

Interner Bericht
DESY F15-90-04
Juli 1990

mit auslegen

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang Accession	05. SEP. 1990	
Leihst: Loan period:	7	Tage days

Bestimmung des Verhältnisses der Lebensdauern geladener und neutraler B -Mesonen mit dem Detektor ARGUS

von

F. Sefkow

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“

**Bestimmung des Verhältnisses der Lebensdauern
geladener und neutraler B -Mesonen
mit dem Detektor ARGUS**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Felix Sefkow
aus Neumünster

Hamburg
1990

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. V. Soergel
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. E. Lohrmann
Datum der Disputation:	24. 7. 1990
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. H. Wendker

Abstract. Using the ARGUS detector at the $\epsilon^+\epsilon^-$ storage ring DORIS II at DESY, the lifetime ratio of charged and neutral B mesons has been measured.

For this purpose a new method has been developed. The lifetime ratio $\tau(B^0)/\tau(B^+)$ is equal to the ratio of branching ratios for semileptonic decays. These are dominated by the decay channels $B^{+(0)} \rightarrow \bar{D}^0(D^-)\ell^+\nu$ and $B^{+(0)} \rightarrow \bar{D}^{*0}(D^{*-})\ell^+\nu$, where ℓ denotes an electron or muon. The sums of the corresponding branching ratios for B^+ and B^0 mesons, respectively, can be compared by measuring the yields of \bar{D}^0 , D^- and D^{*-} mesons in semileptonic B decays.

The B mesons are produced in about 150000 decays of the $\Upsilon(4S)$ resonance and have small momenta in the laboratory frame. This allows partial reconstruction of their semileptonic decays. About 300 (200) events from decays $B \rightarrow \bar{D}^0\ell^+\nu(X)$ ($B \rightarrow D^-\ell^+\nu(X)$) are found, and about 60 events from the decay chain $B \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$. Assuming equal production of B^+B^- and $B^0\bar{B}^0$ pairs in $\Upsilon(4S)$ decays the lifetime ratio $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$ is derived.

Possible contributions of semileptonic B decays to excited charmed states at a level of $< 20\%$ not yet excluded by direct searches only slightly increase the error, but do not affect the central value of the result. The agreement of the B meson lifetime ratio with the prediction from a pure quark spectator model is therefore much better than in the D meson case.

Kurzfassung. Unter Verwendung von Daten, die mit dem ARGUS-Detektor am $\epsilon^+\epsilon^-$ -Speicherring DORIS II bei DESY aufgezeichnet wurden, wurde das Lebensdauer-Verhältnis geladener und neutraler B -Mesonen gemessen.

Zu diesem Zweck wurde eine neue Methode entwickelt. Das Lebensdauer-Verhältnis $\tau(B^0)/\tau(B^+)$ ist gleich dem Verhältnis der Verzweigungs-Verhältnisse für semileptonische Zerfälle. Diese werden von den Zerfallskanälen $B^{+(0)} \rightarrow \bar{D}^0(D^-)\ell^+\nu$ und $B^{+(0)} \rightarrow \bar{D}^{*0}(D^{*-})\ell^+\nu$ dominiert, wobei ℓ ein Elektron oder Myon bezeichnet. Die Summen der entsprechenden Verzweigungs-Verhältnisse für B^+ - bzw. B^0 -Mesonen lassen sich vergleichen, indem die Zahlen der in semileptonischen B -Zerfällen produzierten \bar{D}^0 -, D^- und D^{*-} -Mesonen gemessen werden.

Die B -Mesonen stammen aus etwa 150000 Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und haben kleine Impulse im Laborsystem. Dies erlaubt die partielle Rekonstruktion ihrer semileptonischen Zerfälle. Etwa 300 (200) Ereignisse mit Zerfällen $B \rightarrow \bar{D}^0\ell^+\nu(X)$ ($B \rightarrow D^-\ell^+\nu(X)$) wurden gefunden, und etwa 60 Ereignisse mit der Zerfallskette $B \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$. Daraus wird unter der Annahme gleich häufiger Produktion von B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paaren das Lebensdauer-Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$ abgeleitet.

Mögliche Beiträge semileptonischer B -Zerfälle in höher angeregte Charm-Zustände im Bereich $< 20\%$, der durch direkte Suche bisher nicht ausgeschlossen wurde, erhöhen den Fehler des Resultats geringfügig, haben jedoch keinen Einfluß auf den Zentralwert. Das Lebensdauer-Verhältnis der B -Mesonen befindet sich also in wesentlich besserer Übereinstimmung mit der Vorhersage eines reinen Quark-Spektator-Modells als das der D -Mesonen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 <i>B</i>-Mesonen	4
1.1 Das <i>b</i> -Quark im Standardmodell	4
1.2 Schwache Zerfälle und Lebensdauern schwerer Mesonen	8
1.2.1 Das Spectator-Modell	9
1.2.2 Annihilation und Interferenz	15
1.2.3 Vorhersagen für $\tau(B^+)/\tau(B^0)$	20
1.3 Semileptonische <i>B</i> Zerfälle	22
1.4 Produktion von <i>B</i> -Mesonen	25
2 Lebensdauermessungen	30
2.1 Direkte Messungen der Zerfallslängen	31
2.2 Methoden zur Bestimmung des Lebensdauerverhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$	34
2.3 <i>D</i> -Lepton-Korrelationen	37
2.3.1 Grundlage dieser Messung	37
2.3.2 Berücksichtigung von Zerfällen $B \rightarrow D_j^* \ell \nu$	39
3 Das ARGUS-Experiment	42
3.1 Der Speicherring DORIS II	42
3.2 Der ARGUS-Detektor	43
3.3 Datenaufbereitung	46
3.4 Teilchenidentifikation	49
3.4.1 Hadronen	49
3.4.2 Leptonen	51
3.5 Die Datenmenge	52
4 Analyse von <i>D</i>-Lepton-Korrelationen	54
4.1 Selektion und kinematische Schnitte	54
4.1.1 Lepton-Selektion	55
4.1.2 Rekonstruktion von <i>D</i> - und <i>D</i> *-Mesonen	56
4.2 Die Signale in der Rückstoßmasse	59
4.2.1 Die Signatur semileptonischer <i>B</i> -Zerfälle	60
4.2.2 Parametrisierung der Spektren der invarianten Massen	62
4.2.3 M_H^2 -Verteilungen und die Zahlen der <i>D</i> ℓ -Kombinationen	66
4.3 Untergrundbeiträge	70

4.3.1 Kontinuumsereignisse	70
4.3.2 Unkorrelierte <i>D</i> -Lepton-Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	73
4.3.3 Mißidentifizierte Leptonen	76
4.4 Die Zahlen der \bar{D}^0 -, <i>D</i> ⁻ - und <i>D</i> * ⁻ -Mesonen aus semileptonischen <i>B</i> -Zerfällen	78
5 Das Lebensdauerverhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$	80
5.1 Bestimmung der Akzeptanzen	80
5.2 Ergebnis und Fehlerdiskussion	82
5.3 Der Fehler bei Berücksichtigung von Zerfällen $B \rightarrow D_j^* \ell^+ \nu$	84
5.4 Diskussion und Vergleich mit neuesten Messungen	88
5.5 Schlußfolgerungen	91
Zusammenfassung	93
Literaturverzeichnis	95
Autorenliste der ARGUS-Kollaboration	102
Danksagung	103

Einleitung

Seit der Entdeckung, daß nicht alle Materie stabil ist, sind die Lebensdauern ihrer fundamentalen Konstituenten und Konfigurationen ebenso bedeutende Parameter wie deren Massen. An ihnen wird das Verständnis ihrer elementaren Eigenschaften und das der den Zerfällen zugrundeliegenden Wechselwirkungen überprüft.

Die bis heute bekannten Phänomene der Elementarteilchenphysik stimmen mit den Vorhersagen des Standard-Modells überein. 6 Quarks und 6 Leptonen bilden danach die fundamentalen Materiebausteine. Ihre starken und elektroschwachen Wechselwirkungen werden durch lokal eichinvariante Quantenfeldtheorien beschrieben. Der wichtigste Erfolg des Standard-Modells war die Entdeckung der Eichbosonen W und Z im Jahre 1983 am CERN und die Übereinstimmung ihrer Massen mit den Vorhersagen von Glashow, Salam und Weinberg.

Die Quarks und Leptonen treten in je 3 Familien auf. Die Frage nach der Herkunft der Familien – oder die nach dem Wesen des Unterschieds zwischen Elektron und Myon – bleibt in dieser Theorie offen. Außerdem haben die verschiedenen Wechselwirkungen im Standard-Modell keinen gemeinsamen Ursprung. Beides äußert sich in der großen Zahl seiner freien Parameter. Daher wird es nicht als fundamental angesehen, sondern vielmehr als Phänomenologie einer allgemeineren Theorie.

In der schwachen Wechselwirkung treten die Quarks als Mischzustände verschiedener Familien auf. Die Mischung wird durch die Kobayashi-Maskawa-Matrix beschrieben. Ihre Elemente bestimmen die Raten, mit denen die Quarks ineinander übergehen. Da sie im Standard-Modell nicht alle unabhängig sind, ist ihre Messung eine wichtige Möglichkeit, seine Konsistenz zu prüfen. Man sucht darüber hinaus nach Beziehungen zwischen den Mischungswinkeln und den Massen der Quarks. Solche Beziehungen würden die Zahl der freien Parameter des Modells verringern. Und schließlich könnten sie Hinweise auf die ihm zugrundeliegende Physik geben – in der Weise, wie das Periodensystem der Elemente, die Isotopenreihen und das Hadronenspektrum jeweils über sich selbst hinauswiesen: auf die Struktur der Atomhülle, den Aufbau der Kerne und das Quarkmodell.

Eine zentrale Rolle kommt dabei der Erforschung der B -Mesonen zu. Sie enthalten das b -Quark, das schwerste bislang bekannte. Mit ihm erschließt sich die Physik der dritten Quark-Familie und die Möglichkeit, noch nicht bekannte Quarkmassen und Mischungswinkel zu bestimmen.

Für die Extraktion der fundamentalen Parameter aus den Zerfalleigenschaften der B -Mesonen ist in vielen Fällen die Kenntnis ihrer Lebensdauern $\tau(B^+)$ und $\tau(B^0)$ erforderlich. Diese sind jedoch noch nicht separat gemessen worden. An den Speicherringen

PEP und PETRA konnte lediglich ein Mittelwert über ein unbekanntes Gemisch aus Hadronen, die b -Quarks enthalten, bestimmt werden.

Das sogenannte *Spectator*-Modell beschreibt die Zerfälle schwerer Mesonen näherungsweise. Darin wird dem leichten Quark – u im B^+ und d im B^0 – nur eine Zuschauerrolle zugewiesen; der Mesonzerfall wird durch den schwachen Übergang des schweren \bar{b} -Quarks allein bestimmt. Es sagt also gleiche Lebensdauern für B^+ und B^0 voraus. Dasselbe hatte man allerdings auch schon im Falle der Charm tragenden Mesonen D^+ und D^0 erwartet. Der experimentelle Befund, daß deren Lebensdauern sich um mehr als einen Faktor 2 unterscheiden, war daher überraschend. Er ist ein eindeutiger Hinweis auf Prozesse, die den Rahmen des *Spectator*-Modells übersteigen.

Inzwischen kann der Unterschied der D -Lebensdauern jedenfalls qualitativ verstanden werden, wenn Interferenz- und Annihilations-Effekte berücksichtigt werden. Diese sollten wegen der höheren Masse des b - im Vergleich zu der des c -Quarks bei B -Mesonen schwächer sein. Man erwartet daher, daß die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen sich nur wenig unterscheiden, und setzt, wo dies nötig ist, für $\tau(B^+)$ oder $\tau(B^0)$ den einheitlichen Wert $\tau(b)$ aus den inklusiven Messungen an. Allerdings ist die Extrapolation von *Charm*- zu *Beauty*-Zerfällen mit Unsicherheiten behaftet.

Aufgrund der Vielzahl und Bedeutung der Resultate, die davon abhängen, ist es wichtig, die Annahme gleicher B -Lebensdauern experimentell zu überprüfen. Darüber hinaus stellt das Lebensdauer Verhältnis einen Prüfstein für unser Verständnis schwacher Zerfälle schwerer Mesonen dar.

Direkte Messungen der Zerfallslängen von B -Mesonen bei gleichzeitiger Rekonstruktion des Endzustands, also Bestimmung ihrer Ladung, sind außerhalb der Reichweite zur Zeit existierender Experimente. Eine indirekte Bestimmung des Lebensdauer Verhältnisses kann jedoch über den Vergleich der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse geschehen.

Bisher wurde dies mit denselben Verfahren versucht, die auch bei den D -Mesonen die ersten Hinweise auf unterschiedliche Lebensdauern erbracht haben. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zerfällt in $B\bar{B}$ -Paare. Für Messungen der Leptonraten in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, bei denen durch Rekonstruktion eines der B -Mesonen feststeht, ob es sich um ein B^+B^- - oder ein $B^0\bar{B}^0$ -Paar handelt, reichen die bisherigen Datenmengen allerdings nicht aus. Das zweite Verfahren, der Vergleich von Einzel- und Doppelleptonraten in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen kann Hinweise auf größere Lebensdauerunterschiede geben. Damit sind jedoch nur schwache Grenzen ermittelt worden: $0.43 < \tau(B^+)/\tau(B^0) < 2.3$ bei 90% *confidence level*.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Bestimmung des Lebensdauer Verhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ entwickelt. Es wird gezeigt, daß es sich aus den Anzahlen der in semileptonischen B -Zerfällen gebildeten \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Mesonen ermitteln läßt.

Eine erste Messung nach diesem Verfahren wird hier vorgestellt. Sie wurde mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- -Speicherring DORIS II am Deutschen Elektronensynchrotron DESY durchgeführt. Die Auswertung der Daten beruht auf einer Erweiterung der Methoden zur Rekonstruktion exklusiver semileptonischer B -Zerfälle. Das Ergebnis dieser Arbeit ist ein Wert für das Lebensdauer Verhältnis, dessen Genauigkeit wesentlich

höher ist, als es mit den früheren Ansätzen erreichbar war.

Die Abhandlung beginnt mit einer Übersicht über die hierzu relevanten Konzepte und Resultate zur Physik der B -Mesonen. Die verschiedenen Möglichkeiten zur Messung von Lebensdauern bzw. deren Verhältnis werden im 2. Kapitel erörtert. Dann wird die Methode der D -Lepton-Korrelationen, die die Grundlage dieser Messung bildet, begründet. Das Experiment wird im 3. Kapitel beschrieben. Im 4. erfolgt die Darstellung der Datenanalyse. Es werden die erwarteten Signaturen semileptonischer B -Zerfälle nachgewiesen, und die Bestimmung des Untergrunds wird vorgeführt. Im 5. Kapitel werden Akzeptanzfaktoren berechnet, und schließlich wird das Ergebnis für $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ abgeleitet und diskutiert. Eine Zusammenfassung bildet den Schluß.

Kapitel 1

B -Mesonen

Dieses Kapitel stellt die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit bereit. Es soll den physikalischen Zusammenhang der Fragestellung und die Voraussetzungen der angewandten Methoden erklären.

Zunächst wird auf die Rolle des b -Quarks im Standard-Modell eingegangen. Dann wird die theoretische Beschreibung der schwachen Zerfälle im Spectator-Modell und in seinen Erweiterungen dargestellt, um die daraus abgeleiteten Vorhersagen für das Lebensdauerverhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ zu diskutieren. Weiter werden für die Messung wichtige Eigenschaften semileptonischer Zerfälle zusammengetragen. Über die Produktion von B -Mesonen müssen Annahmen gemacht werden; davon handelt der letzte Abschnitt.

1.1 Das b -Quark im Standardmodell

Die schweren Quarks haben eine besondere Bedeutung für die Struktur des Standard-Modells: sowohl das *Charm*- als auch das *Beauty*- (oder *Bottom*-)Quark sind von der Theorie vorhergesagt worden.

Im Standard-Modell ist die elektroschwache Wechselwirkung invariant unter Eichtransformationen der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ [1]. Die linkshändigen Fermionen bilden $SU(2)$ -Doublets:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

und

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L.$$

Die schwachen Eigenzustände d' , s' und b' sind Mischungen der Massen- bzw. Flavour-Eigenzustände der Quarks d , s und b mit Ladung $Q = -1/3$. Sie werden durch die Kobayashi-Maskawa-Matrix [2] ineinander überführt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

mit

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

Die Quarks u , c und t mit Ladung $Q = +2/3$ sind per Konvention ungemischt.

Die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms wird durch die Kopplung der Doublets an die geladenen Eichbosonen W^+ , W^- beschrieben. Bei Impulsüberträgen, die klein im Vergleich zur W -Masse sind, lautet die effektive Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L}_{CC}^{(\ell f)} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \mathcal{J}_{CC}^\mu \mathcal{J}_{\mu,CC}^\dagger. \quad (1.3)$$

Dabei ist G_F die Fermi-Konstante, die in der vereinheitlichten Theorie über die Masse M_W und den Weinberg-Winkel θ_W mit der elektromagnetischen Kopplung e verknüpft ist:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W}. \quad (1.4)$$

Der geladene Strom (charged current) \mathcal{J}_{CC}^μ hat eine $(V - A)$ -Struktur, die zur Paritätsverletzung bei schwachen Zerfällen führt. Er ist durch

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{CC}^\mu = & (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ & + (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.5)$$

gegeben. Das Auftreten der Mischungsmatrix ermöglicht im Quarksektor Übergänge zwischen den Familien, wie es sie im Leptonsektor nicht gibt. Die Elemente V_{ub} , V_{cb} und V_{tb} z.B. geben die relative Kopplung für die Übergänge $b \rightarrow u W^+$, $b \rightarrow c W^+$ und $b \rightarrow t W^+$ an.

V_{CKM} ist eine komplexe unitäre Matrix. Die Unitarität gewährleistet das Verschwinden flavour-ändernder neutraler Ströme in erster Ordnung der schwachen Kopplung. Dies ist die Verallgemeinerung des GIM-Mechanismus¹ [3] für zwei Familien, der die Forderung nach der Existenz des Charm-Quarks begründet hatte.

Die Matrix kann damit durch vier reelle Zahlen ausgedrückt werden: durch drei Mischungswinkel und eine Phase. In der Parametrisierung von Harari und Leurer [4] ist

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_\theta c_\beta & s_\theta c_\beta & s_\beta e^{-i\delta} \\ -s_\theta c_\gamma - c_\theta s_\gamma s_\beta e^{i\delta} & c_\theta c_\gamma - s_\theta s_\gamma s_\beta e^{i\delta} & s_\gamma c_\beta \\ s_\theta s_\gamma - c_\theta c_\gamma s_\beta e^{i\delta} & -c_\theta s_\gamma - s_\theta c_\gamma s_\beta e^{i\delta} & c_\beta c_\gamma \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

(s_θ , c_θ stehen für $\sin \theta$, $\cos \theta$ etc.). Für $\beta = \gamma = 0$ erhält man die bekannte Mischungsmatrix für zwei Familien [5], die einzig durch den Cabibbo-Winkel θ_C bestimmt ist. Nur bei mindestens drei Familien tritt eine beobachtbare komplexe Phase δ auf, die im Standard-Modell die Verletzung der CP -Invarianz im System neutraler K -Mesonen erklärt. Ihrethalber war die Existenz einer dritten Quark-Familie gefordert worden [2]. Sie wurde nach der Entdeckung des τ -Leptons auch nötig, da es im Standard-Modell ebenso viele Quark- wie Lepton-Familien geben muß.

θ , β , γ und δ sind 4 der insgesamt 18 freien Parameter des Standard-Modells. Die übrigen sind die 9 Fermion-Massen (die Neutrinos als masselos angenommen), die zwei

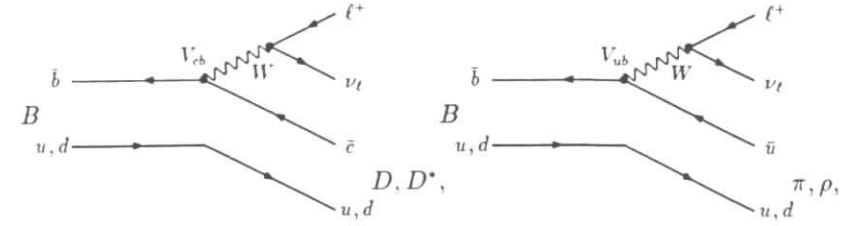


Abbildung 1.1: Quark-Diagramme für semileptonische B -Zerfälle.

Kopplungskonstanten und die Stärke der Symmetriebrechung der schwachen Wechselwirkung (z.B. die Feinstruktur- und die Fermi-Konstante, α_{em} und G_F , und die Masse des Z^0 -Bosons), die Higgs-Masse und die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung.

Diese Parameter müssen im Experiment bestimmt werden. Eine Überbestimmung der Parameter erlaubt es, die im Standard-Modell vorgegebenen Beziehungen zwischen ihnen zu überprüfen. Die Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix bietet eine wichtige Möglichkeit dazu, denn im Prinzip können alle ihre Elemente durch die Untersuchung der schwachen Quark-Zerfälle gemessen werden. Die vier, die die Kopplungen zwischen den ersten beiden Familien bestimmen, sind bereits recht gut bekannt. Die verbleibenden fünf können aus dem Studium von Zerfällen der B -Mesonen gewonnen werden.

Semileptonische B -Zerfälle werden durch die Spectator-Diagramme (Abb. 1.1) beschrieben. An ihnen können V_{ub} und V_{cb} – also β und γ – gemessen werden.

Da die $b \rightarrow c$ -Übergänge stark dominieren, kann V_{cb} aus dem inklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnis und der mittleren Lebensdauer ermittelt werden. Die größte Unsicherheit besteht dabei darin, daß das Ergebnis von der 5. Potenz der nur ungenau bekannten b -Quark-Masse abhängt. Die Auswertung exklusiver semileptonischer Zerfälle [6,7,8] ist davon nicht betroffen. Ohne nennenswerte theoretische Unsicherheit erhält man V_{cb} z.B. aus¹

$$|V_{cb}|^2 \sim \Gamma(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu) = \frac{BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)}{\tau(B^0)}. \quad (1.7)$$

Hierbei benötigt man allerdings die bisher nicht gemessene Lebensdauer des B^0 -Mesons, $\tau(B^0)$.

Bei $b \rightarrow u$ -Übergängen wird mehr Energie frei als bei den dominierenden $b \rightarrow c$ -Zerfällen. Sie führen daher zu einem Überschuß in der Endpunktregion des Leptonenspektrums, bei Impulsen, die für $b \rightarrow c$ -Übergänge kinematisch verboten sind. Der Nachweis eines solchen Überschusses ist erst kürzlich gelungen [9]. Er ist deshalb besonders wichtig, da sich nur im Falle $V_{ub} \neq 0$ die CP -Verletzung aus der komplexen

¹ ℓ steht in dieser Arbeit immer für ein leichtes geladenes Lepton, also ein Elektron e oder Myon μ . – Außerdem ist in diesem Kapitel $\hbar = c = 1$ gesetzt. Zur Umrechnung: $\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$.

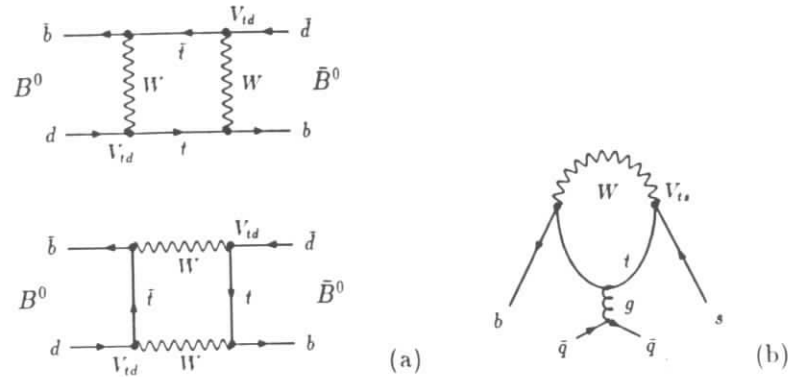


Abbildung 1.2: Diagramme mit Quark-Schleifen, die auch von der schwachen Kopplung des Top-Quarks abhängen. (a) Box-Graphen zur Beschreibung von $(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ -Übergängen im Standard-Modell. (b) Penguin-Graph zur Beschreibung von $b \rightarrow s$ -Übergängen.

Phase der KM-Matrix erklären läßt. – Die quantitative Auswertung der inklusiven Messung liefert den modellabhängigen Wert

$$|V_{ub}|/|V_{cb}| = 0.10 \pm 0.01. \quad (1.8)$$

Exklusive Messungen würden analog zu denen von V_{cb} mehr Klarheit schaffen, setzen allerdings größere Datenmengen voraus. Auch dabei gingen dann die separaten Lebensdauern der B -Mesonen ein.

Das Top-Quark t ist bisher nicht direkt beobachtet worden. Bei B -Zerfällen, die im Standard-Modell durch Schleifen-Diagramme beschrieben werden, geht das b -Quark in ein virtuelles Quark über, und dabei dominiert der Beitrag des t -Quarks. Solche Prozesse geben Aufschluß über die Matrix-Elemente V_{id} und V_{it} , und über die Top-Masse m_t .

V_{id} geht in die Rate von $B^0 \bar{B}^0$ -Oszillationen ein. Übergänge zwischen Teilchen und Antiteilchen wurden zuerst im System neutraler K -Mesonen beobachtet. Sie werden durch Box-Graphen beschrieben (Abb. 1.2a). Ihre Berechnung ergibt die Massendifferenz ΔM zwischen den CP -Eigenzuständen B_1^0 und B_2^0 , also die Oszillationsfrequenz. (Der Formalismus ist derselbe wie bei den K^0 -Mesonen.) Es ist

$$\Delta M \sim |V_{id}|^2 m_t^2. \quad (1.9)$$

In $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wird der "mixing-Parameter"

$$r = \frac{x^2}{2+x^2} \quad \text{mit} \quad x = \frac{\Delta M}{\Gamma} \quad (1.10)$$

gemessen [10] (Γ ist die mittlere Breite von $B_{1,2}^0$). r ist dort das Verhältnis der Zahlen "gemixter" ($B^0 B^0$ - und $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ -) und "ungemixter" ($B^0 \bar{B}^0$ -) Ereignisse. Die statistisch

aussagekräftigste Methode ist der Vergleich der Zahlen gleichsinnig und ungleichsinnig geladener Lepton-Paare ($B \rightarrow \ell^+ X$, $\bar{B} \rightarrow \ell^- X$). Letztere stammen auch aus $B^+ B^-$ -Ereignissen. Daher ist r durch

$$r = \frac{N(B^0 B^0) + N(\bar{B}^0 \bar{B}^0)}{N(B^0 \bar{B}^0)} = \frac{[N(\ell^+ \ell^+) + N(\ell^- \ell^-)](1 + \lambda)}{N(\ell^+ \ell^-) - [N(\ell^+ \ell^+) + N(\ell^- \ell^-)]\lambda} \quad (1.11)$$

gegeben, wobei

$$\lambda = \frac{N(B^+ B^-)}{N(B^0 \bar{B}^0)} \left(\frac{BR_{\mu}(B^+)}{BR_{\mu}(B^0)} \right)^2. \quad (1.12)$$

Das hier auftretende Verhältnis der semileptonischen Verzweungsverhältnisse von B^+ - und B^0 -Mesonen ist gleich dem der Lebensdauern und geht in diese wichtige Messung quadratisch ein.

