vernachlässigbar ist. Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß für den Zerfall  $D_S^+ \rightarrow K^{*+} K_S^0$ ,  $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$  keine  $K \iff \pi$  Fehlidentifikation erfolgen und somit auch keine Reflexion entstehen kann.

### 7.2.3 Die Selektionskriterien zur $B$ -Meson-Rekonstruktion

In der Suche nach Kandidaten für seltene  $B$ -Zerfälle mit  $D_S^+$ -Mesonen im Endzustand wurden die folgenden zusätzlichen Selektionskriterien, die in Kap. 5.3 bereits ausführlich vorgestellt wurden, angewendet. Es kann sich daher an dieser Stelle kurz gefaßt werden.

Es wird gefordert, daß die Energie  $E$  für Kandidaten seltener  $B \rightarrow D_S^+ X$ -Zerfälle innerhalb  $\pm 2\sigma_E$  um die Strahlenergie liegt, wobei  $\sigma_E$  die experimentell bestimmte Energieauflösung des jeweiligen  $B$ -Kandidaten ist (siehe Kap. 5.3.1). Die Massenauflösung wird für alle  $B$ -Meson-Kandidaten verbessert durch die Anwendung der in Anhang A.4 beschriebenen Energieanpassung an die Strahlenergie. Zur Unterdrückung von Untergrund aus  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen wird wieder ein Schnitt im Winkel  $\delta$  zwischen den „thrust“-Achsen der  $B$ -Kandidaten und der im Ereignis verbleibenden Teilchen durchgeführt (vgl. Kap 5.3.1). Es wurden Ereignisse selektiert, die die Bedingung  $|\cos \delta| < 0.8$  erfüllten. Falls irgendein Photon in der Rekonstruktion des  $B$ -Kandidaten involviert war (in allen  $D_S^{*+} X$ -Kanälen, bzw.  $D_S^+ \pi^0$ ,  $D_S^+ \rho^-$ ,  $D_S^+ \omega$  und  $D_S^+ a_1^0$ ), wurde diese Forderung auf  $|\cos \delta| < 0.6$  reduziert, da der kombinatorische Untergrund in diesen Zerfallskanälen aufgrund der großen Anzahl „weicher“ Photonen deutlich erhöht ist. Zusätzlich wurde für die Impulse der Zerfallsprodukte der Zweikörper- $B$ -Zerfälle gefordert, daß diese unterhalb der kinematischen Grenzen für  $B$ -Zerfälle zu liegen haben. Die entsprechenden Impulsschnitte für die Tochterteilchen der individuellen Zweikörper- $B$ -Zerfallsmoden sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Bei den Dreikörper-Zerfällen (siehe Fig. 7.2c) wurden keine Impulsschnitte durchgeführt.

Schließlich wurden wieder alle Kombinationen mit einer Masse größer als 5.15 GeV/c<sup>2</sup> als  $B$ -Kandidaten betrachtet. Vor allem in Kanälen mit neutralen Teilchen, wo ein großer

Tabelle 7.1: Liste der Schnitte auf den Impuls jedes der beiden Tochterteilchen, die für die Rekonstruktion der spezifizierten Zweikörper- $B$ -Zerfälle verwendet wurden.

Impulsschnitt	verwendet für $B$ -Zerfall in
$< 2.5 \text{ GeV}/c$	$D_S^{(*)+} \pi, D_S^{(*)+} K$
$< 2.4 \text{ GeV}/c$	$D_S^{(*)+} \rho, D_S^{(*)+} K^*, D_S^{(*)+} \phi, D_S^{(*)+} \omega$
$< 2.3 \text{ GeV}/c$	$D_S^{(*)+} a_1$

kombinatorischer Untergrund auftritt, kann es vorkommen, daß in einem Ereignis mehr als ein  $B$ -Kandidat für einen bestimmten Zerfallskanal selektiert wurde. Um Vielfachzählungen zu vermeiden, wird für einen bestimmten Zerfallskanal pro Ereignis nur ein  $B$ -Kandidat akzeptiert, wobei wieder derjenige Kandidat gewählt wurde, der die größte Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{tot}}$  besitzt (siehe dazu auch Kap. 5.3.2).

### Probleme durch „cross-talk“

„Who ordered that?“

(J.J. Rabi)

Im Zweikörper-Zerfall  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$  besitzt das Pion einen Impuls von etwa  $2.3 \text{ GeV}/c$ . Es kann daher aufgrund der Teilchenidentifikationsmöglichkeiten des ARGUS-Detektors nicht in ausreichendem Maße von einem  $K^-$  aus dem Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K^-$  unterschieden werden. Es entstehen sogenannte „cross-talk“-Probleme zwischen beiden Zerfallsmoden. Diese wurden folgendermaßen untersucht:

Für  $B$ -Kandidaten, die als  $D_S^+ \pi^-$  bzw. als  $D_S^+ K^-$  selektiert, besteht eine Energiedifferenz, die aus den unterschiedlichen  $\pi^-$ - bzw.  $K^-$ -Ruhmassen resultiert. Es existiert daher eine Unterscheidungsmöglichkeit zwischen beiden Zerfallskanälen mittels der Forderung, daß die Energie des  $B$ -Kandidaten nahe an der Strahlenergie (z.B.  $< 2\sigma_E$ ) zu liegen hat. Daher wurde zum Studium dieses Problems versucht, in Zerfällen, die als  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$  generiert wurden, den Zerfall  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K^-$  zu selektieren. Dabei zeigte sich, daß bei einem Schnitt auf die Energie  $E$  des  $B$ -Kandidaten von  $|E - E_{\text{beam}}| < 2\sigma_E$  in ca. 70% aller  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$ -Zerfälle  $D_S^+ K^-$ -Kombinationen als  $B$ -Kandidaten akzeptiert wurden. Bei einem Schnitt von  $|E - E_{\text{beam}}| < 1\sigma_E$  reduziert sich diese „cross-talk“-Rate auf etwa 53%. Umgekehrt lassen sich in einem  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K^-$ -Sample bei einem Schnitt  $< 2\sigma_E$  etwa 74% als  $D_S^+ \pi^-$ -Kombinationen selektieren, während es für  $< 1\sigma_E$  noch ca. 60% sind. Konsequenterweise ist es daher nicht möglich, zwischen dem  $b \rightarrow u$ -Zerfall  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$  und dem Modus  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K^-$ , der über einen  $W$ -Austauschprozeß entsteht, zu unterscheiden. Dies ist insofern verständlich, als zur Berechnung der Energie des  $B$ -Kandidaten die sich um ca.  $0.3 \text{ GeV}/c^2$  unterscheidenden  $\pi^-$ - bzw.  $K^-$ -Ruhmassen quadratisch neben dem Impuls von etwa  $2.3 \text{ GeV}/c$  des einen der beiden Teilchen eingehen. Der Unterschied in den Ruhmassen besitzt daher keinen großen Einfluß. Es wird deshalb pro Ereignis nur der eine  $B$ -Zerfall, der von diesen beiden Zerfallskanälen die größte Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{tot}}$  besitzt, ausgewählt.

Für die Zerfallsmoden  $B^+ \rightarrow D_S^+ \rho^0$  und  $B^+ \rightarrow D_S^+ \bar{K}^{*0}$  existiert ein ähnliches „cross-talk“-Problem. Gewöhnlich ist das  $K^-$  aus dem Zerfall  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$  schnell und mit den Mitteln der Teilchenidentifikation nicht ausreichend von einem  $\pi^-$  aus dem Übergang  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  zu unterscheiden. Eine entsprechend durchgeführte MC-Studie ergab eine „cross-talk“-Rate von 30%-40%. Es wurde daher pro Ereignis von beiden Zerfallskanälen wieder nur derjenige mit dem größten  $P_{\text{tot}}$ -Wert ausgewählt.

Für den Zerfall  $B^0 \rightarrow D_S^+ a_1^-$  könnte „cross-talk“ existieren mit  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K_1^- (1270)$ ,  $K_1^- (1270) \rightarrow \rho^0 K^-$ . Hier ergab jedoch die entsprechende MC-Studie eine vernachlässigbare „cross-talk“-Rate von weniger als 3%. Schließlich haben Studien noch gezeigt, daß sich mit den beschriebenen Selektionskriterien keine weiteren „cross-talk“-Probleme zwischen den verbleibenden  $B$ -Zerfallskanälen, insbesondere den entsprechenden  $D_S^-$ - und  $D_S^{*+}$ -Moden, ergeben.

## 7.3 Suche nach seltenen Zerfällen der $B$ -Mesonen in $D_S^+$ -Mesonen

Nach Anwendung der beschriebenen Selektionskriterien ergaben sich die in Abb. 7.6 dargestellten Verteilungen der invarianten Massen für die analysierten seltenen Zerfälle der  $B$ -Mesonen in  $D_S^+$ -Mesonen:

- |                               |                                     |                                         |                                               |
|-------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------------|-----------------------------------------------|
| (a) $D_S^+ \pi^- / D_S^+ K^-$ | (b) $D_S^{*+} \pi^- / D_S^{*+} K^-$ | (c) $D_S^+ \rho^0 / D_S^+ \bar{K}^{*0}$ | (d) $D_S^{*+} \rho^0 / D_S^{*+} \bar{K}^{*0}$ |
| (e) $D_S^+ K^{*-}$            | (f) $D_S^{*+} K^{*-}$               |                                         | (g) $D_S^{(*)+} \pi^0$                        |
| (h) $D_S^+ \rho^-$            | (i) $D_S^{*+} \rho^-$               | (j) $D_S^+ \omega$                      | (k) $D_S^{*+} \omega$                         |
| (l) $D_S^+ a_1^-$             | (m) $D_S^{*+} a_1^-$                | (n) $D_S^+ a_1^0$                       | (o) $D_S^{*+} a_1^0$                          |

Dabei sind (a)-(d) Kanäle mit „cross-talk“, (e) und (f)  $W$ -Austauschprozesse, sowie (g)-(o)  $b \rightarrow u$ -Übergänge. Die Massenverteilungen der verbleibenden hier untersuchten  $B$ -Zerfälle finden sich in Abb. 7.7:

- |                         |                            |                          |                             |
|-------------------------|----------------------------|--------------------------|-----------------------------|
| (a) $D_S^+ \phi$        | (b) $D_S^{*+} \phi$        | (c) $D_S^+ K_S^0$        | (d) $D_S^{*+} K_S^0$        |
| (e) $D_S^- \pi^+ K_S^0$ | (f) $D_S^{*+} \pi^+ K_S^0$ | (g) $D_S^- \pi^+ K^{*0}$ | (h) $D_S^{*+} \pi^+ K^{*0}$ |
| (i) $D_S^- \pi^+ K^+$   | (j) $D_S^{*+} \pi^+ K^+$   | (k) $D_S^- \pi^+ K^{*+}$ | (l) $D_S^{*+} \pi^+ K^{*+}$ |

Dabei sind (a)-(d) Kanäle mit  $B^+$ -Annihilationsprozessen und (e)-(l) Zerfälle, bei denen das  $D_S^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammt.

Die energiereichen  $\pi^0$ -Kandidaten in den Zweikörper-Zerfällen  $B^+ \rightarrow D_S^{(*)+} \pi^0$  wurden aus einem einzelnen Schauer-„cluster“ identifiziert, da die beiden hochenergetischen Zerfallsphtononen solcher  $\pi^0$ -Mesonen, die gewöhnlich nur einen kleinen Zwischenwinkel besitzen, im elektromagnetischen Kalorimeter keine zwei getrennten Schauer ergeben (siehe Kap. 5.2.1). Die Energieauflösung derartig identifizierter  $\pi^0$  ist zu schlecht, um mit der Forderung, daß die Energie des  $B$ -Kandidaten innerhalb  $\pm 2\sigma_E$  zur Strahlenergie liegen soll, zwischen den Zerfällen  $B^+ \rightarrow D_S^+ \pi^0$  und  $B^+ \rightarrow D_S^{*+} \pi^0$  unterscheiden zu können. Der Grund liegt darin, daß sich beide Übergänge nur durch das niederenergetische Photon aus dem Zerfall  $D_S^{*+} \rightarrow D_S^+ \gamma$  unterscheiden. Es werden daher beide Moden zu einem gemeinsamen Kanal  $D_S^{(*)+} \pi^0$  zusammengefaßt.

In keinem einzigen der analysierten Zerfallsmoden konnte ein Signal für einen seltenen  $B$ -Zerfall mit  $D_S^+$ -Mesonen im Endzustand gefunden werden. Es können daher für die Verzweigungsverhältnisse der individuellen Zerfallskanäle nur obere Grenzen angegeben werden. Zur Bestimmung der oberen Grenze für die Zahl der in der  $B$ -Signalregion befindlichen Ereignisse wurde ein Fit an die einzelnen Massenverteilungen durchgeführt. Das zu erwartende Signal wurde dabei mit einer Gaußfunktion (Breite und Zentralwert wurden fixiert entsprechend Untersuchungen aus MC-Studien der jeweiligen Zerfallskanäle) parametrisiert, während der Untergrund, wie es sich bereits bei den Zerfällen  $B \rightarrow D_S^{(*)} D^{(*)}$  gezeigt hatte, als flach verteilt angenommen wurde. Zusätzliche, im nächsten Kapitel 7.4 genauer erläuterte Studien mit  $D_S^+$ -Kandidaten aus dem  $D_S^+$ -Seitenband, mit  $B\bar{B}$ -MC-Ereignissen, die keine seltenen Zerfälle



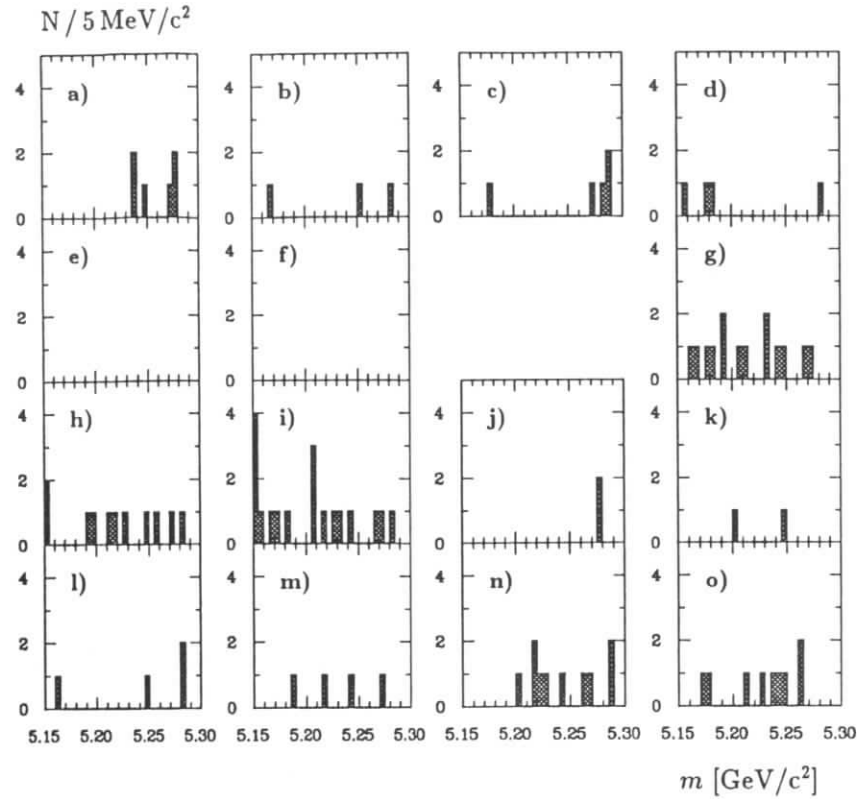


Abbildung 7.6: Massendistributionen der einzelnen Teilchenkombinationen

- (a)  $D_s^+\pi^-/D_s^+K^-$  (b)  $D_s^{*+}\pi^-/D_s^{*+}K^-$  (c)  $D_s^+\rho^0/D_s^+\bar{K}^{*0}$  (d)  $D_s^{*+}\rho^0/D_s^{*+}\bar{K}^{*0}$   
 (e)  $D_s^+K^{*-}$  (f)  $D_s^{*+}K^{*-}$  (g)  $D_s^{(*)+}\pi^0$   
 (h)  $D_s^+\rho^-$  (i)  $D_s^{*+}\rho^-$  (j)  $D_s^+\omega$  (k)  $D_s^{*+}\omega$   
 (l)  $D_s^+a_1^-$  (m)  $D_s^{*+}a_1^-$  (n)  $D_s^+a_1^0$  (o)  $D_s^{*+}a_1^0$ .

Dabei sind (a)-(d) Kanäle mit „cross-talk“, (e) und (f)  $W$ -Austauschprozesse, sowie (g)-(o)  $b \rightarrow u$ -Übergänge.

$B \rightarrow D_s^+ X$  enthalten und mit  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen, unterstützen diese Annahme eines flachen Verhaltens für den Verlauf des Untergrundes.

Für die Ermittlung der oberen Grenze wird nun bei Annahme einer bestimmten festen Anzahl  $N_i$  für die Zahl der Signalereignisse das Likelihood für den Fit der Gaußverteilung plus konstantem Untergrundverlauf bestimmt. Wird dies für unterschiedliche, positive Werte  $N_i$  genügend oft wiederholt, läßt sich eine Likelihood-Verteilung erhalten. Nachdem diese normiert und integriert wurde, kann aus ihr für die gewünschte statistische Sicherheit die entsprechende obere Grenze an die Zahl der Signalereignisse erhalten werden. Näheres Einzelheiten zu diesem Verfahren können beispielsweise in Ref. [137] gefunden werden.

Die auf diese Weise bei 90% statistischer Sicherheit erhaltenen oberen Grenzen für die Zahl der Signalereignisse der einzelnen Zerfallskanäle finden sich in Tabelle 7.2. Zur Bestimmung

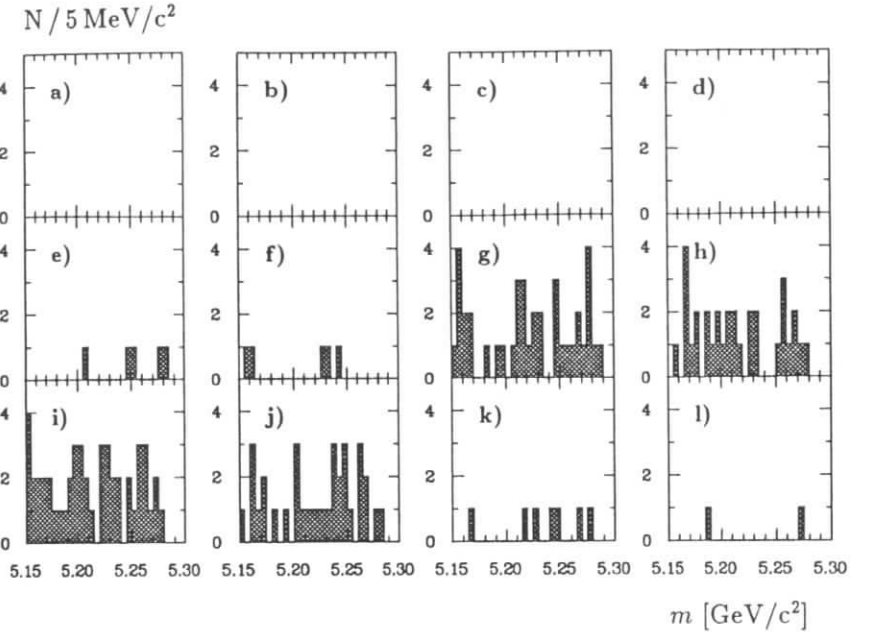


Abbildung 7.7: Massendistributionen der einzelnen Teilchenkombinationen

- (a)  $D_s^+\phi$  (b)  $D_s^{*+}\phi$  (c)  $D_s^+K_S^0$  (d)  $D_s^{*+}K_S^0$   
 (e)  $D_s^-\pi^+K_S^0$  (f)  $D_s^{*-}\pi^+K_S^0$  (g)  $D_s^-\pi^+K^{*0}$  (h)  $D_s^{*-}\pi^+K^{*0}$   
 (i)  $D_s^-\pi^+K^+$  (j)  $D_s^{*-}\pi^+K^+$  (k)  $D_s^-\pi^+K^{*+}$  (l)  $D_s^{*-}\pi^+K^{*+}$ .