Durch Ausnutzen der Unitarität von V_{CKM} erhält man aus der Oszillationsrate Grenzen für m_t . Andererseits ergibt sich aus der Beschränkung von m_t durch elektroschwache Strahlungskorrekturen eine untere Grenze für $|V_{id}|$ [11].

V_{ts} versucht man durch Beobachtung von $b \rightarrow s$ -Übergängen zu bestimmen. Diese werden durch sogenannte Penguin-Diagramme (Abb. 1.2b) beschrieben. Die Zerfälle sind jedoch sehr selten, und bisher konnten nur obere Grenzen ermittelt werden [12]. Auch dazu werden wie bei jedem Vergleich zwischen in der Theorie berechneten Zerfallsbreiten und gemessenen Verzweungsverhältnissen die separaten Lebensdauern benötigt. Allerdings stehen hier noch die theoretischen Unsicherheiten im Vordergrund.

δ schließlich – die komplexe Phase der KM-Matrix – kann ebenfalls prinzipiell über die Messung von CP -Verletzung in B -Zerfällen festgelegt werden [13]. Dazu sind aber (auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz) "zeitaufgelöste" Messungen, d.h. Beobachtungen der Zerfallsvertices der B -Mesonen, nötig und Datenmengen, für die die Luminositäten heutiger Speicherringe um Größenordnungen übertroffen werden müssen. Die Überprüfung der Deutung der CP -Verletzung im Standard-Modell ist wichtigstes Ziel der für die Zukunft geplanten B -"Fabriken" [14].

Durch das Studium der B -Mesonen können also im Prinzip 5 der insgesamt 18 freien Parameter des Standard-Modells gemessen werden – m_b , m_t und drei der vier, die V_{CKM} bestimmen. Die Bestimmung des Lebensdauerverhältnisses trägt wesentlich zur Verringerung der dabei auftretenden Unsicherheiten bei – besonders deutlich bei der herausragend wichtigen Bestimmung des mixing-Parameters.

Bei der Extraktion der fundamentalen Größen müssen die Einflüsse der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden. Auch im Hinblick auf das Verständnis vom Zusammenspiel starker und schwacher Kräfte kommt der Messung des Lebensdauerverhältnisses besondere Bedeutung zu.

1.2 Schwache Zerfälle und Lebensdauern schwerer Mesonen

Die theoretischen Erwartungen für mögliche Unterschiede in den Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen leiten sich aus dem Verständnis der Zerfallsmechanismen der Charm-Mesonen ab. Einer Fülle von experimentellen Daten stehen dort beträchtliche

Fortschritte bei der Entwicklung geeigneter Modelle gegenüber. Für umfassende Darstellungen und kritische Beurteilungen des bisher Erreichten sei hier auf neuere Übersichtsartikel mit experimentellen [15,16,17] oder theoretischen Schwerpunkten [18, 19,20] verwiesen. An dieser Stelle sollen lediglich die wesentlichen Begriffe und Konzepte erläutert werden, um den Ursprung der Vorhersagen und der verbleibenden Unsicherheiten zu klären.

Notwendigerweise beginnt die Diskussion mit dem Spectator-Modell und seinen Begrenzungen. Die Berücksichtigung von Annihilations- und Interferenzeffekten sowie die Grundzüge der Berechnung exklusiver Zerfälle werden dargestellt, um daraufhin die Extrapolation von den D - zu den B -Mesonen zu erörtern.

1.2.1 Das Spectator-Modell

Die starke Wechselwirkung wird im Standard-Modell durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, eine Eichtheorie der Symmetriegruppe $SU(3)$. Die Quarks bilden $SU(3)$ -Triplets; sie treten in drei Farbzuständen auf. Gebundene Zustände sind $SU(3)$ -Singulets (farbneutral). Acht (masselose) Gluonen stellen die Eichbosonen dar, die selbst Farbladung tragen. Die Kopplungskonstante α_s nimmt mit dem Impulsübertrag q^2 ab. Das Verhalten wird durch den Skalenparameter $\Lambda_{QCD} \approx 100 \dots 200 \text{ MeV}$ bestimmt. Für $q^2 \rightarrow \infty$ geht $\alpha_s \rightarrow 0$, und die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen (asymptotische Freiheit). Im Falle $q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ sind perturbative Rechnungen möglich, bei kleinen Werten hingegen nicht. Für $q^2 = (10 \text{ GeV})^2$ ist $\alpha_s \approx 0.2$ (vgl. $\alpha_{em} = 1/137$).

Bisher war jede Suche nach freien Quarks ohne Erfolg; sie scheinen immer in Hadronen gebunden zu sein. Dieser *Confinement*-Mechanismus ist nicht-perturbativer Natur und noch nicht vollständig innerhalb der QCD verstanden. Er hat zur Folge, daß die Beschreibung schwacher Zerfälle von Quarks im Prinzip immer eine Beschreibung der Hadronen einschließen muß.

Die schwache Wechselwirkung spielt sich jedoch innerhalb wesentlich kürzerer Zeitspannen bzw. auf wesentlich kleinerem Raum - Größenordnung $1/M_W$ - ab als die Hadronisationsprozesse, bei denen die Quarks sich wieder zu gebundenen Zuständen arrangieren, und die durch Λ_{QCD} charakterisiert sind. Daher teilt man die Effekte der starken Wechselwirkung in zwei Bereiche ein:

- kurzreichweitige, die den hohen Impulsüberträgen entsprechen, wie sie beim Zerfall der schweren Quarks $Q = c, b$ auftreten ($q^2 \sim M_Q^2$), und die vom Austausch harter Gluonen herrühren, und
- langreichweitige Bindungseffekte - entsprechend den Abmessungen der Hadronen -, die durch weiche Gluonen vermittelt werden.

Die entscheidende, nicht triviale Annahme ist, daß sich diese im Prinzip komplex zusammenwirkenden Phänomene separieren lassen:

- Die Korrekturen durch starke Wechselwirkung bei kurzen Abständen können perturbativ berechnet werden und ergeben eine Modifikation des Hamilton-Operators, der dann die "effektive" schwache Wechselwirkung der Quarks beschreibt.

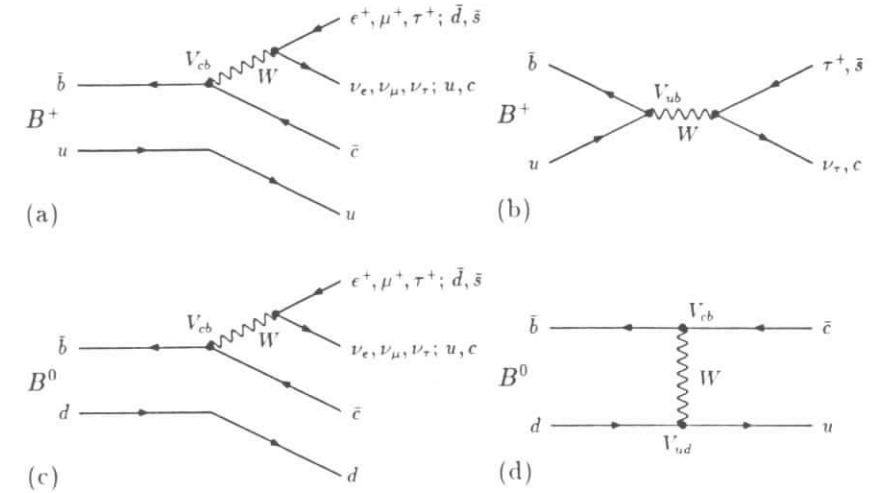


Abbildung 1.3: Zerfallsdiagramme von B^+ - und B^0 -Mesonen im Spectator-Modell. (a) und (c): Quarkzerfalls-Graphen, (b) und (d): Annihilations-Graphen.

- Die langreichweitigen Effekte sind in den Wellenfunktionen enthalten, mit denen die Mesonen des Anfangs- und Endzustands dargestellt werden. Diese müssen mit Hilfe phänomenologischer Modelle berechnet werden.

Man betrachtet nun die schweren Mesonen nur in ihrer *Valenzquark*-Konfiguration. Um ihre *inklusive* Eigenschaften zu erhalten, ersetzt man die Summe aller exklusiven Zerfallskanäle durch Endzustände aus freien Quarks.² Dabei werden nur kurzreichweitige Effekte berücksichtigt.

Die Zerfälle (niedrigster Ordnung in der schwachen Kopplung) lassen sich so mit nur wenigen Diagrammen beschreiben, die für B^+ - und B^0 -Mesonen in Abb. 1.3 gezeigt sind. Die Annihilationsdiagramme (b und d) sind als effektive Zwei-Körper-Zerfälle analog zum Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ helizitätsunterdrückt. Da die schwache Wechselwirkung auf dieser Energieskala praktisch punktförmig ist, erfordern sie zudem das räumliche Zusammentreffen der Quarks, sind also darüber hinaus durch Formfaktoren unterdrückt. Dies soll später quantifiziert und gründlicher diskutiert werden.

Der Zerfall des schweren Quarks (a und c) dominiert also stark, und er wird durch das leichte Quark nicht beeinflusst. Diesem kommt vielmehr nur noch eine begleitende Rolle zu. - Dies ist der Ansatz des *Spectator*- (= Zuschauer-) Modells. Je schwerer das Quark Q , desto adäquater sollte eine solche Beschreibung werden.

Der Quark-Zerfall kann zunächst in direkter Analogie zum Myon-Zerfall $\mu^- \rightarrow$

²Dies wird allgemein Quark-Hadron-Dualität genannt und sollte umso angemessener sein, je höher die Impulsüberträge und die Zahl erlaubter exklusiver Endzustände sind, also z.B. in hochenergetischer e^+e^- -Annihilation.

$\nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$ berechnet werden. Es ist

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (1.13)$$

Ohne Berücksichtigung der starken Wechselwirkung erhält man für die semileptonische Partialbreite

$$\Gamma(b \rightarrow ce^- \bar{\nu}_e) \approx |V_{cb}|^2 \cdot \Gamma_b^0 \quad \text{mit} \quad \Gamma_b^0 = \Gamma_\mu \left(\frac{m_b}{m_\mu} \right)^5 \quad (1.14)$$

und für den Hauptbeitrag zur hadronischen Breite

$$\Gamma(b \rightarrow c \bar{u} d) \approx 3 \cdot |V_{ud}^* V_{cb}|^2 \cdot \Gamma_b^0, \quad (1.15)$$

wobei der Faktor 3 die Farbfreiheitsgrade der Quarks zählt.

Es sind dann weiter folgende Effekte zu berücksichtigen: Phasenraumfaktoren (I_{PS}), die den Massen m_i der Fermionen im Endzustand Rechnung tragen, QCD-Strahlungskorrekturen (f_{rad}) und bei hadronischen Zerfällen der Austausch harter Gluonen (F_{nl}):

$$\Gamma = \Gamma \cdot I_{PS} \left(\frac{m_1^2}{m_b^2} \right) \cdot f_{rad}(m_b) \cdot [F_{nl}(m_b)] \quad (1.16)$$

Vor allem die Phasenraumkorrekturen [21] hängen stark von der Wahl der Quark-Massen ab und stellen die größte Quelle für die Schwankungsbreite in den Vorhersagen des Spectator-Modells dar [22]. Recht genau läßt sich nur die Unterdrückung der τ -Produktion berechnen:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow c \tau \nu_\tau)}{\Gamma(b \rightarrow ce \nu_e)} = 0.23, \quad (1.17)$$

während man für die Erzeugung von $\bar{c}s$ -Paaren am Ende Werte im Bereich

$$BR(b \rightarrow c \bar{c} s) = (10 \dots 20) \% \quad (1.18)$$

erhält. – Unter Berücksichtigung auch der V_{CKM} -unterdrückten Zerfallskanäle ($b \rightarrow u$ und $b \rightarrow q \bar{u} s$, $b \rightarrow q \bar{c} d$)³ erhält man aus einem reinen Parton-Modell ($\alpha_s = 0$) ein semileptonisches Verzweungsverhältnis von (15...18) %.

Die QCD-Strahlungskorrekturen sind in *Next to Leading Log (NLL)*-Approximation berechnet worden [23]. Sie ergeben eine Unterdrückung der semileptonischen ($f_{rad} = 0.86$) und eine leichte Verstärkung der hadronischen Zerfälle ($f_{rad} = 1.03$).

Eine weitere Verstärkung nichtleptonischer Zerfälle ergibt sich, wenn der Austausch harter Gluonen berechnet wird. Wegen der grundlegenden Bedeutung für die Behandlung hadronischer Zerfälle und das Verständnis der Interferenzeffekte wird dies im folgenden kurz dargestellt.

Gluonen, die mit dem W -Boson eine Schleife bilden, können Farbe zwischen den am Austausch beteiligten Quarks übertragen. Dies führt zu neuen Wechselwirkungen, die zwar hinsichtlich Flavour und Chiralität unverändert sind, aber eine andere Farbstruktur aufweisen.

³Als "Faustformel" für Abschätzungen kann man pro c -Quark einen Phasenraum-Faktor 0.5 anbringen. – Der Phasenraum für semileptonische (hadronische) $b \rightarrow u$ -Zerfälle ist um etwa einen Faktor 1.8...2.3 (1.9...2.8) größer als im Fall $b \rightarrow c$.

Die Hamiltonfunktion der schwachen Wechselwirkung für den Zerfall $b \rightarrow c \bar{u} d$ lautet

$$H_{nl}^0 = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} (\bar{c}b)(\bar{d}u), \quad (1.19)$$

wobei die abkürzende Schreibweise für die Ströme

$$(\bar{q}_2 q_1) = \sum_\alpha \bar{q}_{2\alpha} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_{1\alpha} \quad (1.20)$$

($\alpha = 1 \dots 3$: Farb-Indices) verwendet wurde (vgl. Gl. (1.5)). Die Berechnung des Gluon-Austauschs in erster Ordnung in α_s ergibt

$$H_{nl}^0 \rightarrow H_{nl} = H_{nl}^0 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} \cdot \frac{3\alpha_s}{8\pi} \ln \frac{M_W^2}{m_b^2} \sum_\alpha (\bar{c} \lambda^\alpha b)(\bar{d} \lambda^\alpha u) \quad (1.21)$$

(λ^a , $a = 1 \dots 8$: $SU(3)$ -Farbmatrizen). Die neuen Ströme haben die Oktett-Struktur der Gluonen. Sie lassen sich mit Hilfe einer Fierz-Transformation

$$\sum_\alpha (\bar{c} \lambda^\alpha b)(\bar{d} \lambda^\alpha u) = -\frac{2}{3} (\bar{c}b)(\bar{d}u) + 2(\bar{c}u)(\bar{d}b) \quad (1.22)$$

wieder in Singulets überführen, d.h., nach Farbe statt nach Flavour ordnen. Man erhält

$$H_{nl} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}^* V_{cb} [c_1 (\bar{c}b)(\bar{d}u) + c_2 (\bar{c}u)(\bar{d}b)] \quad (1.23)$$

mit

$$c_1 = 1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{m_b^2} \quad (1.24)$$

$$c_2 = -\frac{3\alpha_s}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{m_b^2} \quad (1.25)$$

Die ausgetauschten Gluonen können, müssen aber nicht die Farbe der Quarks ändern. So wird zum einen die schwache Kopplung des geladenen Stroms renormiert und damit verstärkt. Zum anderen wird, zusammen mit der Fierz-Transformation, ein *effektiver Flavour-ändernder neutraler Strom* (FCNC) induziert. Diese Übergänge werden meist "farb-unterdrückt" genannt, wodurch ausgedrückt wird, daß die Bildung der dabei entstehenden Farb-Singulets ohne Berücksichtigung von Gluonen durch einen Faktor 1/3 unterdrückt wäre.

Die führenden logarithmischen Terme (*leading log LL* oder *next to leading log NLL*) können in allen Ordnungen in α_s mit Renormierungsgruppen-Techniken aufsummiert werden. Man erhält dabei die symmetrischen und antisymmetrischen Kombinationen

$$c_+ = c_1 + c_2 \quad \text{und} \quad c_- = c_1 - c_2 \quad (1.26)$$

Ihre Abhängigkeit von der Massenskala μ ist in Abb. 1.4 dargestellt. Für große Massen nähert man sich dem Grenzfall $\alpha_s = 0$: dann ist $c_+ = c_- = 1$ und $c_1 = 1$, $c_2 = 0$. Die durch harte Gluonen herbeigeführten Modifikationen der schwachen Wechselwirkung sind danach bei B -Mesonen weniger ausgeprägt als im Bereich der Charm-Massen. Zahlenwerte sind in Tab. 1.1 angegeben.

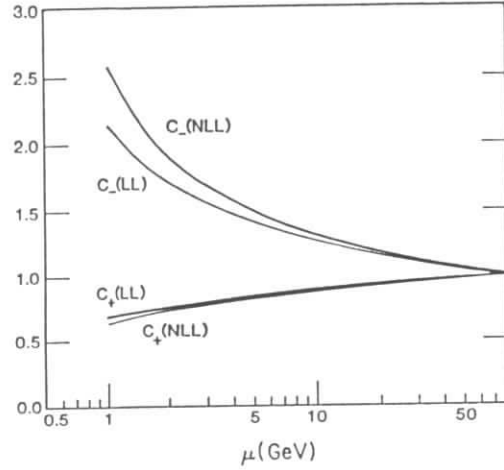


Abbildung 1.4: Abhängigkeit der QCD-Koeffizienten c_+ und c_- von der Massenskala μ . (Aus [16])

	D -Mesonen	B -Mesonen
m_Q [GeV]	1.5	5
c_+, c_-	0.74, 1.80	0.85, 1.41
c_1	1.27	1.13
c_2	-0.53	-0.28
$(2c_+^2 + c_-^2)/3$	1.4	1.14
$c_1^2 + c_2^2$	1.9	1.4
$(2c_+^2 - c_-^2)/3$	-0.7	-0.18
$2c_1c_2$	-1.3	-0.63

Tabelle 1.1: QCD-Koeffizienten c_+ , c_- und daraus abgeleitete Faktoren für D - und B -Mesonen [22]. Aufgeführt sind der nichtleptonische Verstärkungsfaktor F_{nl} und der Interferenzfaktor aus den Gln. (1.43), (1.52) - jeweils für $N_c = 3$ und $N_c = \infty$.

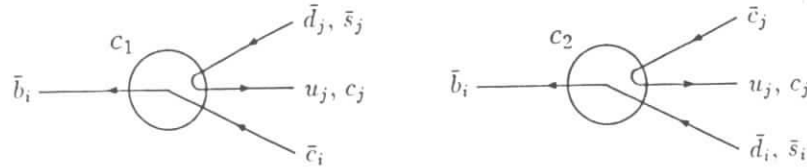


Abbildung 1.5: Effektive Diagramme für den Quark-Zerfall.

Die zu c_1 und c_2 proportionalen Quark-Diagramme sind in Abb. 1.5 gezeigt. Ihre Aufsummation ergibt

$$\Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d) = (2c_1^2 + 2c_2^2 + (c_1 + c_2)^2) \cdot V_{ud}^* V_{cb} \cdot \Gamma_b^0 \quad (1.27)$$

$$= 3(c_1^2 + c_2^2 + \frac{2}{3}c_1c_2) \cdot V_{ud}^* V_{cb} \cdot \Gamma_b^0 \quad (1.28)$$

$$= (2c_+^2 + c_-^2) \cdot V_{ud}^* V_{cb} \cdot \Gamma_b^0 \quad (1.29)$$

wobei die Beiträge für gleiche Farb-Indices kohärent addiert wurden. Damit ist der nichtleptonische Verstärkungsfaktor

$$F_{nl} = \frac{2c_+^2 + c_-^2}{3} \approx 1.14. \quad (1.30)$$

Man erhält so aus dem Spectator-Modell für das semileptonische Verzweigungsverhältnis der B -Mesonen

$$BR_{sl}(B) \approx (12 \dots 15) \% \quad (1.31)$$

Der Mittelwert [24] der Messungen von Crystal Ball [25], ARGUS [26] und CLEO [27]

$$BR_{sl}(B)^{exp} = (10.9 \pm 0.6) \% \quad (1.32)$$

liegt am unteren Rand des Bereichs der Vorhersagen.

Für D -Mesonen ergeben die Berechnungen nach dem Spectator-Modell [22]

$$BR_{sl}(D) \approx (13 - 20) \% \quad (1.33)$$

Die Ergebnisse der MARK III-Messung für D^+ - und D^0 -Mesonen [28] lauten dagegen

$$BR_{sl}(D^+)^{exp} = (17.0 \pm 2.0) \% \quad (1.34)$$

$$BR_{sl}(D^0)^{exp} = (7.5 \pm 1.2) \%.$$

Solche Unterschiede zwischen den geladenen und neutralen Vertretern kann das Modell seiner Natur nach nicht reproduzieren, auch dann nicht, wenn die QCD auf kurzen Abständen berücksichtigt wird. Sie müssen vielmehr das Ergebnis langreichweitiger Effekte der starken Wechselwirkung sein. Sie spielen offenbar eine zumindest im Charm-Sektor nicht zu vernachlässigende Rolle, und zwar bei den hadronischen Zerfällen. Darauf deutet die experimentelle Übereinstimmung der semileptonischen Partialbreiten $\Gamma_{sl} = BR_{sl}/\tau$ hin; die im Experiment E691 präzise gemessenen Lebensdauern sind [29]

$$\tau(D^+)^{exp} = (1.09 \pm 0.04) ps \quad (1.35)$$

$$\tau(D^0)^{exp} = (0.42 \pm 0.01) ps. \quad (1.36)$$

Der Vergleich mit den theoretischen Erwartungen legt entweder eine Anhebung hadronischer D^0 -Zerfälle oder aber eine Unterdrückung hadronischer D^+ -Zerfälle nahe. Im zweiten Fall bliebe das Problem, das kleine semileptonische Verzweigungsverhältnis der D^0 -Mesonen zu erklären.

1.2.2 Annihilation und Interferenz

Im Wesentlichen wurden zwei Ideen zur Erklärung der unterschiedlichen hadronischen Zerfallsbreiten der D -Mesonen herangezogen. Bei D^0 -Mesonen verläuft der Zerfall durch Annihilation ($c\bar{u} \rightarrow s\bar{d}$) über ein W -Austauschdiagramm (wie bei B^0 -Mesonen, s. Abb. 1.3d), und die Rate ist proportional zu $|V_{ud}^* V_{cs}|^2 \approx \cos^4 \theta_C$, während der Zerfall des D^+ -Mesons durch W -Annihilation ($cd \rightarrow W^+ \rightarrow X$) Cabibbo-unterdrückt ist ($\sim |V_{cd}^*|^2 \approx \sin^2 \theta_C$). Wenn Annihilationsprozesse in nennenswertem Maße zu den Zerfällen beitragen, könnte dies für die kürzere Lebensdauer des neutralen Mesons verantwortlich sein. Beim geladenen Partner andererseits ist das beim Quarkzerfall ($c \rightarrow s\bar{d}u$) entstehende \bar{d} -Quark identisch mit dem Spectator-Quark. Dies könnte ein Grund für die längere Lebensdauer des D^+ -Mesons sein, wenn destruktive Interferenz eintritt. Beim Quarkzerfall im D^0 -Meson hingegen treten vier verschiedene Quarks im Endzustand auf.

Für B -Mesonen ist die Situation analog: die Rate für W -Austausch beim B^0 -Meson ($\bar{b}d \rightarrow \bar{c}u$) ist proportional zu $|V_{cb}|^2$ wie der Quarkzerfall auch, während W -Annihilation beim B^+ -Meson ($bu \rightarrow W^+ \rightarrow X$) durch $|V_{ub}|^2$ unterdrückt ist (s. Abb. 1.3b). Und es ist das u -Quark im B^+ -Meson, das mit einem der beim Quark-Zerfall ($\bar{b} \rightarrow \bar{c}ud$) entstehenden identisch ist, so daß Interferenz möglich wird. Das Auftreten beider Effekte ist unbestritten, man erwartet daher

$$\tau(B^+) > \tau(B^0). \quad (1.37)$$

Das Problem besteht in ihrer Quantifizierung. Ihre relative Bedeutung ist bei den Charm-Zerfällen noch umstritten.

Wenn man die Partialbreite für den Annihilationsgraphen im Valenzquark-Modell berechnet, erhält man [18]

$$\Gamma_{\text{ann}}(B^0 \rightarrow \bar{c}u) = \left(\frac{1}{3} c_1 + c_2\right)^2 |V_{ud}^* V_{cb}|^2 \left(\frac{f_B}{M_B}\right)^2 \frac{m_c^2 + m_u^2}{m_b^2} 24\pi^2 \Gamma_b^0. \quad (1.38)$$

Darin tritt die Zerfallskonstante f_B auf, die für das pseudoskalare B -Meson analog zu f_π durch

$$\langle 0 | (\bar{b}d)^\mu | B \rangle = -i f_B p_B^\mu \quad (1.39)$$

definiert ist. f_B ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des räumlichen Zusammentreffens der Quarks im B -Meson und kann in Potentialmodellen durch die Wellenfunktion am Ursprung $\psi(0)$ ausgedrückt werden:

$$f_B^2 = 12 \frac{|\psi(0)|^2}{M_B} \quad (1.40)$$

Um f zu messen, müsste die Rate für rein leptonische Zerfälle ($D^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$) bestimmt werden. Das war bisher nicht möglich; lediglich die Grenze $f_D < 290 \text{ MeV}$ [30] konnte ermittelt werden. Theoretische Abschätzungen liefern, je nach Ansatz, beträchtlich voneinander abweichende Resultate. Mit QCD-Summenregeln z.B. erhält man [31]

$$f_D \approx 165 \text{ MeV}, \quad f_B \approx 115 \text{ MeV}. \quad (1.41)$$

Wichtig für die Extrapolation der Non-Spectator-Effekte ist vor allem das Verhältnis f_B/f_D . Für große Massen des schweren Quarks sollten die räumlichen Eigenschaften des Mesons, also ψ , nur noch vom leichten Quark abhängen. Daher erwartet man wegen (1.40)

$$f \sim 1/\sqrt{M}, \quad (1.42)$$

genauere Betrachtungen tendieren zu schwächeren Abhängigkeiten (siehe [31]). Sicher ist $f_B \leq f_D$.