Dabei sind (a)-(d) Kanäle mit  $B^+$ -Annihilationsprozessen und (e)-(l) Zerfälle, bei denen das  $D_s^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammt.

der oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse der einzelnen Zerfallsmode wurden die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt. Dazu wurden wieder, wie in Kap. 3.2 und 5.4.3 bereits erläutert,  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfälle generiert, bei denen ein  $B$ -Meson in die analysierten Zerfallskanäle zerfiel, während das zweite  $B$ -Meson ohne Einschränkung zerfallen konnte. Die generierten Ereignisse passierten die Detektorsimulation und das ARGUS-Rekonstruktionsprogramm. Die Verzweungsverhältnisse aller dem  $B$ -Zerfall nachfolgenden Übergänge wurden dem „Particle Data Book“ [70] entnommen. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, daß alle  $D_s^+$ -Verzweungsverhältnisse nur relativ zu  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  gemessen sind. Da dieses jedoch nur ziemlich ungenau bekannt ist, wird wie in Kap. 5.4.3 ein fester Wert von 2.7% für dieses Verzweungsverhältnis aus [70] angenommen. Die sich damit ergebenden oberen Grenzen (90% statistische Sicherheit) auf die Verzweungsverhältnisse der seltenen  $B$ -Zerfälle in  $D_s^+$ -Mesonen, die sich aus  $b \rightarrow u$ -Übergängen,  $W$ -Austauschdiagrammen,  $B^+$ -Annihilationsprozessen und Zerfallsmode, bei denen das  $D_s^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex produziert wurde, sind in Tabelle 7.2 aufgelistet. Sie liegen alle in der Größenordnung von etwa  $10^{-3}$  und stellen die erste Liste dieser Art da.

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der oberen Grenzen (90% statistische Sicherheit) an die Zahl der Ereignisse  $N$  und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse  $BR$  für seltene  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen. Es ist zu beachten, daß ein fester Wert von 2.7% für das Verzweigungsverhältnis  $BR(D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+)$  verwendet wurde.

Zerfallsmodus	Obere Grenze (90% CL)		Zerfallsmodus	Obere Grenze (90% CL)	
	$N$	$BR$		$N$	$BR$
Zerfall mit „cross-talk“			$B^+$ -Annihilationsprozeß		
$D_S^+ \pi^- / D_S^+ K^-$	6.3	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \phi$	2.3	$1.7 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ \pi^- / D_S^+ K^-$	3.8	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \phi$	2.3	$2.1 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ \rho^0 / D_S^+ \bar{K}^{*0}$	7.9	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \bar{K}^0$	2.3	$2.5 \cdot 10^{-3}$
$D_S^{*+} \rho^0 / D_S^{*+} \bar{K}^{*0}$	3.7	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \bar{K}^0$	2.3	$3.1 \cdot 10^{-3}$
$b \rightarrow u$ -Übergang			$D_S^+$ nicht von $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex		
$D_S^{(*)+} \pi^0$	3.0	$0.9 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \pi^- K^0$	5.1	$7.3 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ \rho^-$	4.2	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \pi^- K^0$	2.3	$4.2 \cdot 10^{-3}$
$D_S^{*+} \rho^-$	3.8	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \pi^- K^{*0}$	7.9	$5.0 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ \omega$	5.3	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \pi^- K^{*0}$	3.4	$2.7 \cdot 10^{-3}$
$D_S^{*+} \omega$	2.4	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \pi^- K^+$	3.3	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ a_1^-$	5.2	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \pi^- K^+$	3.7	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$D_S^{*+} a_1^-$	3.4	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$D_S^+ \pi^- K^{*+}$	3.8	$8.6 \cdot 10^{-3}$
$D_S^+ a_1^0$	4.1	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$D_S^{*+} \pi^- K^{*+}$	3.7	$1.1 \cdot 10^{-2}$
$D_S^{*+} a_1^0$	2.4	$2.2 \cdot 10^{-3}$			
$W$ -Austauschprozeß					
$D_S^+ K^{*-}$	2.3	$4.6 \cdot 10^{-3}$			
$D_S^{*+} K^{*-}$	2.3	$5.8 \cdot 10^{-3}$			

## 7.4 Ein erster Hinweis auf seltene Zerfälle $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$

„The search will continue.  
Not until the empirical resources are exhausted,  
need we pass on to the dreamy realms of speculation.“

(E. Hubble)

Um die Suche nach seltenen  $B$ -Zerfällen mit  $D_S^+$ -Mesonen im Endzustand fortzuführen, wurden die invarianten Massenverteilungen der sauberen  $B$ -Zerfallskanäle, d.h. diejenigen, die mit geladenen Teilchen rekonstruiert wurden, aufaddiert. Bei dieser Summe der  $b \rightarrow u$ -Übergänge,  $W$ -Austauschmoden und  $B^+$ -Annihilationsprozesse handelt es sich um die Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^- / K^-, \rho^0 / \bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ). Die sich dabei ergebende Massenverteilung ist in Fig. 7.8 abgebildet. Dort kann in der Region der  $B$ -Masse bei etwa  $5.28 \text{ GeV}/c^2$  eine Anhäufung von Ereignissen über geringem Untergrund beobachtet werden. Wird eine Gaußfunktion zur Parametrisierung des Signals plus eine Konstante zur Beschreibung des Untergrundes an diese Verteilung gefittet, so ergeben sich  $(11.3 \pm 3.9)$   $B$ -Kandidaten bei einer Masse von  $(5279.9 \pm 1.9) \text{ MeV}/c^2$ . Die gefittete Massenaufösung des Signals beträgt  $\sigma_m = (4.9 \pm 1.9) \text{ MeV}/c^2$  und ist in guter Übereinstimmung mit Abschätzungen aus MC-Studien. Wird nun die gleiche Analyse auf die  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdatenmenge angewendet, so

<sup>2</sup>Für die Rekonstruktion des  $\omega$ -Mesons wurde zwar ein neutrales  $\pi^0$  verwendet, aber das  $\omega$  wurde aufgrund seiner schmalen Breite mit in diese Liste aufgenommen.

$N / 5 \text{ MeV}/c^2$

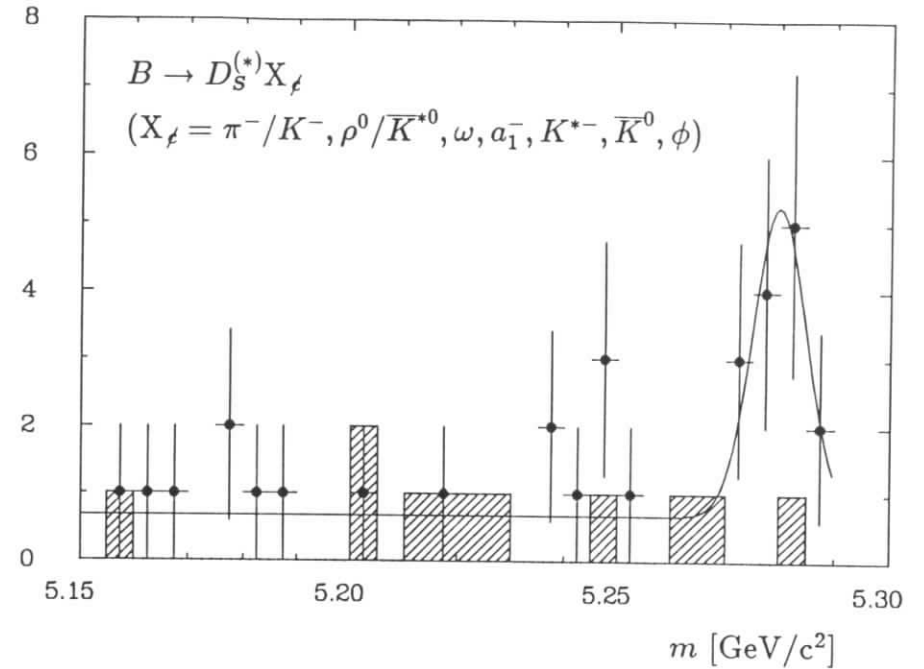


Abbildung 7.8: Die invariante Massenverteilung von  $B$ -Kandidaten, die sich aus der Summe der einzelnen Zerfallsmoden  $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^- / K^-, \rho^0 / \bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) ergibt. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis des Fits einer Gaußfunktion für das Signal plus einer Konstanten zur Parametrisierung des Untergrundes. Die entsprechende Massenverteilung für die  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdaten ist unskaliert als schraffiertes Histogramm ebenfalls dargestellt.

ergibt sich die als schraffiertes Histogramm in Abb. 7.8 ebenfalls dargestellte Verteilung. Dabei wurde zur Vermeidung starker Fluktuationen keine Skalierung der Kontinuumsverteilung auf die  $\Upsilon(4S)$ -Luminosität durchgeführt.

Aus den erhaltenen elf Kontinuumsereignissen (Abb. 7.8) werden bei Annahme einer flachen Untergrundverteilung in der  $B$ -Massenregion von  $5.27 \text{ GeV}/c^2$  bis  $5.29 \text{ GeV}/c^2$  ( $3.5 \pm 1.1$ ) Untergrundereignisse erwartet, nachdem diese vorher auf die  $\Upsilon(4S)$ -Luminosität skaliert wurden. Die zur Untergrundparametrisierung an die  $\Upsilon(4S)$ -Massenverteilung gefittete Konstante ergibt eine Zahl von  $(2.7 \pm 0.7)$  Ereignissen. Somit kann der in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten auftretende Untergrund fast vollständig dem  $q\bar{q}$ -Kontinuum zugeschrieben werden. Wird die Massenverteilung von Figur 7.8 mit unterschiedlichen Untergrundparametrisierungen gefittet, so ergibt sich keine signifikante Änderung in der Zahl der Signalereignisse. Da jedoch die Parametrisierung des Untergrundverlaufs in Hinblick auf die Signifikanzüberlegungen in Kapitel 7.4.2 eine wesentliche Rolle spielen wird, soll im folgenden Abschnitt der Überprüfung der selektierten  $B$ -Kandidaten die Frage nach dem Untergrundverhalten eine wichtige Stellung einnehmen.

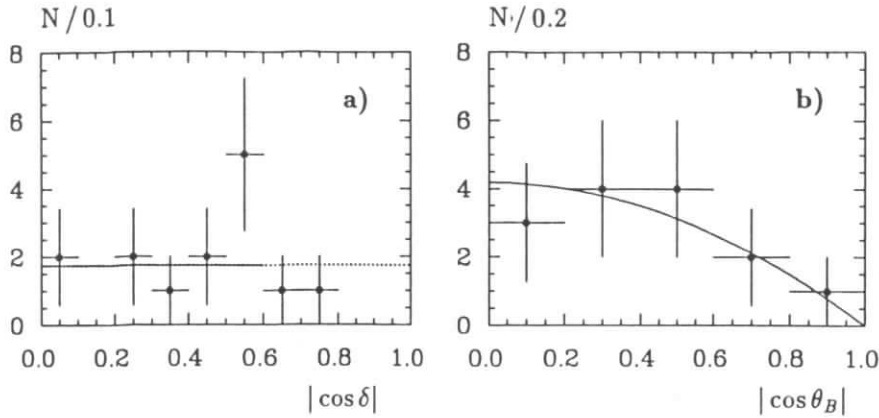


Abbildung 7.9: (a) Verteilung des Winkels  $\delta$  zwischen den „thrust“-Achsen der selektierten  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  und den im Ereignis verbleibenden Teilchen. In (b) ist die Verteilung des Winkels  $\theta_B$  dargestellt, unter dem diese  $B$ -Kandidaten gegen die Strahlachse produziert wurden.

#### 7.4.1 Überprüfung der selektierten $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$ -Kandidaten

Um zu überprüfen, ob die selektierten seltenen  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$ -Kandidaten tatsächlich von  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ -Zerfällen abstammen, wurden bereits in Kap. 5.4.1 verwendete und dort ausführlich erläuterte Tests durchgeführt. Es werden dazu wieder die in der  $B$ -Signalregion liegenden Ereignisse mit einer Masse größer als  $5.27 \text{ GeV}/c^2$  herangezogen, wobei aufgrund der geringen Statistik dieser 14 Ereignisse keine „Beweise“ erwartet werden können, sondern es nur möglich sein wird, eventuelle deutliche Abweichungen festzustellen.

##### Die „thrust“-Achsen- und $\cos \theta_B$ -Verteilung

Für die 14  $B$ -Kandidaten mit  $m > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  aus Abb. 7.8 ist in Abbildung 7.9a) die Verteilung des Winkels  $\delta$  zwischen den „thrust“-Achsen des  $B$ -Kandidaten und der verbleibenden Teilchen im Ereignis dargestellt. Es zeigt sich, wie für  $B$ -Mesonen aus  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  Zerfällen erwartet, keine starke Abweichung von einer flachen Verteilung. In Abb. 7.9b) ist die Verteilung des Polarwinkels der  $B$ -Kandidaten in der Größe  $|\cos \theta_B|$  aufgetragen. Es läßt sich an das Diagramm eine  $\sin^2 \theta_B$ -Verteilung anpassen, wie es für  $B$ -Kandidaten erwartet wird, die von der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz produziert werden. Jedoch stellen beide Verteilungen aufgrund der geringen Statistik keine „Beweise“ dar, denn in Abb. 7.9b) ließe sich beispielsweise genauso gut eine Konstante anfitzen.

##### $D_s^+$ -Seitenbanduntersuchungen und falsche Ladungskombinationen

Um zu überprüfen, ob die in Abb. 7.8 sichtbare Anhäufung von Ereignissen in der  $B$ -Massenregion von „echten“  $D_s^+$ -Mesonen herrührt, fanden wieder Seitenbanduntersuchungen statt. Dazu wurden  $D_s^+$ -Kandidaten selektiert, deren invariante Masse in einem  $60 \text{ MeV}/c^2$  weiten Bereich oberhalb der akzeptierten  $D_s^+$ -Massenregion lag. Mit diesen  $D_s^+$ -Kandidaten wird die in Abb. 7.10a) dargestellte invariante Massenverteilung für die analysierten Kom-

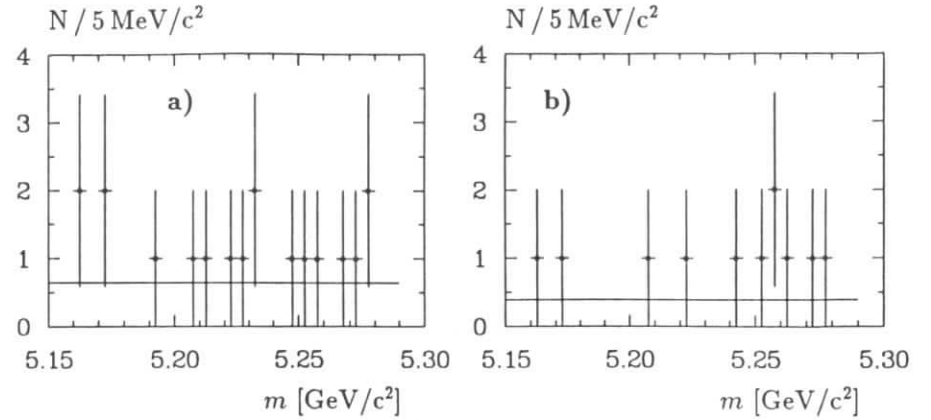


Abbildung 7.10: (a) Die Verteilung der Masse von Kandidaten für  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$ -Paare ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ), bei denen die  $D_s^+$ -Kandidaten aus dem Seitenband oberhalb der  $D_s^+$ -Massenregion stammen. In (b) ist die Massenverteilung falscher Ladungskombinationen  $D_s^{(*)+} X_w$  ( $X_w = \pi^+/K^+, a_1^+, K^{*+}$ ) geplottet.

binationen  $D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) erhalten. Es ergibt sich keine Anhäufung in der  $B$ -Massenregion, sondern es zeigt sich lediglich eine flache Verteilung.

Als weiterer Test ist in Abb. 7.10b) die Massenverteilung falscher Ladungskombinationen dargestellt, sofern diese sich von der analysierten Teilchenkombination  $D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) im Endzustand unterscheiden. Dies ist möglich bei den Teilchenpaaren  $D_s^{(*)+} X_w$ , wobei  $X_w = \pi^+/K^+, a_1^+, K^{*+}$ . Wieder zeigt sich keine Ansammlung von Ereignissen in der Region der  $B$ -Masse, sondern nur eine flache Verteilung. Diese kann zusammen mit Abb. 7.10a) als zusätzlicher Hinweis dienen, daß die Annahme eines flachen Untergrundverlaufs in Fig. 7.8 gerechtfertigt war. Die Diskussion dieses Themas soll im nächsten Abschnitt vertieft werden.

##### Untersuchung des Untergrundverlaufs

Die Annahme, daß der Untergrund der beobachteten Massenverteilung für Kandidaten  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) in Abb. 7.8 flach verläuft, wurde zwar durch die Kontinuumsverteilung in Abb. 7.8, die Seitenbanduntersuchung (Abb. 7.10a) und die falschen Ladungskombinationen (Abb. 7.10b) bestätigt, aber alle Verteilungen weisen nur wenige Einträge auf, so daß keine statistisch gesicherte Aussage möglich ist. Da die Extrapolation des Untergrundverlaufs in die  $B$ -Massenregion für die im nächsten Kapitel 7.4.2 durchgeführten Signifikanzüberlegungen eine wesentliche Rolle spielt, soll hier das Verhalten des Untergrundes nochmals näher studiert werden.