Der dritte Faktor in (1.38) enthält die Massen der leichten Quarks quadratisch. Er stellt die Helizitätsunterdrückung in durch $(V-A)$ -Ströme vermittelten Zerfällen von Spin-0-Mesonen in zwei Fermionen dar, die auch für die Dominanz von $\pi \rightarrow \mu\nu$ gegenüber $\pi \rightarrow e\nu$ -Zerfällen verantwortlich ist. Für den D^0 -Zerfall ist der Faktor durch $(m_s^2 + m_d^2)/m_c^2$ gegeben. Die so berechnete Annihilationsbreite $\Gamma_{\text{ann}}(D^0)$ ist damit bei weitem zu klein, um die unterschiedlichen Lebensdauern der D -Mesonen zu erklären.

Dagegen läßt sich einwenden, daß sich in Gegenwart weicher Gluonen das Bild ändern kann [32,33]. Die Helizitätsunterdrückung wird unwirksam, wenn man Annihilationszerfälle mit Gluon-Bremstrahlung vom leichten Quark im Anfangszustand betrachtet, z.B. $D^0 \rightarrow s\bar{d}g$. Das $c\bar{u}$ -System bleibt dann in einem Spin-1-Zustand zurück. Der Prozeß ist nicht-perturbativer Natur und somit nicht exakt zu berechnen. Perturbative Näherungen [33] ergeben keine Beiträge in der nötigen Höhe, sind aber möglicherweise auch nicht relevant [22].

Wegen der großen Unsicherheiten in der absoluten Größe des Effekts ist es nicht auszuschließen, daß der Unterschied in den Lebensdauern von D^+ - und D^0 -Mesonen auf Annihilationsmechanismen zurückgeht. Die stärksten Argumente für diese Sichtweise sind phänomenologische: das kleine semileptonische Verzweigungsverhältnis des D^0 -Mesons und die Tatsache, daß der Annihilations-Zerfall $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$ mit $\sim 1\%$ [34] ein Verzweigungsverhältnis in derselben Größenordnung aufweist wie die "Standard"-Zerfälle.

Die relative Stärke des Effekts bei B -Mesonen ergibt sich aber jedenfalls um eine Größenordnung kleiner als bei D -Mesonen, da, wie auch immer der Helizitätsfaktor umgangen wird, der Formfaktor-Term davon unberührt bleibt.

Auch die Interferenz zwischen dem leichten Spectator-Quark des geladenen Mesons und dem aus dem Zerfall des schweren entstehenden Quark läßt sich in der inklusiven Berechnung der nichtleptonischen Zerfallsbreite berücksichtigen [35]. Man erhält einen zusätzlichen Beitrag [36]

$$\Delta\Gamma_{\text{int}} = 16\pi^2 \left(\frac{f_B}{M_B}\right)^2 (2c_+^2 - c_-^2) |V_{ud}^* V_{cb}|^2 \Gamma_b^0. \quad (1.43)$$

Der Ausdruck ähnelt dem für die Annihilationsbreite (1.38): die Zerfallskonstante geht in die Rechnung ein, weil Interferenz räumlichen Überlapp voraussetzt. Wegen $2c_+^2 < c_-^2$ ist $\Delta\Gamma_{\text{int}} < 0$, die Interferenz also destruktiv (siehe Tab. 1.1). Das ist, was man nach dem Pauli-Prinzip erwarten würde, und wird auch als dessen Konsequenz interpretiert [22].⁴

⁴Trotzdem kommt das negative Vorzeichen nur bei Berücksichtigung der harten Gluonen zustande. Für $\alpha_s \rightarrow 0$, $c_+ = c_- = 1$ wäre die Interferenz konstruktiv.

Der Beitrag ist selbst von der Größenordnung der nur aus dem Quark-Zerfall berechneten Breite und somit geeignet, eine Erklärung des Lebensdauerverhältnisses der D -Mesonen zu liefern. Allerdings zeigt dies auch, daß die verwendeten Näherungen an der Grenze des Erlaubten liegen: wenn f_D hinreichend groß ist, wird die Gesamtbreite negativ. – Außerdem benötigt man, wenn man den Lebensdauerunterschied allein der Interferenz zuschreibt, eine große allgemeine Verstärkung der hadronischen Zerfälle, um die kleine Rate für semileptonische D^0 -Zerfälle zu reproduzieren. Um ein konsistentes Bild zu erhalten, muß der Spielraum in den Parametern großzügig ausgeschöpft werden.

Die stärkste Unterstützung der Auffassung, Quark-Interferenz sei die dominante Quelle für den Unterschied der hadronischen Zerfallsraten von D^+ - und D^0 -Mesonen, stammt jedoch aus dem Studium exklusiver Zerfälle. Im Modell von Bauer, Stech und Wirbel [37] werden die Amplituden für Zweiteilchen-Endzustände nach dem Faktorisationsansatz berechnet. Das bedeutet, man geht zunächst von den Quarkströmen in der Hamilton-Funktion zu Hadron-Feldoperatoren über. Diese werden dann durch die asymptotischen Zustände der ein- und auslaufenden Mesonen ersetzt. Die Amplituden zerfallen so in Produkte von hadronischen Matrixelementen einzelner Ströme, z.B. ($\cos \theta_C \approx 1$)

$$A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_1 \langle \pi^+ | (\bar{u}d) | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c) | D^0 \rangle \quad (1.44)$$

Die Erzeugung eines leichten Mesons direkt aus dem Strom (erstes Element) liefert eine Zerfallskonstante. Für das zweite Element muß ein Ansatz für die Wellenfunktionen gemacht werden, wofür hier das Modell des relativistischen Harmonischen Oszillators benutzt wird. – Analog erhält man

$$A(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} a_2 \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d) | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{u}c) | D^0 \rangle \quad (1.45)$$

und

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left(a_1 \langle \pi^+ | (\bar{u}d) | 0 \rangle \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}c) | D^+ \rangle + a_2 \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d) | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{u}c) | D^+ \rangle \right) \quad (1.46)$$

Die entsprechenden Diagramme zeigt Abb. 1.6, die auch die Bedeutung der neuen Koeffizienten a_1 und a_2 zeigt. Man beachte, daß beide Diagramme im Falle des D^+ denselben hadronischen Endzustand ergeben. Dies spiegelt das Auftreten zweier identischer \bar{d} -Quarks wieder. Im Gegensatz zu den Quark-Diagrammen (vgl. Abb. 1.5) ist die Formation der Hadronen aus den Quarks hier festgelegt. Das heißt, jedes enthält Anteile sowohl des geladenen, zu c_1 proportionalen, als auch des (effektiv) neutralen, zu c_2 proportionalen Stroms. Daher erwartet man

$$a_1 = c_1 + \xi c_2, \quad a_2 = c_2 + \xi c_1, \quad (1.47)$$

wobei ξ die Wahrscheinlichkeit angibt, daß Quarks aus verschiedenen Farbsingulett-paaren zu einem Hadron kombinieren. Abzählen der Freiheitsgrade ergäbe $\xi = \frac{1}{3}$. Im BSW-Modell bleibt ξ jedoch ein freier Parameter. Er charakterisiert gerade – allerdings global – den kritischen Übergang von Quarks zu Hadronen.

Es werden zunächst die Amplituden für fast alle Zweikörperzerfälle berechnet. Diese lassen sich dabei in drei Klassen unterteilen: solche, die nur von a_1 oder nur von a_2 oder

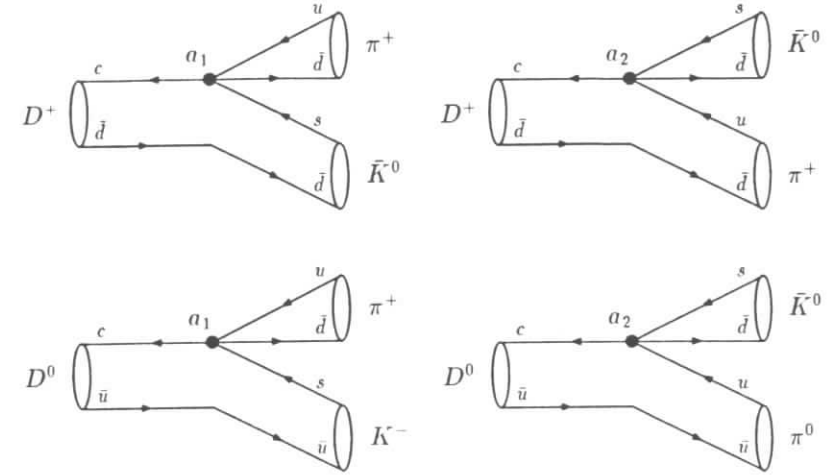


Abbildung 1.6: Diagramme für exklusive D -Zerfälle.

aber von einer Summe $a_1 + \xi a_2$ abhängen. Die dritte Klasse enthält nur D^+ -Zerfälle. a_1 und a_2 werden dann durch Anpassung an die Daten ermittelt, wozu allerdings noch komplexe Isospin-Analysen eingehen und Endzustandswechselwirkungen berücksichtigt werden. Das Ergebnis ist

$$a_1 = 1.2, \quad a_2 = -0.5. \quad (1.48)$$

Dies entspricht, wenn man es mit den Werten c_1, c_2 aus Tab. 1.1 vergleicht, $\xi = 0$ in Gl. (1.47). Das bedeutet "vollständige Farbunterdrückung". Und es ergibt sich, wegen des großen Betrags und des negativen Vorzeichens von a_2 , eine starke Unterdrückung – destruktive Interferenz – in vielen wichtigen D^+ -Zerfallskanälen aus der dritten Klasse.⁵

Das Modell stimmt mit dem Experiment [15] darin überein, daß die Zweikörperzerfälle 80–90% der hadronischen D -Zerfallsbreiten sättigen. Die berechneten Einzelraten geben einen beträchtlichen Teil der Daten gut wieder. Aufsummiert reproduzieren sie die gemessene Differenz der Gesamtbreiten. – In dieser Beschreibung stellt Interferenz also die dominante Ursache für diese Differenz dar. Annihilationsprozesse spielen eine untergeordnete Rolle; im Faktorisationsansatz sind realistische Raten für Zerfälle wie $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \phi$ nur unter Zuhilfenahme weitergehender Annahmen wie Rückstreuung durch Endzustandswechselwirkung zu erhalten.

⁵Bei der Formulierung "Interferenz zwischen Farb-erlaubten und -unterdrückten Amplituden" ist Vorsicht geboten. Sie resultiert aus einem etwas zu laxen Übergang vom Quark- ins Hadronbild. Es muß unterschieden werden zwischen dem durch harte Gluonen induzierten Farb-Rearrangement oder effektiven neutralen Strom – qua Fierz-Transformation äquivalent – und der durch weiche Gluonen vermittelten Hadron-Formation. So kommt die Interferenz zwischen den Amplituden, die verschiedenen Quark-Übergängen entsprechen, gerade wegen starker Farbunterdrückung (bei der anschließenden Kombination der Quarks) so groß heraus.

Der weitgehende Erfolg des Modells von BSW hat, zusammen mit der Unterstützung, die es aus fundamentalen Ansätzen (s.u.) erhielt, die Diskussion um den Ursprung des D -Lebensdauerunterschieds zur Ruhe kommen lassen. Allerdings tritt der Effekt nun auf als "Folge der unterschiedlichen Hadronisation" [18] von D^+ - und D^0 -Mesonen. Damit bleibt seine Quantifizierung in einer Vielzahl von Parametern verborgen, die zur Berechnung der exklusiven Raten benötigt werden. Das Lebensdauerverhältnis ergibt sich nicht aus den Werten von a_1 und a_2 allein. So ist keine einfache Möglichkeit zur Extrapolation auf das System der B -Mesonen gegeben.

BSW haben ihre Analyse auch auf B^+ - und B^0 -Mesonen angewandt und eine Bestätigung der $\xi = 0$ -Regel gefunden - hauptsächlich gestützt auf die hohe Rate für Charmoniumproduktion, die zu a_2 proportional ist. Aber die Summen der Partialbreiten für Zweikörperzerfälle ergeben nur jeweils etwa 15 % der Gesamtbreite der B -Mesonen. Dies deckt sich mit der Beobachtung hoher Multiplizitäten in B -Zerfällen [38], die auf einen hohen Anteil von Drei- und Mehrkörperendzuständen schließen läßt.

Die berechneten Zweikörperrenten weisen einen Unterschied von etwa 20 % auf. Doch ist nicht ersichtlich, wie daraus auf die gesamte hadronische Breite geschlossen werden kann. Die Rolle der Koeffizienten a_1 und a_2 läßt sich nicht ohne weiteres verallgemeinern, und für exklusive Mehrkörperzerfälle gibt es zur Zeit keine Modelle. Die Beschreibung exklusiver D -Zerfälle bietet somit keine gute Handhabe, um Vorhersagen für das Lebensdauerverhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ zu gewinnen.

Der empirische Befund $\xi = 0$ ist von den Vertretern der $\frac{1}{N_c}$ -Entwicklung aufgegriffen worden [39]. N_c ist die Zahl der Farbfreiheitsgrade. Sie argumentieren, daß aus Konsistenzgründen bei der Berechnung exklusiver Zerfälle nur Terme in führender Ordnung in $\frac{1}{N_c}$ berücksichtigt werden sollten. Lediglich im Grenzfall $N_c \rightarrow \infty$ ist der Faktorisationsansatz exakt. - Zwar ist 3 keine große Zahl, doch haben auf QCD-Summenregeln basierende Arbeiten [40] ergeben, daß faktorisierte und nicht faktorisierte Terme sich in der Ordnung $\frac{1}{N_c}$ annähernd wegheben. Das rechtfertigt den Abbruch der Reihe. Bei Anihilationsdiagramme ist das nicht der Fall, so daß man dafür die nötigen zusätzlichen Beiträge erhält.

Für die Abschätzung der B -Lebensdauer ist man auf die inklusiven Rechnungen angewiesen. Auch dabei lassen sich die Terme $\sim \frac{1}{N_c}$ abspalten. Bei der Berechnung der hadronischen Breite (vgl. Gl. (1.28)) war

$$2c_+^2 + c_-^2 = 3(c_1^2 + c_2^2 + \frac{2}{N_c}c_1c_2), \quad (1.49)$$

und man erhält als nichtleptonische Verstärkung nun den Faktor

$$F_{nl} = c_1^2 + c_2^2. \quad (1.50)$$

Der Interferenzbeitrag bei geladenen Mesonen (Gl. (1.43)) enthielt

$$2c_+^2 - c_-^2 = 3(2c_1c_2 + \frac{1}{N_c}(c_1^2 + c_2^2)), \quad (1.51)$$

so daß bei $\xi = 0$

$$\Delta\Gamma_{nl} \sim 2c_1c_2 \quad (1.52)$$

wird. Numerische Werte für diese QCD-Faktoren waren in Tab. 1.1 neben denen für $N_c = 3$ angegeben worden. Man erreicht so eine stärkere Anhebung der nichtleptonischen Zerfälle und einen größeren Betrag der Interferenz. Damit lassen sich die inklusiven Eigenschaften der D -Mesonen besser reproduzieren [39]. Auch beim mittleren semileptonischen Verzweungsverhältnis der B -Mesonen gelangt man zu einer besseren Übereinstimmung mit den Daten.

1.2.3 Vorhersagen für $\tau(B^+)/\tau(B^0)$

Schwache Annihilation und Interferenz sind beides Effekte, die zur Folge haben, daß geladene schwere Mesonen eine größere Lebensdauer haben als neutrale, und die somit die bei den D -Mesonen beobachtete Hierarchie erklären können. Es sind darüber hinaus konsistente Szenarien entwickelt worden, die auch den Wert des Lebensdauerverhältnisses [29]

$$\frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} = 2.6 \pm 0.1 \quad (1.53)$$

quantitativ reproduzieren können. Er kann jedoch nicht im strengen Sinne abgeleitet werden. Es gehen dabei Annahmen ein, die einigen Spielraum aufweisen, und es sind phänomenologische Rückgriffe nötig. Das liegt daran, daß bei den Non-Spectator-Effekten die interne Struktur der Mesonen eine Rolle spielt, und entspricht der allgemeinen Situation bei langreichweitigen, nicht perturbativ behandelbaren Phänomenen der starken Wechselwirkung. Daher ist auch keine genaue quantitative Prognose des Lebensdauerverhältnisses für B -Mesonen möglich.

Wenn aber das qualitative Verständnis von den D -Zerfällen richtig ist, so ergeben sich daraus Skalierungs-Argumente. Mit ihrer Hilfe kann die Größenordnung der relativen Stärke von Non-Spectator-Effekten bei B^+ - und B^0 -Zerfällen abgeschätzt werden, wenn man von den Messungen von $\tau(D^+)$ und $\tau(D^0)$ ausgeht. Die Modelle exklusiver Zerfälle sind dazu, wie im vorigen Abschnitt festgestellt, wenig geeignet. Denn sie erstrecken sich nur auf Zweikörperzerfälle, die lediglich einen kleinen Teil der B -Zerfälle ausmachen. Sie haben aber zur Klärung der Situation bei den D -Mesonen beigetragen und das allgemeine Bild, das man aus der Valenzquark-Näherung gewinnt, bestätigt.

In den inklusiven Rechnungen zeigt sich, daß Prozesse, an denen das Spectator-Quark teilhat, durch einen allgemeinen Parameter [19]

$$\rho = 16\pi^2 \left(\frac{f_{D,B}}{m_{D,B}} \right)^2 \quad (1.54)$$

charakterisiert werden können, der angibt, wie stark sie relativ zu den Quark-Zerfällen beitragen. Die Zerfallskonstante drückt die notwendige Forderung nach räumlicher Koinkidenz der Quarks aus; die numerische Konstante trägt dem effektiven Zweikörper-Phasenraum Rechnung. Mit den Werten (1.41) ist

$$\rho = \mathcal{O}(1) \quad \text{für } D^+, D^0, \quad (1.55)$$

$$\rho = 0.075 \quad \text{für } B^+, B^0, \quad (1.56)$$

was anzeigt, daß der zu erwartende relative Unterschied zwischen $\tau(B^+)$ und $\tau(B^0)$ um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als der zwischen D^+ und D^0 , der sich hier in

etwa auch in der absoluten Größe richtig widerspiegelt. Ohne sich auf modellabhängige Werte für die Zerfallskonstanten festzulegen, erhält man [41]⁶

$$\begin{aligned} \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} &\approx 1 + \left(\frac{f_B}{f_D}\right)^2 \left(\frac{m_D}{m_B}\right)^2 \left(\frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} - 1\right) \\ &\approx \begin{cases} 1.19 & \text{für } f_B \approx f_D \\ 1.07 & \text{für } f_B/f_D \approx \sqrt{m_D/m_B} \end{cases} . \end{aligned} \quad (1.57)$$

Man kann noch einen Schritt weiter gehen, wenn man die Lebensdauerunterschiede vorwiegend Interferenzeffekten zuschreibt und die Abhängigkeit dieses Beitrags (Gln. (1.43), (1.52)) von den QCD-Koeffizienten c_+ und c_- sowie deren Entwicklung mit der Massenskala (Tab. 1.1) berücksichtigt. Man gelangt so zu um einen weiteren Faktor ~ 3 kleineren Differenzen. Die meisten Autoren [19,22,42] kommen – auch in weitergehenden Diskussionen – zu der Übereinstimmung, daß die Lebensdauerdifferenz zwischen geladenen und neutralen B -Mesonen 10% nicht überschreiten sollte.

Von Vertretern der Annihilationshypothese als der wesentlichen Erklärung der unterschiedlichen D -Lebensdauern wurde angeführt, daß das – im Vergleich zur Vorhersage des Spectator-Modells – niedrige experimentelle (mittlere) semileptonische Verzweigungsverhältnis der B -Mesonen auf beträchtliche Annihilationsbeiträge zu den B^0 -Zerfällen hindeute und daher größere Lebensdauerunterschiede zu erwarten seien [41,43]. Da $BR_{sl}^{*zp} \approx \frac{1}{2}(BR_{sl}(B^+) + BR_{sl}(B^0))$, führt die Annahme $BR_{sl}(B^+) = BR_{sl}^{spect}$ zu

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} \approx \frac{BR_{sl}^{spect}}{2BR_{sl}^{*zp} - BR_{sl}^{spect}} . \quad (1.58)$$

Wenn man einen hohen Wert wie 15% für das theoretische Verzweigungsverhältnis BR_{sl}^{spect} bevorzugt, liefert dies ein Lebensdauerverhältnis in etwa derselben Größe wie $\tau(D^+)/\tau(D^0)$.

Zwar erscheint dies vorurteilsbehaftet, da die theoretischen Modelle einigen Spielraum haben (vgl. (1.31)), andererseits tendieren die neueren Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses in der Tat zu niedrigen, theoretisch nur noch schwer zu reproduzierenden Resultaten. Diese Diskrepanz kann allerdings auch andere Gründe haben. – So sollte das Argument weniger als Prognose verstanden werden, sondern eher als Indiz für das Ausmaß der noch immer bestehenden Unsicherheiten in der Beschreibung der Zerfälle schwerer Mesonen. Von den bislang verfügbaren Daten her konnte jedenfalls ein so hoher Wert für das Lebensdauerverhältnis nicht ausgeschlossen werden [44]:

$$0.43 < \left(\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)}\right)^{*zp} < 2.3 \quad (90\% \text{ CL}) \quad (1.59)$$

Eine genauere Bestimmung der Differenz der Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen kann zwar nicht die Frage klären, welches der im Charm-Sektor diskutierten Phänomene die dort wie möglicherweise auch hier auftretenden Unterschiede als Ursache dominiert. Es ist aber wichtig, deren absolute Größe feststellen bzw. einschränken.

⁶Die numerischen Werte in [41] sind etwas kleiner, da hier weiter nur Meson-Massen als Näherung für die der Quarks verwendet werden.

Würde sich das Lebensdauerverhältnis bei B -Mesonen experimentell als signifikant größer als etwa 1.3 herausstellen, so wäre das mit vielen hier dargestellten Überlegungen nur schwer in Einklang zu bringen, und es wäre sicher auch eine Neuaufnahme der Diskussion über D -Mesonen angezeigt. Vor allem bleibt grundsätzlich noch die Vorstellung zu überprüfen, daß das Spectator-Modell mit zunehmender Masse der Mesonen eine immer bessere Beschreibung ihrer schwachen hadronischen Zerfälle abgibt, weil die dabei wirksamen langreichweitigen Effekte weiter an Bedeutung verlieren. Der Fall der Charm-Mesonen schließlich hat gezeigt, daß mit Überraschungen gerechnet werden muß.

1.3 Semileptonische B -Zerfälle

Semileptonische Zerfälle können gleichsam als Analysator zur Messung des Lebensdauerverhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ dienen. Für den in dieser Arbeit entwickelten Ansatz ist vor allem wichtig, welche exklusiven Endzustände in den semileptonischen Zerfällen der B -Mesonen auftreten. Darüber hinaus wird für Simulationsrechnungen zum Zwecke der Bestimmung von Detektorakzeptanzen ein Modell benötigt, das die Kinematik der Zerfälle richtig wiedergibt. Das dazu nötige wird hier kurz zusammengestellt.

Die semileptonischen Zerfälle können nur über den Spectator-Graphen (Abb. 1.1) ablaufen.⁷ Die Effekte der starken Wechselwirkung, die im vorangegangenen Abschnitt behandelt wurden und zu einer Erweiterung des reinen Spectator-Ansatzes geführt hatten, spielen sämtlich keine Rolle. Es treten weder Gluonen, die mit dem W -Boson eine Schleife bilden und neue Wechselwirkungsstrukturen induzieren, noch Endzustandswechselwirkungen auf, ebenso sind Interferenzeffekte und V_{cb} -erlaubte Annihilation ausgeschlossen. Mögliche Ursachen für Lebensdauerunterschiede bleiben deshalb auf den Bereich hadronischer Zerfälle beschränkt. Die Partialbreiten für semileptonische Zerfälle von B^+ - und B^0 -Mesonen dagegen sollten übereinstimmen:

$$\Gamma_{sl}(B^+) = \Gamma_{sl}(B^0) \equiv \Gamma_{sl} . \quad (1.60)$$

Aus der Definition des Verzweigungsverhältnisses

$$BR_{sl}(B^{+(0)}) \equiv \Gamma_{sl}/\Gamma_{tot}(B^{+(0)}) = \Gamma_{sl} \cdot \tau(B^{+(0)}) \quad (1.61)$$

folgt sofort

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{BR_{sl}(B^+)}{BR_{sl}(B^0)} . \quad (1.62)$$

Dies begründet die indirekten Methoden zur Bestimmung von Lebensdauerverhältnissen [45]. Es sei hier wiederholt, daß die entsprechende Relation für D -Mesonen durch die unabhängigen Messungen ihrer separaten Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse vollauf bestätigt wird [29,28]:

$$\frac{BR_{sl}(D^+)}{BR_{sl}(D^0)} = 2.3 \pm 0.5 \simeq \frac{\tau(D^+)}{\tau(D^0)} = 2.6 \pm 0.1 . \quad (1.63)$$

⁷Der rein leptoniche Zerfall $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$ durch W -Annihilation wird hier nicht diskutiert (und später explizit ausgeschlossen). Er ist durch $|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2$, f_B^2/M_B^2 und die Helizitätsstruktur unterdrückt. Sein Verzweigungsverhältnis wird auf $10^{-5} \dots 10^{-4}$ geschätzt.