Um statistisch aussagekräftigere Verteilungen zu gewinnen, wird die Analyse mit einer „Lockerung“ der Selektionskriterien, die keinen, oder kaum Einfluß auf die Form der Massenverteilung haben, wiederholt. Dazu wird die Forderung, daß die Energie des  $B$ -Kandidaten innerhalb  $2\sigma_E$  zur Strahlenergie liegen soll, auf  $3\sigma_E$  gelockert, es wird kein Schnitt auf den Winkel zwischen den „thrust“-Achsen des  $B$ -Kandidaten und der restlichen Teilchen im Ereignis durchgeführt und es wird auf die Forderung, daß die Teilchenimpulse innerhalb der kine-

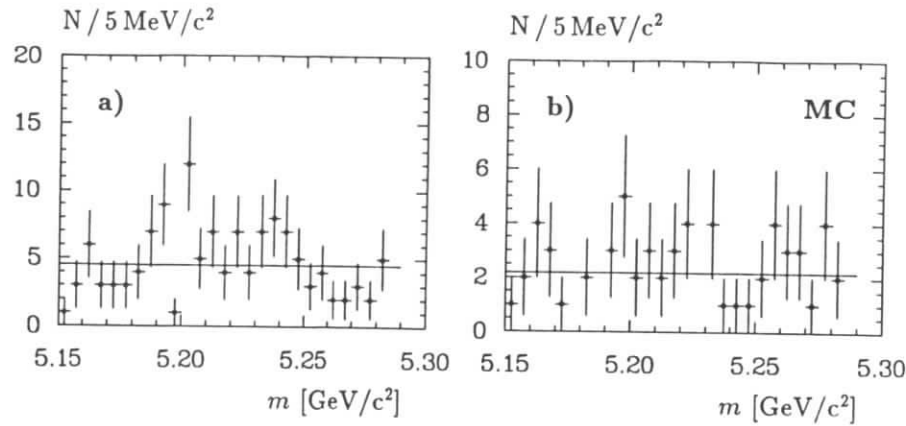


Abbildung 7.11: (a) Die Verteilung der Masse von Kandidaten für  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$ -Paare ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^0, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ), die mit „lockeren“ Selektionskriterien gewonnen wurden: (a) aus der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdatenmenge und (b) aus  $B\bar{B}$ -MC-Daten, die keine seltenen  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$ -Zerfälle enthalten.

matischen Grenzen für Zweikörper- $B$ -Zerfälle liegen sollen, verzichtet. Mit diesen „lockeren“ Selektionskriterien wird für die Kontinuumsdatenmenge die in Abb. 7.11a) wiedergegebene Verteilung erhalten. Sie zeigt einen annähernd flachen Verlauf und, was wohl am wesentlichsten ist, keine Tendenz einer Anhäufung oder eines Anstiegs der Verteilung in der Region der  $B$ -Masse. Die Massenverteilung scheint dort eher leicht abzufallen.

Um neben dem Einfluß des  $q\bar{q}$ -Kontinuums auf das Untergrundverhalten auch den Einfluß des kombinatorischen Untergrundes aus anderen  $B$ -Zerfällen zu studieren, wurde die Analyse der „lockeren“ Selektionskriterien noch auf eine Monte-Carlo-Datenmenge aus  $B\bar{B}$ -Ereignissen, die keine seltenen Übergänge  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  enthalten, angewendet. Dieses MC-Datensample entsprach mit 209 000 Zerfällen  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  der Statistik der analysierten  $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge. Die erhaltene und in Fig. 7.11b) abgebildete Massenverteilung läßt sich am besten durch ein flaches Verhalten beschreiben. Sie ergibt somit einen weiteren Hinweis darauf, daß die Annahme eines konstanten Untergrundverhaltens gerechtfertigt erscheint.

#### Suche nach weiteren Untergrundquellen

An dieser Stelle soll darauf eingegangen werden, welche weiteren Untergrundquellen, die auch eine Anhäufung in der  $B$ -Massenregion vortäuschen könnten, zusätzlich untersucht wurden.

Dazu wären, außer den schon in Abschnitt 7.2.2 besprochenen Reflexionen weitere denkbar. So könnten beispielsweise Übergänge  $B \rightarrow \bar{D}^0 X$ , bei denen das  $\bar{D}^0$  in Kanälen mit neutralen Pionen zerfällt, und das  $\pi^0$  der Rekonstruktion entgeht, für Reflexionen in der  $B$ -Massenregion sorgen. Eine analog der in Kap. 7.2.2 durchgeführten MC-Untersuchung von Übergängen  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ ,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$  zeigte jedoch, daß diese Untergrundquelle völlig vernachlässigbar ist.

Eine weitere Reflexion könnte entstehen durch den Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ , wobei das  $D^0$  in Cabibbo-unterdrückte Kanäle zerfällt, wie  $D^0 \rightarrow K^- K^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- K_s^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$  oder  $D^0 \rightarrow \phi K_s^0$ . In diesen Fällen könnte die  $D^0 \pi^+$ -Kombination (etwa  $K^- K^+ \pi^+$ ) als  $D_s^+$  (etwa  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^- K^+$ ) identifiziert werden. Nun ist allerdings das  $D^{*+}$ -Signal mit

einer Breite von etwa  $1 \text{ MeV}/c^2$  bei einer Masse von etwa  $2010 \text{ MeV}/c^2$  um ca.  $10 \text{ MeV}/c^2$  klar von der  $D_s^+$ -Signalregion bei ca.  $(1970 \pm 30) \text{ MeV}/c^2$  entfernt, so daß ein derartiger Untergrund keinen Beitrag liefern sollte. Dies zeigt auch eine MC-Untersuchung mit Zerfällen  $B \rightarrow D^{*+} \pi^-$ , bei denen das  $D^{*+}$  in  $D^0 \pi^+$  und das  $D^0$  in die obigen Cabibbo-unterdrückten Zerfallskanäle übergeht. Es lassen sich weniger als 4% der  $D^{*+} \pi^-$ -Kombinationen als  $D_s^{(*)+} \pi^-$  rekonstruieren, so daß dies ebenfalls nicht als ernsthafte Untergrundquelle betrachtet werden kann.

Mit der gleichen Methode konnten weiterhin die Zerfälle  $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$ , bei denen das  $\pi^0$  nicht rekonstruiert wurde und das  $D^+$  eine Reflexion in der  $D_s^+$ -Massenregion erzeugt, als Untergrund ausgeschlossen werden.

#### Versuch der Rekonstruktion selektierter $D_s^+$ -Kandidaten als $D^+$ -Mesonen

Mit der Forderung nach gut identifizierten Kaonen mit  $p < 0.8 \text{ GeV}/c$  für die  $D_s^+$ -Selektion sollten Reflexionen von  $D^+$ -Mesonen vermieden werden (siehe dazu Kap. 7.2.2). Zum Abschluß der Überprüfung der 14 selektierten Kandidaten seltener  $B$ -Zerfälle in  $D_s^+$ -Mesonen, soll an dieser Stelle nochmals explizit überprüft werden, ob die  $D_s^+$ -Kandidaten der 14  $B$ -Kandidaten als  $D^+$ -Mesonen interpretiert werden können. Dazu wurde versucht, in diesen 14 Ereignissen  $D^+$ -Kandidaten in den Kanälen  $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  und  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  zu rekonstruieren. Dabei konnte lediglich ein  $D^+$ -Kandidat mit einer Massendifferenz von  $28 \text{ MeV}/c^2$  zur nominellen  $D^+$ -Masse [70], was fast drei Standardabweichungen entspricht, gefunden werden. Die sich mit diesem  $D^+$ -Kandidaten ergebende  $B$ -Masse liegt mit  $5260 \text{ MeV}/c^2$  mehr als drei Standardabweichungen vom Tabellenwert der  $B$ -Masse [70] entfernt.

Es ist daher wie erwartet keine Reflexion von  $D^+$ -Mesonen in der selektierten Menge der  $D_s^+$ -Mesonen aus seltenen  $B$ -Zerfällen vorhanden. Aufgrund der in diesem Abschnitt durchgeführten Tests und Untergrunduntersuchungen scheint die in Abb. 7.8 sichtbare Anhäufung von Ereignissen in der  $B$ -Massenregion durch keine der betrachteten Untergrundquellen vortäuscht zu werden. Daher sollen im nächsten Abschnitt Überlegungen zur Signifikanz und Interpretation dieser Anhäufung durchgeführt werden.

#### 7.4.2 Signifikanzüberlegungen

Wie in Kap. 7.4 ermittelt, lieferte der Fit an die Massenverteilung der Summe der Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^0, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) einen Wert von  $(11.3 \pm 3.9)$  Signalereignisse. Das Verhältnis beider Zahlen  $11.3/3.9 = 2.9$  gibt einen ersten Hinweis auf die Signifikanz der beobachteten Anhäufung. Diese liegt bei etwa drei Standardabweichungen. Um eine konservative Abschätzung der statistischen Signifikanz des  $B$ -Signals in Abb. 7.8 zu erhalten, wird angenommen, daß es sich bei der gesamten Verteilung um Untergrund handelt. Wie im vorherigen Kapitel versucht wurde nachzuweisen, zeigt der Untergrundverlauf ein flaches Verhalten, so daß an die gesamte Massenverteilung eine Konstante angepaßt wurde. Diese ergibt einen erwarteten Untergrund von  $(4.3 \pm 0.8)$  Ereignissen in der Signalregion der  $B$ -Masse von  $5.27 \text{ GeV}/c^2$  bis  $5.29 \text{ GeV}/c^2$  (vgl. die durchgezogene Linie in Abb. 7.12). Tatsächlich werden dort jedoch 14 Ereignisse beobachtet. Die für die Signifikanzbetrachtung zu beantwortende Frage besteht nun darin, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß ein solches Untergrundniveau auf 14 Ereignisse fluktuieren kann? Bei Annahme von Poisson-Statistik [138] errechnet sich die Wahrscheinlichkeit, daß 4.3 Ereignisse auf die beobachtete Signanzahl von 14 Ereignissen fluktuieren, zu  $1.6 \cdot 10^{-4}$ . Eine derartige Wahrscheinlichkeit entspräche bei einer normierten Gaußverteilung 3.8 Standardabweichungen. Wird der Fehler von



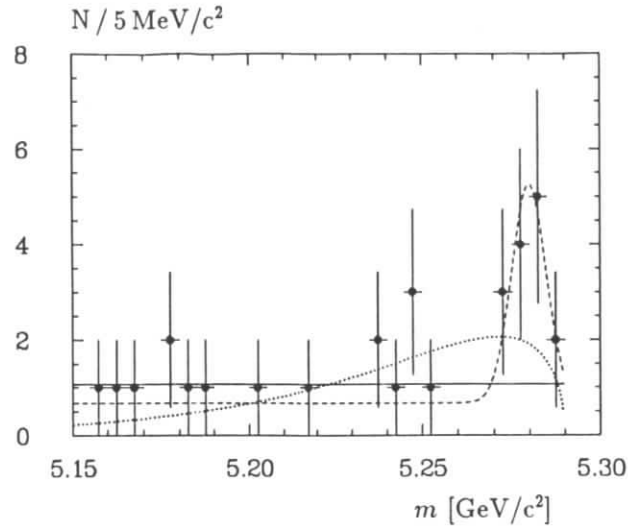


Abbildung 7.12: Die invariante Massenverteilung der Summe der Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) aus Abb. 7.8 mit den im Text beschriebenen Untergrundanpassungen unter der Annahme, daß es sich bei der gesamten Verteilung um Untergrund handelt.

0.8 auf die Untergrundrate von 4.3 Ereignissen mittels eines Fehler-Monte-Carlos noch mit in Betracht gezogen, ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von  $4.8 \cdot 10^{-4}$ , was  $3.5 \sigma$  entspräche. Die Signifikanz liegt somit bei mehr als drei Standardabweichungen.

Wie bereits erwähnt geht bei der Signifikanzüberlegung der Untergrundverlauf stark in das erhaltene Ergebnis mit ein. Alle durchgeführten Untersuchungen deuten zwar auf ein flaches Untergrundverhalten hin, aber zur Demonstration dieser Abhängigkeit sei einmal angenommen, daß der Untergrund einer Funktion der Form  $f(m) = a \cdot m \cdot \sqrt{1 - y^2} \cdot \exp\{-b(1 - y^2)\}$  mit  $y = m/E_{\text{beam}}$  folgt, wie sie beispielsweise in Ref. [80] zur Untergrundbeschreibung verwendet wurde. Wird diese wieder unter der Annahme, die gesamte Verteilung sei Untergrund, an die Massenverteilung von Fig. 7.8 angepaßt (vgl. die gepunktete Linie in Abb. 7.12), so würden 6.9 Untergrundereignisse in der  $B$ -Signalregion erwartet werden. Die Wahrscheinlichkeit, bei einem derartigen Untergrundniveau 14 Ereignisse zu sehen, würde sich auf  $1.2 \cdot 10^{-2}$  reduzieren, was nur noch 2.5 gaußischen Standardabweichungen entspräche.

Dennoch wird aufgrund der durchgeführten Signifikanzuntersuchungen die Anhäufung von Ereignissen in der Region der  $B$ -Masse in Fig. 7.8 als erster Hinweis auf seltene hadronische  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen ohne weiteren *charm* gewertet. Da die Signifikanz des Signals bei etwa drei Standardabweichungen liegt, kann dieses Ergebnis nur als erste Indikation, nicht aber als Beobachtung interpretiert werden. Im nächsten Abschnitt soll dieser Hinweis auf seltene hadronische  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen ohne weiteren *charm* durch ein fast vollständig rekonstruierbares Ereignis illustriert werden.

## 7.5 Illustration seltener Zerfälle $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$

„One argument is sufficient,  
if it were convincing.”

(R.P. Feynman)

Aufgrund der in der ARGUS-Kollaboration vorhandenen Erfahrung mit der Rekonstruktion von  $B$ -Mesonen, ergibt sich für die vollständige Rekonstruktion eines gesamten Ereignisses eine Rate von 1%-2% bei der Benutzung von  $B$ -Zerfallskanälen mit  $D^{(*)}$ -Mesonen [139]. Es ist daher unwahrscheinlich, ein vollständig rekonstruierbares Ereignis unter den 14 Signalereignissen zu finden. Dennoch wurde eine systematische Suche durchgeführt und es konnte ein Event beobachtet werden, welches sich beinahe komplett – mit kleinen Schönheitsfehlern – rekonstruieren läßt. Es soll im folgenden als weitere Illustration seltener  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen ohne weiteren *charm* vorgestellt werden. Dieses Ereignis ist in Abb. 7.13 in der  $r$ - $\phi$ -Projektion dargestellt. Es besteht aus einem Übergang  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ . Das  $B^0$  zerfällt als  $D_S^+ \pi^-$  mit den nachfolgenden Übergängen  $D_S^+ \rightarrow \phi \pi_{D_S^+}^+$ ,  $\phi \rightarrow K_\phi^+ K_\phi^-$ . Die relevanten kinematischen Größen dieses Ereignisses sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Die gemessenen Massen und Impulse der Zwischenzustände dieses  $B^0$ -Zerfalls stimmen gut mit den erwarteten Tabellenwerten überein.

Tabelle 7.3: Zusammenstellung der relevanten kinematischen Größen des in Figur 7.13 dargestellten Ereignisses.

	$p$ [GeV/c]	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
$B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$	$0.403 \pm 0.018$	$5277 \pm 3$
$B^0 \rightarrow D_S^+ K^-$	$0.403 \pm 0.018$	$5278 \pm 3$
$D_S^+ \rightarrow \pi^-/K^-$	$2.370 \pm 0.029$	
$D_S^+ \rightarrow \phi \pi_{D_S^+}^+$	$2.172 \pm 0.022$	$1993 \pm 20$
$\pi_{D_S^+}^+$	$0.302 \pm 0.010$	
$\phi \rightarrow K_\phi^+ K_\phi^-$	$2.404 \pm 0.022$	$1029 \pm 3$
$K_\phi^+$	$0.863 \pm 0.008$	
$K_\phi^-$	$1.543 \pm 0.020$	
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \rho^+ \rho^-$	$0.373 \pm 0.138$	$5279 \pm 10$
$D^0 \rightarrow K_{D^0}^- \pi_{D^0}^+ \pi_{D^0}^0$	$1.268 \pm 0.029$	$1872 \pm 27$
$K_{D^0}^-$	$1.602 \pm 0.028$	
$\pi_{D^0}^+$	$0.136 \pm 0.002$	
$\pi_{D^0}^0 \rightarrow \gamma_{D^0} \gamma_{D^0}$	$0.429 \pm 0.049$	$164 \pm 20$
$\gamma_{D^0}$	$0.234 \pm 0.035$	
$\rho^+ \rightarrow \pi_{\rho^+}^+ \pi_{\rho^+}^0$	$0.395 \pm 0.043$	$597 \pm 75$
$\pi_{\rho^+}^+$	$0.363 \pm 0.003$	
$\pi_{\rho^+}^0 \rightarrow \gamma_{\rho^+} \gamma_{\rho^+}$	$0.318 \pm 0.083$	$76 \pm 23$
$\gamma_{\rho^+}$	$0.197 \pm 0.033$	
$\gamma_{\rho^+}$	$0.130 \pm 0.027$	
$\rho^- \rightarrow \pi_{\rho^-}^- \pi_{\rho^-}^0$	$1.565 \pm 0.166$	$997 \pm 48$
$\pi_{\rho^-}^-$	$0.115 \pm 0.002$	
$\pi_{\rho^-}^0$	$1.670 \pm 0.170$	



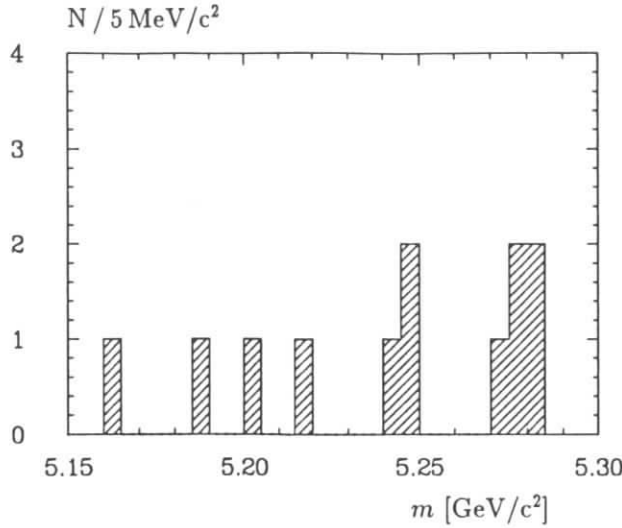


Abbildung 7.14: Invariante Massenverteilung für die Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_u$  ( $X_u = \omega, a_1^-$ ).

geschehen, daß das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} X_u) / BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$ , ( $X_u = \omega, a_1^-$ ), betrachtet wird. In diesem Verhältnis heben sich von der experimentellen Seite das benutzte Verzweigungsverhältnis  $BR(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+)$  und in der theoretischen Vorhersage die verwendeten Werte für  $|V_{cb}|$ ,  $\tau_B$ ,  $a_1$  und  $f_{D_s}$  weg. Für den experimentellen Wert von  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  wird der in dieser Arbeit gemessene Wert von  $(16.8 \pm 3.7)\%$  verwendet (vgl. Kap. 5.5.2). Aus diesem Verfahren ergibt sich schließlich

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0.17 \pm 0.06, \quad (7.1)$$

was innerhalb des Fehlers mit einem Wert von 0.10 verträglich ist. Der angegebene Fehler ist nur statistischer Natur. Um ein Gefühl für die statistische Unsicherheit an  $|V_{ub}/V_{cb}|$  zu erhalten, soll noch kurz auf eine zweite Möglichkeit zur Abschätzung des Verhältnisses der beiden CKM-Matrixelemente eingegangen werden.

Dazu wird die Summe aller Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) verwendet. Zu diesem Zweck ist es jedoch erforderlich zu wissen, wie sich die  $W$ -Austausch- und  $B^+$ -Annihilationsprozesse im Vergleich zu den  $b \rightarrow u$ -Übergängen verhalten. In Ref. [93] findet sich eine Beziehung für das Verhältnis der Annihilations- und  $W$ -Austauschprozesse zu den gewöhnlichen „spectator“-Zerfällen schwerer Quarks:

$$\frac{\Gamma_{\text{annih.}}}{\Gamma_{\text{spec.}}} \approx 24\pi^2 \cdot \left(\frac{f_B}{m_B}\right)^2 \left(\frac{m_1^2 + m_2^2}{m_B^2}\right) \approx 10^{-2} \quad \text{bei } b \rightarrow c. \quad (7.2)$$

Dies bedeutet, daß sich die Raten für Annihilations- und  $W$ -Austauschprozesse in der gleichen Größenordnung wie die Rate für  $b \rightarrow u$ -Übergänge befinden würden. Für eine grobe Abschätzung von  $|V_{ub}/V_{cb}|$  wird daher angenommen, daß die Raten der  $W$ -Austausch- und  $B^+$ -Annihilationsprozesse denen der  $b \rightarrow u$ -Übergänge entsprechen.