Bei der Behandlung exklusiver Zerfälle muß wiederum die Bindung der Quarks in Hadronen berücksichtigt werden. Es wird erwartet, daß das \bar{c} -Quark, das nach der Emission des $\ell^+ \nu$ -Paares aus dem \bar{b} entsteht, in fast allen Fällen mit dem leichten Spectator-Quark $q = u, d$ einen der niedrigstliegenden $(\bar{c}q)$ -Mesonzustände $(\bar{D}, \bar{D}^*, \dots)$ bildet. Shifman und Voloshin [46] konnten zeigen, daß in dem Grenzfall sehr großer Massen der schweren Quarks Q_1, Q_2 die Entstehung des pseudoskalaren Zustands $(\bar{Q}_1 q)_0$ - und des Vektorzustands $(\bar{Q}_2 q)_1$ - die inklusive semileptonische Breite des $(\bar{Q}_1 q)_0$ -Mesons exakt sättigen. Die beiden Zerfallskanäle treten dabei im Verhältnis 1 : 3 auf, was man auch durch naives Abzählen der Spin-Freiheitsgrade erhalten würde. Voraussetzung dafür ist, daß die Wellenfunktion des leichten Quarks im Mutter- wie Tochtermeson die gleiche ist, und daß durch den Rückstoß beim Zerfall von \bar{Q}_1 nur ein nichtrelativistischer Impuls auf \bar{Q}_2 übertragen wird. Dann bleibt das Meson im Grundzustand, nur der Spin des schweren Quarks wird umgeklappt oder nicht. Quantitativ muß dazu

$$\Lambda_{QC D}(M_1 + M_2) \ll (M_1 - M_2)^2 \ll (M_1 + M_2)^2 \quad (1.64)$$

erfüllt sein, wobei $M_{1,2}$ die Massen von $(\bar{Q}_{1,2} q)$ sind. Für B -Mesonen ist

$$\frac{(M_B - M_D)^2}{(M_B + M_D)^2} \approx 0.2 \quad (1.65)$$

bereits hinreichend klein. In dem betrachteten Grenzfall würde folgen:

$$BR(B \rightarrow \bar{D} \ell^+ \nu) \approx 0.25 \cdot BR_{sl}(B) \quad (1.66)$$

$$BR(B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu) \approx 0.75 \cdot BR_{sl}(B) \quad (1.67)$$

Die Produktion von Charm-Mesonen mit orbitaler oder radialer Anregung oder gar die Fragmentation in nichtresonante $D\pi$ -Zustände sollte demnach dagegen stark unterdrückt sein. – Für $(c \rightarrow s)$ -Übergänge ist die Näherung weniger gut geeignet. Und für semileptonische $(b \rightarrow u)$ -Zerfälle erwartet man umgekehrt eine große Vielfalt exklusiver Endzustände.

Die Partialbreiten für exklusive semileptonische Zerfälle werden in Formfaktor-Modellen berechnet. Dabei wird – wie bei den exklusiven hadronischen Zerfällen – der Quarkstrom in der Hamiltonfunktion durch Hadronströme ersetzt, so daß Matrixelemente der Gestalt

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\ell} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \langle \bar{D}(p_D) | (\bar{c} b)^\mu | B(p_B) \rangle \quad (1.68)$$

auszuwerten sind (vgl. Def. zu Gl. (1.19)). Die Hadron-Ströme werden dann unter Verwendung der Lorentz-Invarianz in Linearkombinationen von Vierervektoren zerlegt, deren Koeffizienten lorentzinvariante Formfaktoren sind – ähnlich wie bei der Behandlung der tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung. Elektron und Myon können als masselos angesehen werden. Dann hängt der $(B \rightarrow \bar{D})$ -Übergang, zu dem nur der Vektor-Anteil des Stroms beiträgt, nur von einem Formfaktor ab und der $(B \rightarrow \bar{D}^*)$ -Übergang, bei dem Vektor- und Axialvektorkomponenten des Stroms wirken, von dreien. (Für Zerfälle in τ -Leptonen treten den zusätzlichen Polarisationsfreiheitsgraden entsprechend weitere Terme auf. Siehe [47].)

$\Gamma_{sl} / V_{cb} ^2 \cdot 10^{12} s^{-1}$	AW	GISW	BSW	KS
$B \rightarrow \bar{D}$	12.3	11.1	8.1	8.3
$B \rightarrow \bar{D}^*$	23.1	24.6	21.9	25.8
Γ_L / Γ_T	0.91	0.97	1.07	1.03
V/P	1.9	2.2	2.7	3.1
$(B \rightarrow (\bar{D} + \bar{D}^*)) / (b \rightarrow c)$	0.95	0.96	0.81	0.92

Tabelle 1.2: Vorhersagen der Formfaktor-Modelle [48,49,50,51] für semileptonische B -Zerfälle: Partialbreiten für $B \rightarrow \bar{D}, \bar{D}^*$, Polarisation der D^* -Mesonen, Vektor-zu-Pseudoskalar-Verhältnis und Anteil der beiden Kanäle an der inklusiv berechneten Rate (unter Verwendung von $m_b = 4.73 \text{ GeV}$, $m_u = 0.3 \text{ GeV}$). (Nach [54].)

Die Formfaktoren hängen vom Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Lepton-Neutrino-System ab:

$$q^2 = (P_B - P_{D^{(*)}})^2 = (P_\ell + P_\nu)^2. \quad (1.69)$$

Ihre Normierung und die explizite Form der q^2 -Abhängigkeit müssen mit Hilfe phänomenologischer Ansätze ermittelt werden. Dazu ist eine größere Zahl von Modellen entwickelt worden. Sie gehen entweder von nichtrelativistischen gebundenen Quarksystemen und Potentialmodellen aus (z.B. Altomari und Wolfenstein (AW) [48], Grinstein, Isgur, Scora und Wise (GISW) [49]), wobei die Normierung der Formfaktoren bei maximalem q^2 erfolgt. Dies entspricht der Erzeugung des $\bar{D}^{(*)}$ -Mesons in Ruhe (im System des zerfallenden B -Mesons), da

$$q^2 = M_B^2 + M_{D^{(*)}}^2 - 2M_B E_{D^{(*)}}. \quad (1.70)$$

Oder aber es wird, in relativistischen Modellen, die Normierung bei $q^2 = 0$ vorgenommen. Bei Bauer, Stech und Wirbel (BSW) [50] dient hierzu wiederum das Modell des Harmonischen Oszillators, Körner und Schuler (KS) [51] gehen von der Dualität zwischen Quark- und Hadronübergang bezüglich der Helizitätsamplituden aus. Das q^2 -Verhalten wird jeweils durch Monopol-, Dipol- oder Exponentialfaktoren beschrieben.

Trotz der Verschiedenheiten der Ansätze ergeben sich aus allen Modellen annähernd die gleichen Schlußfolgerungen – sofern sie sämtliche Formfaktoren berücksichtigen. (Abweichungen ergaben sich nur, wo dies nicht der Fall war, z.B. [52,53].) Dies betrifft sowohl die Vorhersagen der absoluten Raten als auch die Kinematik der Zerfälle, also die erwartete Form der q^2 - bzw. $p_{D^{(*)}}$ -Verteilungen und der Leptonenspektren sowie die Polarisation der entstehenden D^* -Mesonen (siehe Tab. 1.2):

- Pseudoskalare (D -) und Vektormesonen (D^*) werden etwa im Verhältnis 1 : 3 produziert.
- Zusammen ergeben sie etwa 90% der inklusiven Rate, wenn diese aus dem freien Quarkzerfall berechnet wird. Dies ist allerdings mit Unsicherheiten behaftet, da die unbekannte b -Quark-Masse zur 5. Potenz eingeht.
- Longitudinale und transversale Polarisation der D^* -Mesonen tritt etwa gleich häufig auf.

- Daher ist das q^2 -Spektrum für D^* -Produktion deutlich härter als das für $(B \rightarrow \bar{D})$ -Übergänge. Das \bar{D}^* -Impulsspektrum ist demgemäß weicher als das der \bar{D} -Mesonen und das der mit ihnen produzierten Leptonen entsprechend härter.

Die Ergebnisse der Formfaktor-Modelle sind experimentell gut bestätigt. Es wurden die Verzweigungsverhältnisse

$$\begin{aligned} BR(B^0 \rightarrow D^+ \ell^+ \nu) &= \begin{cases} (5.4 \pm 0.9 \pm 1.3)\% & \text{(ARGUS [55])} \\ (4.6 \pm 0.5 \pm 0.7)\% & \text{(CLEO [7])} \end{cases} & (1.71) \\ BR(B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu) &= (1.7 \pm 0.6 \pm 0.4)\% & \text{(ARGUS [8])} & (1.72) \end{aligned}$$

gemessen⁸. Der Zerfall $B^0 \rightarrow D^+ \ell^+ \nu$ ist darüber hinaus von der ARGUS-Kollaboration genauer untersucht worden. Dabei konnte eine gute Übereinstimmung der q^2 - und Lepton-Spektren mit den Modellvorhersagen nachgewiesen und das Verhältnis longitudinaler zu transversaler Polarisation der D^* -Mesonen gemessen werden: $\Gamma_L/\Gamma_T = 0.85 \pm 0.45$ [6]. Das Ergebnis ist kürzlich durch das CLEO-Experiment bestätigt worden [7]. Diese detaillierte Ausmessung der Zerfallskinetik resultierte in der Bestimmung des CKM-Matrixelements V_{cb}^* mit sehr geringer theoretischer Unsicherheit. Im Gegenzug kann man nun eines dieser Modelle verwenden, um die von den Impulsspektren der Teilchen abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Zerfall mit hoher Verlässlichkeit zu bestimmen.

Erfolgos dagegen war bisher die Suche nach höherangeregten Charm-Mesonen D_J^* in Endzuständen semileptonischer B -Zerfälle. Man hat daraus aber obere Grenzen für solche Beiträge ableiten können:

$$BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2420)^0 \ell^+ \nu) BR(\bar{D}^*(2420)^0 \rightarrow D^{*+} \pi^+) < \begin{cases} 1.2\% \text{ (90\% CL) (ARGUS [6])} \\ 1.5\% \text{ (90\% CL) (CLEO [7])} \end{cases} \quad (1.73)$$

Über die inklusive Rate resonanter oder nichtresonanter Produktion von angeregten $(\bar{c}q)$ -Zuständen herrscht noch Uneinigkeit:

$$BR(B^0 \rightarrow D^{*+} \ell^+ \nu X) \begin{cases} < 1.6\% \text{ (90\% CL) (ARGUS [54])} \\ = (2 \pm 1.2)\% & \text{(CLEO [7])} \end{cases} \quad (1.74)$$

die jedoch nur in der unterschiedlichen Interpretation statistisch miteinander verträglicher Ergebnisse besteht. Das Modell von GISW ist das einzige, in dem bisher solche Verzweigungsverhältnisse berechnet wurden [49]. Für die P -Wellen-Zustände und die niedrigsten radial angeregten Mesonen erhalten sie $\sim 10\%$ der semileptonischen Gesamtbreite. Für nichtresonante $D\pi$ -Produktion gibt es derzeit keine Modelle.

1.4 Produktion von B -Mesonen

Die B -Mesonen, die an den Speicherringen DORIS II und CESR untersucht werden, stammen aus Zerfällen des $\Upsilon(4S)$. Der jeweilige Anteil der dabei entstehenden geladenen und neutralen Mesonen geht in die Auswertung der hier vorgestellten Messung – wie in

⁸Das ARGUS-Ergebnis für D^* ist auf aktuelle Verzweigungsverhältnisse von $\Upsilon(4S)$ und D^* skaliert [56]

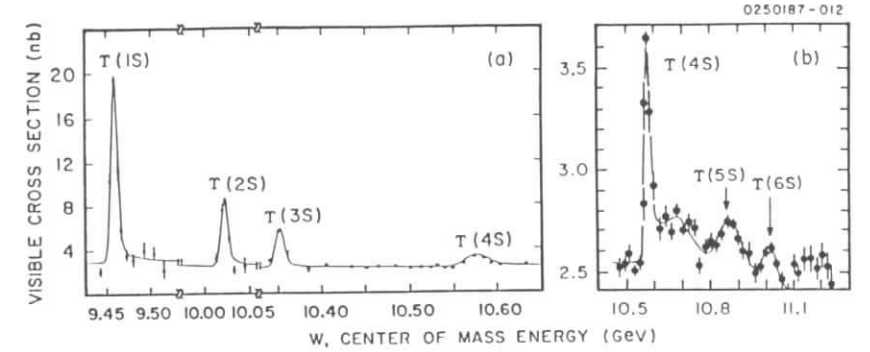


Abbildung 1.7: Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$. Aus [58].

viele andere – ein. Da er nicht gemessen ist, sollen die dazu gemachten Annahmen an dieser Stelle begründet werden.

Außer in der e^+e^- -Annihilation können $b\bar{b}$ -Paare durch Photon-Gluon- bzw. Gluon-Gluon-Fusion in der Photo-, Elektro- oder Hadroproduktion an ruhenden Targets oder in $p\bar{p}$ - und ep -Speicherringen erzeugt werden. Die Υ -Resonanzen wurden zuerst 1977 bei Fermilab in einem $p\text{Be}$ -Streuxperiment beobachtet [57].

Das Spektrum des Multihadron-Wirkungsquerschnitts als Funktion der Schwerpunktsenergie für e^+e^- -Annihilation im Bereich um 10 GeV zeigt Abb. 1.7. Die Υ -Zustände tragen notwendig dieselben Quantenzahlen wie das Photon ($J^{PC} = 1^{--}$) und sind nach der üblichen spektroskopischen Notation benannt (nS bezeichnet den Zustand mit $n^{2s+1}L_J = n^3S_1$). Die in der Abbildung sichtbare Breite der Resonanzen $\Upsilon(1S), \dots, \Upsilon(3S)$ resultiert aus der Strahlenergieunschärfe. Ihre natürliche Breite beträgt nur einige 10^{-2} MeV [34], da sie – außer elektromagnetisch und radiativ – nur über die OZI-verbotene Annihilation in 3 Gluonen zerfallen können. Demgegenüber besitzt das $\Upsilon(4S)$ -Meson eine Breite von $(24 \pm 2)\text{ MeV}$ [34]. Wegen des Unterschieds von drei Größenordnungen in den Breiten geht man davon aus, daß es zu praktisch 100% in $B\bar{B}$ -Paare zerfällt. Diese Annahme wird durch die Messung des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen gestützt [58]: in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen werden keine Teilchen mit Impulsen, die größer als die Hälfte des Strahlimpulses sind, beobachtet. Das ist dann der Fall, wenn beim Zerfall des $\Upsilon(4S)$ zwei schwere Teilchen annähernd in Ruhe erzeugt werden. – Von B_c^0 - (und B_c^+ -) Mesonen wird angenommen, daß sie zu schwer sind, als daß ihre Produktion bei der $\Upsilon(4S)$ -Energie kinematisch erlaubt wäre. Eine 50 MeV -Photon-Linie aus dem Übergang $B^* \rightarrow B\gamma$ wird nur in oberhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommenen Daten nachgewiesen [59]. Daher:

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^- \text{ oder } B^0\bar{B}^0. \quad (1.75)$$

Das Diagramm für die Erzeugung und den Zerfall des $\Upsilon(4S)$ zeigt Abb. 1.8.

Wieviele B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paare erzeugt werden, kann von der elektromagnetischen Massenaufspaltung $M(B^0) - M(B^+)$ abhängen. Die experimentellen Gruppen

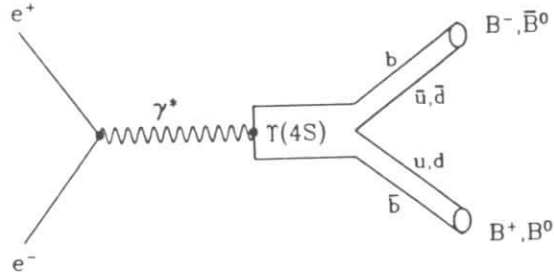


Abbildung 1.8: Diagramm für die Erzeugung von B -Mesonen über die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der e^+e^- -Annihilation.

beschränkten sich in der Vergangenheit darauf, lediglich die Phasenraum Abhängigkeit der Zerfallsbreite zu betrachten:

$$\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) \sim p_B^3 \text{ mit } p_B = \sqrt{(M_{\Upsilon(4S)}/2)^2 - M_B^2}, \quad (1.76)$$

da beim Übergang $1^- \rightarrow 0^-0^-$ die beiden B -Mesonen einen P -Wellen-Zustand bilden. Dies entspricht der Annahme eines konstanten Formfaktors, d.h. dabei wird die räumliche Struktur des $\Upsilon(4S)$ -Mesons nicht berücksichtigt. Von theoretischer Seite dagegen ist – vor allem mit Blick auf die Messung des $B^0\bar{B}^0$ -mixing-Parameters – wiederholt auf die Arbeiten zur Beschreibung der Spektren schwerer Quarkonia [60] hingewiesen worden. Dort wurden die Amplituden für OZI-erlaubte Zerfälle durch Überlappintegrale der Wellenfunktionen Ψ der Mesonen ausgedrückt, symbolisch ($k = p_B$, γ_{QPC} : Kopplungskonstante für Quarkpaar-Erzeugung, Y_L^{mP} : P -Welle):

$$I_{m\tau, mP}^{L\tau}(\vec{k}) = \gamma_{QPC} \int d^3q Y_L^{mP}(\vec{q} + \vec{k}) \Psi_{\Upsilon}^{m\tau}(\vec{q} - \vec{k}) \Psi_B^*(\vec{q}) \Psi_{\bar{B}}^*(\vec{q}). \quad (1.77)$$

Die Wellenfunktion des schweren Quark-Antiquark-Systems kann dabei aufgrund der hohen Massen nichtrelativistisch berechnet werden und hängt wesentlich vom $1/r$ -Teil des QCD-Potentials bei kleinen Abständen ab. Es zeigt sich, daß ihre Struktur starken Einfluß auf die der Zerfallsamplitude hat, die sich als oszillierende Funktion des Impulses der Tochter-Mesonen erweist. Im Falle des $\Upsilon(4S)$ resultiert dies in einer im Vergleich zu (1.76) stark reduzierten Abhängigkeit von den Massen der B -Mesonen. Die Situation verdeutlicht Abb. 1.9. In den Modellen, die Formfaktor-Effekte berücksichtigen [62,63], ergeben sich wegen des dicht benachbarten Extremums selbst bei Massendifferenzen bis $\sim 6 \text{ MeV}$ trotzdem bis auf $< 2\%$ übereinstimmende Produktionsraten für Paare geladener und neutraler B -Mesonen. Zwar ist der präzise Verlauf der Funktion vom gewählten Potentialansatz abhängig, doch ist die Freiheit der Parameter in Quarkonium-Modellen gering. Ihre allgemeinen Eigenschaften aber, nämlich die starke Dämpfung der Impulsabhängigkeit durch das Auftreten von Nullstellen, sind die Konsequenz der Tatsache, daß die Wellenfunktion eines n -fach radial angeregten S -Zustands $n-1$ Knoten

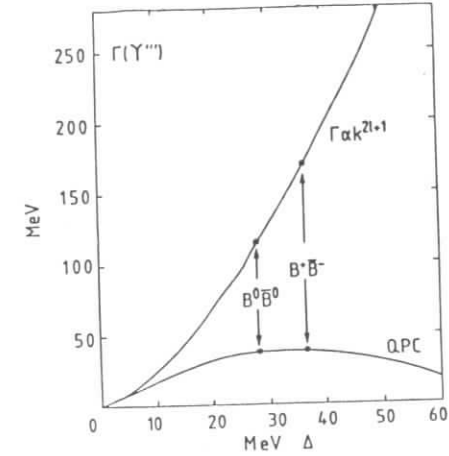


Abbildung 1.9: Zerfallsbreite $\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B})$ als Funktion der Massendifferenz $\Delta = M_{\Upsilon(4S)} - 2M_B$, wie sie sich aus Quarkpaar-Erzeugung (QPC) und Formfaktoren ergibt, im Vergleich zur Phasenraum-Annahme $\Gamma \sim k^{2l+1}$. Aus [61].

$[MeV/c^2]$	$M(B^0)$	$M(B^+)$	$M(B^0) - M(B^+)$
ARGUS [64]	$5279.6 \pm 0.7 \pm 2.0$	$5280.5 \pm 1.0 \pm 2.0$	$-0.9 \pm 1.2 \pm 0.5$
CLEO [65,66]	5279.3 ± 0.4	5278.9 ± 0.4	0.4 ± 0.6

Tabelle 1.3: Die Massen von B^0 und B^+ und ihre Differenz.

aufweist – und damit der Formfaktor $f(k^2)$ ebenfalls. Deshalb stellt die Annahme

$$\frac{f_+}{f_0} \equiv \frac{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)} = 1 \quad (1.78)$$

sicher zunächst eine bessere Näherung dar als der naive Phasenraum-Ansatz. Vor allem aber ergeben neuere Messungen der B -Massen [64,65] ohnehin sehr kleine Differenzen (Tab. 1.3), wodurch (1.78) weiter gestützt wird. Mit den Massen [34]

$$M(\Upsilon(4S)) = (10580.0 \pm 3.5) \text{ GeV} \text{ und } M_B \approx 5280 \text{ MeV} \quad (1.79)$$

bedeutet "Erzeugung der B -Mesonen fast in Ruhe" durch ihre Impulse, Geschwindigkeiten und mittleren Zerfallsängen im Ruhesystem des $\Upsilon(4S)$ und zugleich Laborsystem ausgedrückt:

$$p_B \approx 325 \text{ MeV}, \beta_B \approx 0.06 \text{ und } \beta\gamma c\tau_B \approx 20 \mu\text{m}. \quad (1.80)$$

Bisher hat sich die Diskussion auf die Kinematik des $\Upsilon(4S)$ -Zerfalls beschränkt, d.h. auf die Folgen des Unterschieds der Massen von B^+ - und B^0 -Mesonen. Dessen Einfluß kann vernachlässigt werden. – Atwood und Marciano haben aber vor kurzem auf einen weiteren, bisher anscheinend übersehenen Unterschied hingewiesen: die Ladung [67]. Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem B^+ - und dem B^- -Meson führt zu einer

Anhebung der Produktionsrate gegenüber der für Paare neutraler B -Mesonen um einen Faktor

$$\left(1 + \frac{\pi\alpha}{2\beta}\right). \quad (1.81)$$

In nichtrelativistischen Rechnungen ergibt sich diese Korrektur aus dem Zusammenbruch der Born'schen Näherung. Bei kleinen Geschwindigkeiten dürfen die Wellenfunktionen der auslaufenden Teilchen nicht mehr durch die der freien ersetzt werden, sondern die Zustände des Kontinuums in Anwesenheit eines Coulomb-Potentials müssen verwendet werden, um das Matrix-Element zwischen Anfangs- und Endzustand zu berechnen. Der Faktor ist dann durch $|\Psi_{Coulomb}(0)|^2/|\Psi_{free}(0)|^2$ gegeben [68] und ist bei anziehender Wechselwirkung > 1 . Der Effekt spielt auch bei der Photon-Konversion nahe der Schwelle $2m_e$ eine Rolle [68,69]. Dagegen kann er bei fast allen Elementarteilchenzerfällen wegen $\beta \gg \alpha$ vernachlässigt werden.

Mit den oben angegebenen Werten erhält man numerisch $f_+/f_0 = 1.18$. Das Verhältnis hängt nun nicht von der Differenz zwischen $M(B^+)$ und $M(B^0)$ ab, sondern von der zwischen der Strahlenergie E_{beam} und $M(B^+)$. Die Abhängigkeit ist jedoch schwach; Fehlerfortpflanzung ergibt $\sim 1\%/MeV$.

Allerdings wurde kürzlich über vorläufige Ergebnisse neuester Rechnungen berichtet [70], die zeigen, daß sich bei Berücksichtigung der räumlichen Struktur der Mesonen auch der Coulomb-Effekt stark abschwächt. Danach ergeben sich wieder Werte von f_+/f_0 sehr nahe bei eins. Es ist zu erwarten, daß die theoretische Situation sich in naher Zukunft weiter klärt.

In dieser Arbeit wird – der inzwischen verbreiteten Praxis folgend – $f_+ = f_0$ angenommen. Nach heutigem Wissen sollte das tatsächliche Produktionsverhältnis davon nur sehr wenig abweichen. – Bei einer Hypothese muß es aber bleiben. Denn eine Messung von f_+/f_0 liegt angesichts der verfügbaren Statistik in weiter Ferne. Dazu benötigt man Ereignisse, in denen beide B -Mesonen rekonstruiert sind.

Kapitel 2

Lebensdauermessungen

“It is utterly trivial conceptually to see what kinds of measurements would be needed. We call attention to the reasoning not because it is subtle but because information on lifetime ratios is of such interest. Indeed the reasoning involves nothing more than the application of the meaning of ‘branching ratio’ – this taken together with simple theoretical observations based on the Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) scheme of the weak interactions.”

Pais und Treiman, 1977 [45]

Das Zitat stammt aus der Arbeit, in der erstmals vorgeschlagen wurde, Lebensdauerhältnisse aus dem Vergleich semileptonischer Verzweigungsverhältnisse zu bestimmen. Es paßt auch hierher. Die in dieser Arbeit entwickelte Methode ist eine Variante des ursprünglichen Vorschlags, die auf denselben Grundlagen beruht.

Die Messung semileptonischer Zerfälle hat zur Entdeckung des unerwartet großen Unterschieds zwischen den Lebensdauern der Charm-Mesonen geführt. Der Nachweis¹ gelang mit Daten, die am e^+e^- -Speicherring SPEAR auf der $\psi''(3770)$ -Resonanz aufgenommen wurden. Sie zerfällt fast ausschließlich in $D\bar{D}$ -Paare. Auf dem Lepton-Photon-Symposium 1979 in Batavia (USA) berichtete die MARK II-Kollaboration über erste Messungen der Verzweigungsverhältnisse $BR_{sl}(D^+)$ und $BR_{sl}(D^0)$. Sie hatte die Lepton-Raten in ‘getagten’ Ereignissen bestimmt, in denen bereits ein D^+ - oder ein D^0 -Meson rekonstruiert war [72,73]. Von der DELCO-Kollaboration wurde auf derselben Konferenz über eine hohe Doppelleptonrate in ψ'' -Ereignissen berichtet, die ebenfalls auf stark unterschiedliche Lebensdauern der D -Mesonen hinweist [74,75].

Inzwischen sind die Lebensdauern der Charm-Mesonen direkt und präzise gemessen worden. Die Zerfallslängen von B^+ - und B^0 -Mesonen jedoch können in heutigen Experimenten nicht separat gemessen werden. Die Bestimmung des Verhältnisses ihrer Lebensdauern kann darum nur indirekt wie anfangs bei den D -Mesonen erfolgen.

¹Die ersten direkten Beobachtungen [71] von Charm-Zerfällen wiesen auch darauf hin, waren statistisch aber noch nicht aussagekräftig genug.

Der Versuch, dazu die genannten Verfahren auf $\Upsilon(4S)$ -Daten zu übertragen, hatte bisher geringen Erfolg. – In dieser Arbeit wird nun eine neue Methode entwickelt, die die spezielle Situation bei B -Zerfällen in hohem Maße ausnutzt: die Dominanz weniger exklusiver semileptonischer Endzustände und die Zerfalleigenschaften der darin häufigen D^* -Mesonen.