Aus Abb. 7.8 läßt sich mit den entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Summe der Zerfallskanäle das gemeinsame Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell) =$

$(5.4 \pm 2.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) bestimmen. Wird dieses unter obiger Annahme wieder mit den theoretischen Vorhersagen des BSW-Modells verglichen, kann ein Wert von

$$|V_{ub}/V_{cb}| = 0.15 \pm 0.04 \quad (7.3)$$

errechnet werden. Die Ergebnisse (7.1) und (7.3) für  $|V_{ub}/V_{cb}|$  liegen in ihren Zentralwerten zwar etwas höher, stimmen aber innerhalb ihres Fehlers mit den  $|V_{ub}/V_{cb}|$ -Werten, die aus den semileptonischen Analysen [75,135,139] erhalten werden, überein. Dies zeigt, daß der in dieser Arbeit gewonnene erste Hinweis auf seltene  $B$ -Zerfälle ohne weiteren *charm* nicht allzusehr von der theoretischen Erwartung abweicht.

## 7.7 Studium von $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen

### 7.7.1 Einleitung und Motivation

Ein Weg, um beispielsweise am LEP-Speicherring nach  $B_s^0$ -Mesonen und nach  $B_s^0 \bar{B}_s^0$ -Oszillationen zu suchen, besteht darin, den semileptonischen Zerfall  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \ell^- \bar{\nu}$  auszunutzen und Korrelationen zwischen  $D_s^+$ -Mesonen und Leptonen zu analysieren. Auf diese Weise wurden die ersten Hinweise auf die Erzeugung von  $B_s^0$ -Mesonen in Zerfällen der  $Z$ -Resonanz am LEP-Speicherring gefunden [27]. Nun werden bei der Schwerpunktsenergie des LEP-Speicherrings aber auch  $B^0$ - bzw.  $B^+$ -Mesonen erzeugt, so daß  $D_s^+ \ell^-$ -Paare, welche aus  $B$ -Zerfällen der in Abb. 7.2c) dargestellten Art entstehen, als Untergrundquelle zu berücksichtigen sind. Es ist daher von Interesse, in unseren  $\Upsilon(4S)$ -Daten nach  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen zu suchen, da auf dem  $\Upsilon(4S)$  nur  $B^0$ - bzw.  $B^{*-}$ , aber keine  $B_s^0$ -Mesonen erzeugt werden.

In unseren  $\Upsilon(4S)$ -Daten existieren die folgenden Möglichkeiten des Auftretens von  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen:

- die interessierende Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen, die nicht aus einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex erzeugt werden (siehe Fig. 7.2c), wobei in diesem Fall an das  $W$ -Boson ein  $\ell^- \bar{\nu}$ -Leptonpaar koppelt;
- die Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Zerfällen bei denen das  $D^{(*)}$ -Meson semileptonisch in ein  $\ell^- \bar{\nu}$ -Paar zerfällt;
- die unkorrelierte Erzeugung von  $D_s^+ \ell^-$ -Paaren in  $\Upsilon(4S) \rightarrow B \bar{B}$ -Zerfällen, bei der ein  $B$ -Meson das  $D_s^+$  erzeugt, während das  $\bar{B}$  einen semileptonischen Zerfall vollführt und daraus das  $\ell^-$  entsteht;
- die Kontinuumsproduktion aus der  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ -Reaktion, wobei in der Fragmentation des  $c$ -Quarks ein  $D_s^+$ -Meson erzeugt wird, während das  $\bar{c}$  in einem semileptonischen Zerfall ein  $\ell^-$  hervorbringt;
- fehlidentifizierte  $D_s^+ \ell^-$ -Paare, bei denen ein  $D_s^+$  oder  $\ell^-$  vorgetäuscht oder falsch identifiziert wird.

Ziel der nachfolgenden Selektion soll es nun sein, in der Suche nach  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen aus Reaktion (a) die störenden Untergrundquellen (b)-(e) zu unterdrücken.

### 7.7.2 Die Selektionskriterien zur Suche nach $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen

Die Identifikation von Leptonen  $e$  und  $\mu$  ist in Kap. 3.3.4 ausführlich dargestellt. Für Elektron- und Myonkandidaten wurde gefordert, daß die in 3.3.4 erläuterten Wahrscheinlichkeiten „Elektron- $lh$ “ und „Myon- $lh$ “ jeweils Werte größer als 0.7 einnehmen.  $\mu$ -Kandidaten müssen zusätzlich mindestens einen Treffer in einer der beiden äußeren Lagen der Myonkammern aufweisen. Um bei der Identifikation von Elektronen Beiträge aus der Konversion von Photonen signifikant zu reduzieren, werden  $e^-$  verworfen, wenn sie sich mit einem entgegengesetzt geladenen Teilchen im Ereignis, das mit der Elektronhypothese konsistent ist, paaren lassen, und eine invariante Masse von weniger als 100 MeV/c<sup>2</sup> aufweisen. Weiterhin werden alle  $e^+e^-$ -Paare, die von einem sekundären Zerfallsvertex abstammen, für die nachfolgende Analyse nicht berücksichtigt.

$D_S^+$ -Mesonen werden in ihren Zerfallsmoden  $\phi\pi^+$ ,  $K_S^0 K^+$ ,  $K_S^0 K^{*+}$  und  $\bar{K}^{*0} K^{*+}$  mit den gleichen Selektionskriterien, wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben, rekonstruiert. Der Zerfallskanal  $D_S^+ \rightarrow \phi\pi^+\pi^+\pi^-$  wird allerdings für diese Studie nicht verwendet, da er einen deutlichen Untergrund aus Doppelzählungen liefert, bei denen eines der drei, im allgemeinen „weichen“ Pionen mit einem anderen „weichen“ Pion aus dem Ereignis ausgetauscht werden kann. Weiterhin wird das  $D_S^+$  nicht in der Zerfallskette  $D_S^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ ,  $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$  rekonstruiert, da der Austausch des  $K^+$  aus dem  $D_S^+$  mit dem  $\pi^+$  des  $\bar{K}^{*0}$  sehr oft einen zusätzlichen  $D_S^+$ -Kandidaten ergibt.

Zur Unterdrückung der  $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen aus den in (b)-(e) genannten Untergrundquellen wurden die folgenden zusätzlichen Selektionskriterien angewendet: Leptonen aus semileptonischen *charm*-Zerfällen (Untergrund b), die aus dem Kaskadenübergang  $b \rightarrow c \rightarrow \ell$  stammen, weisen ein relativ weiches Impulsspektrum auf [75]. Sie werden daher durch einen Schnitt auf den Leptonimpuls von  $p_\ell > 1.4$  GeV/c unterdrückt. Die Forderung nach einem hohen Leptonimpuls liefert gleichzeitig geringe Leptonidentifikationsraten von 0.5% bzw. 2% für  $e$  bzw.  $\mu$  (Untergrund e). Weiterhin wird dadurch auch der Beitrag aus Kontinuumsereignissen  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  (Fall d) reduziert. Der Anteil an  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen wird noch durch zwei zusätzliche Forderungen unterdrückt. Zum einen muß das zweite Fox-Wolfram-Moment [140] des Ereignisses geringer als 0.4 sein und zum anderen wird gefordert, daß der skalierte Impuls  $x_p$  des  $D_S^+$ -Kandidaten kleiner als 0.5 ist. Dies führt zu einer deutlichen Kontinuumsunterdrückung, da das  $D_S^+$ -Impulsspektrum in  $q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen hart ist (siehe Abschnitt 4.4.1). Der Anteil an verbleibendem  $q\bar{q}$ -Untergrund kann direkt dadurch überprüft werden, indem die gleiche Analyse auf die  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdatenmenge angewendet wird. Da alle Zerfallsprodukte der  $B$ -Mesonen auf den Bereich  $x_p < 0.5$  beschränkt sind, wird schließlich noch für den skalierten Impuls des Leptons ein  $x_p$  kleiner als 0.5 gefordert.

Die nach diesen Schnitten noch verbleibende Quelle an  $D_S^+ \ell^-$ -Untergrund stammt aus der unkorrelierten Produktion (Fall c), bei der ein  $B$  das  $D_S^+$  erzeugt, während das  $\bar{B}$  semileptonisch in ein  $\ell^-$  übergeht. Durch Anwendung der Rückstoßmassen- bzw. „recoil mass“-Technik, einer Methode, die bereits für die Analyse der semileptonischen Zerfälle  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}$  [141] erfolgreich verwendet wurde, können  $D_S^+$  und  $\ell^-$  auf den semileptonischen Zerfall eines einzigen  $B$ -Mesons beschränkt werden. Die Rückstoßmassen-Technik beruht auf der Tatsache, daß  $B$ -Mesonen in  $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen nahezu in Ruhe produziert werden. Auf das dem Nachweis entgehende Neutrino kann jedoch geschlossen werden, wenn das Massenquadrat des im  $B$ -Zerfall fehlenden Systems, von dem das  $D^{*+} \ell^-$ -System sozusagen abprallt<sup>2</sup>, mit null verträglich ist:

$$M_{\text{rec}}^2 = [E_{\text{beam}} - (E_{D^{*+}} + E_{\ell^-})]^2 - [\vec{p}_{D^{*+}} + \vec{p}_{\ell^-}]^2. \quad (7.4)$$

<sup>2</sup>Auf diesem Bild bzw. Vergleich beruht der Name „recoil mass“.

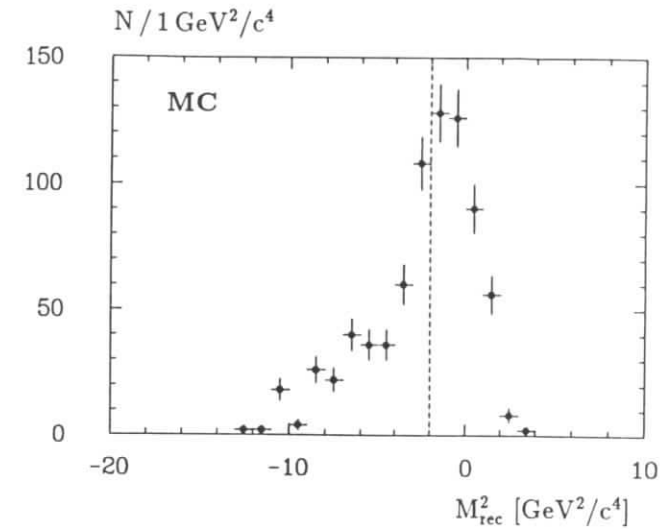


Abbildung 7.15: Verteilung des Rückstoßmassenquadrates  $M_{\text{rec}}^2$  für unkorreliert erzeugte  $D_S^+ \ell^-$ -Paare aus einer MC-Studie.

In unserem Fall eines semileptonischen  $B$ -Zerfalls mit  $D_S^+$ -Mesonen wird in Gl. (7.4) das  $D^{*+}$  durch ein  $D_S^+$  ersetzt. Da in solch einem Fall neben dem  $D_S^+$  noch andere Teilchen erzeugt werden (siehe Abb. 7.2c), was sich in positiven  $M_{\text{rec}}^2$ -Werten ausdrückt, wird ein Schnitt  $M_{\text{rec}}^2 > -2.0$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> verwendet.

MC-Studien zeigen zwar, daß das  $M_{\text{rec}}^2$ -Spektrum unkorrelierter  $D_S^+ \ell^-$ -Paare wie erwartet bei negativen Werten lokalisiert ist, aber wie in Abb. 7.15 ersichtlich, weist diese Verteilung ihr Maximum bei  $M_{\text{rec}}^2 \approx 0$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> auf. Der Schnitt  $M_{\text{rec}}^2 > -2.0$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> unterdrückt daher nur etwa 40% der unkorrelierten  $D_S^+ \ell^-$ -Paare, so daß der verbleibende Anteil noch abzuziehen wäre. In der Tat zeigt sich für  $D_S^+$ -Kandidaten, die nach Anwendung aller bisher beschriebenen Selektionskriterien in Ereignissen mit einem  $\ell^-$  gefunden wurden, eine leichte Anhäufung in der Region der  $D_S^+$ -Masse, wie in Abb. 7.16a) dargestellt. Ein Fit findet  $(19.9 \pm 8.8)$  Ereignisse, wobei die Form des Untergrundverlaufs, sowie Masse und Breite des  $D_S^+$ -Signals auf Werte festgelegt wurden, wie sie für eine vorselektierte Datenmenge mit Leptonkandidaten erhalten wurde, die nur „lockere“ Leptonselektionskriterien erfüllen mußten. Dabei bedeutet „lockere“ Leptonselektionskriterien, daß die Wahrscheinlichkeiten „Elektron- $lh$ “ und „Myon- $lh$ “ nur größer als 0.1 sein mußten und keine weiteren Einschränkungen an das Lepton, insbesondere kein Impulsschnitt, gefordert wurden. Die sich dabei ergebende  $D_S^+$ -Massenverteilung ist in Fig. 7.16b) wiedergegeben. Eine durchgeführte Anpassungsrechnung liefert eine  $D_S^+$ -Masse von  $(1966.4 \pm 1.6)$  MeV/c<sup>2</sup> und eine Massenauflösung von  $\sigma_m = (9.7 \pm 1.7)$  MeV/c<sup>2</sup>. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den in der inklusiven Analyse erhaltenen Resultaten (vgl. Kap. 4.3). Ein Hinweis auf Cabibbo-unterdrückte  $D^+$ -Zerfälle ist durch eine leichte Anhäufung bei der  $D^+$ -Masse in Fig. 7.16b) ebenfalls sichtbar. Daher wurde in allen nachfolgenden Fits des  $D_S^+$ -Massenspektrums die  $D^+$ -Massenregion  $(1.82$  GeV/c<sup>2</sup> –  $1.91$  GeV/c<sup>2</sup>) ausgespart.

Von den aus Fig. 7.16a) sich ergebenden  $(19.9 \pm 8.8)$  Ereignissen mit  $D_S^+ \ell^-$ -Paaren ist noch der Beitrag aus der unkorrelierten  $D_S^+ \ell^-$ -Erzeugung zu subtrahieren. Eine Abschätzung



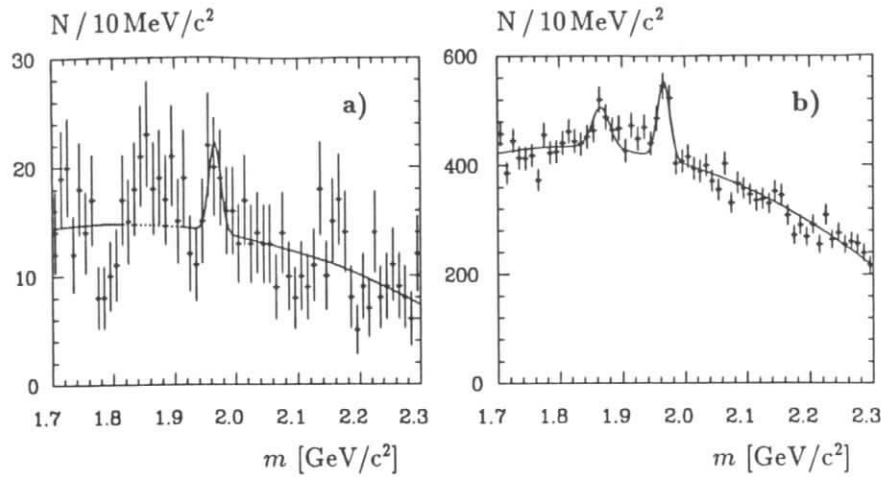


Abbildung 7.16: Massenverteilung von  $D_s^+$ -Kandidaten, die gefunden wurden für Ereignisse (a) mit  $D_s^+ \ell^-$ -Kombinationen und (b) mit „locker“ selektierten Leptonkandidaten.

mit der in Kap. 4.5 durchgeführten inklusiven Messung  $B \rightarrow D_s^+ X$  und der semileptonischen  $B$ -Zerfallsrate [75] ergibt  $(12.4 \pm 3.1)$  Ereignisse aus der unkorrelierten  $D_s^+$ -Produktion. Diese Zahlen sind voneinander zu subtrahieren, so daß  $(7.5 \pm 9.3)$  Signalereignisse verbleiben. Jedoch führt der relativ große Fehler auf diesen Wert zu keiner sonderlich brauchbaren oberen Grenze.

Um eine einschränkendere obere Grenze für das Auftreten von  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen in  $B$ -Zerfällen zu erhalten, wird daher ausgenutzt, daß durch den in Abb. 7.2c) dargestellten Zerfallsmechanismus ein zusätzliches Kaon erzeugt wird. Es sollen daher im nächsten Abschnitt  $D_s^+ \ell^- K^-$ - und  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Korrelationen betrachtet werden.

### 7.7.3 Untersuchung von $D_s^+ \ell^- K^-$ - und $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Korrelationen

Da in der durchgeführten Suche nach  $B$ -Zerfällen mit  $D_s^+$ -Mesonen, die nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammen, sondern bei denen ein  $\ell^- \bar{\nu}$ -Paar an das  $W$ -Boson koppelt, ein zusätzliches Kaon erwartet wird, wurden in diesem Abschnitt  $D_s^+ \ell^- K^-$ - und  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Korrelationen betrachtet. Dabei werden nur eindeutig identifizierte  $K^-$  mit Impulsen kleiner als  $0.8 \text{ GeV}/c$  selektiert. Da die  $K_S^0$ -Mesonen bereits nahezu untergrundfrei sind (vgl. Kap. 5.2.2), werden für sie Impulse bis zur kinematischen Grenze in  $B$ -Zerfällen,  $x_p < 0.5$ , erlaubt. Die sich ergebende  $D_s^+$ -Massenverteilung für  $D_s^+ \ell^- K^-$ - bzw.  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Kombinationen ist für die  $\Upsilon(4S)$ -Daten in Figur 7.17a) bzw. c) und für die Kontinuumsdatenmenge in Abb. 7.17b) bzw. d) dargestellt. Der ebenfalls eingezeichnete Fit ergibt  $(2.8 \pm 3.4)$  Ereignisse für die  $D_s^+ \ell^- K^-$ - bzw. einen Wert von  $(-0.4 \pm 2.0)$  für die  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Kombination. Die Kontinuumsdaten hingegen enthalten keine Einträge in der  $D_s^+$ -Massenregion, wie in Fig. 7.17b) und d) sichtbar, so daß kein Kontinuumsabzug durchgeführt werden mußte.

Obere Grenzen für die Anzahl der  $D_s^+ \ell^- K^-$ - bzw.  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ -Ereignisse werden, wie in Abschnitt 7.3 für die Zahl der  $B$ -Kandidaten seltener  $B \rightarrow D_s^+ X$ -Zerfälle erläutert, wieder durch Integration der Likelihood-Verteilung, die sich aus Fits mit positiven Werten  $N_i$  ergibt, erhalten. Daraus resultieren bei 90% statistischer Sicherheit 8.6 Ereignisse für  $D_s^+ \ell^- K^-$  und 4.9 Ereignisse für  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ . Diese Werte können nach Durchführung der Akzeptanz-

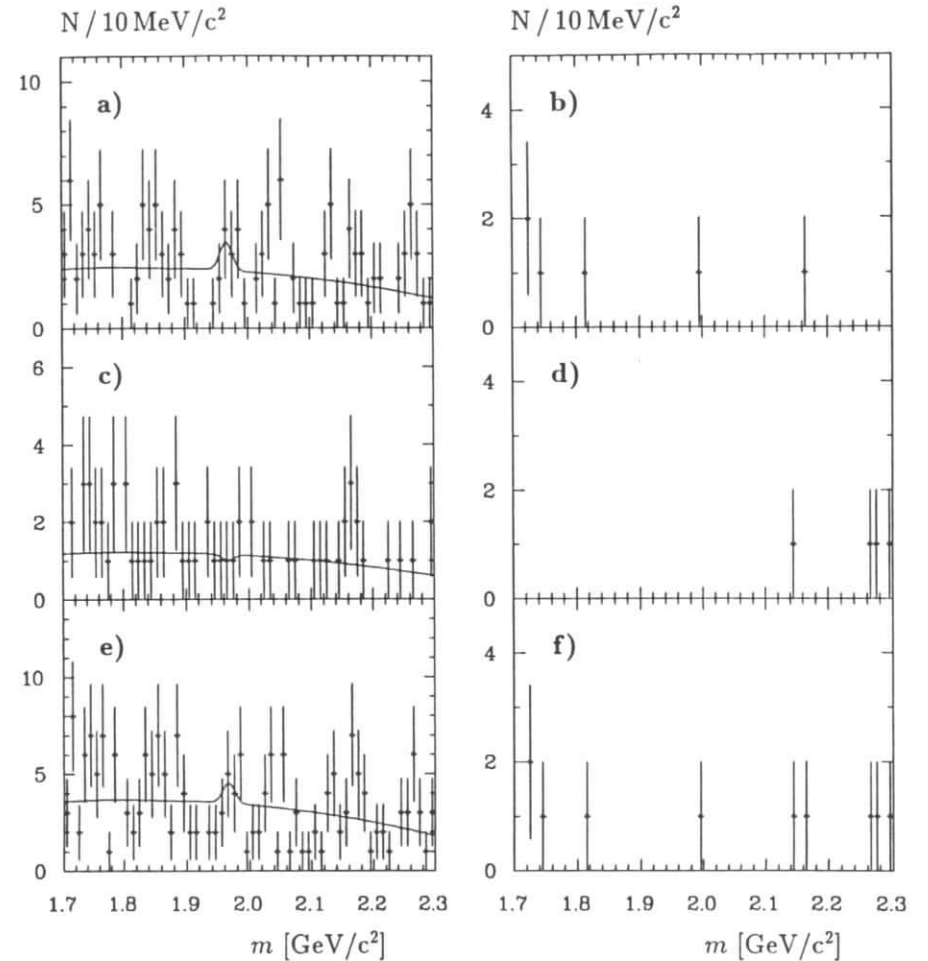


Abbildung 7.17: Das Massenspektrum von  $D_s^+$ -Kandidaten aus  $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, die (a)  $D_s^+ \ell^- K^-$ -, (c)  $D_s^+ \ell^- K_S^0$ - und (e)  $D_s^+ \ell^- K^- / K_S^0$ -Kombinationen enthalten. Die aus den  $q\bar{q}$ -Kontinuumsdaten gewonnenen Verteilungen sind entsprechend in der rechten Spalte in (b), (d) und (f) dargestellt.

korrektur in obere Grenzen für die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse aus  $B$ -Zerfällen umgewandelt werden.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurde wieder mit einer MC-Studie durchgeführt. Da kein theoretisches Modell für die betrachteten semileptonischen  $B$ -Zerfälle mit zusätzlichen  $D_s^+$ -Mesonen existiert, wurde die Akzeptanz für den Schnitt auf den Leptonimpuls dadurch bestimmt, daß das Leptonenspektrum für semileptonische  $B$ -Zerfälle in pseudoskalare  $D$ -Mesonen und in Vektormesonen  $D^*$  betrachtet wurde, wobei die Massen der  $D^{(*)}$ -Mesonen auf die der  $D_s^+ K^-$ -Kombination umskaliert wurden. Um für die Bestimmung der obe-

ren Grenze auf der „sicheren Seite“ zu bleiben, wurde die Akzeptanz aus dem sich für dieses „ $D$ “-Meson ergebenden „weicheren“ Leptonspektrum bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Schnitt  $p < 0.8$  GeV/c auf den Impuls des  $K^-$  der  $D_S^+ \ell^- K^-$ -Kombination wurde abgeschätzt durch die Forderung, daß das erzeugte „ $D$ “-Teilchen in  $D_S^+ K^-$  zerfiel. Anschließend wurde die Impulsverteilung dieser Kaonen betrachtet. Dies ergab letztendlich die folgenden oberen Grenzen (90% statistische Sicherheit) für die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse:

$$BR(B \rightarrow D_S^+ \ell^- K^- X) < 0.8\% \quad (7.5)$$

$$BR(B \rightarrow D_S^+ \ell^- \bar{K}^0 X) < 1.2\% \quad (7.6)$$

Da eine obere Grenze an das Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_S^+ \ell^- X)$  ohne zusätzliches Kaon für die Untersuchung von  $B_S^0$ -Mesonen bei LEP eine relevantere Größe ist, war eine Abschätzung der relativen Anteile von  $K^-$  und  $\bar{K}^0$  in den hier betrachteten semileptonischen  $B$ -Zerfällen mit zusätzlichem  $D_S^+$ -Meson erforderlich. Nach dem in Fig. 7.2c) dargestellten Diagramm entsteht in einem  $B^-$ -Zerfall ein  $K^-$  und ein  $\bar{B}^0$  erzeugt ein  $\bar{K}^0$ . Werden die Vektormesonen  $K^{*-}(892)$  und  $\bar{K}^{*0}(892)$  erzeugt, so zeigt ein Blick auf die aus Isospinüberlegungen sich ergebenden Verzweigungsverhältnisse dieser Teilchen<sup>3</sup>, daß sich letztendlich wieder genauso viele  $K^-$  wie  $\bar{K}^0$  im Endzustand befinden. Für höher angeregte Kaonen, wie  $K_0^*(1430)$  oder  $K_1(1400)$ , die in  $K$  oder  $K^*(892)$  zerfallen, gelten somit die gleichen Proportionen. Es wird daher angenommen, daß das Verhältnis der  $K^-$  zu  $\bar{K}^0$  in den hier betrachteten Übergängen ungefähr eins ist. Daher werden die Verteilungen für  $D_S^+ \ell^- K^-$  und  $D_S^+ \ell^- K_S^0$  aufaddiert, wie in Abb. 7.17e) bzw. f) für die  $\Upsilon(4S)$ - bzw. Kontinuumsdaten geschehen. Die sich aus dem Fit an die  $\Upsilon(4S)$ -Verteilung ergebende Ereigniszahl ist jetzt ( $2.5 \pm 4.0$ ) und die daraus abgeleitete obere Grenze 9.3 Events. Aus dieser wird bei 90% statistischer Sicherheit eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von

$$BR(B \rightarrow D_S^+ \ell^- X) < 1.2\% \quad (7.7)$$

erhalten. Diese Grenze ist die erste derartige Messung und bedeutet, daß bei einem semileptonischen  $B$ -Meson-Verzweigungsverhältnis von ungefähr 10% [25] in nicht mehr als 10% aller semileptonischen  $B$ -Zerfälle ein zusätzliches  $D_S^+$ -Meson entsteht.

## 7.8 Resümee der Suche nach seltenen $B$ -Zerfällen in $D_S^+$ -Mesonen

In diesem Abschnitt wurden seltene Zerfälle der  $B$ -Mesonen in  $D_S^+$ -Mesonen analysiert. Im einzelnen wurde nach Zerfällen  $B \rightarrow D_S^{(*)+} X$  gesucht, die von  $b \rightarrow u$ -Übergängen,  $W$ -Austauschdiagrammen und  $B^+$ -Annihilationsprozessen resultieren, sowie nach Zerfällen, bei denen das  $D_S^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammt. Es konnten für die individuellen Zerfallsmoden nur obere Grenzen in der Größenordnung von  $10^{-3}$  für die Verzweigungsverhältnisse angegeben werden. Aus der Summe der sauberen, d.h. nur mit geladenen Teilchen rekonstruierten Zerfälle  $B \rightarrow D_S^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) wurden ( $11.3 \pm 3.9$ )  $B$ -Kandidaten gefunden, die einen ersten Hinweis auf seltene  $B$ -Zerfälle in  $D_S^+$ -Mesonen ohne weiteren  $charm$  ergeben. Die statistische Signifikanz dieser Analyse bewegt

<sup>3</sup>Es gilt für die  $K^*(892)$ -Verzweigungsverhältnisse:  $BR(K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0) = 33\%$ ,  $BR(K^{*-} \rightarrow K^0 \pi^-) = 66\%$ ,  $BR(\bar{K}^{*0} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = 33\%$  und  $BR(\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- \pi^+) = 66\%$ .

sich jedoch nur auf dem Niveau von drei Standardabweichungen. Allerdings zeigt eine durch Vergleich mit Vorhersagen des BSW-Modells durchgeführte Abschätzung für das Verhältnis der CKM-Matrixelemente  $|V_{ub}/V_{cb}|$ , die einen innerhalb der Fehler mit 0.1 verträglichen Wert ergibt, daß der gefundene Hinweis sich im Rahmen der theoretischen Erwartungen bewegt. Als zusätzliche Illustration der untersuchten seltenen  $B$ -Zerfälle wurde ein fast vollständig rekonstruierbares Ereignis, das einen Zerfall  $B^0 \rightarrow D_S^+ \pi^-$  oder  $\bar{B}^0 \rightarrow D_S^+ K^-$  beinhaltet, vorgestellt. In einer abschließenden Studie von  $D_S^+ \ell^-$ -Korrelationen in  $B$ -Zerfällen konnte eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_S^+ \ell^- X) < 1.2\%$  (90% statistische Sicherheit) gefunden werden. Dies bedeutet, daß in nicht mehr als 10% aller semileptonischen  $B$ -Zerfälle ein zusätzliches  $D_S^+$ -Meson entsteht.

## Am Ende

„And the end of all our exploring  
Will be to arrive where we started  
And know the place for the first time.”

(T.S. Eliot)

Am Ende einer Doktorarbeit steht üblicherweise eine Zusammenfassung der erzielten wissenschaftlichen Ergebnisse. Um der Prüfungsordnung genüge zu leisten, sollen daher auch hier die Resümeees der vorangegangenen Kapitel nochmals zusammengefaßt werden.

In dieser Dissertation wurde die Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in Zerfällen der  $B$ -Mesonen sowie in  $q\bar{q}$ -Kontinuumereignissen mit dem ARGUS-Detektor untersucht. Zuerst stand die inklusive Produktion von  $D_s^+$ -Mesonen in  $q\bar{q}$ -Kontinuumereignissen und in Zerfällen der  $B$ -Mesonen im Vordergrund. Aus der Messung der  $D_s^+$ -Impulsverteilung in nichtresonanten Kontinuumereignissen wurde der Produktionswirkungsquerschnitt bestimmt zu

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (7.5 \pm 0.8 \pm 0.7) \text{ pb.}$$

Das im Vergleich zur Erzeugung von  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen „harte“  $D_s^+$ -Impulsspektrum spiegelt sich in einem Peterson-Fragmentationsparameter von  $\epsilon(D_s^+) = (10.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$  wider. Dies läßt vermuten, daß der Anteil höher angeregter  $D_s^+$ -Zustände, die in das  $D_s^+$  zerfallen, gering ist. Mit Hilfe des Impulsspektrums der  $D_s^+$ -Mesonen aus  $B$ -Zerfällen wurde das inklusive Verzweigungsverhältnis zu

$$BR(B \rightarrow D_s^+ X) \cdot BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (2.92 \pm 0.39 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}$$

erhalten. Aus der  $x_p$ -Verteilung der  $D_s^+$ -Mesonen konnte ein relativer Anteil von  $(58 \pm 7 \pm 9)\%$  für die Zweikörper-Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  extrahiert werden, wobei Vorhersagen des BSW-Modells benutzt wurden. Dies bedeutet, daß die Zerfälle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  gut die Hälfte aller Übergänge der  $B$ -Mesonen in ein  $D_s^+$  ausmachen.

Anschließend wurde die vollständige Rekonstruktion dieser Zweikörper- $B$ -Zerfälle studiert. Es wurden  $(25.6 \pm 5.6)$  Ereignisse für die Übergänge  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  bei einer Masse von  $(5279.5 \pm 1.1) \text{ MeV}/c^2$  gefunden und die Verzweigungsverhältnisse aller acht einzelnen Zerfallskanäle  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$  mit Werten zwischen 1% und 3% bestimmt. Sie zeigen im Vergleich zu anderen hadronischen  $B$ -Zerfällen große Übergangsraten, so daß mit dieser Messung die Summe der bisher bekannten hadronischen  $B$ -Verzweigungsverhältnisse ungefähr verdoppelt werden konnte. Aus der Aufteilung der  $B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)}$ -Kandidaten in Zerfälle neutraler und geladener  $B$ -Mesonen konnten die Massen von  $B^0$  und  $B^+$  einzeln ermittelt und die Massendifferenz zu  $m(B^0) - m(B^+) = (-2.7 \pm 2.2 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$  gemessen werden. Aus den Verzweigungsverhältnissen der neutralen und geladenen  $B$ -Zerfälle ergab sich ein Lebensdauerverhältnis von  $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.0 \pm 0.4$ . Weiterhin konnte aus einem Vergleich mit Vorhersagen theoretischer Modelle eine Unterscheidung zwischen der Güte verschiedener Beschreibungen schwacher Zerfälle schwerer Mesonen getroffen werden. Dabei geben die „heavy quark effective theory“ und das BSW-Modell die Daten gut wieder.

Durch Vergleich der Messung von  $BR(B \rightarrow D_s^{(*)} D^{(*)})$  mit theoretischen Vorhersagen wurde im folgenden die schwache Zerfallskonstante  $f_{D_s^{(*)}}$  durch Mittelung über  $D_s^+$ - und  $D_s^{*+}$ -Mesonen mit Hilfe der „heavy quark effective theory“ bestimmt zu:

$$f_{D_s^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV} \cdot [2.7\%/BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)]^{1/2}.$$

Hierbei lieferten drei verschiedene analytische Ansätze für die Form der Isgur-Wise-Funktion kaum voneinander abweichende Ergebnisse. Die Ermittlung der  $D_s^+$ -Zerfallskonstante mit Hilfe des Modells von Bauer-Stech-Wirbel ergab mit diesem Resultat gut übereinstimmende Werte. Als eine Art Nebenresultat konnte das Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrixelement  $|V_{cb}|$  mittels der HQET zu  $|V_{cb}| = (4.4 \pm 0.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$  erhalten werden.

Nach einem Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für  $f_{D_s}$  aus Quarkmodellrechnungen, QCD-Summenregeln und Gitterrechnungen konnten für die leptonischen  $D_s^+$ -Zerfälle die Verzweigungsverhältnisse  $BR(D_s^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau) = (4.9 \pm 1.0)\% \cdot [2.7\%/BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)]$  und  $BR(D_s^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu) = (0.5 \pm 0.1)\% \cdot [2.7\%/BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)]$  vorhergesagt werden. Eine einfache Quarkmassenbeziehung ließ eine Skalierung von  $f_{D_s^{(*)}} = (267 \pm 28) \text{ MeV}$  zur  $D$ -Zerfallskonstante  $f_D \cong (213 \pm 22) \text{ MeV}$  zu. Eine weitere Skalierung zu  $f_B$  hängt von den zu berücksichtigenden QCD-Korrekturen ab und würde Werte zwischen 150 MeV und 200 MeV für die Zerfallskonstante  $f_B$  des  $B$ -Mesons liefern.

Um die Untersuchung der Erzeugung von  $D_s^+$ -Mesonen in  $B$ -Zerfällen abzurunden, wurden noch seltene  $B$ -Zerfallskanäle mit  $D_s^+$ -Mesonen im Endzustand analysiert. Im einzelnen wurde nach Zerfällen  $B \rightarrow D_s^{(*)+} X$  gesucht, die von  $b \rightarrow u$ -Übergängen,  $W$ -Austauschdiagrammen und  $B^+$ -Annihilationsprozessen resultieren, sowie nach Zerfällen, bei denen das  $D_s^+$  nicht von einem  $W \rightarrow c\bar{s}$ -Vertex abstammt. Es konnten für die individuellen Zerfallsmoden nur obere Grenzen in der Größenordnung von  $10^{-3}$  für die Verzweigungsverhältnisse angegeben werden. Aus der Summe der sauberen, d.h. nur mit geladenen Teilchen rekonstruierten Übergänge  $B \rightarrow D_s^{(*)} X_\ell$  ( $X_\ell = \pi^-/K^-, \rho^0/\bar{K}^{*0}, \omega, a_1^-, K^{*-}, \bar{K}^0, \phi$ ) wurden  $(11.3 \pm 3.9)$   $B$ -Kandidaten gefunden, die einen ersten Hinweis auf seltene  $B$ -Zerfälle in  $D_s^+$ -Mesonen ohne weiteren  $charm$  ergeben. Die statistische Signifikanz dieser Analyse bewegt sich jedoch nur auf dem Niveau von drei Standardabweichungen. Allerdings zeigt eine durch Vergleich mit Vorhersagen des BSW-Modells durchgeführte Abschätzung für das Verhältnis der CKM-Matrixelemente  $|V_{ub}/V_{cb}|$  mit einem innerhalb der Fehler mit 0.1 verträglichen Wert, daß der gefundene Hinweis sich im Rahmen der theoretischen Erwartungen bewegt. In einer abschließenden Studie von  $D_s^+ \ell^-$ -Korrelationen in  $B$ -Zerfällen konnte eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis  $BR(B \rightarrow D_s^+ \ell^- X) < 1.2\%$  (90% statistische Sicherheit) gefunden werden. Dies bedeutet, daß in nicht mehr als 10% aller semileptonischen  $B$ -Zerfälle ein zusätzliches  $D_s^+$ -Meson entsteht.

Soweit die Resultate dieser Arbeit, die mit der Bestimmung der Zerfallskonstante  $f_{D_s}$  des  $D_s^+$ -Mesons einen kleinen Puzzlestein im großen Spiel des Verständnisses des Standardmodells der Elementarteilchenphysik beitragen konnte. Das Standardmodell ist eine sehr erfolgreiche Beschreibung der zwischen den Bausteinen der Materie wechselwirkenden fundamentalen Kräfte. Allerdings sehen viele es aufgrund seiner großen Anzahl (24) an freien, nur aus dem Experiment bestimmbaren Parametern nicht als fundamentale Theorie an und viele suchen nach großen vereinheitlichten Theorien („grand unified theories“ GUT) oder sog. TOE's („theory of everything“). Richard P. Feynman sieht in der Einfachheit der Natur und ihrer Gesetze den Schlüssel für derartige Suchen: „What is it about nature that lets this happen, that it is possible to guess from one part what the rest is going to do? ... I think it is because nature has a simplicity and therefore a great beauty.“ Der Versuch einfache Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhänge zu finden hat in der Physik eine lange Tradition.

Ich denke, daß eine derartige Suche nicht sinnlos ist, da etliche Beispiele existieren, bei denen die Reduktion einer Vielfalt von Ergebnissen zu einfachen Zusammenhängen schließlich in eine tieferliegende Theorie mündete. Ein Paradebeispiel ist sicher die von J. Balmer 1885 vorgeschlagene einfache Gesetzmäßigkeit zur Beschreibung der nach ihm benannten Balmer-Serie des Wasserstoff-Linienspektrums. Diese Formel fand später eine exakte Erklärung im Bohr'schen Atommodell. Weitere Beispiele sind die Anordnung der Elemente in ein Periodensystem durch Mendeleev, welches später durch die Schalenstruktur der Atomhülle erklärt wurde, oder die systematische Auflistung der Kernniveaus durch Mayer und Jensen, die zum Schalenmodell der Kerne führte. In diesem Zusammenhang können sicher auch die Versuche genannt werden, den „Zoo der Elementarteilchen“ der 50'er und 60'er Jahre zu ordnen, woraus schließlich das Quarkmodell geboren wurde.