In diesem Kapitel sollen zunächst die gegenwärtigen experimentellen Möglichkeiten erörtert werden. Nach einem Überblick über die direkten Lebensdauermessungen werden die Grenzen der bisherigen Verfahren zum Vergleich semileptonischer Raten diskutiert. Dann wird abgeleitet, wie das Lebensdauerverhältnis aus den Häufigkeiten der verschiedenen mit den Leptonen produzierten D -Meson-Arten ermittelt werden kann, und zwar auch dann, wenn diese zum Teil über höher angeregte Charm-Zwischenzustände entstehen.

2.1 Direkte Messungen der Zerfallslängen

Das c - und das b -Quark haben Lebensdauern in etwa der gleichen Größenordnung. Während jedoch die Zerfälle von D^+ - und D^0 - wie auch die von D_s^+ -Mesonen und Λ_c^- -Baryonen im freien Flug beobachtet und die jeweiligen mittleren Lebensdauern direkt bestimmt werden konnten, waren solche Messungen an den verschiedenen Beauty-Teilchen bisher nicht möglich. Für sie ist lediglich ein Mittelwert bekannt. Die experimentellen Gründe dafür werden hier kurz diskutiert.

Bei den direkten Messungen werden die mittleren Lebensdauern aus den exponentiellen Verteilungen der Zerfalls-Eigenzeiten bestimmt. Die Zeiten werden aus den Abständen zwischen Produktions- und Zerfallsort – den Zerfallslängen – und den Impulsen der Teilchen ermittelt. Eine genaue Messung verlangt eine möglichst große Zahl identifizierter bzw. rekonstruierter Teilchen bei geringem Untergrund, ferner, daß die Teilchen sich hinreichend schnell bewegen und daß die "Zeitauflösung" der Apparatur etwa in der Größenordnung der zu messenden mittleren Lebensdauer liegt.

Solche Messungen sind an Charm-Teilchen mit verschiedenen Techniken durchgeführt worden [76]. Die ersten Ergebnisse wurden mit photographischen Kernemulsionen in Neutrinostrahlen erzielt [71]. Außerdem wurden hochauflösende Blaskammern benutzt. Messungen mit Driftkammern an e^+e^- -Speicherringen waren ebenfalls erfolgreich. Deren wesentliche Begrenzung liegt neben der unterlegenen Ortsauflösung der Kammern darin, daß der Produktionsvertex nicht direkt beobachtet werden kann, sondern durch Spurextrapolation über notwendig große Strecken erschlossen werden muß bzw. gar nicht auf Einzelereignisbasis bekannt ist. Der Vorteil liegt in der vergleichsweise großen Zahl der Ereignisse.

Die bei weitem genauesten Messungen sind mit Hilfe der Siliziumstreifen-Technologie gelungen [29]. Das Fermilab-Experiment E691 erfüllt die genannten Anforderungen in nahezu idealer Weise. D -Mesonen werden in großer Zahl durch hochenergetische Photonen an einem Be-Target produziert und ihre Zerfallsprodukte im *Tagged Photon Spectrometer* (TPS) nachgewiesen. Dessen wichtigster Bestandteil sind die Ebenen des Vertexdetektors direkt hinter dem Target, die mit Siliziumstreifen in $50\ \mu\text{m}$ Abstand

bestückt sind. Die damit erreichbare Vertexpföschung betrögt sowohl transversal als auch longitudinal nur einen kleinen Bruchteil der typischen Zerfallslänge (einige mm).

Bei B -Mesonen sind die Verhältnisse aus mehreren Gründen ungleich schwieriger, so daß die bei D -Mesonen erfolgreichen Techniken nicht ohne weiteres übertragen werden können. Zunächst ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b -Quarks an Nukleonen wesentlich kleiner als für Charmproduktion [77]. Man wird in *Fixed Target*-Experimenten daher die – im Vergleich zu den tertiären Photonen – höhere verfügbare Luminosität von Hadronstrahlen ausnutzen müssen. Wegen der dann insgesamt sehr hohen Ereignisrate verschiebt sich damit allerdings das Problem in den Bereich des Triggers und der Datenaquisition [78]. Echte "Vielzweck"-Experimente, wie an Speicherringen üblich, sind somit nur schwer zu realisieren.

Ein einziges Ereignis, mit je einem \bar{B}^0 - und B^- -Meson, im Pionstrahl ($350\ \text{GeV}$) bei CERN produziert und 1985 mit dem Experiment WA75 in einer Kernemulsion über den Zerfall in Charm-Teilchen und deren nachfolgenden Zerfall nachgewiesen [79], repräsentiert bis heute den Stand der Kunst. Höhere Raten soll das Fermilab-Experiment E771 [80] mit Siliziumstreifendetektoren liefern; es befindet sich zur Zeit im Aufbau. Auch bei CERN werden bereits weitere Daten genommen: WA84 [81] ist ein Experiment mit szintillierenden Fasern als Vertexdetektor und hat übrigens die separate Messung der B -Lebensdauern als erklärtes Hauptziel. Die ersten Ergebnisse der Beauty-Physik mit ruhenden Targets werden also in naher Zukunft erwartet.

Nicht nur die Produktions-, sondern auch die Zerfalleigenschaften der B -Mesonen stellen besondere Anforderungen an die Experimente. Vergleichsweise hohe Multiplizitäten und kleine (Produkt-) Verzweungsverhältnisse für bestimmte Endzustände aus "stabilen" Teilchen (π, K, \dots) bedeuten hohen Untergrund und kleine Akzeptanz, so daß die Rekonstruktion exklusiver Zerfälle bisher überhaupt nur unter Ausnutzung der besonderen Kinematik in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen gelang [11,58]. Hierin liegt eine wesentliche Beschränkung der einzigen gegenwärtig verfügbaren direkten Lebensdauermessungen für Teilchen mit b -Flavour.

Die vorliegenden Ergebnisse [82] für die b -Hadron-Lebensdauer τ_b stammen aus der hochenergetischen e^+e^- -Annihilation in den Speicherringen PEP und PETRA [83]. Dort werden mit b -Quarks angereicherte Ereignismengen selektiert und in diesen Ereignissen dann Größen gemessen, die mit der Zerfallslänge des Hadrons zusammenhängen.

Zum Zwecke der Anreicherung wird entweder ein Lepton mit hohem Transversalimpuls relativ zur Jetachse verlangt, oder aber es wird die stärker sphärisch ausgeprägte Topologie von Zerfällen so massiver Teilchen wie b -Hadronen ausgenutzt, wozu das "Produkt der lorentztransformierten Sphärizitäten" betrachtet wird. Nur mit solchen inklusiven Methoden sind statistisch aussagefähige Mengen zu erhalten. Die gemessenen Größen sind der "Impact-Parameter" (analog zum Stoßparameter in Streuprozessen definiert) des Leptons oder aller geladener Teilchen, das Dipolmoment der Vertex-topologie oder der Abstand zwischen einem rekonstruierten Vertex und der Strahlposition. Der Produktionsort kann nicht direkt beobachtet werden. Die Flugrichtung der b -Hadronen wird durch die Thrust-Achse des Ereignisses angenähert, der Betrag

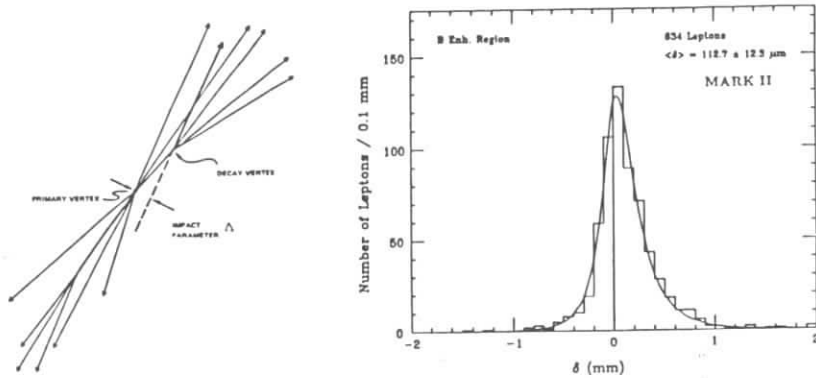


Abbildung 2.1: Beispiel zur Messung der b -Lebensdauer. a) Definition des Lepton-Impact-Parameters. Das Vorzeichen ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Lepton-Flugrichtung mit der Thrust-Achse. b) Gemessene Verteilung (MARK II) dieser Größe (Datenpunkte) und Monte-Carlo-Vorhersage für $\tau_b = 1.17 \text{ ps}$ (Kurve). (Aus [83])

des Impulses ist nicht bekannt. Die Messungen können nur durch Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen ausgewertet werden, die sich auf Fragmentationsmodelle stützen und unter anderem die Impulsverteilung und die Untergrundbeiträge liefern. Die Vorhersagen dieser Modelle stimmen im allgemeinen jedoch in dem betrachteten Energiebereich gut mit den Daten überein. Abb. 2.1a) zeigt als Beispiel die Definition des Lepton-Impact-Parameters und 2.1b) eine gemessene Verteilung dieser Größe im Vergleich zur Monte-Carlo-Vorhersage. Der Mittelwert [84] der Ergebnisse [82] der Kollaborationen DELCO, HRS, JADE, MAC, MARK II und TASSO lautet

$$\tau_b^{\text{exp}} = (1.15 \pm 0.14) \text{ ps} . \quad (2.1)$$

Die Anreicherungsverfahren liefern naturgemäß keinerlei Information darüber, ob das betreffende b -Quark nach der Hadronisation und vor dem Zerfall Bestandteil eines B_u^+ , B_d^0 oder B_s^0 -Mesons oder eines Λ_b^+ -Baryons gewesen ist. (Stark zerfallende Teilchen (B^+) können ausgeschlossen werden.) Daher stellt das Ergebnis nur einen Mittelwert für diese Teilchen dar, wobei die Zusammensetzung der Menge, über die gemittelt wird, unbekannt ist. Streng genommen ist auch fraglich, ob die Mengen bei Messungen mit verschiedenen Methoden oder bei verschiedenen Energien dieselbe Zusammensetzung aufweisen.

Die MARK II-Kollaboration hat versucht, die Situation durch partielle Rekonstruktion von B^0 -Zerfällen in D^{*-} -Mesonen und weitere Teilchen zu verbessern [85]. Bei vier von fünf gefundenen Kandidaten kann die individuelle Lebensdauer gemessen werden, daraus ergibt sich die mittlere zu $\tau_{B^0} = 1.3_{-0.6}^{+1.2} \text{ ps}$. Allerdings reicht die Massenauflösung nicht aus, die hadronischen Zerfälle alle eindeutig als solche neutraler Mesonen zu identifizieren, wodurch weitere systematische Unsicherheiten hinzutreten. So weisen dieses Ergebnis und sein Felder eher auf die tatsächliche Grenze des Machbaren für diese Art von Experimenten hin.

In Zukunft wird man, außer in *Fixed Target*-Experimenten, auch in der e^+e^- -Annihilation weiter versuchen, die Lebensdauern der einzelnen B -Meson-Arten zu messen. Der LEP-Speicherring, bei der Energie der Z^0 -Resonanz betrieben, liefert b -Hadronen in größerer Zahl und mit hohen Impulsen. Abschätzungen ergeben, daß für eine Genauigkeit von 10% aber etwa 10^6 Z^0 -Bosonen produziert werden müssen [86].

Die B -Mesonen, die bisher in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen rekonstruiert werden konnten, waren, an der Präzision der Vertexdetektoren ($> 100 \mu\text{m}$) gemessen, zu langsam (vgl. Gl. (1.80)) für Bestimmungen der Zerfallslängen. Mit genaueren Apparaturen wie der ARGUS-Mikrovertexkammer [87] und auch, wie neuerdings geplant, mit der Siliziumstreifen-Technologie [88] wird versucht, die nötige Auflösung zu erreichen. Entscheidend dabei ist, die Detektoren mit kleinen Strahlrohren möglichst nahe an die Vertices heranzubringen.

Bei den vorgeschlagenen asymmetrischen B -Fabriken letztendlich werden die separaten Lebensdauern als "Nebenprodukt" abfallen. Dort werden im Laborsystem schnell bewegte $\Upsilon(4S)$ -Mesonen erzeugt, denn der Weg zu den interessantesten noch ausstehenden Messungen der B -Physik, B_s^0 -mixing und CP -Verletzung, scheint überhaupt nur über die direkte Beobachtung von Zerfallslängen zu führen.

2.2 Methoden zur Bestimmung des Lebensdauer- verhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$

Die indirekten Verfahren zur Ermittlung des Verhältnisses der Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen gehen von der im Abschnitt 1.3 begründeten Annahme aus, daß ihre semileptonischen Partialbreiten übereinstimmen und deshalb das Lebensdauerverhältnis durch das der semileptonischen Verzweungsverhältnisse gegeben ist [45] (Gl. 1.62).

In $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen kann der Vergleich der semileptonischen Raten inklusiv über die Messung von Einzel- und Doppelleptonraten oder über die Bestimmung des Anteils semileptonischer Zerfälle in "getagten" Ereignissen geschehen, in denen eines der beiden B -Mesonen rekonstruiert wurde, oder aber durch Messungen der Verzweungsverhältnisse exklusiver, isospin-konjugierter semileptonischer Endzustände. Diese Methoden werden hier erörtert, der semi-exklusive Ansatz der vorliegenden Arbeit wird im nachfolgenden Abschnitt erklärt.

Aus dem Vergleich der Anzahl von $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit zwei primären (direkt aus dem B -Zerfall stammenden) Leptonen mit derjenigen solcher mit nur einem Lepton kann das Lebensdauerverhältnis $\tau_+ \equiv \tau(B^+)/\tau(B^0)$ bestimmt werden, da die Doppelleptonrate N_{ll} proportional zum *quadratischen Mittel* $\langle b^2 \rangle = f_+ b_+^2 + f_0 b_0^2$ der semileptonischen Verzweungsverhältnisse b_+ und b_0 von B^+ und B^0 ist, während die Einzelleptonrate N_l zum *mittleren* Verzweungsverhältnis $\langle b \rangle = f_+ b_+ + f_0 b_0$ proportional ist. f_+ und f_0 sind wieder die jeweiligen Anteile neutraler und geladener B -Mesonen in der Ereignismenge (s. Gl. 1.78). Falls $b_+ \neq b_0$, wird $\langle b^2 \rangle > \langle b \rangle^2$ sein. Für $f_+ = f_0$ ist dann wegen

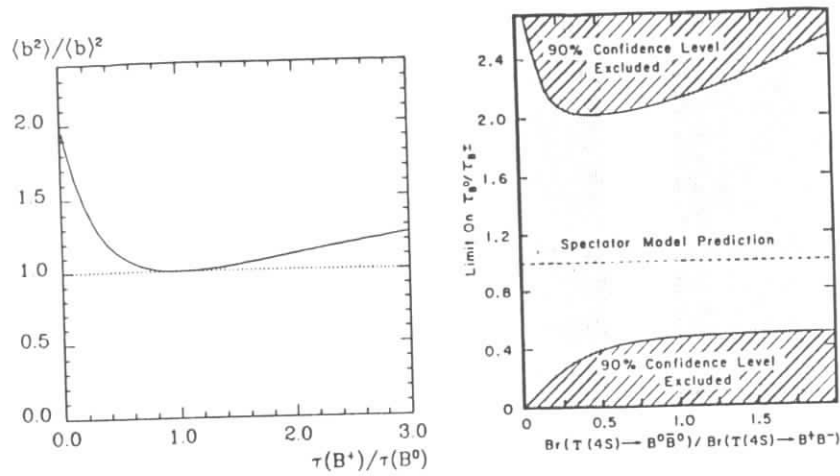


Abbildung 2.2: a) Verhältnis der Doppellepton- zum Quadrat der Einzelleptonrate ($N_u/N_l^2 \sim \langle b^2 \rangle / \langle b \rangle^2$, s. Text) als Funktion des Lebensdauerverhältnisses $r_\tau = \tau(B^+)/\tau(B^0)$ für $f_+ = f_0$. b) Ergebnis der CLEO-Kollaboration [44]: r_τ als Funktion von f_+/f_0 .

$r_\tau = b_+/b_0$ der Zusammenhang mit dem Lebensdauerverhältnis gegeben durch

$$\frac{N_u}{N_l^2} \sim \frac{\langle b^2 \rangle}{\langle b \rangle^2} = 1 + \left(\frac{r_\tau - 1}{r_\tau + 1} \right)^2. \quad (2.2)$$

Der Vorteil dieser inklusiven Methode liegt in der großen verfügbaren Statistik. Die quadratische Abhängigkeit von r_τ birgt jedoch einen zweifachen Nachteil: zum einen gewinnt man so keine Information darüber, welche der Lebensdauern größer ist²; zum anderen geht die Sensitivität der gemessenen Größe gegen Null, wenn r_τ gegen eins geht (s. Abb. 2.2a). Für $r_\tau = 2$ ist sie maximal, so daß das Verfahren für D -Mesonen recht gut geeignet war.

Die CLEO-Kollaboration erhielt aus $\Upsilon(4S)$ -Daten $\langle b^2 \rangle / \langle b \rangle^2 < 1.16$ bei 90% C.L. und daraus $0.43 < r_\tau < 2.3$ für $f_+ = f_0$ [44]. Abb. 2.2 zeigt das Ergebnis in Abhängigkeit von f_+/f_0 , die aber schwach ist. – “Exotische” Werte lassen sich so ausschließen, doch bleibt die Präzision des Verfahrens gerade im für B -Mesonen erwarteten Bereich grundsätzlich beschränkt.

Als “getagte” (= markierte) $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse bezeichnet man solche, in denen eines der beiden B -Mesonen rekonstruiert wurde. Die Ladung des anderen ist damit festgelegt, d.h., in einem Ereignis beispielsweise mit einem B^- sind die übrigen Teilchen Zerfallsprodukte eines B^+ -Mesons. Mit solchen Ereignismengen lassen sich im Prinzip Verzweungsverhältnisse separat für B^+ und B^0 messen. Ein weiterer Vorzug ist,

²Beim DELCO-Experiment wurde seinerzeit deshalb zusätzlich nach K_S^0 -Mesonen in den ψ'' -Ereignissen gesucht, da diese von geladenen D -Mesonen in semileptonischen Zerfällen deutlich häufiger produziert werden als von neutralen [74].

daß weder die Zahl produzierter B -Mesonen noch Annahmen über die relativen Anteile neutraler und geladener Paare benötigt werden, da auf die Zahl der tags normiert wird. Auf solche Weise bestimmt z.B. die MARK III-Kollaboration in ψ'' -Ereignissen absolute Verzweungsverhältnisse für D -Zerfälle [89].

Rekonstruierte B -Mesonen sind aber zur Zeit noch – im Gegensatz zu ihren Charm-Verwandten – äußerst rare Objekte. Die CLEO- und die ARGUS-Kollaboration haben jede ca. 100 davon, etwa je zur Hälfte geladene und neutrale, aus Datenmengen, die mehreren 100000 $B\bar{B}$ -Paaren entsprechen. Das liegt an der Vielzahl der in B -Zerfällen offenen Kanäle, so daß exklusive hadronische Verzweungsverhältnisse typischerweise 1% betragen. Nur wenige dieser Endzustände weisen kleine Multiplizitäten auf, eine Voraussetzung für den zum Nachweis erforderlichen niedrigen Untergrund. Fast alle B -Mesonen zerfallen in Charm-Hadronen, die ihrerseits mit Verzweungsverhältnissen von einigen Prozent in rekonstruierbare Endzustände zerfallen. Detektor-Akzeptanzen hinzugerechnet, ergeben sich so Rekonstruktions-Effizienzen von 10^{-5} bis 10^{-4} . – Hinzu kommt, daß Zerfälle mit mehreren Pionen im Endzustand, die noch recht häufig sind, nur bedingt als tag geeignet sind, da sich durch Austausch eines geladenen gegen ein neutrales langsame Pionen sind zahlreich vorhanden – oftmals im selben Ereignis auch ein B Kandidat mit geänderter Ladungshypothese finden läßt.

Die typische Akzeptanz für primäre Leptonen beträgt etwa 50%; man erwartet also, ungefähr 10 semileptonische Zerfälle von B^+ und B^0 in den 100 getagten Ereignissen zu beobachten. Diese Methode würde also wesentlich größere als die derzeit vorhandenen Datenmengen voraussetzen.

Die CLEO-Kollaboration hat kürzlich über einen Fortschritt auf diesem Gebiet berichtet [66]. Der Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+$ mit anschließendem Übergang $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ konnte partiell rekonstruiert werden, ohne Nachweis der Zerfallsprodukte des \bar{D}^0 , dessen Impuls wegen des kleinen Q -Werts des D^* -Zerfalls durch den des mit ihm produzierten langsamen Pions jedoch weitgehend festgelegt ist. Auf diese Weise ließen sich etwa 300 B^0 -tags erhalten. Das Problem besteht nun jedoch darin, daß keine solche Methode für B^+ -Zerfälle existiert und man daher keine vergleichbare Menge geladener tags hat.

Die Schwierigkeiten schließlich beim Vergleich exklusiver semileptonischer Verzweungsverhältnisse, z.B.

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu)}{BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)}, \quad (2.3)$$

haben ähnliche Ursachen wie die beim tagging. Während nämlich der dominante Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ nachgewiesen und gemessen werden konnte [7,55], wobei die ausgezeichnete experimentelle Signatur von $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ -Zerfällen ausgenutzt wurde, ist der Nachweis des entsprechenden Kanals $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$ bisher noch nicht geglückt. D^0 -Mesonen zerfallen nur in neutrale Endzustände, $D^0 \gamma$ oder $D^0 \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, und die Beobachtung der langsamen Photonen wird durch hohen kombinatorischen Untergrund erschwert. Zudem ist die Auflösung elektromagnetischer Kalorimeter gering im Vergleich zu der gerade bei niedrigen Impulsen sehr guten von Driftkammern.

Diese Eigenschaft der D^{*0} -Mesonen ist eine der Ursachen für die vergleichsweise geringe Zahl ‘getagter’ $B^+ B^-$ -Ereignisse und hat bisher die Rekonstruktion eines exclusi-

ven semileptonischen B^+ -Zerfalls verhindert. Im folgenden wird ein Weg aufgezeigt, wie man auf die D^0 -Rekonstruktion verzichten kann und damit dieses Problem umgeht.

2.3 D -Lepton-Korrelationen

Das Lebensdauer Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ kann auf semi-exklusive Weise bestimmt werden, indem semileptonische B -Zerfälle partiell durch den Nachweis von \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Mesonen zusammen mit Leptonen ℓ^+ im Endzustand rekonstruiert werden. Die Idee der Analyse geht von dem Shifman-Voloshin-Grenzfall [46] aus, daß die exklusiven Zerfälle in D und D^* -Mesonen die inklusive semileptonische Rate sättigen (Abschn. 1.3). Sie läßt sich jedoch auf den allgemeinen Fall, wo dies nicht exakt gilt, erweitern.

2.3.1 Grundlage dieser Messung

Auch die hier entwickelte Methode geht davon aus, daß die semileptonischen Partialbreiten von B^+ - und B^0 -Mesonen übereinstimmen. Dies wird jedoch explizit nur für die dominanten *exklusiven* Zerfallskanäle angenommen:

$$\begin{aligned}\Gamma(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu) &= \Gamma(B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu) \equiv \Gamma_{\mu^+}^0, \\ \Gamma(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^+ \nu) &= \Gamma(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu) \equiv \Gamma_{\mu^+}^1.\end{aligned}\quad (2.4)$$

Diese Voraussetzung ist schwächer als die gleicher inklusiver Partialbreiten, da sie von Annihilationsbeiträgen oder solchen aus $(b \rightarrow u)$ -Übergängen unberührt bleibt. Lediglich die sehr schwache Verletzung der Isospin-Invarianz durch Masseneffekte wird vernachlässigt. Aus der Definition der Verzweigungsverhältnisse folgt damit

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu) + BR(B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \ell^+ \nu)}{BR(B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu) + BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)}.\quad (2.5)$$

Betrachtet man nun die möglichen nachfolgenden Zerfälle der D^* -Mesonen, so ergibt sich folgendes Bild: die dominanten Zerfallskanäle bzw. -ketten, bei denen Endzustände mit D -Mesonen und Leptonen auftreten, sind

$$\begin{aligned}B^+ &\rightarrow \ell^+ \nu \bar{D}^0 \\ B^+ &\rightarrow \ell^+ \nu \bar{D}^{*0} \\ &\quad \bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 (\pi^0 \text{ oder } \gamma) \\ B^0 &\rightarrow \ell^+ \nu D^- \\ B^+ &\rightarrow \ell^+ \nu D^{*-} \\ &\quad D^{*-} \rightarrow D^- (\pi^0 \text{ oder } \gamma) \\ \text{oder } D^{*-} &\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-\end{aligned}\quad (2.6)$$

Während D^{*+} -Mesonen zu etwa gleichen Teilen in neutrale und geladene D -Mesonen zerfallen ($BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (57 \pm 6)\%$ [90]), ist der Zerfall von D^{*0} - in D^+ -Mesonen aus Gründen der Energieerhaltung verboten: $m(D^{*0}) < m(D^+) + m(\pi^-)$ ³. Wenn man

³Dies könnte durch die natürliche Breite des D^{*0} umgangen werden. Messungen der HRS-Kollaboration [91] zeigen aber, daß diese sehr klein ist, und daß solche Übergänge nicht beobachtet werden.

zunächst also die möglichen kleinen Beiträge aus Zerfällen in höher angeregte Charm-Mesonen vernachlässigt – dies wird im nächsten Abschnitt berücksichtigt werden –, dann stammen in semileptonischen Zerfällen alle D^- -Mesonen aus B^0 -Zerfällen, und alle B^+ -Zerfälle führen zu Endzuständen mit \bar{D}^0 -Mesonen. Aus der Ladung des D -Mesons im Endzustand läßt sich also im allgemeinen auf die des zerfallenden B -Mesons schließen. Die einzige Ausnahme bilden diejenigen \bar{D}^0 -Mesonen, die in der Zerfallskette $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ entstehen.