Was kann dies für den heutigen Fall des Standardmodells bedeuten? Ich denke die momentane Aufgabe besteht darin, die freien Parameter des Standardmodells möglichst genau zu bestimmen, um daraus Zusammenhänge für eine tieferliegende Theorie abzuleiten. Dazu kann die Physik der Neutrinos zu neuen Anhaltspunkten führen oder es könnte beispielsweise eine exakte Kenntnis der Elemente der CKM-Matrix hilfreich sein, den Zusammenhang zur Massenmatrix herzustellen und Aufschlüsse bezüglich des Massenbeschaffungsmechanismus zu geben. Eine andere Möglichkeit der Erweiterung des Standardmodells bestünde beispielsweise in Supersymmetrie-Modellen, wie der Superstring-Theorie, bei denen keine Präzisionsmessungen der Parameter des Standardmodells, sondern ein Gang zu höheren Energien und somit zu neuen Beschleunigergenerationen erforderlich wären. Vielleicht existiert aber auch eine Substruktur der heute als fundamental angenommenen Elementarteilchen, wie sie, um ein Beispiel zu nennen, von Haim Harari in einem simplen „Rishon“-Modell [142] bereits 1979 vorgeschlagen wurde.

Da bisher noch keinerlei experimentelle Anzeichen für eine Erweiterung des Standardmodells gefunden wurden, wird wahrscheinlich sowohl ein Gang zu höheren Energien als auch eine immer präzisere Bestimmung der Parameter des Standardmodells erforderlich sein. Ich möchte daher schließen mit einigen Gedanken von R.P. Feynman:

*Ein Dichter meinte einmal, in einem Glas Wein stecke das ganze Universum. Wir werden wohl nie wissen, in welchem Sinne er das meinte, schließlich schreiben Dichter nicht, um verstanden zu werden. Aber es stimmt, wenn wir uns ein Glas genau genug anschauen, dann entdecken wir darin das ganze Universum. Da sind zum einen die physikalischen Dinge: die umherwirbelnde Flüssigkeit, die je nach Wind und Wetter verdampft, die Lichtreflexe im Glas, und in unserer Vorstellung denken wir uns noch die Atome hinzu. Das Glas ist ein Destillat des Erdgesteins, und in seiner Zusammensetzung erkennen wir das Geheimnis des Alters des Universums und der Entwicklung der Sterne. Was für eine seltsame Zusammenstellung von Chemikalien haben wir im Wein vor uns? Wie kommen sie zustande? Da sind die Gärungsorganismen und ihre Fermente, die Nährstoffe und die Stoffwechselprodukte. Hier im Wein entdecken wir das große Gesetz: Alles Leben ist Fermentierung. Niemand kann die Chemie des Weins aufdecken, ohne – wie Louis Pasteur – der Ursache vieler Krankheiten auf die Spur zu kommen. Wie kraftvoll ist doch das Weinrot, das sich dem Betrachter ins Bewußtsein einprägt! Wenn unser kleiner Verstand der Bequemlichkeit halber dieses Glas Wein, dieses komplette Universum, auseinanderdividiert – in Physik, Biologie, Geologie, Astronomie, Psychologie und so weiter –, dann sollten wir uns daran erinnern, daß die Natur solche Scheidungen nicht kennt. Führen wir also alles wieder zusammen, ohne dabei zu vergessen, wofür es letztlich gut ist. Freuen wir uns ein letztes Mal an diesem Glas Wein, indem wir es austrinken und das Ganze vergessen!*

## Die Anhänge

*„Was wir wissen, ist ein Tropfen,  
was wir nicht wissen, ein Ozean.“*

(I. Newton)

### A.1 Die Bestimmung der Luminosität

Die Rate  $N$ , mit der ein physikalisch interessierender Prozeß in der  $e^+e^-$ -Vernichtung auftritt, hängt von seinem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und einer den Betrieb der verwendeten Beschleunigeranlage charakterisierenden Größe, der Luminosität  $\mathcal{L}$ , ab.

Für einen Elektron-Positron-Speicherring ist die Luminosität definiert über die Beziehung

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} \cdot N_{e^-}}{\Delta t \cdot A}, \quad (\text{A.1})$$

wobei  $N_{e^+}$  bzw.  $N_{e^-}$  die Zahl der  $e^+$  bzw.  $e^-$  in den Teilchenpaketen ist, die sich einmal pro Zeiteinheit  $\Delta t$  treffen, steht  $A$  für den Bunch-Querschnitt, mit dem sich die Teilchenpakete durchdringen. Die Einheit der Luminosität  $\mathcal{L}$  ist  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Im Allgemeinen wird die über einen bestimmten Zeitraum integrierte Luminosität  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  (Einheit: „inverses barn“ =  $1 \text{ b}^{-1}$ ) angegeben, die auch als Maß der „Größe“ einer aufgezeichneten Datenmenge verwendet wird.

Die Anzahl beobachtbarer Ereignisse  $N$  einer bestimmten Reaktion in einer verwendeten Datenmenge ist dann gleich  $N = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma$ . Da die zur Bestimmung der Luminosität nötigen Speicherringparameter nicht mit ausreichender Genauigkeit zugänglich sind, wird bei ARGUS die Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ), deren Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Bhabha}}$  sich aus der Quantenelektrodynamik präzise berechnen läßt, als Eichreaktion für die Luminositätsmessung verwendet. Die Luminosität ergibt sich somit aus der Zahl der beobachteten Bhabha-Ereignisse innerhalb eines bestimmten Raumwinkelbereiches (bei ARGUS ist dies die „Barrel-Region“) und der Beziehung:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\int \frac{d\sigma_{\text{Bhabha}}}{d\Omega} d\Omega}. \quad (\text{A.2})$$

Ein verbesserter Luminositäts-Algorithmus zur Erkennung eines  $e^+e^-$ -Streueignisses im Detektor [45,143] ist im Gegensatz zur ursprünglichen Methode [144] unabhängiger von der Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren in der Driftkammer, die sich im Laufe der Zeit geändert hat. Mit diesem neuen Algorithmus ergibt sich für den betrachteten Phasenraumbereich der Bhabha-Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{\text{Bhabha}} = 11.38 \text{ nb} \cdot \frac{100 \cdot \text{GeV}^2}{E_{CM}^2}. \quad (\text{A.3})$$

Die systematische Unsicherheit für die Luminositätsbestimmung beträgt 1.8%. Für Daten von der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz ist sie wegen der größeren Interferenz des  $\Upsilon(1S)$  mit dem Photonpropagator im S-Kanal der Bhabha Streuung mit  $+1.8\%$  etwas größer.



## A.2 Die Bestimmung der Zahl der $B$ -Mesonen

Für die Berechnung von Verzweigungsverhältnissen ist eine genaue Kenntnis der Zahl der produzierten  $B$ -Mesonen erforderlich. Die mit einem sichtbaren Wirkungsquerschnitt von etwa 1 nb über einem Untergrund von etwa 3 nb aus der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsreaktion liegende experimentelle Resonanzüberhöhung des  $\Upsilon(4S)$  ist wegen der Verschmierung der Strahlenergie etwas geringer als die nominelle Resonanzüberhöhung. Daher wird der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz-Wirkungsquerschnitt aus der Zahl der multihadronischen Ereignisse in den  $\Upsilon(4S)$ -Daten bestimmt, wobei noch der  $q\bar{q}$ -Kontinuumsanteil zu subtrahieren ist.

Zu diesem Zwecke muß der nichthadronische Untergrund, der sich noch auf den EXMUHA-Bändern befindet, abgetrennt werden. Dieser setzt sich zusammen aus QED-Prozessen (radiative Bhabha-Ereignisse,  $\mu$ - und  $\tau$ -Paare), Zwei-Photon-Reaktionen und Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Wechselwirkungen, die sich aufgrund von veränderten Vakuumbedingungen des Speicherrings von Datennahmeperiode zu Datennahmeperiode stark ändern können.

Zur Unterdrückung des nichthadronischen Untergrundes wird folgendes Verfahren verwendet. Dieses benützt die als  $\mathcal{P}$  bezeichnete Summe der Impulsbeträge aller geladenen und neutralen Teilchen

$$\mathcal{P} = \sum_{ch+neu} |\vec{p}_i| c / \sqrt{s}, \quad (\text{A.4})$$

sowie die für die  $z$ -Komponente des Impulses entsprechend definierte Größe:

$$\mathcal{P}_z = \sum_{ch+neu} p_{z/i} c / \sqrt{s}. \quad (\text{A.5})$$

Trägt man  $\mathcal{P}$  gegen  $\mathcal{P}_z$  auf, so lassen sich die Multihadronen von den Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Ereignissen separieren. Für diesen Untergrund ist die Summe der  $z$ -Impulskomponenten aller Teilchen in der Regel von null verschieden, und er besitzt nur eine geringe im Detektor gemessene Impulsbetragssumme. Durch den in [145] diskutierten und in Abbildung A.1 angedeuteten, parabelförmigen Schnitt

$$\mathcal{P} \geq 0.35 + 2.5 \cdot \mathcal{P}_z^2, \quad (\text{A.6})$$

können die bei höherem  $\mathcal{P}$  auftretenden multihadronischen Ereignisse vom Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Untergrund, von Zwei-Photon-Reaktionen und  $\tau$ -Paaren abgetrennt werden.

Um den verbleibenden Untergrund an radiativen Bhabha-Ereignissen mit mindestens einem konvertierten Photon, die zu Werten von  $\mathcal{P} \approx 1$  führen, zu unterdrücken, wird ein Multiplizitätsschnitt in der Anzahl der neutralen Spuren  $N_\gamma \geq 2$  angewendet. Hierbei werden Photonen als solche identifiziert, wenn sie im elektromagnetischen Kalorimeter eine Energie von  $E_\gamma > 50$  MeV im Barrelbereich und  $E_\gamma > 100$  MeV im Endkappenbereich deponiert haben. Ein radiatives Bhabha-Ereignis, das diese Bedingung noch erfüllt, müßte entweder zwei Photonen, die sich beide in ein  $e^+e^-$ -Paar umwandeln, abgestrahlt haben, oder aber drei Gammaquanten emittieren, von denen mindestens eines konvertiert ist. Diese sog. „doppelt radiativen“ Bhabha-Ereignisse kommen trotz der hohen Bhabha-Rate nur selten vor [146]. Die mit Hilfe einer MC-Simulation bestimmte Multihadronenakzeptanz beträgt für  $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  Ereignisse  $\epsilon(B\bar{B}) = 96\%$  [147].

Aus der Differenz der auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und im  $q\bar{q}$ -Kontinuum erhaltenen Ereigniszahlen ergibt sich die Anzahl der  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle zu:

$$N(\Upsilon(4S)) = \left( N^{on} - \frac{\mathcal{L}^{on} s^{off}}{\mathcal{L}^{off} s^{on}} \cdot f \cdot N^{off} \right) / \epsilon(B\bar{B}). \quad (\text{A.7})$$

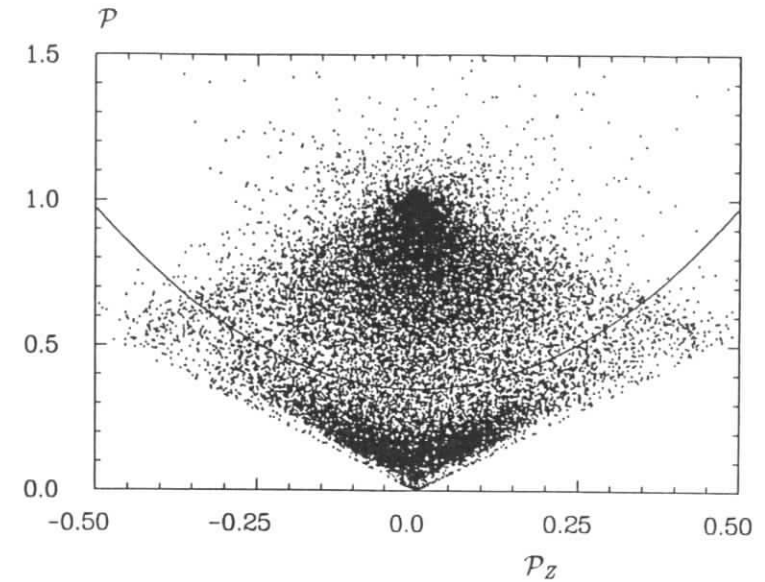


Abbildung A.1: Die Auftragung der im Text beschriebenen Größe  $\mathcal{P}$  versus  $\mathcal{P}_z$  für Ereignisse von EXMUHA-Bändern. Die eingezeichnete Parabel entspricht dem im Text erläuterten Schnitt zur Abtrennung des nichthadronischen Untergrundes.

Dabei sind  $N$  die Ereigniszahlen,  $\mathcal{L}$  die integrierte Luminosität und  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (*on*) bzw. im Kontinuum (*off*).  $\epsilon(B\bar{B})$  ist obige Akzeptanz für die Multihadronenselektion, während

$$f = \frac{(1 + \delta)^{on} f_{QCD}^{on}}{(1 + \delta)^{off} f_{QCD}^{off}} \quad (\text{A.8})$$

die Abhängigkeit der QED-Strahlungskorrekturen  $(1 + \delta)$  und der aus der Abstrahlung von Gluonen resultierenden QCD-Korrekturen ( $f_{QCD}$ ) von der Schwerpunktsenergie berücksichtigt. Der Wert von  $f$  liegt bei den hier betrachteten  $e^+e^-$ -Energien mit  $f \approx 0.98$  nahe bei eins.

Es ergibt sich schließlich mit der in dieser Arbeit verwendeten Datenmenge (siehe Kap. 3.4) von  $\mathcal{L}(\Upsilon(4S)) = 246.1 \text{ pb}^{-1}$  die Zahl der  $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle in ein  $B\bar{B}$ -Paar zu

$$N(\Upsilon(4S)) = (209.2 \pm 9.8) \cdot 10^3. \quad (\text{A.9})$$

Der Fehler wurde aus der Veränderung von  $N(\Upsilon(4S))$  gegenüber einer Variation der angegebenen Schnitte abgeschätzt [147]. Aus  $N(\Upsilon(4S))$  und der integrierten Luminosität  $\mathcal{L}$  läßt sich noch der Wirkungsquerschnitt der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu

$$\sigma(\Upsilon(4S)) = (0.85 \pm 0.04) \text{ nb} \quad (\text{A.10})$$

bestimmen, wie er am DORIS-Speicherring mit der dortigen Strahlungsschärfe beobachtet wird.

### A.3 Die Massen Anpassung

Ist für eine Resonanz  $R$  die natürliche Breite wesentlich kleiner als die bei der Rekonstruktion der Resonanz aus ihren Tochterteilchen sich ergebende Massenauflösung, so kann eine Massen Anpassung durchgeführt werden. Diese verbessert die Impulsauflösung von  $R$ , was bei einer erneuten Kombination von  $R$  mit weiteren Teilchen der Massenauflösung der neuen Resonanz zugute kommt. Die von der ARGUS-Kollaboration verwendete und in Ref. [148] ausführlich beschriebene Methode der Massen Anpassung soll hier kurz vorgestellt werden.

Für den Viererimpuls  $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$  eines physikalischen Teilchens mit der Ruhemasse  $M_i$  gilt immer die Beziehung

$$0 = P_i P_i^t - M_i^2 = E_i^2 - |\vec{p}_i|^2 - M_i^2. \quad (\text{A.11})$$

Für ein z.B. in der ARGUS-Driftkammer gemessenes geladenes Teilchen ist diese Beziehung immer erfüllt, da der Spur mittels der Teilchenidentifikation eine Masse zugeordnet und daraufhin die Teilchenenergie  $E^2 = p^2 + m^2$  bestimmt wird. Für eine in verschiedene Tochterteilchen zerfallende Resonanz  $R$ , mit  $P_{R^0} = (E_{R^0}, \vec{p}_{R^0})$ , ist selbst bei verschwindender Breite von  $R$  diese Bedingung nicht mehr automatisch erfüllt, da die Impulse der Zerfallsprodukte nur mit einer gewissen Genauigkeit gemessen werden können und somit  $\sum_i \vec{p}_i$  nicht automatisch  $\vec{p}_{R^0}$  ist. Bei der Massen Anpassung wird nun der gemessene Vierervektor  $P_R = \sum_i P_i = (E_R, \vec{p}_R)$  zum Vierervektor  $P'_R$  so umskaliert, daß dieser die Beziehung

$$0 = E_R'^2 - |\vec{p}_R'|^2 - M_R^2 \quad (\text{A.12})$$

wieder erfüllt. Bei dieser Skalierung ist jedoch zu beachten, daß die einzelnen Viererimpuls-komponenten unterschiedliche Meßgenauigkeiten besitzen, innerhalb derer sie variiert werden können. Dieser Tatsache wird dadurch Rechnung getragen, daß bei der Bestimmung von  $P'_R$  mittels der Methode der „kleinsten Quadrate“ die Größe

$$\chi^2 = \eta^t V^{-1} \eta = \min \quad (\text{A.13})$$

minimiert wird, wobei die Nebenbedingung

$$P'_R P_R'^t - M_R^2 = 0 \quad (\text{A.14})$$

gleichzeitig erfüllt sein muß. Dabei ist  $V$  die Kovarianz- bzw. Fehlermatrix der gemessenen Viererimpulse und  $\eta = P'_R - P_R = (E'_R - E_R, \vec{p}'_R - \vec{p}_R)$  die Differenz der umskalierten und gemessenen Viererimpulse.

Dieses Minimierungsproblem unter der Nebenbedingung  $g = P'_R P_R'^t - M_R^2 = 0$  wird mit der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren gelöst. Dies bedeutet, daß eine neue Funktion

$$f = \chi^2 - \lambda \cdot g \quad (\text{A.15})$$

mit dem Lagrangeschen Multiplikator  $\lambda$  gebildet wird. Für diese führt die Minimierungsbedingung  $\nabla \cdot f = 0$  zu einem Satz von Gleichungen, deren fünf Unbekannte ( $\lambda, E'_R, \vec{p}'_R$ ) in einem iterativen Prozeß gefunden werden. Details der programmtechnischen Implementierung dieser Methode finden sich in [148].

Das Ergebnis einer solchen Massen Anpassung sei anhand der Verbesserung der Impulsauflösung  $\sigma_p$  einer Resonanz  $R$  illustriert. Als Beispiel für  $R$  wurde das  $\pi^0$ -Meson, das in zwei Photonen zerfällt, gewählt. Abb. A.2 zeigt die Impulsauflösung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Kandidaten (a) vor und (b) nach der Massen Anpassung. Es zeigt sich eine Verbesserung der mittleren Impulsunschärfe von etwa 40 MeV/c auf etwa 25 MeV/c nach der Massen Anpassung.

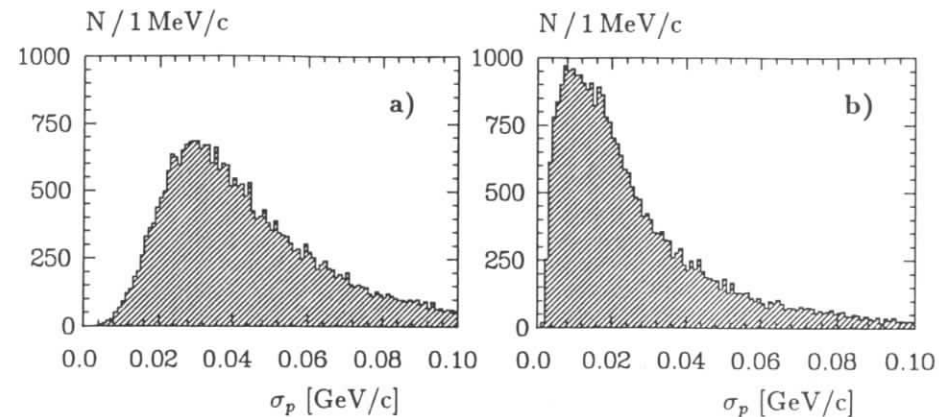


Abbildung A.2: Impulsauflösung von  $\pi^0$ -Kandidaten (a) vor und (b) nach der Massen Anpassung.

### A.4 Die Energie Anpassung für $B$ -Meson-Kandidaten

$B$ -Mesonen, die aus dem Zerfall der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstehen, besitzen eine bekannte Energie, nämlich die halbe  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergie bzw. die Strahlenergie  $E_{\text{beam}}$ . Diese Tatsache kann verwendet werden, um die Impulse und somit die Masse des  $B$ -Kandidaten umzuskalieren. Dies führt zu einer Verbesserung der Massenauflösung für das  $B$ -Signal um etwa eine Größenordnung von ca. 40 MeV/c<sup>2</sup> auf etwa 4 MeV/c<sup>2</sup>. Diese Umskalierung erfolgt analog der in Anhang A.3 beschriebenen Massen Anpassung, wobei diesmal die Nebenbedingung

$$E'^2 = p'^2 + m'^2 = E_{\text{beam}}^2 \quad (\text{A.16})$$

erfüllt sein muß. Mit Hilfe der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren geschieht die Umskalierung der Fehlermatrix  $V$  wieder durch Minimierung des entsprechend definierten  $\chi^2$  (siehe Anhang A.3).

Die Wirkung der Energie Anpassung ist in Abb. A.3 dargestellt. Während die Impulse und Massen der  $B$ -Kandidaten vor der Energie Anpassung über einen weiten Bereich streuen, folgen sie nach dem kinematischen Fit auf  $E_{\text{beam}}$  exakt der Beziehung  $p'^2 = E_{\text{beam}}^2 - m'^2$ . Abbildung A.4 zeigt die Impulsauflösung von  $B$ -Kandidaten (a) vor und (b) nach der Energie Anpassung. Diese verbessert sich von etwa 20 MeV/c bis 30 MeV/c auf ca. 15 MeV/c.

Die Auflösung der umskalierten Masse  $m'$  des  $B$ -Kandidaten ( $m'^2 = E_{\text{beam}}^2 - p'^2$ ) hängt nun sowohl von der Impulsauflösung  $\sigma(p')$  des  $B$ -Kandidaten nach der Energie Anpassung, als auch von der Energieauflösung  $\sigma(E_{\text{beam}})$  des DORIS-Speicherringes ab:

$$\sigma(m) = \sqrt{(\gamma \sigma(E_{\text{beam}}))^2 + (\beta \sigma(p'))^2}. \quad (\text{A.17})$$

Da die  $B$ -Mesonen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit einem mittleren Impuls von  $p \approx 340$  MeV/c nahezu in Ruhe produziert werden, ist  $\beta = p/E \approx 0.06$ , was für  $\sigma(p') \approx 15$  MeV/c zu einem Anteil von etwa 1 MeV/c<sup>2</sup> an der Massenauflösung  $\sigma(m)$  aufgrund der Impulsauflösung nach der Massen Anpassung führt. Der Hauptanteil der Massenauflösung ( $\gamma = E/m \approx 1$ ) rührt somit von der Energieauflösung  $\sigma(E_{\text{beam}})$  des DORIS-Speicherringes her. Bei der Schwerpunktsenergie der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ergibt die Faltung der Energieunschärfe des  $e^+$ - und  $e^-$ -Strahls

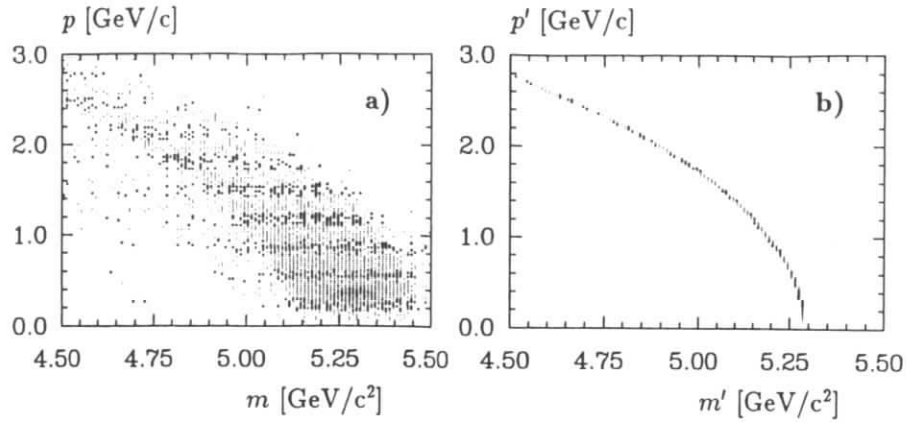


Abbildung A.3: Auftragung des Impulses von  $B$ -Meson-Kandidaten gegen ihre Masse (a) vor und (b) nach der Energieanpassung.

mit der Breit-Wigner-Form der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz eine Schwerpunktsenergieauflösung von etwa  $8 \text{ MeV}$ . Da die Energie eines  $B$ -Mesons der Hälfte der Schwerpunktsenergie entspricht, beträgt die Energieunschärfe der  $B$ -Mesonen aufgrund der Energieauflösung des DORIS-Speicherringes etwa  $4 \text{ MeV}$ . Dies führt zu einer gesamten Massenauflösung der  $B$ -Kandidaten von gut  $4 \text{ MeV}/c^2$ .

Der Effekt der Energieanpassung in Hinblick auf die Massenauflösung der  $B$ -Kandidaten ist abschließend in Figur A.5 dargestellt. Während in Abb. A.5a) die Breite der Massenverteilung für  $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ -Kandidaten aus einer MC Studie ca.  $(44 \pm 1) \text{ MeV}/c^2$  beträgt, besitzen die  $B$ -Mesonen nach der Energieanpassung nur noch eine Massenauflösung von etwa  $(3.9 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ . Diese Reduktion der Signalbreite um einen Faktor von etwa zehn stellt ein wichtiges Hilfsmittel der Rekonstruktion von  $B$ -Mesonen auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz dar.

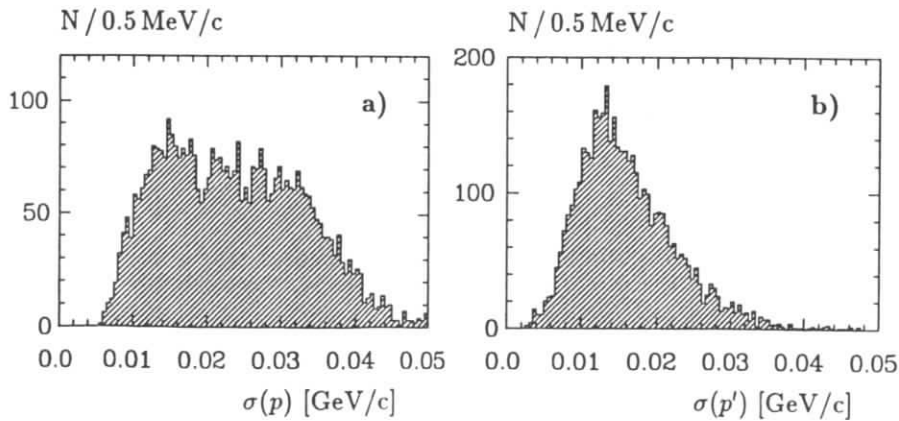


Abbildung A.4: Impulsauflösung von  $B$ -Kandidaten (a) vor und (b) nach der Energieanpassung.

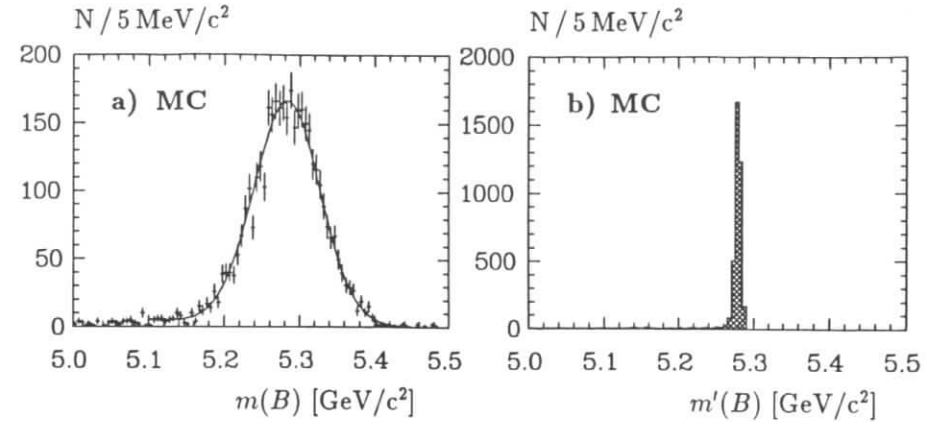


Abbildung A.5: Invariante Massenverteilung von  $B$ -Kandidaten einer MC-Studie (a) vor und (b) nach der Energieanpassung.

Werden  $B$ -Mesonen im  $q\bar{q}$ -Kontinuum bei höheren  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergien oder auf der  $Z$ -Resonanz bei LEP produziert, so ist ihre Energie nicht bekannt, und eine derartige Energieanpassung kann nicht durchgeführt werden.

## Die ARGUS-Kollaboration

### *The ARGUS Collaboration*

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, R. P. Hofmann, T. Kirchhoff, A. Nau,  
S. Nowak<sup>1</sup>, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter<sup>1</sup>, R. Wurth  
*DESY, Hamburg, Germany*

R. D. Appuhn, C. Hast, H. Kolanoski, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel, M. Schieber,  
T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, A. Walther, D. Wegener  
*Institut für Physik<sup>2</sup>, Universität Dortmund, Germany*

M. Bittner, P. Eckstein  
*Institut für Kern- und Teilchenphysik<sup>3</sup>, Technische Universität Dresden, Germany*

M. G. Paulini, K. Reim, H. Wegener  
*Physikalisches Institut<sup>4</sup>, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany*

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

W. Funk, J. Stiewe, S. Werner  
*Institut für Hochenergiephysik<sup>5</sup>, Universität Heidelberg, Germany*

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

D. I. Britton<sup>6</sup>, C. E. K. Charlesworth<sup>7</sup>, K. W. Edwards<sup>8</sup>, E. R. F. Hyatt<sup>6</sup>, H. Kapitza<sup>8</sup>,  
P. Krieger<sup>7</sup>, D. B. MacFarlane<sup>6</sup>, P. M. Patel<sup>6</sup>, J. D. Prentice<sup>7</sup>, P. R. B. Saull<sup>6</sup>,  
K. Tzamariudaki<sup>6</sup>, R. G. Van de Water<sup>7</sup>, T.-S. Yoon<sup>7</sup>  
*Institute of Particle Physics<sup>9</sup>, Canada*

D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi,  
S. Weseler  
*Institut für Experimentelle Kernphysik<sup>10</sup>, Universität Karlsruhe, Germany*

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko  
*Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko<sup>11</sup>, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia*

V. Balagura, I. Belyaev, S. Chechelnsky, M. Danilov, A. Droutskoy, Yu. Gershtein,  
A. Golutvin, I. Gorelov, G. Kostina, V. Lubimov, P. Pakhlov, F. Ratnikov,  
S. Semenov, V. Shibaev, V. Soloshenko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev  
*Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*

## Danksagung

„Willst Du Beßre besitzen,  
So laß dir sie schnitzen.  
Ich bin nun, wie ich bin;  
So nimm mich nur hin!”

(J. W. Goethe)

Danksagung bedeutet, daß ich mich an dieser Stelle all der zahlreichen netten Menschen erinnern möchte, deren vielseitige Hilfe mir während der Promotion, also in einer Zeit intensiver und konzentrierter Arbeit an einem sehr speziellen Thema, zuteil wurde. Ich glaube, mein großes Glück dabei so viele hilfsbereite und liebenswerte Menschen getroffen zu haben, hängt auch ein bißchen damit zusammen, daß ein derart entspanntes Klima, wie man es in der ARGUS-Kollaboration findet, so schnell nicht wieder anzutreffen ist. Ich möchte daher an dieser Stelle allen mir auf meinem Weg behilflichen Personen ein besonders herzliches „Danke-schön“ aussprechen und will versuchen im folgenden an einige Menschen besonders zu denken, wobei die auftretende Reihenfolge keinerlei Wertung darstellen möge.

Zu Beginn möchte ich an meinen Doktorvater, Herrn Prof. Horst Wegener, denken und mich für die Überlassung und Betreuung dieser Dissertation bedanken. Von ihm durfte ich Einblicke in eine physikalische Denk- und Sichtweise lernen, die nicht nur in den Details haften bleibt, sondern es versteht, den freien Blick über den Zaun zu wagen und Dinge aus völlig neuen Richtungen zu betrachten. Seine menschliche Art in der Physik wird mir immer lebendig bleiben. Bei Herrn Prof. Dietrich Wegener möchte ich mich nicht nur für das Koreferat dieser Arbeit, sondern auch für alle an anderer Stelle zuteil gewordene Hilfe bedanken. Herrn Prof. Klaus Rith sei für die Mitbegutachtung dieser Promotion gedankt und ihm viel Erfolg bei der Nachfolge meines „Chefs“ gewünscht.

Einen von Herzen kommenden Dank besonderer Art möchte ich an Henning Schröder richten. In ihm fand ich stets einen offenen und interessierten Ansprechpartner, von dem ich sehr viel lernte und dessen Ideenreichtum grenzenlos zu sein scheint. Danke für alle mir zuteil gewordene Unterstützung, die zu einem großen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beitrug. Ich hatte viel *fun*. Bei meinem Rückblick auf hilfreiche Personen fallen mir zwei „senior physicists“ ein: Hartwig Albrecht und Udo Volland. Danke für viele Diskussionen und Ratschläge. Weiter denke ich an Geb. 49 und seine Bewohner: Zuerst kommt mir da mein Büronachbar Klaus und seine Familie in den Sinn; seine Fähigkeiten am Computer waren für mich jedesmal beeindruckend. Den Bewohnern des legendären Zimmer6 soll auf eigenem Wunsch ausdrücklich nicht gedankt werden. Es ergehen daher überhaupt keine Dankesbekundigungen an Kollaborationspapagei Thomas, der immer wieder gerne die Geschichte vom ARGUS-Chaui erzählt, an König Andreas I mit seiner Mistelhutkrone, an den Maulwurf, der als Mister Pickenpack die Herzen aller Frauen dahinschmelzen läßt und an Roli, den einzigen und wahren Hüter der Zimmer6-clist, der auch noch ein echter Franke und Radfahrer ist. Ein Danke-schön kann allerdings ergehen an die Vorgänger der jetzigen Zimmer6besatzung: Felix, Käpt'n, Marion und Alex. Ich verweile einen Augenblick in stillem und stetem Gedenken an das neue CDF-Mitglied Kläuschen „beam“, mit dem mich weit mehr als kulinarische

<sup>1</sup> DESY, IfH Zenthen

<sup>2</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

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

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

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

<sup>6</sup> McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

<sup>7</sup> University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

<sup>8</sup> Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

<sup>9</sup> Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

<sup>10</sup> Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

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



Abenteuer verbanden. Einen bleibenden Eindruck (an meinem Squashschläger) hinterläßt auch unsere nette Kollegin Ekaterini (geb. 19.04.1965). Bei ihr denke ich gleichzeitig an unsere kanadischen Kollegen, von denen ich besonders David MacFarlane, Jim Prentice, Popat, Dave, Pat, den großen Krieger und Richard, the Sperminator, erwähnen möchte. Ein Dank ergeht an die Mitglieder der Heidelberg-Karlsruhe-Mafia; insbesondere an Jürgen (danke für Hölderlin), Dominik, „Bully“ SW (don't mind), das große Wölfchen, Roland und Wesi. Ein warmer Händedruck ist reserviert für Herbert. Ein herzliches „spasiba“ sei unseren russischen Kollegen ausgesprochen, wobei ich zuerst an Misha Danilov denke, mit dem ich manche Diskussion austragen durfte, sowie an Yuri, Vladik, Pasha, Galia, Sergei, Ivan, Andrei und alle anderen. Von unseren slowenischen Kollegen möchte ich mich besonders bedanken bei Tomaz, Peter und Ervin. Ein herzlicher Dank geht an unsere beiden „guten Geister“ Uschi, die mich immer reichlich mit Bananen versorgte und an unsere Sekretärin Nora für ihre zuvorkommende und liebenswerte Art. Es wird auch ein Dank in Richtung Zeuthen an S. Nowak und M. Walter losgeschickt.

Meine Gedanken schweifen weiter zu Geb. 15a mit seinen „seniors“ Achim, dem Taupapst Berni, Rainer und Shaukat, sowie den „youngstern“ Carsten, Klaus, dem Niedlichen mit seinen Kinderzimmer-Kollegen und allen anderen Dortmund-MPI-Jungs. Dabei kommen mir auch die „Abtrünnigen“ Axel, Andreas, Rolf, Hergen und Albin in den Sinn. Weiter geht der Dankeskelch zu Geb. 62, zu Rüdiger (und etlichen Opernbesuchen), Oliver, Hartmut und allen anderen, sowie ihren liebenswerten Boss Schmidt-P. Mein lieber Thorsten, eines Tages werde ich Dich gnadenlos vom Tennisplatz fegen! Danke nicht nur für nette Konferenztouren in Paris und Stanford. In diesem Zusammenhang sei auch Berzelchen erwähnt; während seiner Anwesenheit erlebte das Hüttenseminar seine Glanzzeit und ich weiß jetzt, was ich während meiner Diplomarbeitszeit meinen Betreuern wohl alles angetan habe.

Im nichtphysikalischen Rahmenprogramm spielten Dirk und Tine eine wesentliche Rolle. Michael und Gaby haben während ihrer Hamburger Zeit wertvolle Spuren bei mir hinterlassen. Euer Ex und jetziger Meier dankt Euch sehr. Mit Charly verbindet mich viel mehr als es im berühmten Berkeley-Hamburg-email-Briefwechsel zum Ausdruck kommt. Ich denke auch an Franz und einige Aufenthalte auf der Insel der Orangenmarmelade. Mit Olaf vom Synchrotron-schmarotzer-Hasyschlapp durfte ich nicht nur einige geniale Ballwechsel im Squashcourt erleben. Thanks a lot an die Herrn Theoretiker Matthias Neubert und Thomas Mannel, sowie einige Bewohner des Elfenbeinturms, die versuchten, mich in die tiefen Geheimnisse theoretischer Experimentierkunst einzuweihen. Am Physikalischen Institut in Erlangen möchte ich mich besonders bedanken bei unserer Sekretärin Frau Löhner und allen Chemikern, mit denen es mir eine große Ehre war, eine Praktikumsbetreuungskollaboration zu bilden. Ich denke vor allem an Eva, Joachim und Udo, die es blendend verstanden, einen in ihren Augen wohl esoterischen Teilchenphysiker während seiner Erlangen-Aufenthalte in den sozialen Teil ihres Chemielaborbetriebs zu integrieren.