Gerade diese konnte jedoch bereits exklusiv gemessen werden [7,55]. Sei also $N(D^{*-} \ell^+, D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)$ die Zahl der beobachteten $D^{*-} \ell^+$ -Endzustände, bei denen das D^{*-} -Meson im Zerfall in $\bar{D}^0 \pi^-$ rekonstruiert wurde. Wird sie von der Zahl der *insgesamt* beobachteten $\bar{D}^0 \ell^+$ -Endzustände $N(\bar{D}^0 \ell^+)$ (akzeptanzberichtigt) *subtrahiert*, so ergibt das die gesuchte *Summe* der produzierten *neutralen* D - und D^* -Mesonen. Umgekehrt ist dieser Beitrag zur Zahl der gemessenen $D^- \ell^+$ -Endzustände $N(D^- \ell^+)$ zu *addieren*, um die *Summe* der *insgesamt* produzierten *geladenen* D - und D^* -Mesonen zu erhalten. – So kann Gl. (2.5) durch diese beobachtbaren Größen ausgedrückt werden:

$$\frac{f_+ \tau(B^+)}{f_0 \tau(B^0)} = \frac{N(\bar{D}^0 \ell^+) - r^* N(D^{*-} \ell^+, D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)}{r^- N(D^- \ell^+) + r^* N(D^{*-} \ell^+, D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-)}.\quad (2.7)$$

Zusätzlich eingeführt sind hier noch die Koeffizienten r^* und r^- , die der relativen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von \bar{D}^0 -Mesonen im Vergleich zu D^{*-} - bzw. D^- -Mesonen Rechnung tragen. Der Faktor f_+/f_0 , der das Verhältnis der Anteile geladener und neutraler B -Mesonen in der Ereignismenge angibt, geht ein, da die Zahlen der beobachteten Zerfälle auf die der ursprünglich vorhandenen B -Mesonen normiert werden müssen.

Nachweiswahrscheinlichkeiten für Leptonen treten in Gl. (2.7) nicht auf, obwohl sie im allgemeinen vom Impuls abhängen und daher für semileptonische $B \rightarrow D$ - und $B \rightarrow D^*$ -Übergänge verschieden sind. Zähler und Nenner sind jedoch beide zur mit $\Gamma_{\mu^+}^0$ - und $\Gamma_{\mu^+}^1$ -gewichteten Summe dieser Wahrscheinlichkeiten proportional, so daß sie sich exakt herauskürzen. Dies ist von besonderem Vorteil, da aus Akzeptanzgründen und zur Untergrundunterdrückung nur Leptonen oberhalb eines Mindestimpulses zur Messung verwendet werden können und so das Impulsspektrum andernfalls mit Hilfe eines theoretischen Modells extrapoliert werden müsste.

Weiter sei darauf hingewiesen, daß der Vergleich der Summen aus D - und D^* -Produktion den Vorteil hat, daß keine Annahmen über das Pseudoskalar-zu-Vektor-Verhältnis $\Gamma_{\mu^+}^0/\Gamma_{\mu^+}^1$ gemacht werden müssen. Auch D^* -Verzweigungsverhältnisse, die nur recht ungenau bekannt sind, gehen nicht ein; da die benötigte Zahl der D -Mesonen mit der "falschen" Ladung direkt gemessen wird, hängt r^* nur von der Detektorakzeptanz ab.⁴

Das Verfahren nutzt die erwartete und nachgewiesene Dominanz weniger exklusiver Kanäle in semileptonischen B -Zerfällen und die Zerfalleigenschaften der D^* -Mesonen besonders aus. Die Beziehung (2.7) erlaubt es, durch Messung gerade der experimentell gut zugänglichen Endzustände das Lebensdauer Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ auf eine Weise

⁴Beim Vergleich der exklusiven $B \rightarrow D^*$ -Übergänge (Gl. (2.3)) wäre das der Fall, und zur Bestimmung des Lebensdauer Verhältnisses aus $\bar{D}^0 \ell^+$ - und $D^{*-} \ell^+$ -Paaren allein würde zusätzlich auch $\Gamma_{\mu^+}^0/\Gamma_{\mu^+}^1$ benötigt. Die Hinzuziehung von $D^- \ell^+$ -Paaren befreit von diesen Abhängigkeiten.

zu bestimmen, die in hohem Maße frei von systematischen Unsicherheiten und von Modellannahmen ist.

Um ein Ergebnis zu extrahieren, muß allerdings f_+/f_0 bekannt sein. Dies begrenzt die Methode aber nicht grundsätzlich. Daß man in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen f_+/f_0 mit geringer Unsicherheit abschätzen kann, wurde im Abschnitt 1.4 ausführlich begründet.⁵ Die Aussagekraft der Messung wird dadurch also nicht wesentlich beeinträchtigt.

Die Produktion von D^- - und D^{*-} -Mesonen über höher angeregte Charm-Zwischenzustände oder in nichtresonanten Zerfällen wurde bis jetzt als vernachlässigbar angenommen. Dieser Punkt ist der einzig problematische. Im nächsten Abschnitt wird diskutiert, inwieweit das Auftreten solcher Zerfälle die bisherigen Überlegungen gefährden kann. Es wird gezeigt, wie diese Beiträge quantitativ berücksichtigt werden können.

2.3.2 Berücksichtigung von Zerfällen $B \rightarrow D_j^* \ell \nu$

Bei Zerfällen $B^+ \rightarrow \bar{D}_j^{*0} \ell^+ \nu$, wobei D_j^* für eines der höher (orbital oder radial) angeregten Charm-Mesonen steht, werden im nachfolgenden D_j^* -Zerfall sowohl geladene als auch neutrale D^- - oder D^{*-} -Mesonen produziert. Dasselbe gilt für $B^0 \rightarrow D_j^+ \ell^+ \nu$ -Übergänge. Auf diese Weise geht die Beziehung zwischen der Ladung der B -Mesonen und der der im Endzustand nachgewiesenen D^- - und D^{*-} -Mesonen zum Teil verloren. Auch bei nicht-resonanter semileptonischer $D^{(*)}\pi$ -Produktion ist das der Fall. Dem Effekt kann jedoch explizit und quantitativ Rechnung getragen werden.

Die D_j^* -Mesonen zerfallen durch starke Wechselwirkung, bei der der Isospin erhalten bleibt, in $D^{(*)}\pi$ -Endzustände. Die Massendifferenz zu den niedriger liegenden D^- - und D^{*-} -Mesonen ist groß genug ($> 400 \text{ MeV}$) im Vergleich zu elektromagnetischen Massenauflösungen der Multipletts, so daß Phasenraum-Effekte vernachlässigt werden können. Die Verzweigungsverhältnisse in geladene und neutrale $D^{(*)}$ -Mesonen lassen sich deshalb aus den Isospin-Quantenzahlen vorhersagen. Diese sind

$$|I, I_3\rangle = \begin{cases} |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle & \text{für } D^+, \bar{D}^0 \\ |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle & \text{für } D^-, \bar{D}^0 \\ |1, 1\rangle & \text{für } \pi^+ \\ |1, 0\rangle & \text{für } \pi^0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Die Clebsch-Gordon-Koeffizienten (nach [34]) sind für die $\Delta I_3 = \Delta Q = \pm 1$ -Übergänge $\bar{D}_j^{*0} \rightarrow \pi^+ D^{(*)-}$ und $D_j^{*-} \rightarrow \pi^+ \bar{D}^{(*)0}$:

$$\langle i_1^{(1)}, i_1^{(2)}, i_3^{(1)}, i_3^{(2)} | I, I_3\rangle = \langle 1, \frac{1}{2}, 1, -\frac{1}{2} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \quad (2.9)$$

und für die ohne Ladungsänderung $\bar{D}_j^{*0} \rightarrow \pi^0 \bar{D}^{(*)0}$ und $D_j^{*-} \rightarrow \pi^0 + D^{(*)-}$:

$$\langle i_1^{(1)}, i_1^{(2)}, i_3^{(1)}, i_3^{(2)} | I, I_3\rangle = \langle 1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} \quad (2.10)$$

⁵Nur an dieser Stelle wird übrigens auf $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle Bezug genommen. Das Verfahren läßt sich auch auf andere Ereignismengen anwenden.

Daher hat man

$$\begin{aligned} B^+ \rightarrow \bar{D}_j^{*0} \ell^+ \nu &\rightarrow \begin{cases} D^{(*)-} \ell^+ \nu X : BR = \frac{2}{3} \\ \bar{D}^{(*)0} \ell^+ \nu X : BR = \frac{1}{3} \end{cases} \\ B^0 \rightarrow D_j^{*-} \ell^+ \nu &\rightarrow \begin{cases} D^{(*)-} \ell^+ \nu X : BR = \frac{1}{3} \\ \bar{D}^{(*)0} \ell^+ \nu X : BR = \frac{2}{3} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.11)$$

D.h., in zwei Dritteln dieser Zerfälle werden D^- - oder D^{*-} -Mesonen mit der "falschen" Ladung produziert, in einem Drittel mit der "richtigen". Da auch Fragmentationsprozesse der Isospin-Statistik gehorchen, gilt die Argumentation ebenso für nichtresonante $D^{(*)}\pi$ -Produktion.⁶

Daß man das Verhältnis von D^- - zu D^{*-} -Produktion nicht zu kennen braucht, da man deren Summe mißt, gilt für diese Zerfälle genauso wie für die direkten. Deshalb sind keine Annahmen nötig darüber, mit welchen Anteilen die einzelnen Spin-Zustände aus dem Spektrum der höher angeregten Charm-Mesonen produziert werden, und in welcher Weise Drehimpuls-Auswahlregeln und Phasenraum-Faktoren bei deren Zerfällen dieses Verhältnis dann beeinflussen. Solche Annahmen wären nötig, wenn man die einzelnen Zahlen (z.B. $N(\bar{D}^{*0} \ell^+)$) korrigieren wollte.

Sei nun

$$\delta \equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow D_j^* \ell \nu)}{\Gamma(B \rightarrow D \ell \nu(X))} \quad (2.12)$$

der Anteil der hier diskutierten Zerfälle (einschließlich der nichtresonanten) an den gesamten semileptonischen B -Zerfällen mit D -Mesonen in Endzustand. Dies ist zugleich der Anteil der beobachteten $D^{(*)}$ -Mesonen, die zu $\frac{2}{3}$ von der "falschen" B -Sorte abstammen.⁷ $(1 - \delta)$ ist dann der Anteil der direkten exklusiven Zerfälle $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$. Die rechte Seite von Gl. (2.7), das gemessene Verhältnis von neutralen zu geladenen D^- - oder D^{*-} -Mesonen, sei nun R genannt und läßt sich damit wie folgt ausdrücken:

$$R = \frac{(1 - \delta) f_+ \tau(B^+) + \delta(\frac{1}{3} f_+ \tau(B^+) + \frac{2}{3} f_0 \tau(B^0))}{(1 - \delta) f_0 \tau(B^0) + \delta(\frac{1}{3} f_0 \tau(B^0) + \frac{2}{3} f_+ \tau(B^+))} \quad (2.13)$$

Aufgelöst nach dem Lebensdauerverhältnis ergibt sich

$$\frac{f_+ \tau(B^+)}{f_0 \tau(B^0)} = \frac{R - \frac{2}{3} \delta (R + 1)}{1 - \frac{2}{3} \delta (R + 1)} \quad (2.14)$$

Somit ist wieder ein eindeutiger Zusammenhang zwischen $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ und der gemessenen Größe R gegeben, wenn δ bekannt ist. - Semileptonische B -Zerfälle in D_j^* -Mesonen wurden bisher nicht beobachtet (s. Abschn. 1.3), doch kann aufgrund der Messungen ausgeschlossen werden, daß sie zu mehr als etwa 20% beitragen. Theoretisch wird $\delta \approx 10\%$ erwartet. Gl. (2.14) erlaubt es, damit die durch solche Zerfälle nötigen Korrekturen zuverlässig abzuschätzen beziehungsweise einzuschränken.

⁶Die Entstehung von ρ^- statt π^- -Mesonen ist (zumindest in den D_j^* -Zerfällen stark) phasenraumunterdrückt. Sie folgt aber derselben Statistik.

⁷Dies gilt streng nur, falls die Nachweiswahrscheinlichkeit dieselbe wie bei direkten Zerfällen ist. Ansonsten wäre δ hier durch $\delta' = r_j \delta$ zu ersetzen, wobei r_j die relative Nachweiswahrscheinlichkeit ist. Wegen der weicheren Leptonenspektren ist $r_j < 1$. Diese Substitution ist auch für das Ergebnis (2.14) richtig.

Die Korrekturen sind klein und verschwinden für $R \rightarrow 1$. Allerdings nimmt mit wachsendem δ die Sensitivität von R als Maß für das Lebendauerverhältnis ab, da die hier besprochenen Zerfälle mögliche Unterschiede zwischen B^+ und B^0 tendenziell "verwischen". Darauf wird bei der Diskussion des Ergebnisses und seiner Fehler zurückzukommen sein.

Kapitel 3

Das ARGUS-Experiment

Die hier vorgestellte Messung verwendet Daten, die mit dem ARGUS-Detektor am e^+e^- -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden. Dieses Kapitel beschreibt den Beschleuniger, den Detektor, die Funktion seiner Komponenten und die Grundzüge der Datenauswertung, mit besonderem Gewicht auf der Teilchenidentifikation. Außerdem wird die bearbeitete Datenmenge behandelt.

3.1 Der Speicherring DORIS II

DORIS wurde 1974 als **Doppelringspeicher** am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg fertiggestellt und war für Schwerpunktsenergien von 3 bis 4 GeV konzipiert. Zunächst wurde damit das J/ψ -System erforscht. In der Folge der Entdeckung der Υ -Resonanzen wurde der Umbau zu DORIS II, nunmehr einem Tandemring mit nur noch einem Vakuumrohr für Elektronen und Positronen vorgenommen [92]. Er wird mit je einem e^+ - und einem e^- -Paket ("bunch") mit entgegengesetzter Umlaufrichtung betrieben, so daß sich zwei Wechselwirkungszonen ergeben. In der einen befindet sich seit 1982 der ARGUS-Detektor, in der anderen war 1982-87 der *Crystal Ball* aufgestellt. Außerdem wird die Strahlung von DORIS für Experimente im Hamburger Synchrotronstrahlungslabor HASYLAB genutzt.

Die zur Erzeugung von B -Mesonen nötige Strahlenergie von 5.3 GeV schöpft die durch den Tunnelradius und die Sättigungsmagnetisierung des Eisens in den Strahlführungsmagneten gesetzten Grenzen nahezu vollständig aus [93]. Die Energieunschärfe des Strahls beträgt $\sigma(E_{beam}) = 6.8 \text{ MeV}$.

Die Rate von Ereignissen mit Wirkungsquerschnitt σ hängt von der Luminosität L nach

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad (3.1)$$

ab. L ist durch die erreichbaren Strahlstromstärken und -querschnitte bestimmt. Bei 5.3 GeV konnten Ströme von etwa 40 mA pro Strahl mit der im HF-System zum Ausgleich der Strahlungsenergieverluste verfügbaren Leistung von 1.1 MW gespeichert werden. Die im ARGUS-Detektor in größtmöglicher Nähe zum Wechselwirkungspunkt angebrachten Mini- β Quadrupole fokussieren die Strahlen soweit, daß damit Luminositäten von mehr als $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erzielt wurden. Dies ermöglicht, bei guten Betriebsbedingungen pro Tag mehr als 1000 Ereignisse pro nb aufzuzeichnen.

3.2 Der ARGUS-Detektor

ARGUS [94] ist ein Universaldetektor mit maximaler Raumwinkelüberdeckung. Er ist als Magnetspektrometer mit Solenoidfeld ausgelegt. Die in der e^+e^- -Anihilation um 10 GeV Schwerpunktsenergie zu untersuchenden Phänomene – Y -Zerfälle, Quark-Antiquark-Produktion im Kontinuum und Charm-Physik, τ -Zerfälle und $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen und vor allem die Physik der B -Mesonen – stellen vielfältige Anforderungen an das Nachweisvermögen für geladene und neutrale Teilchen. Vor allem für die Rekonstruktion von B -Zerfällen ist Teilchenidentifikation von großer Bedeutung. Daraufhin wurde der Detektor besonders optimiert.

Abb. 3.1 zeigt einen Schnitt parallel zur Strahlachse. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen durchquert nacheinander die Vertexkammer und die Driftkammer, das Flugzeitsystem und die Schauerzähler, die Magnetspule und das Eisenjoch und schließlich die Myonkammern. – Es wird ein kartesisches Koordinatensystem benutzt, mit z -Achse in Richtung des Positronstrahls und y -Achse senkrecht dazu nach obenweisend. Die (x, y) -Ebene wird auch durch Polarkoordinaten (r, ϕ) beschrieben. θ ist der Polarwinkel bezüglich der z -Achse.

Das Strahlrohr aus Aluminium hat 40 mm Innenradius und 1 mm Wandstärke, entsprechend 1.2% einer Strahlungslänge.

Die Magnetspule ist normalleitend und liefert ein Feld von 0.755 T bei 4280 A . Damit wird ein Kompromiß erreicht zwischen Impulsauflösung für schnelle und Akzeptanz für langsame Teilchen, die sich in einem hohen Feld "aufwickeln". Die Feldinhomogenitäten betragen im Bereich der Spurendetektoren weniger als $\sim 10\%$. In diesem Bereich wird es zur Rekonstruktion durch Polynome auf 0.2% genau approximiert. Dies stellt den Hauptbeitrag zum Fehler der Impulsmessung geladener Teilchen dar.

Diese geschieht im Herzstück des Detektors, der Driftkammer, mit der außerdem das spezifische Ionisationsvermögen der Spuren zum Zwecke der Teilchenidentifikation bestimmt wird. Sie ist 2 m lang und hat 1.72 m Außendurchmesser. 5940 Signaldrähte und 24588 Potentialdrähte bilden 5940 nahezu quadratische Driftzellen mit $\sim 1.8\text{ cm}$ Kantenlänge. Die Zellgröße wurde im Hinblick auf optimale dE/dx -Auflösung gewählt. Die Zellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet, mit Stereowinkelfolge $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha, 0^\circ, \dots$. Mindestens vier Drähte werden für $|\cos\theta| < 0.96$ angesprochen, alle Drahtlagen für $|\cos\theta| < 0.76$ gequert. Die Kammer wird mit einer Gas Mischung aus 97% Propan und 3% Methylal sowie einer Beimengung von 0.2% Wasserdampf (zur Vermeidung von Ablagerungen auf den Drähten) bei einem Druck von 1035 mbar betrieben. – Die Signale werden direkt an der Kammerwand vorverstärkt, dann folgen Diskriminator und TDC zur Zeit- bzw. Hauptverstärker und ADC zur Pulshöhenmessung. – Die Ortsauflösung beträgt zwischen 100 und $200\ \mu\text{m}$ für Draht-Spur-Abstände von 25 bis 75 mm . Daraus ergibt sich eine Transversalimpulsauflösung von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(0.009 \frac{p_T}{\text{GeV}/c}\right)^2}; \quad (3.2)$$

der konstante Term rührt von Vielfachstreuung her. – Die Auflösung für die Energieverlustmessung nach der *truncated mean*-Methode beträgt etwa 6% .

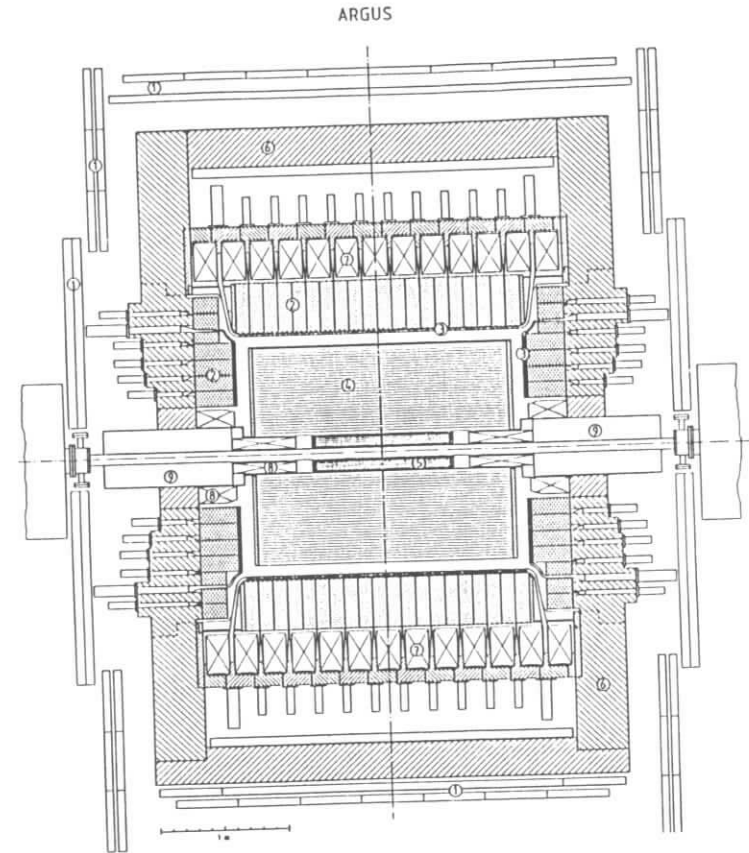


Abbildung 3.1: Der ARGUS-Detektor (Schnitt parallel zur Strahlachse, schematisch).

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

Mit der 1984 eingebauten **Vertexkammer** verbessert sich die Impulsauflösung für hochenergetische Spuren auf $0.6\% \cdot p_T [GeV/c]$. Sie weist ein hexagonal dicht gepacktes Zellmuster mit 594 Signaldrähten und eine Ortsauflösung von etwa $50 \mu m$ innerhalb eines Drittels der Driftlänge auf.

Das **Flugzeitsystem** (ToF) ist die zweite Komponente zur Identifikation von geladenen Teilchen; es mißt ihre Geschwindigkeiten direkt. Es besteht aus 64 Szintillationszählern im Barrel-Bereich und 48 an den Endkappen. Die Auslese erfolgt über Lichtleiter durch Photovervielfacher. Die Zeitauflösung beträgt $\sigma(ToF) = 220 ps$.

Die **elektromagnetischen Schauerzähler** messen Energie und Richtung von Photonen, außerdem die Energie von Elektronen, was zusammen mit der Form der Schauer ihre Abtrennung von anderen geladenen Teilchen ermöglicht. Das Kalorimeter besteht aus Barrel- ($|\cos \theta| < 0.75$) und Endkappenbereich ($0.7 < |\cos \theta| < 0.96$). Im ersteren sind 1280 Zähler in 20 Ringen angeordnet, in den Endkappen je 240 in 5 Ringen. Sie sind in Blei-Szintillator-Sandwich-Bauweise gefertigt; ihre Tiefe entspricht 12.5 Strahlungslängen und ihre Breite 1.0 bzw. 0.9 Molière Radian. Zur Auslese sind sie durch Wellenlängenschleifer an Photovervielfacher gekoppelt, die außerhalb der Magnetspule installiert sind. Die Zähler selbst befinden sich innerhalb derselben, was eine niedrige Nachweisschwelle für Photonen ($\sim 50 MeV$) und gute Energieauflösung zur Folge hat. Diese beträgt im Barrelbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E/GeV}}, \quad (3.3)$$

im Endkappenbereich ist sie geringfügig schlechter. Der konstante Term ist hauptsächlich dem inaktiven Material zuzuschreiben. Die Winkelauflösung beträgt bei hohen Energien $13 mrad$ entsprechend etwa $1.5 cm$ im Barrelbereich, ist in den Endkappen etwas besser und wird bei niedrigen Energien um bis zu einen Faktor 2 schlechter.

Die **Myonkammern** schließlich identifizieren Myonen aufgrund ihres hohen Penetrationsvermögens. Vom Wechselwirkungspunkt bis zur ersten der 3 Lagen, die noch innerhalb des Eisenjochs im Barrelbereich angebracht ist und 43% des vollen Raumwinkels überdeckt, ist Material entsprechend 3.3 Absorptionslängen zu durchqueren, bis zu den beiden äußeren (87% von 4π) sind es weitere 1.8. Daraus ergeben sich für die Myonen Abschneideimpulse von $700 MeV/c$ bzw. $1100 MeV/c$. Jede Lage besteht aus parallel angeordneten Proportionalzählrohren quadratischen Querschnitts ($(56 mm)^2$), insgesamt sind es 1744 an der Zahl. Die Signaldrähte der äußeren Lagen sind kreuzweise angeordnet.

Der **Trigger** entscheidet über die Aufzeichnung eines Ereignisses. Zwischen zwei Elektron-Positron-Begegnungen bei DORIS bleibt dafür nur $1 \mu s$ Zeit. Zweckmäßigerweise wird daher die Entscheidung stufenweise getroffen.

Der schnelle **Pretrigger** benötigt $300 ns$, um zwischen den zahlreichen Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas oder dem Strahlrohr Kandidaten für die seltenen "guten" Ereignisse zu erkennen. Dazu kann nur Information von den "schnellen" Detektorkomponenten, den Schauerzählern und dem Flugzeit-System, verwendet werden, die zu diesem Zweck in größeren Gruppen zusammengefaßt werden. Das Pro-

blem besteht vor allem darin, bei guter Untergrundunterdrückung trotzdem auch Endzustände niedriger Multiplizität (z.B. Bhabha-Ereignisse) und bzw. oder Gesamtenergie ($\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen) zu akzeptieren. Es wird daher mindestens eine der vier folgenden Bedingungen verlangt: in jeder Hemisphäre ($z > 0$ oder $z < 0$) werden mindestens $700 MeV$ Energie deponiert; oder mehr als $1 GeV$ in einer Zählergruppe; oder Koinzidenz von ToF-Zähler-Treffern mit Deposition von $> 50 MeV$ in der benachbarten Kalorimetergruppe, und das in jeder Hemisphäre; oder aber zwei solcher Koinzidenzen mit entgegengesetztem Azimuth, dafür ohne Anforderungen an z . – Da der Pretrigger im Mittel mit etwa $100 Hz$ "feuert", ist noch eine zweite Stufe erforderlich, die die $1 \mu s$ aber bereits überziehen darf, ohne zu wesentlichen Totzeitverlusten zu führen.

Der "**Little Track Finder**" verwendet Information aus der "langsamen" Driftkammer; er vergleicht das geometrische Muster der Treffer dort und im ToF-System mit programmierten Masken und ist so in der Lage, Spuren geladener Teilchen zu erkennen. Zwei, eine, oder keine werden verlangt, je nachdem, welche der Pretrigger-Bedingungen erfüllt war. Im Mittel benötigt er dazu $20 \mu s$, was nur 0.2% Totzeit bedeutet. Die Triggerrate wird damit auf typisch $10 Hz$ reduziert.