Ein großes Dankeschön ergeht an meine ghost reader Roland, Dirk und Olaf, die nicht nur halfen, die Dreckfuhler in dieser Arbeit auf ein erträgliches Maß zu reduzieren. Diese Promotion wurde durch ein Stipendium der Studienstiftung des deutschen Volkes und zu Beginn aus Mitteln des BMFT unterstützt. Ich danke allen Steuerzahlern. I wish to thank the DESY directorate for the support and kind hospitality extended to me. Schließlich möchte ich noch ein unheimlich großes Danke-schön aussprechen an meine Eltern, die mich schon vor der Promotionszeit immer finanziell und moralisch unterstützten, sowie an Andrea und Daniel, die hauptsächlich in Erlangen für die nötige Erholung und geistige Ablenkung in lebenswürdigster Weise sorgten. Nochmals danke für all die mir zuteil gewordene Hilfe, vor allem an all diejenigen, bei denen ich mich jetzt nicht mehr namentlich bedanken kann. Dem geneigten Leser sei für seine hochgeschätzte Aufmerksamkeit gedankt ...

## Literaturverzeichnis

*„Manuscripts containing innumerable references  
are more likely a sign of insecurity  
than a mark of scholarship.“*

*(W.C. Roberts)*

- [1] J.J. Thomson, *Phil.Mag.* **44** (1897) 269.
- [2] A. Einstein, *Annalen der Physik* **17** (1905) 132.
- [3] E. Rutherford, *Phil.Mag.* **21** (1911) 669 und **37** (1919) 581.
- [4] J. Chadwick, *Proc.Roy.Soc.London* **A136** (1932) 692.
- [5] C.D. Anderson, *Science* **76** (1932) 238, *Phys.Rev.* **43** (1933) 491.
- [6] C.D. Anderson, *Phys.Rev.* **51** (1937) 884;  
C.D. Anderson, S. Neddermeyer, *Phys.Rev.* **54** (1938) 88.
- [7] C.M.G. Lattes et al., *Nature* **159** (1947) 694.
- [8] G.D. Rochester, C.C. Butler, *Nature* **160** (1947) 855.
- [9] R. Hofstadter, *Rev.Mod.Phys.* **28** (1956) 214.
- [10] V.E. Barnes, *Phys.Rev.Lett.* **12** (1964) 204.
- [11] J.H. Christensen et al., *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 138.
- [12] T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys.Rev.* **104** (1956) 254.
- [13] C.S. Wu et al., *Phys.Rev.* **105** (1957) 1413.
- [14] R.E. Taylor, „*Proc. 15<sup>th</sup> Int. Conf. on High Energy Phys.*“, Kiew (1970), ed. R. Wilson;  
J.I. Friedman, R.W. Kendall, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **22** (1972) 203.
- [15] F.J. Hasert et al. (Gargamelle), *Phys.Lett.* **B46** (1973) 138 und  
*Nucl.Phys.* **B73** (1974) 1.
- [16] J. Aubert et al., *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1404;  
J.E. Augustin et al., *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1406;  
G.E. Abrams et al., *Phys.Rev.Lett.* **33** (1974) 1453.
- [17] S.W. Herb et al., *Phys.Rev.Lett.* **39** (1977) 252;  
W.R. Innes et al., *Phys.Rev.Lett.* **39** (1977) 1240.

- [18] G. Arnison et al. (UA1), Phys.Lett. **B122** (1983) 102 und **B126** (1983) 398.
- [19] P. Söding, G. Wolf, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **31** (1981) 231.
- [20] M. Gell-Mann, Phys.Lett. **8** (1964) 214.
- [21] G. Zweig, Report CERN TH-401 (1964) und TH-412 (1964).
- [22] Eine Sammlung wichtiger Originalarbeiten zur QED ist zu finden in:  
J. Schwinger, „*Quantum Mechanics*“, Dover Publications Inc., New York (1958).
- [23] S.L. Glashow, Nucl.Phys. **22** (1961) 579;  
S. Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264;  
A. Salam, „*Elementary Particle Theory*“, ed. N. Svartholm, Almquist and Wiksells, Stockholm (1969) 367.
- [24] G. 't Hooft, Nucl.Phys. **B33** (1971) 173, **B35** (1971) 167; Phys.Lett. **B37** (1971) 195.
- [25] Particle Data Group, Phys.Rev. **D45** (1992) Part 2.
- [26] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B202** (1988) 149.
- [27] P. Abreu et al. (DELPHI), Phys.Lett. **B289** (1992) 199;  
D. Buskulic et al. (ALEPH), Phys.Lett. **B294** (1992) 145;  
P.T. Acton et al. (OPAL), Phys.Lett. **B295** (1992) 357.
- [28] P.W. Higgs, Phys.Lett. **12** (1964) 132 und **13** (1964) 508.
- [29] T.W.B. Kibble, Phys.Rev. **155** (1967) 1554.
- [30] N. Cabibbo, Phys.Rev.Lett. **10** (1963) 531;  
M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652.
- [31] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B192** (1987) 245.
- [32] M. Artuso et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **62** (1989) 2233.
- [33] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C55** (1992) 357.
- [34] F. Abe et al. (CDF), Phys.Rev.Lett. **68** (1992) 447.
- [35] Ch. Berger et al. (PLUTO), Phys.Lett. **B76** (1978) 243;  
C.W. Darden et al. (DASP), Phys.Lett. **B76** (1978) 246 und **B78** (1979) 364;  
J.K. Bienlein et al. (DHHM), Phys.Lett. **B78** (1979) 361.
- [36] D. Andrews et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **44** (1980) 1108 und **45** (1980) 219;  
T. Bohringer et al. (CUSB), Phys.Rev.Lett. **44** (1980) 1111;  
G. Finocchiaro et al. (CUSB), Phys.Rev.Lett. **45** (1980) 222;  
R.D. Giles et al. (CLEO), Phys.Rev. **D29** (1984) 1285.
- [37] D.M.J. Lovelock et al. (CUSB), Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 377.
- [38] C.N. Yang, Phys.Rev. **77** (1950) 242.
- [39] S. Okubo, Phys.Lett. **5** (1963) 165;  
J. Iizuka et al., Prog.Theo.Phys. **35** (1966) 1061.

- [40] C. Bebek et al. (CLEO), Phys.Rev. **D36** (1987) 1289.
- [41] J. Alexander et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2226.
- [42] G. Schwab, K. Eigl, „*Die schönsten Sagen des klassischen Altertums*“, Südwest Verlag, München (1955).
- [43] F. Abe et al. (CDF), Phys.Rev.Lett. **68** (1992) 3403.
- [44] K. Wille, Report DESY 81-047 (1981);  
H. Neemann, K. Wille, Report DESY M-83/09 (1983).
- [45] H. Albrecht et al. (ARGUS), Nucl.Instr.Methods **A275** (1989) 1.
- [46] K.W. Edwards et al., Nucl.Instr.Methods **A252** (1986) 384.
- [47] E. Michel et al., Nucl.Instr.Methods **A283** (1989) 544.
- [48] M. Danilov et al., Nucl.Instr.Methods **217** (1983) 153.
- [49] R. Heller et al., Nucl.Instr.Methods **A235** (1985) 26.
- [50] W. Hofmann et al., Nucl.Instr.Methods **163** (1979) 77 und **195** (1982) 475;  
A. Drescher et al., Nucl.Instr.Methods **205** (1983) 125, **216** (1983) 35,  
**A237** (1985) 464 und **A249** (1986) 277.
- [51] A.V. Arefiev et al., Instr. Exp. Tech. **29** (1986) 333.
- [52] T. Ruf, Report Universität Karlsruhe IEKP-KA/89-8 (1989).
- [53] H. Gennow, Interner Report DESY F15-85-02 (1985).
- [54] H. Fesefeldt, Report RWTH Aachen PITHA 85/02 (1985).
- [55] A.H. Walenta et al., Nucl.Instr.Methods **161** (1979) 45.
- [56] D.J. Hudson, Report CERN 63-29 (1963) und CERN 64-18 (1964).
- [57] P. Schlesinger et al., „*Zehn Deutsche Mark*“, Herausgeber: Deutsche Bundesbank, Frankfurt am Main (1991).
- [58] R. Mankel, private Mitteilung.
- [59] A. DeRujula, H. Georgi, S.L. Glashow, Phys.Rev. **D12** (1975) 147;  
M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.L. Rosner, Rev.Mod.Phys. **47** (1975) 277;  
C. Quigg, J.L. Rosner, Phys.Rev. **D17** (1978) 239.
- [60] R. Brandelik et al. (DASP), Phys.Lett. **B70** (1977) 132, **B80** (1979) 412 und  
Z.Phys. **C1** (1979) 233.
- [61] D. Aston et al. (OMEGA), Phys.Lett. **B100** (1981) 91.
- [62] R. Partridge et al. (Crystal Ball), Phys.Rev.Lett. **47** (1981) 70.
- [63] A. Chen et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 634.

- [64] M. Althoff et al. (TASSO), Phys.Lett. **B136** (1984) 130;  
H. Aihara et al. (TPC), Phys.Rev.Lett. **53** (1984) 2465;  
R. Bailey et al. (ACCMOR), Phys.Lett. **B139** (1984) 320;  
H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B179** (1986) 403.
- [65] B. Andersson et al., Phys.Rep. **97** (1983) 131;  
G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl.Phys. **B168** (1980) 285;  
C. Marchesini, B.R. Webber, Nucl.Phys. **B238** (1984) 1;  
T.G. Gottschalk, Nucl.Phys. **B239** (1984) 349;  
R.D. Field, Phys.Lett. **B135** (1984) 203.
- [66] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl.Phys. **B136** (1978) 1.
- [67] C. Peterson et al., Phys.Rev. **D27** (1983) 105.
- [68] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C52** (1991) 353;  
G. Harder, Dissertation, Univ. Hamburg, Report DESY F15-89/01 (1989).
- [69] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B207** (1988) 349.
- [70] Particle Data Group, Phys.Lett. **B239** (1990) 1.
- [71] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B207** (1988) 109.
- [72] T. Bowcock et al. (CLEO), Phys.Rev. **D38** (1988) 2679.
- [73] D. Bortoletto et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2117.
- [74] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B187** (1987) 425.
- [75] M. Danilov, „*Proceedings of the Joint International Lepton-Photon Symposium & Eu-rop physics Conference on High Energy Physics*”, Genf, 1991; ed. S. Hegarty, K. Porter, E. Quercigh, World Scientific, Singapore (1992).
- [76] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel, Z.Phys. **C34** (1987) 103; siehe auch  
M. Wirbel, Report Univ. Dortmund DOTH 89/4 (1989).
- [77] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B185** (1987) 218.
- [78] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B245** (1990) 315.
- [79] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C54** (1992) 13.
- [80] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C48** (1990) 543.
- [81] D. Bortoletto et al. (CLEO), Phys.Rev. **D45** (1992) 21.
- [82] H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C54** (1992) 1.
- [83] E.J. Squires, Rep.Prog.Phys. **42** (1979) 1187.
- [84] K.P. Tiwara et al., Phys.Rev. **D31** (1985) 642.
- [85] S. Barlag et al. (ACCMOR), Z.Phys. **C48** (1990) 29.
- [86] J. Adler et al. (MARK III), Phys.Rev.Lett. **60** (1988) 89.

- [87] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B232** (1989) 554.
- [88] R. Fulton et al. (CLEO), Phys.Rev. **D43** (1991) 651.
- [89] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B275** (1992) 195.
- [90] J.G. Körner, „*Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*”, Heidelberg, Germany, ed. K.R. Schubert und R. Waldi (1986) 279;  
siehe auch: A. Ali, J.G. Körner, G. Kramer, J. Willrodt, Z.Phys. **C1** (1979) 269.
- [91] F. Hussain, M.D. Scadron, Phys.Rev. **D30** (1984) 1492.
- [92] T. Mannel, W. Roberts, Z. Ryzak, Phys.Lett. **B259** (1991) 485.
- [93] R. Rückl, „*Weak decays of Heavy Flavours*”, Habilitationsschrift Univ. München, Report CERN (1983).
- [94] N. Isgur, M. Wise, Phys.Lett. **B232** (1989) 113 und **B237** (1990) 527.
- [95] E. Eichten, B. Hill, Phys.Lett. **B234** (1990) 511;  
H. Politzer, M. Wise, Phys.Lett. **B206** (1988) 681 und **B208** (1988) 504;  
B. Grinstein, Nucl.Phys. **B339** (1990) 253;  
H. Georgi, Phys.Lett. **B240** (1990) 447;  
J.D. Bjorken, SLAC Report, SLAC-PUP-5278 (1990).
- [96] M. Voloshin, M. Shifman, Sov.J.Nucl.Phys. **45** (1987) 292 und **47** (1988) 511.
- [97] G. 't Hooft, Nucl.Phys. **B75** (1974) 461.
- [98] W.A. Bardeen, A.J. Buras, J.-M. Gérard, Phys.Lett. **B180** (1986) 133;  
Nucl.Phys. **B293** (1987) 787; Phys.Lett. **B192** (1987) 138 und **B211** (1988) 343.
- [99] S.J. Brodsky, „*Proceedings of Third Lake Louise Winter Institute on QCD: Theory and Experiment*”, Lake Louise, Canada, ed. B.A. Campbell et al., World Scientific, New Jersey (1988).
- [100] M.J. Dugan, B. Grinstein, Phys.Lett. **B255** (1991) 583.
- [101] S. Stone, D. Bortoletto, Phys.Rev.Lett. **65** (1990) 2951.
- [102] T. Mannel, W. Roberts, Z. Ryzak, Phys.Rev. **D44** (1991) 18.
- [103] M. Neubert, Phys.Rev. **D46** (1992) 1076.
- [104] D. Cassel, „*Proceedings of Physics in Collision 10*”, Duke University, Durham, ed. A. Goshaw, L. Montanet, World Scientific, Singapore (1990).
- [105] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B229** (1989) 175.
- [106] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B197** (1987) 452.
- [107] D. Bortoletto et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **63** (1989) 1667.
- [108] D. Antreasyan et al. (Crystal Ball), Z.Phys. **C48** (1990) 553.
- [109] J.L. Rosner, Phys.Rev. **D42** (1990) 3732.

- [110] M. Neubert, V. Rieckert, Nucl.Phys. **B382** (1992) 97.
- [111] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B219** (1989) 121.
- [112] M. Neubert et al., Report Univ. Heidelberg HD-THEP-91-28 (1991); wird veröffentlicht in: „Heavy Flavours“, ed. A.J. Buras und M. Lindner, Advanced Series on Directions in High Energy Physics, World Scientific Publishing Co. (1993).
- [113] H. Krasemann, Phys.Lett. **B96** (1980) 397.
- [114] S. Godfrey, N. Isgur, Phys.Rev. **D32** (1985) 189.
- [115] M. Suzuki, Phys.Lett. **B162** (1985) 392.
- [116] S.N. Sinha, Phys.Lett. **B178** (1986) 110.
- [117] P. Cea et al., Phys.Lett. **B206** (1988) 691.
- [118] D. Silverman, H. Yao, Phys.Rev. **D38** (1988) 214.
- [119] S. Capstick, S. Godfrey, Phys.Rev. **D41** (1990) 2856.
- [120] K.C Chou, Y.L. Wu, Report Univ. Mainz MZ-TH-92-24 (1992).
- [121] E. Golowich, Phys.Lett. **B91** (1980) 271.
- [122] M. Claudson, Report Harvard Univ. HUTP-81/A016 (1981).
- [123] V.S. Mathur, M.T. Yamawaki, Phys.Lett. **B107** (1981) 127; Phys.Rev. **D29** (1984) 2057.
- [124] C.A. Dominguez, N. Paver, Phys.Lett. **B197** (1987) 423 und **B199** (1987) 596(E).
- [125] S. Narison, Phys.Lett. **B198** (1987) 104.
- [126] M.A. Shifman, Ups.Fiz.Nauk **151** (1987) 193; [Sov.Phys.Ups. **30** (1987) 91].
- [127] M.B. Gavela et al., Phys.Lett. **B206** (1988) 113.
- [128] T.A. DeGrand, R.D. Loft, Phys.Rev. **D38** (1988) 954.
- [129] C. Bernard et al., Phys.Rev. **D38** (1988) 3540.
- [130] R.M. Woloshyn et al., Phys.Rev. **D39** (1989) 978.
- [131] C. Alexandrou et al., Phys.Lett. **B256** (1991) 60.
- [132] Yu.A. Simonov, Z.Phys. **C53** (1992) 419.
- [133] S. Aoki et al. (WA75), Preprint CERN-PPE/92-157 (1992).
- [134] R.R. Mendel, H.D. Trottier, Phys.Lett. **B231** (1989) 312.
- [135] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B234** (1990) 409; R. Fulton et al. (CLEO), Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 16.
- [136] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B158** (1985) 525; H. Albrecht et al. (ARGUS), Z.Phys. **C33** (1987) 359.

- [137] B. Spaan, Dissertation, Universität Dortmund (1988).
- [138] C. Schiffer et al. (CHANEL), „*Obsession of Poison: Proceedings of the Spring Workshop on Attracting Physicists with Highly Exciting Perfumes*“, ed. H. Couture, Paris (1992).
- [139] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B255** (1991) 297.
- [140] G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl.Phys. **B149** (1979) 413.
- [141] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B197** (1987) 452 und **B219** (1989) 121; siehe auch R. Gläser, Dissertation, Univ. Hamburg, Report DESY F15-89/02 (1989) K. Reim, Dissertation, Universität Erlangen (1993), in Vorbereitung.
- [142] H. Harari, Phys.Lett. **B86** (1979) 83.
- [143] C. Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988).
- [144] G. Braunshausen, Diplomarbeit, Universität Heidelberg IHEP-HD/84-5 (1984).
- [145] A. Drescher, Dissertation, Universität Dortmund (1987).
- [146] H. Albrecht et al. (ARGUS), Phys.Lett. **B202** (1988) 149.
- [147] J. Spengler, private Mitteilung.
- [148] Ch. Fukunaga, ARGUS software note 41, unveröffentlicht.



# Lebenslauf

Name: Manfred Paulini  
Geboren: 23. Juni 1962 in Höchststadt a. d. Aisch  
Eltern: Hedwig Paulini, geb. Schmitt, und Johann Paulini  
Nationalität: deutsch  
Familienstand: ledig

## Verlauf der Ausbildung:

Sep. 1968 - Juli 1972 Besuch der Grundschule in Höchststadt a. d. Aisch  
Sep. 1972 - Juni 1981 Besuch des Gymnasiums Höchststadt  
Juni 1981 Erlangung der allgemeinen Hochschulreife: Abitur  
Dez. 1981 - März 1983 Zivildienst bei der Lebenshilfe Herzogenaurach  
Nov. 1983 - Feb. 1989 Studium der Physik an der  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
Okt. 1985 Vordiplom  
Feb. 1986 - April 1986 Werkstudent bei Siemens AG, Erlangen  
1986 - 1989 Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes  
Aug. 1987 - Feb. 1989 Diplomarbeit bei Prof. Dr. H. Wegener  
in der ARGUS-Kollaboration bei DESY, Hamburg  
Feb. 1989 Diplomhauptprüfung  
seit 1989 Promotion bei Prof. Dr. H. Wegener  
am ARGUS-Experiment bei DESY, Hamburg  
seit 1991 Promotionsstipendium der Studienstiftung des deutschen Volkes