Auch für die **Online-Datenverarbeitung** ist Totzeit das entscheidende Kriterium. Die Daten der einzelnen Komponenten des ARGUS-Detektors werden in einem CAMAC-System digitalisiert und zwischengespeichert. Das gesamte "Ereignis", das aus etwa 1000 16-bit-Worten besteht, wird dann von einem Prozessor auf den Online-Rechner (DEC PDP 11/45) übertragen. Dieser reicht es an einen weiteren Computer (DEC VAX 11/780) weiter, der Daten zur den Experimentierbetrieb begleitenden Überwachung der Detektorfunktionen sammelt und aufbereitet, bevor er die Ereignisse in 20er-Paketen an den DESY-Zentralrechner (IBM 3084-Q) transferiert. Dort werden sie auf Magnetplatten gespeichert und schließlich auf Bänder geschrieben. Der gesamte Ausleseprozeß sperrt den Detektor für etwa $3 ms$.

3.3 Datenaufbereitung

Die **Rekonstruktion der Ereignisse** geschieht *offline*. Dabei werden aus den aufgezeichneten Rohdaten (Pulshöhen und -zeiten) die physikalischen Größen (Impulse, Energien etc.) errechnet, die das Ereignis und die erzeugten Teilchen charakterisieren.

Die **Spurrekonstruktion** in der Driftkammer erfolgt in zwei Schritten. Ziel des ersten ist, in dem Muster der angesprochenen Drähte überhaupt Spuren zu erkennen (*pattern recognition*) und deren Zahl und ungefähre geometrische Eigenschaften festzulegen; im zweiten werden durch eine Anpassungsrechnung die genauen Spurparameter endgültig bestimmt. Nach Spuren gesucht wird nur in der (x, y) -Ebene unter Verwendung der achsenparallelen Drähte; mit Hilfe der getroffenen Stereo-Drähte ergibt sich danach der Verlauf der Spuren im Raum, die durch jeweils fünf Parameter festgelegt sind. Beim anschließenden Spurfitt wird die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den berechneten und den über die Driftzeiten gemessenen Abständen der Spur von den Drähten minimiert. Dabei werden die Inhomogenitäten des Magnetfeldes, der gemessene Energieverlust und Vielfachstreuung berücksichtigt. Wenn Treffer in der

Vertexkammer der Spur zugeordnet werden können, so erfolgt ein erneuter Fit. - Der Algorithmus ist in der Lage, Teilchen mit Transversalimpulsen ab etwa $30 \text{ MeV}/c$ zu rekonstruieren.

Mit einer weiteren Anpassungsrechnung wird der **Hauptvertex** des Ereignisses bestimmt, wobei sich für jede Spur aus ihrem Abstand vom Ort der größten Annäherung aller und aus ihrer Fehlermatrix ein χ^2_{X} -Wert ergibt. Spuren mit $\chi^2_{\text{X}} > 49$ gehen nicht in den Fit ein. - Auf ähnliche Weise wird nach **Sekundärvertices** gesucht, d.h. nach Paaren entgegengesetzt geladener Teilchen mit Ursprung außerhalb des Hauptvertexbereichs. So werden Zerfälle langlebiger neutraler Teilchen (K^0_s, Λ^0) und Photonkonversionen identifiziert.

Das **spezifische Ionisationsvermögen** dE/dx der geladenen Teilchen wird aus den ADC-Werten der angesprochenen Driftkammerdrähte ermittelt. Diese folgen einer Landau-Verteilung, daher wird der wahrscheinlichste Wert nach der *truncated mean*-Methode bestimmt, bei der die niedrigsten 10% und höchsten 30% der Werte "abgeschnitten" werden und über die verbleibenden das Mittel gebildet wird. Dies wird auf die mittlere Spurlänge pro Driftzelle bezogen und mit dem theoretischen, für eine der Teilchenhypothesen $i = e, \mu, \pi, K, p$ erwarteten verglichen. Mit den Fehlern der dE/dx -Messung und der Erwartung (aus der Impulsmessung) ergibt sich für jede Hypothese ein χ^2 -Wert:

$$\chi^2(dE/dx) = \frac{(dE/dx - (dE/dx)_i^{\text{th}})^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{\text{th}}^2} \quad (3.4)$$

Bei der **Flugzeitanalyse** geht man im Prinzip genauso vor. Es wird der Kehrwert der Geschwindigkeit aus der gemessenen Flugzeit ToF und der Flugstrecke l bestimmt: $1/\beta c = ToF/l$. Für die einzelnen Teilchenhypothesen i ergeben sich aus dem gemessenen Impuls wieder theoretisch erwartete Werte und aus dem Vergleich:

$$\chi^2(ToF) = \frac{(1/\beta - (1/\beta)_i^{\text{th}})^2}{\sigma_{ToF}^2 + \sigma_{\text{th}}^2} \quad (3.5)$$

Unter den getroffenen **Schauerzählern** müssen zunächst benachbarte zu Gruppen (*cluster*) zusammengefaßt werden. Unter Verwendung der zählerspezifischen Kalibrations- und Korrekturkonstanten kann dann die gesamte deponierte Energie E_{ch} , die laterale Schauerbreitung E_{lat} und der Energieschwerpunkt des Schauers bestimmt werden. Falls dem nicht eine aus der Driftkammer extrapolierte Spur zugeordnet werden kann, wird der Schauer als Photon identifiziert.

Schließlich werden Driftkammerspuren zu den **Myonkammern** hin verfolgt. Der Energieverlust im Detektormaterial wird dabei entsprechend der Myon-Hypothese angesetzt. Unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung wird in der Umgebung des berechneten Auftreffpunktes nach Treffern der Proportionalzählrohre gesucht.

Die so gewonnenen physikalischen Größen werden auf sog. *Data Summary Tapes* (EXPDST) zusammen mit den Rohdaten abgespeichert, sofern die Ereignisse als e^+e^- -Wechselwirkungen klassifiziert werden. Mindestens zwei Spuren aus der Wechselwirkungsregion werden dazu verlangt. Diese erheblich reduzierte Datenmenge kann so jederzeit ganz oder teilweise neu rekonstruiert werden.

Die **Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen** dient der weiteren Reduktion der Datenmenge für Untersuchungen der e^+e^- -Annihilation in Quark-Antiquark-Paare. Diese Endzustände unterscheiden sich durch hohe mittlere geladene Multiplizität von solchen der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabha), $\mu^+\mu^-$, $\gamma\gamma$ und von restlichen, noch auf den DSTs vorhandenen Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgas-Ereignissen. Bei der Standardselektion wird verlangt:

- Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex mit Koordinaten

$$R < 1.5 \text{ cm} \text{ und } |z| < 6 \text{ cm} .$$

- Falls kein gemeinsamer Vertex gefunden wird, müssen mindestens drei geladene Spuren in das durch

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

definierte Volumen extrapoliert werden können. Außerdem muß in diesem Fall im Kalorimeter eine Gesamtenergie von mindestens 1.7 GeV nachgewiesen worden sein.

Die Kriterien werden von etwa 15% der Ereignisse erfüllt. Diese werden auf gesonderten sog. EXMUHA-Bändern gespeichert.

Das **MINI-Datenformat** mit erheblich reduziertem Speicherplatzbedarf wurde zur besseren Handhabbarkeit der Multihadron-Daten geschaffen. Viele physikalische Analysen kommen nämlich ohne Rückgriff auf die Rohdaten (einzelne Driftzeiten, Pulshöhen etc.) aus und benötigen stattdessen nur noch die kinematischen Größen der Teilchen und die aufbereitete Information zu ihrer Identifikation. Die MINI-DSTs enthalten außerdem aber noch Teile der Detektorinformation, wie die Zahl der angesprochenen Drähte oder mittleres dE/dx .

Die für ARGUS entwickelte **Analysesprache KAL** (*Kinematic Analysis Language*) [95] ermöglicht eine außerordentlich effiziente Bearbeitung dieser Daten. Es ist eine Sprache der 4. Generation, die von einem Interpreter in die höhere Programmiersprache FORTRAN 77 übersetzt wird. Ihre Syntax ist an FORTRAN angelehnt, enthält aber auch Elemente, die Datenbanksprachen nicht unähnlich sind. Dies erlaubt die einfache Formulierung von Identifikationskriterien und Schnitten und die Analyse von Mehrteilchenkombinationen ohne den sonst üblichen Programmieraufwand, den das "Auspacken" von Indices und geschachtelte Schleifen mit sich bringen. Lokal definierte Variablen ermöglichen den gänzlichen Verzicht auf indizierte Felder. KAL ist außerdem auf das bei DESY entwickelte Graphik-Paket GEP (*Graphical Editor Program*) [96] zugeschnitten, das neben der Darstellung auch die interaktive Manipulation der Daten vorsieht. Binäre Operationen auf Verteilungen, Projektionen mit Randbedingungen aus mehrdimensionalen Feldern und Fitprogramme stellen das nötige flexible Handwerkszeug für komplexe Datenanalysen bereit.

Das **Monte-Carlo-Programm** schließlich ist erforderlich, um aus den Meßergebnissen Aussagen über physikalische Vorgänge zu gewinnen. Das Detektor-

Simulationsprogramm SIMARG [97] liefert gleichsam die "Apparatefunktion" von ARGUS. Als Eingabe benötigt es den Endzustand einer Reaktion, ausgedrückt durch die Vierervektoren der entstandenen Teilchen. Es simuliert deren Weg durch die Komponenten des Detektors, den Einfluß des Magnetfeldes, ihre spezifischen Wechselwirkungen mit dem Material und ihre möglichen Zerfälle (bei π^\pm , K^\pm , K_s^0 , Λ) ebenso wie das Verhalten des Detektors, z.B. die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer. Ausgabe sind Detektorsignale im selben Format wie "echte" Rohdaten, die dann auch mit derselben Folge von Analyseprogrammen (von der Rekonstruktion bis zur KAL-Analyse) prozessiert werden können. Die Daten der ursprünglich generierten Teilchen bleiben dabei gespeichert, so daß sich aus dem Vergleich Nachweiswahrscheinlichkeiten für einzelne Spuren und ganze Ereignisse und Auflösungen z.B. für invariante Massen in Abhängigkeit von den kinematischen Größen bestimmen lassen.

3.4 Teilchenidentifikation

Teilchenidentifikation ist allgemein einer der Schlüssel zur Physik schwerer Quarks. Besonders bei der Rekonstruktion exklusiver Endzustände wird dadurch oft erst die Abtrennung der Signale vom kombinatorischen Untergrund möglich. Der ARGUS-Detektor hat in dieser Hinsicht ausgezeichnete Eigenschaften; zudem wurde ein Formalismus entwickelt, der es gestattet, die Information verschiedener Komponenten in kohärenter Weise auszuwerten.

Bei der Messung von D -Lepton-Korrelationen werden D - und D^* -Mesonen über ihre Zerfälle in geladene Hadronen nachgewiesen. Die K - π -Trennung durch Energieverlust- und Flugzeitmessung spielt dabei eine Rolle. Zusätzlich müssen Elektronen und Myonen bei hohen Impulsen identifiziert werden.

3.4.1 Hadronen

Der Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation beim Durchgang durch Materie wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und hängt außer vom Medium nur von der Geschwindigkeit β der Teilchen ab. Bei der dE/dx -Messung werden die (Ruhe-) Massen m_0 der Teilchen also im Prinzip genauso wie bei der Flugzeitmessung aus β und dem Impuls p bestimmt:

$$m_0^2 = \frac{p^2}{\beta^2 \gamma^2} = p^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \quad (3.6)$$

Abb. 3.2 zeigt gemessene dE/dx -Werte in Abhängigkeit vom Impuls und zum Vergleich die erwartete Impulsabhängigkeit des Energieverlusts für die verschiedenen "stabilen" geladenen Teilchen [98]. Zu sehen ist, daß Kaonen und Pionen mit Impulsen bis zu $800 \text{ MeV}/c$ eindeutig identifiziert werden können.

Abb. 3.2 zeigt unten die nach (3.6) aus β und p direkt berechneten Massenquadrate, aufgetragen gegen die Impulse der Spuren, wobei β mit dem Flugzeitsystem gemessen wurde. K - π -Trennung mit dem ToF-System ist eindeutig bis zu Impulsen von etwa $700 \text{ MeV}/c$.

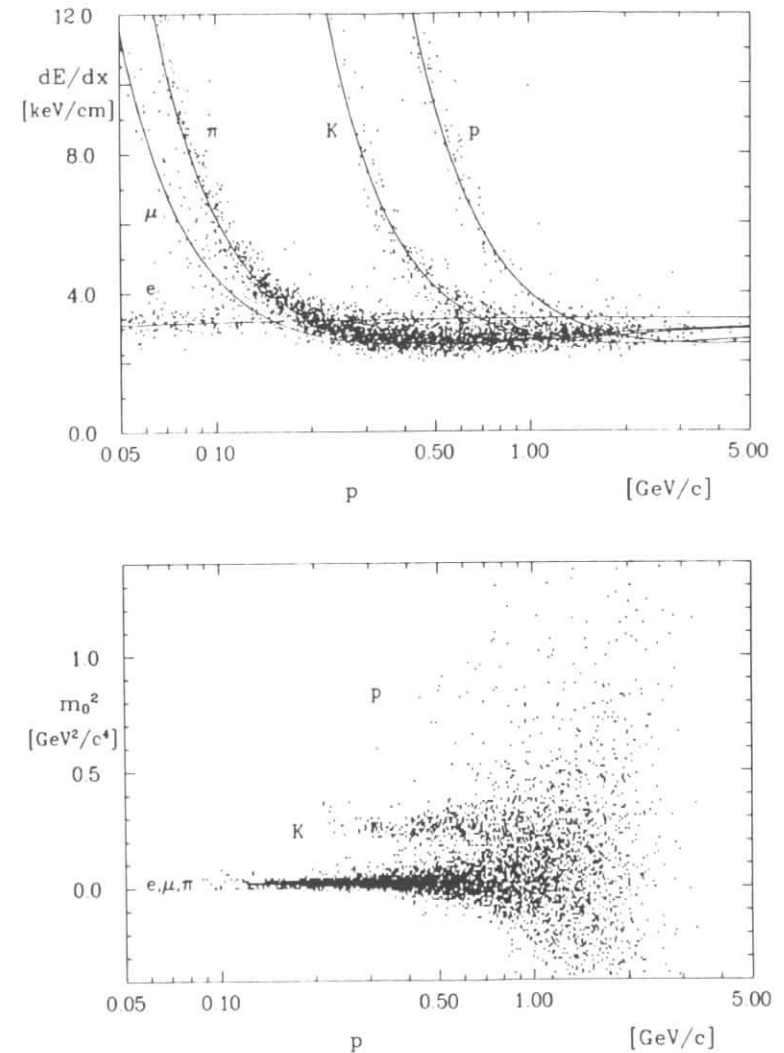


Abbildung 3.2: Der spezifische Energieverlust dE/dx geladener Teilchen in der Driftkammer (oben) und die Massenquadrate geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung (ToF) (unten).

Beide Messungen sind unabhängig, und ihre Resultate können für jede Teilchenhypothese $i = (\epsilon, \mu, \pi, K, p)$ zu einem χ^2 -Wert kombiniert werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF). \quad (3.7)$$

Da die Aussagekraft der einzelnen χ^2 -Werte davon abhängt, wie stark die Bänder jeweils überlappen, ist es zweckmäßig, normierte Likelihood-Werte (*LH-ratios*) zu berechnen:

$$LH_i^{dE/dx, ToF} = \frac{w_i \epsilon^{-\chi_i^2/2}}{\sum_j w_j \epsilon^{-\chi_j^2/2}}; \quad i, j = (\epsilon, \mu, \pi, K, p), \quad (3.8)$$

die Aufschluß über die relativen Wahrscheinlichkeiten für das Zutreffen einzelner Hypothesen geben. Die *a priori* Gewichtungsfaktoren w_i tragen dabei den unterschiedlichen Häufigkeiten der Teilchensorten Rechnung. Sie hängen im Prinzip von der Art der untersuchten Ereignisse ab und streng genommen sogar vom Impuls der Spuren. Mit ihrer Wahl ergibt sich eine gewisse zusätzliche Freiheit, Akzeptanz und Kontamination zu regeln. Wichtig ist, daß eine hinreichend realistische Detektorsimulation gewährleistet, daß die Wirkung von Schnitten auf so komplexe Variablen wie die *LH*-Werte zuverlässig wiedergegeben wird. Dies kann überprüft werden mit kinematisch eindeutig identifizierten Teilchen, z.B. π^+ aus K_s^0 -Zerfällen und K^- aus D^{*+} -Zerfällen.

3.4.2 Leptonen

Die primären Leptonen aus *B*-Zerfällen weisen ein hartes Impulsspektrum mit mittleren Impulsen um $1.5 \text{ GeV}/c$ auf. In diesem Bereich ist mit Hilfe der *dE/dx*- und *ToF*-Messungen keine eindeutige Identifikation möglich.

Für die **Elektronen** nutzt man stattdessen vor allem die mit den Schauerzählern gewonnene Information aus. Elektronen deponieren beinahe ihre gesamte Energie im Kalorimeter; die transversale Ausdehnung des Schauers ist dabei gering und erstreckt sich über nur einen oder wenige Zähler. Im Vergleich dazu verlieren Myonen als minimal ionisierende Teilchen nur einen geringen Teil ihrer Energie. Hadronische Schauer zeichnen sich durch starke Fluktuationen im Einsatzpunkt sowie in den lateralen und longitudinalen Abmessungen aus. Die laterale, die gemessen werden kann, ist im Mittel deutlich größer als bei elektromagnetischen Schauern. Die Korrelation zwischen Impuls und gemessener Energie ist wegen der geringen Tiefe der Zähler, gemessen in hadronischen Wechselwirkungslängen, kaum ausgeprägt. – Deponierte Energie E_{ch} und laterale Ausbreitung E_{lat} werden mit den übrigen Messungen zu einem einzigen normierten Likelihoodverhältnis kombiniert [99]:

$$\chi^2 = \frac{w^e \prod_{i=dE/dx, ToF, SC} P_i^e(x)}{\sum_k \epsilon, \mu, \pi, K, p w^k \prod_{i=dE/dx, ToF, SC} P_i^k(x)}. \quad (3.9)$$

Dabei sind $P_i^k(x)$ die Wahrscheinlichkeiten für eine Spur mit gemessenen Parametern x , als Teilchen der Sorte k durch die Komponente i identifiziert zu werden. Sie werden anhand der Daten bestimmt. Die Methode normierter Likelihoods erlaubt es, einen einzigen Schnitt in einem vieldimensionalen Raum anzuwenden, und ist damit jeder Kombination von Schnitten in den Variablen, von denen sie abhängen, überlegen. Typischerweise erreicht man für $p_e > 1 \text{ GeV}/c$ Identifikationsakzeptanzen von über 90%. Die

Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit (*fake-Rate*) für Hadronen, also die Wahrscheinlichkeit, mit der sie fälschlicherweise als Elektron erkannt werden, liegt dabei unter 0.5%.

Bei **Myonen** wird das gleiche Prinzip angewandt, unter zusätzlicher Berücksichtigung der Myonkammern, die in diesem Falle die dominierende Komponente darstellen. Eine Mindestanforderung an

$$\chi^\mu = \frac{w^\mu \prod_{i=dE/dx, ToF, SC, \mu} P_i^\mu(x)}{\sum_{i=\epsilon, \mu, \pi, K, p} w^i \prod_{i=dE/dx, ToF, SC, \mu} P_i^i(x)} \quad (3.10)$$

unterdrückt im Vergleich zur einfachen Bedingung, daß Treffer in den Kammern vorliegen, vor allem die Fehlidentifikation von zerfallenden Kaonen. Die Akzeptanz wird dadurch nur um etwa 5% reduziert. Die Hadron-Myon-*fake-Rate* beträgt etwa 1.5% im Barrelbereich und etwa 2.5% an den Endkappen.

3.5 Die Datenmenge

Die untersuchten Daten wurden in den Jahren 1982 – 1989 aufgezeichnet. Die Zahl der darin enthaltenen *B*-Mesonen geht zwar in die Berechnung des Lebensdauerverhältnisses nicht direkt ein, wird aber zur Abschätzung von Untergrundbeiträgen benötigt.

Die **integrierte Luminosität** der bei einer festen Schwerpunktsenergie \sqrt{s} aufgezeichneten Datenmenge wird aus der Anzahl der im selben Zeitraum registrierten *Bhabha*-Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bestimmt:

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{vis}}. \quad (3.11)$$

Der Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse kann in der QED exakt berechnet werden; σ^{vis} bezeichnet den sichtbaren Wirkungsquerschnitt, berücksichtigt also Selektionskriterien und Detektorakzeptanzen. Er beträgt bei ARGUS 11.8 nb . Die integrierte Luminosität kann damit auf $< 3\%$ genau bestimmt werden [100].

Ein **Skalierungsfaktor für Kontinuumsdaten** wird benötigt, wenn aus solchen der Untergrund aus nichtresonanten $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Kontinuumsereignissen in auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ($\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$) genommenen Daten bestimmt werden soll. Die Kontinuumsdaten werden bei Schwerpunktsenergien unterhalb der $B\bar{B}$ -Schwelle ($9.4 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10.54 \text{ GeV}$) aufgezeichnet. Der Skalierungsfaktor S berücksichtigt nicht nur die unterschiedlichen integrierten Luminositäten \mathcal{L} , sondern auch die \sqrt{s} -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Quarkpaarerzeugung in der e^+e^- -Annihilation, die sich in der QED zu $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \sim 1/s$ ergibt. Daher ist

$$S = \frac{1/s \cdot \mathcal{L}(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV})}{\sum_i 1/s_i \mathcal{L}_i(\sqrt{s}_i)}, \quad (3.12)$$

wobei \mathcal{L}_i die integrierten Luminositäten der bei Energien \sqrt{s}_i aufgezeichneten Kontinuumsdaten sind. Kleine Resonanzbeiträge und Strahlungskorrekturen, die im betrachteten Bereich nur wenig variieren und sich daher annähernd herauskürzen, können hier vernachlässigt werden. Mit den Werten aus Tabelle 3.1 ergibt sich

$$S = 1.85 \pm 0.05. \quad (3.13)$$

$\sqrt{s} [GeV]$	Kontinuum (10.33)	$\Upsilon(4S)$ 10.58
$\mathcal{L} [pb^{-1}]$	88.8	172.1
N_{MuHa}	~ 383000	857000

Tabelle 3.1: Integrierte Luminosität und Zahl der Multihadron-Ereignisse für Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Daten.

(Die in der Tabelle angegebene Schwerpunktsenergie für Kontinuumsdaten ist ein effektiver Mittelwert im Sinne von Gl. (3.12).)

Die Zahl der B -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Daten ergibt sich mit der Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in $B\bar{B}$ -Paare zerfällt, aus dem Überschuß von Multihadron-Ereignissen nach Abzug des Kontinuumsbeitrags:

$$N_B = 2 \cdot N_{\Upsilon(4S)} = 2 \cdot [N_{MuHa}^{\Upsilon(4S)} - S \cdot N_{MuHa}^{Kont}]. \quad (3.14)$$

Dabei wird angenommen, daß die Akzeptanzen für beide Arten von Ereignissen übereinstimmen, was auf $\pm 1\%$ der Fall ist. Wichtig ist, daß beide Datenmengen nur solche Ereignisse enthalten, deren Wirkungsquerschnitt zu $1/s$ proportional ist ($e^+e^- \rightarrow$ Fermion-Antifermion). Die mit der Standardselektion ausgewählten Daten enthalten aber noch Anteile aus Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgas-Ereignissen und Zwei-Photon-Wechselwirkungen, für die das nicht zutrifft. Eine strengere Selektion kann diese wirksam abtrennen; die genaue Berechnung liefert [101]

$$N_{\Upsilon(4S)} = 150000 \pm 7500. \quad (3.15)$$

Der Fehler ist geschätzt; er resultiert aus Schwankungen der beobachteten Multihadron-Rate, die durch zeitliche Veränderungen der Betriebsbedingungen von Speicherring und Detektor hervorgerufen werden. Damit ist der sichtbare Wirkungsquerschnitt bei ARGUS $\sigma_{\Upsilon(4S)}^{vis} \approx 0.9 \text{ nb}$, der für Kontinuumsereignisse im Vergleich dazu $\sigma_{Kont} = 3.8 \text{ nb}$ bei $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$.

Kapitel 4

Analyse von D -Lepton-Korrelationen

Im Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, daß das Lebensdauerverhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ aus den Zahlen der in semileptonischen B -Zerfällen entstehenden \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*+} -Mesonen bestimmt werden kann. In diesem Kapitel wird nun im einzelnen gezeigt, wie diese Zahlen aus den mit dem ARGUS-Detektor aufgezeichneten Daten extrahiert werden. Die Auswertung wird im letzten Kapitel dargestellt.

Der erste Schritt der Analyse besteht in der Selektion von Leptonen mit Hilfe der genannten Identifikationstechniken und in der Rekonstruktion der Zerfälle von D - und D^* -Mesonen in Kaonen und Pionen. Nicht alle $\bar{D}\ell^+$ -Kombinationen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen stammen aus semileptonischen B -Zerfällen; Quellen unkorrelierter Paare sind Kontinuumsereignisse und $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle selbst, wobei hier der Hauptbeitrag von sekundären semileptonischen Charm-Zerfällen hervorgerufen wird. Zur Reduzierung des Untergrunds lassen sich aber die kinematischen Eigenschaften der Zerfälle ausnutzen. Eine besonders klare Signatur der gesuchten Ereignisse kann man durch Berechnung der Rückstoßmassen erhalten. Um die Signale quantitativ auszuwerten, werden die Spektren der invarianten Massen der $K\pi(\pi)$ -Kombinationen parametrisiert. Die Ergebnisse erhält man nach Bestimmung und Subtraktion der verbleibenden Untergrundanteile.

Soweit die Messung auf Techniken zurückgreift, die bereits in früheren ARGUS-Analysen etabliert wurden, sollen diese hier nur kurz erläutert werden.

4.1 Selektion und kinematische Schnitte

Ausgegangen wird von der im vorigen Kapitel beschriebenen Multihadron-Datenmenge. Auch die Selektion der Elektron-, Myon- und $D^{(*)}$ -Kandidaten folgt "Standard"-Prozeduren. Die Beschränkung ihrer Impulsbereiche liegt ebenfalls auf der Hand.

Untersucht werden Endzustände mit ausschließlich geladenen Teilchen. An die Spuren werden folgende Forderungen gestellt:

- Sie müssen dem Hauptvertex zugeordnet werden können. Für alle Spuren wird ein Beitrag

$$\chi_{\nu X}^2 < 36 \quad (4.1)$$

zum Hauptvertex-Fit verlangt. Dadurch werden Zerfallsprodukte langlebiger Teilchen unterdrückt.

- Sie werden auf einen Polarwinkelbereich

$$|\cos\theta| < c_{max}; \quad c_{max} = 0.85 \dots 0.92 \quad (4.2)$$

eingeschränkt, wobei ein Kompromiß angestrebt wird zwischen Akzeptanz und Genauigkeit der Impulsmessung bzw. Spurextrapolation, die von der Zahl der passierten Drahtlagen der Driftkammer abhängt.

4.1.1 Lepton-Selektion

Für **Elektron**-Kandidaten wird ein kombiniertes Likelihood-Verhältnis (s. Abschn. 3.4.2)

$$\lambda_e \approx 0.70 \quad (4.3)$$

verlangt. – Zuvor werden solche Spuren verworfen, die mit der Hypothese verträglich sind, daß sie aus einer Photon-Konversion stammen. Dies wird für e^+e^- -Paare angenommen, die

- einen Sekundärvertex bilden oder
- eine invariante Masse $M_{e^+e^-} < 50 \text{ MeV}/c^2$ haben.

Zu diesem Zweck wird nur ein weicher Schnitt zur Teilchenidentifikation angewandt: $LH_e^{dE/dx, ToF} > 0.01$ (s. Abschn. 3.4.1).

Bei **Myon**-Kandidaten muß

- mindestens ein Treffer in einer äußeren Myonkammerlage

vorliegen. Zusätzlich muß das kombinierte Likelihoodverhältnis

$$\lambda_\mu \approx 0.70 \quad (4.4)$$

betragen.

Es werden nur Leptonen aus dem Winkelbereich

$$|\cos\theta_\ell| < 0.85 \quad (4.5)$$

akzeptiert. Es ist zweckmäßig, den extremen Endkappenbereich auszuschließen, da die Spurdichte bei Kontinuumsereignissen hier ansteigt, während sie bei $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen praktisch isotrop ist. Der Schnitt unterdrückt damit bei geringem Akzeptanzverlust vor allem falsch identifizierte Hadronen (und natürlich auch Leptonen) aus $q\bar{q}$ -Ereignissen. Außerdem ist in diesem Teil des Detektors die Myon-Fake-Rate am größten, da hier am wenigsten Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Myonkammern liegt.

Primäre Leptonen aus semileptonischen B -Zerfällen weisen ein hartes Impulsspektrum auf. Eine Monte-Carlo-Vorhersage ist als Histogramm in Abb. 4.1a gezeigt. Die Impulse der in sekundären Zerfällen von Charm-Teilchen aus B -Zerfällen entstandenen

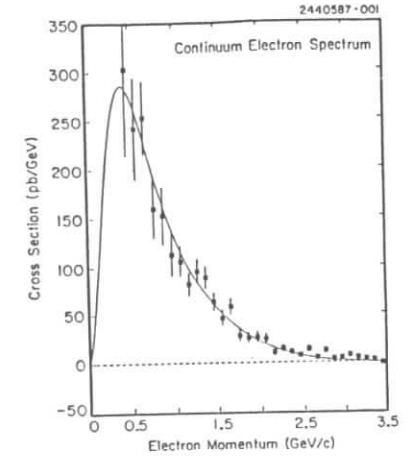
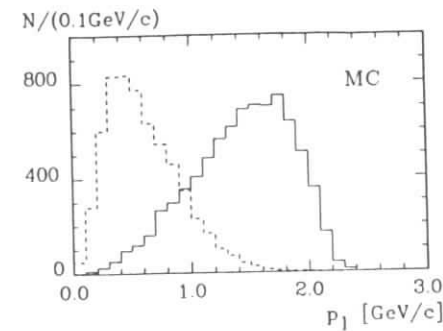


Abbildung 4.1: a) Monte-Carlo-Vorhersagen für die Impulsspektren primärer Leptonen (aus Zerfällen $B \rightarrow lX$, Histogramm) und sekundärer Leptonen (aus Zerfällen $B \rightarrow DX$, $D \rightarrow lX$, gestrichelt)

b) Gemessenes Elektron-Impulsspektrum aus Kontinuumsereignissen bei $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$ (aus [102]).

Leptonen liegen im Vergleich dazu im Mittel wesentlich niedriger (gestricheltes Histogramm). Auch Leptonen aus Kontinuumsereignissen – dominante Quelle sind wiederum D -Zerfälle – zeigen ein vergleichsweise weiches Impulsspektrum (Abb. 4.1b). Die Lepton-Impulse werden daher auf

$$p_l < 1.2 \text{ GeV}/c \quad (4.6)$$

beschränkt. Der Akzeptanzverlust durch diesen Schnitt ist gering, zumal Myonen erst bei Impulsen oberhalb von $p \approx 1 \text{ GeV}/c$ nachgewiesen werden können.

4.1.2 Rekonstruktion von D - und D^* -Mesonen

Die D - und D^* -Mesonen werden in den folgenden Zerfallskanälen rekonstruiert (in Klammern die jeweiligen Verzweungsverhältnisse):

$$\begin{aligned} \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^- & (BR = (4.2 \pm 0.4 \pm 0.4)\% \text{ [89]}) \\ D^- &\rightarrow K^+ \pi^- \pi^- & (BR = (9.1 \pm 1.3 \pm 0.4)\% \text{ [89]}) \\ D^{*-} &\rightarrow \bar{D}^0 \pi^- & (BR = (56 \pm 6 \pm 6)\% \text{ [90]}) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Für die Kaon- und Pion-Kandidaten aus \bar{D}^0 - und D^- -Zerfällen werden an das Likelihoodverhältnis aus den dE/dx - und ToF -Messungen zur Teilchenidentifikation die Forderungen

$$LH_K^{dE/dx, ToF} > 0.05 \quad (4.8)$$

$$LH_\pi^{dE/dx, ToF} > 0.05 \quad (4.9)$$

gestellt.¹ Dies reduziert den kombinatorischen Untergrund bereits erheblich, doch ist der Schnitt noch so weich, daß eine zuverlässige Beschreibung von Akzeptanz und Fehlidentifikation durch das Monte-Carlo-Programm gewährleistet ist [103].

Der Polarwinkel der Spuren wird auf einen Bereich eingeschränkt, in dem die Impulsauflösung und damit die Massenauflösung der Kombinationen praktisch konstant ist:

$$|\cos \theta_{K^*}| < 0.85 \quad \text{für } \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \quad (4.10)$$

$$|\cos \theta_{K^*}| < 0.90 \quad \text{für } D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \quad (4.11)$$

Damit wird sichergestellt, daß zur Bestimmung der Ereigniszahlen die Massensignale durch einfache Gaußfunktionen hinreichend genau parametrisiert werden können.

Schließlich wird, um den kombinatorischen Untergrund weiter zu reduzieren, der Zerfallswinkel des Kaons eingeschränkt:

$$\cos \theta_K^* < 0.8 \quad (4.12)$$

θ_K^* ist im Ruhesystem der zerfallenden D -Mesonen definiert als der Winkel zwischen der Kaon-Flugrichtung und der Richtung des boosts, den das D -Meson im Laborsystem hat. Die Verteilung der Größe $\cos \theta_K^*$ ist flach für die isotropen Zerfälle der pseudoskalaren \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen. Für $K\pi(\pi)$ -Zufalls kombinationen hingegen beobachtet man eine Anhäufung zu Werten von $\cos \theta_K^* \approx 1$ hin. Dies sind gerade solche, bei denen das Pion eines der vielen niederenergetischen ist, der Kaon-Kandidat aber einen hohen Impuls trägt und damit verstärkt in dem Bereich liegt, in dem keine eindeutige $K\pi$ -Trennung mehr gegeben ist.

Die Verteilungen der invarianten Massen der so selektierten $K^+ \pi^-$ - bzw. $K^+ \pi^- \pi^-$ -Kombinationen in Ereignissen mit Leptonkandidaten ℓ^+ ($p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) sind in Abb. 4.2 a und b dargestellt. (Zur Beschränkung des Impulses s.u.) Der Vergleich der Spektren mit und ohne Schnitt auf den Kaon-Zerfallswinkel zeigt die Reduktion des kombinatorischen Untergrunds.

\bar{D}^0 -Kandidaten für die D^{*-} -Rekonstruktion werden aus nach genau den gleichen Kriterien selektierten $K^+ \pi^-$ -Kombinationen gebildet. Aus ihrer invarianten Masse $m(K\pi)$, deren Fehler $\sigma(m)$ und dem Tabellenwert $m(D^0) = 1864.6 \text{ MeV}/c^2$ [34] wird ein χ^2 -Wert

$$\chi_D^2 = \frac{(m(K\pi) - m(D^0))^2}{\sigma^2(m)} \quad (4.13)$$

berechnet. Als \bar{D}^0 -Kandidaten werden Kombinationen mit

$$\chi_D^2 < 16 \quad \text{und} \quad |m(K\pi) - m(D^0)| < 80 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.14)$$

akzeptiert. Die Massenauflösung $\sigma(m)$ beträgt hier typisch $10 - 20 \text{ MeV}/c^2$; der zweite Schnitt unterdrückt Kombinationen mit größeren Fehlern.

Der Viererimpuls dieser Kandidaten wird daraufhin einem kinematischen Fit unterworfen, bei dem seine Komponenten unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix ihrer Fehler so variiert werden, daß die Randbedingung

$$E^2(K\pi) - \vec{p}^{-2}(K\pi) = m^2(D^0) \quad (4.15)$$

¹ Als *a priori*-Gewichtsfaktoren (s. Abschn. 3.4.1) wurden $w(\pi) = 3$, $w(i) = 1$ sonst gewählt.

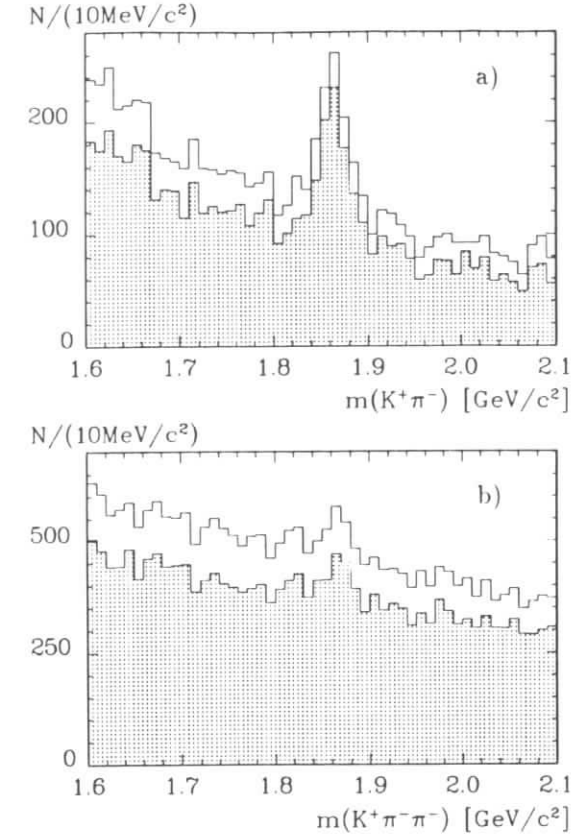


Abbildung 4.2: Verteilungen der invarianten Massen der (a) $K^+ \pi^-$ - bzw. (b) $K^+ \pi^- \pi^-$ -Kombinationen mit skaliertem Impuls $x_p < 0.5$ in Ereignissen mit schnellen Leptonen ℓ^+ ($p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$). (weiß: ohne, schraffiert: mit Schnitt $\cos \theta_K^* < 0.8$ auf den Kaon-Zerfallswinkel.)

erfüllt wird. Dadurch wird die D^0 -Impulsauflösung erheblich verbessert.

An die langsamen Pionen (π_s), die zusammen mit den \bar{D}^0 -Mesonen die D^{*-} -Kandidaten bilden, werden nur lose Forderungen gestellt:

$$|\cos \theta_{\pi_s}| < 0.92 \quad \text{und} \quad LH_{\pi_s}^{dE/dx, ToF} > 0.01 \quad (4.16)$$

Die Verteilung der invarianten Massen dieser $\bar{D}^0 \pi^-$ -Kombinationen zeigt Abb. 4.3, wieder für Ereignisse mit schnellen Leptonen ℓ^+ . Das D^{*-} -Signal zeigt sich kurz oberhalb der kinematischen Schwelle über geringem Untergrund und weist eine sehr kleine Breite (etwa $1 \text{ MeV}/c^2$) auf. Die Massenauflösung wird im wesentlichen durch die Genauigkeit der Impulsmessung des langsamen Pions aus dem D^{*-} -Zerfall bestimmt. Dieser

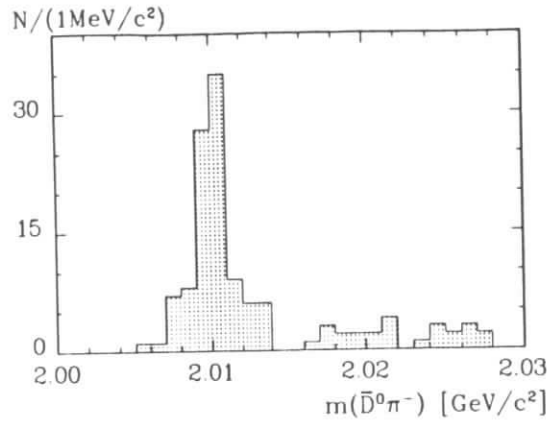


Abbildung 4.3: Verteilung der invarianten Masse der $\bar{D}^0\pi^-$ -Kombinationen mit skaliertem Impuls $x_p < 0.5$ in Ereignissen mit schnellen Leptonen ℓ^+ ($p_t > 1.2 \text{ GeV}/c$).

hat einen Q -Wert von nur 6 MeV , und der D^* -Impuls verteilt sich etwa im Verhältnis $m(\pi)/m(D^0)$ auf Pion und \bar{D}^0 -Meson.

Da die B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen nahezu in Ruhe zerfallen, ist der bezüglich der Strahlenergie E_{beam} skalierte Impuls

$$x_p \equiv p/p_{max} \text{ mit } p_{max} = \sqrt{E_{beam}^2 - m^2} \quad (4.17)$$

der dabei entstehenden Teilchen auf $x_p < 0.5$ beschränkt, wohingegen in Kontinuumsereignissen bei der Quarkfragmentation Teilchen mit Werten aus dem gesamten Bereich $0 \leq x_p \leq 1$ entstehen. Abb. 4.4 zeigt die bei ARGUS gemessenen x_p -Verteilungen für D^0 -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen (offene bzw. volle Datenpunkte). Für $x_p < 0.5$ ist der Überschuss aus B -Zerfällen zu sehen, für $x_p > 0.5$ stimmen die Verteilungen überein.

Die \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Kandidaten werden daher auf den für Tochterteilchen von B -Mesonen erlaubten kinematischen Bereich

$$x_p(\bar{D}^0, D^-, D^{*-}) < 0.5 \quad (4.18)$$

eingeschränkt, womit ein beträchtlicher Teil der Kontinuumsereignisse verworfen wird.

4.2 Die Signale in der Rückstoßmasse

Bisher wurde noch nicht die Korrelation zwischen den D - bzw. D^* -Mesonen und den Leptonen ausgenutzt, also die Tatsache, daß bei den gesuchten Kombinationen jeweils beide aus dem Zerfall eines B -Mesons stammen. Wegen des nicht nachweisbaren Neutrinos können semileptonische B -Zerfälle nicht vollständig rekonstruiert werden, doch ermöglicht die spezielle Kinematik auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz die Berechnung der invarianten Masse der fehlenden Teilchen – der Rückstoßmasse – zum Quadrat, M_R^2 . Diese

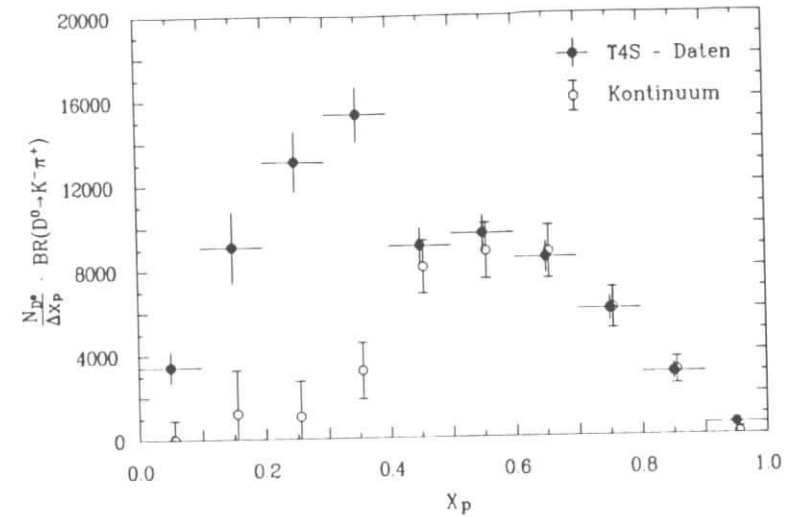


Abbildung 4.4: x_p -Spektrum von D^0 -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignissen (volle bzw. offene Datenpunkte). (Aus [103].)

Größe lieferte eine Signatur des exklusiven Zerfalls $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$. Das Konzept wird im folgenden erläutert und auf den semi-exklusiven Fall $B \rightarrow D\ell\nu(X)$ erweitert. Der höhere kombinatorische Untergrund unter den \bar{D}^0 - bzw. D^- -Signalen erfordert allerdings ein geändertes Vorgehen, um die M_R^2 -Verteilungen zu erhalten. Schließlich werden die Signale quantitativ ausgewertet.

4.2.1 Die Signatur semileptonischer B -Zerfälle

Beim Zerfall $B \rightarrow D\ell\nu$ lautet die Viererimpulsbilanz:

$$P_B = P_D + P_\ell + P_\nu \quad (4.19)$$

Für die Masse des nicht nachgewiesenen Neutrinos gilt daher die Beziehung

$$\begin{aligned} M_\nu^2 = P_\nu^2 &= (P_B - (P_D + P_\ell))^2 \\ &= (E_B - (E_D + E_\ell))^2 - (\vec{p}_B - (\vec{p}_D + \vec{p}_\ell))^2. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Die Energie E_B von B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ist durch die gut bekannte Strahlenergie E_{beam} gegeben. Wenn man den kleinen Impuls \vec{p}_B des B -Mesons vernachlässigt ($p_B \approx 340 \text{ MeV}/c$), so kann man damit das Quadrat der invarianten Masse des Teilchens oder Systems, das den Rückstoß des D -Lepton-Systems aufnimmt, also in diesem Falle zunächst des Neutrinos, näherungsweise berechnen:

$$\begin{aligned} M_R^2(D\ell) &\equiv (E_{beam} - (E_D + E_\ell))^2 - (\vec{p}_D + \vec{p}_\ell)^2 \\ &\approx M_\nu^2 = 0. \end{aligned} \quad (4.21)$$

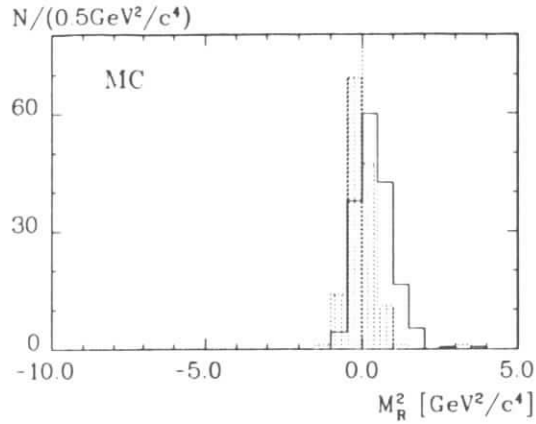


Abbildung 4.5: Verteilungen der Größen $M_R^2(D^* \ell^+)$ (schraffiert) und $M_R^2(D^- \ell^+)$ (durchgezogenes Histogramm) aus einer Monte-Carlo-Simulation des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$, gefolgt von $D^* \rightarrow D^- \pi^0$. Der Lepton-Impuls wurde auf $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$ begrenzt.

M_R wird Rückstoßmasse genannt.

Die durch Monte-Carlo-Simulation des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$ gewonnene Verteilung dieser Größe ist für $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$ in Abb. 4.5 als schraffiertes Histogramm gezeigt. Sie kann gut durch eine Gaußfunktion mit der Breite $\sigma = 0.5 \text{ GeV}^2/c^4$ beschrieben werden. Diese Breite wird durch den vernachlässigten B -Impuls bestimmt, denn es ist

$$M_R^2 - M_\nu^2 = p_B^2 - 2\vec{p}_B(\vec{p}_D + \vec{p}_\ell). \quad (4.22)$$

Demgegenüber macht sich die begrenzte Detektoraufösung kaum bemerkbar.

Wenn das D^* -Meson und das Lepton nicht aus einem B -Zerfall stammen, sondern unkorreliert produziert (oder fehlidentifiziert) wurden, dann hat die Größe M_R^2 keine physikalische Bedeutung. Sie ist dann über einen weiteren Bereich, insbesondere zu negativen Werten hin, verteilt, der nur durch den Phasenraum eingeschränkt wird.² Deshalb ergibt die Rückstoßmasse eine Signatur exklusiver semileptonischer B -Zerfälle: sie zeigen sich als Überhöhung in der M_R^2 -Verteilung bei $M_R^2 = 0$.

Auf diese Weise ist erstmals der Nachweis des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$ gelungen [55]. Dabei wurde auch gezeigt (ausführlich in [54]), daß die Untergrundbeiträge – ihre absolute Größe wie auch die Form der resultierenden M_R^2 -Verteilungen – vollständig bestimmt werden können. Die vorliegende Analyse nutzt dies aus und wird im Prinzip weitgehend demselben Verfahren folgen.

Entscheidend ist nun, daß die Methode der Rückstoßmasse sich auch dann eignet, wenn außer dem Neutrino noch andere Teilchen dem Nachweis im Detektor entgehen. Wird beispielsweise beim Zerfall $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$, gefolgt von $D^* \rightarrow D^- \pi^0$, das neutrale Pion nicht nachgewiesen, sondern nur das D^- -Meson und das Lepton ℓ^+ , so kann M_R^2

²Verteilungen für verschiedene Untergrundquellen werden im Abschn. 4.3 gezeigt.

für das $D^- \ell^+$ -System berechnet werden. Die Größe repräsentiert in diesem Falle eine Näherung für das Quadrat der invarianten Masse $M_{\nu\pi^0}$ des Neutrino- π^0 -Systems, das den Rückstoß von D^- und ℓ^+ aufnimmt. $M_{\nu\pi^0}^2$ ist immer positiv; $M_R^2(D^- \ell^+)$ hat im Rahmen der aus der Vernachlässigung des B -Impulses resultierenden Genauigkeit damit verträglich zu sein.

Das Ergebnis der Monte-Carlo-Rechnung ist in Abb. 4.5 als durchgezogenes Histogramm eingezeichnet. Im Vergleich zur $M_R^2(D^* \ell^+)$ -Verteilung ist die für $M_R^2(D^- \ell^+)$ breiter und im Mittel zu positiven Werten hin verschoben. Ihre Form hängt nun zusätzlich vom Impulsspektrum des nicht nachgewiesenen Pions ab, das die $M_{\nu\pi^0}$ -Verteilung bestimmt.³

Die $M_R^2(D^- \ell^+)$ -Verteilung für direkte Zerfälle $B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu$ ist praktisch dieselbe wie die schraffiert dargestellte $M_R^2(D^* \ell^+)$ -Verteilung für $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$ -Zerfälle. Die experimentell beobachteten $D^- \ell^+$ -Kombinationen in $\Upsilon(4S)$ -Daten werden größtenteils aus den direkten wie auch den "indirekten" Zerfällen $B^0 \rightarrow D^* \ell^+ \nu$, $D^* \rightarrow D^- X$ stammen. Man wird daher eine Überlagerung der beiden in Abb. 4.5 gezeigten Verteilungen beobachten und kann nicht erwarten, diese beiden Anteile mit Hilfe der Rückstoßmasse voneinander trennen zu können. Für die Bestimmung des Lebensdauerverhältnisses ist das auch gar nicht nötig; vielmehr soll ihre Summe gemessen werden. Die Größe M_R^2 ist aber nach wie vor gut geeignet, den Untergrund nicht korrelierter $D\ell$ -Paare zu reduzieren.

Vor allem kann anhand der Rückstoßmassenverteilungen gezeigt werden, daß die nachgewiesenen D -Lepton-Paare tatsächlich vorwiegend aus semileptonischen B -Zerfällen stammen. Im Falle der D^* -Mesonen konnte man diese Verteilung erhalten, indem man alle $\bar{D}^0 \pi^-$ -Kombinationen mit invarianter Masse innerhalb der D^* -Signalregion selektiert und die $M_R^2(D^* \ell^+)$ -Werte direkt aufträgt. Bei \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen dagegen ist der kombinatorische Untergrund wesentlich höher, bei \bar{D}^0 -Mesonen läßt er sich außerdem nicht aus den Seitenbändern allein bestimmen. Es ist deshalb zweckmäßiger, die Ereignisse mit D^- und Lepton-Kandidaten zunächst in Intervalle von M_R^2 einzuteilen und dann die Zahl der D -Lepton-Kombinationen in jedem Intervall durch einen Fit an die Verteilungen der invarianten Massen der $K^+ \pi^-$ (π^-)-Systeme zu bestimmen. Mit den $\bar{D}^0 \pi^-$ -Kombinationen kann natürlich genauso verfahren werden.

4.2.2 Parametrisierung der Spektren der invarianten Massen

Abb. 4.6 zeigt die zweidimensionale Verteilung der invarianten Massen von $K^+ \pi^-$ -Kombinationen und der Rückstoßmassen, die sie zusammen mit den Leptonen ℓ^+ in den Ereignissen haben. Das \bar{D}^0 -Signalband ist deutlich zu erkennen, ebenso eine Anhäufung sowohl des Untergrunds als auch – stärker ausgeprägt – des \bar{D}^0 -Signals bei $M_R^2 \approx 0$.

Die tatsächliche $M_R^2(\bar{D}^0 \ell^+)$ -Verteilung ergibt sich durch Anpassungsrechnungen an die $m(K^+ \pi^-)$ -Spektren in den einzelnen M_R^2 -Intervallen, die entsprechend der Statistik unterschiedlich breit gewählt wurden. Als Beispiel ist in Abb. 4.7a) dasjenige für $-0.5 \text{ GeV}^2/c^4 < M_R^2 < 0$ gezeigt.

³Für $D^- \ell^+$ -Kombinationen aus Zerfällen $B \rightarrow D \ell^+ \nu$, $D \rightarrow D^- \pi$ erwartet man wegen des härteren Pion-Spektrums eine noch stärkere Verbreiterung zu größeren M_R^2 -Werten hin. Die Ruhemassen eines oder mehrerer fehlender Pionen spielen dagegen keine Rolle ($m^2(\pi) < 0.02 \text{ GeV}^2/c^4$).

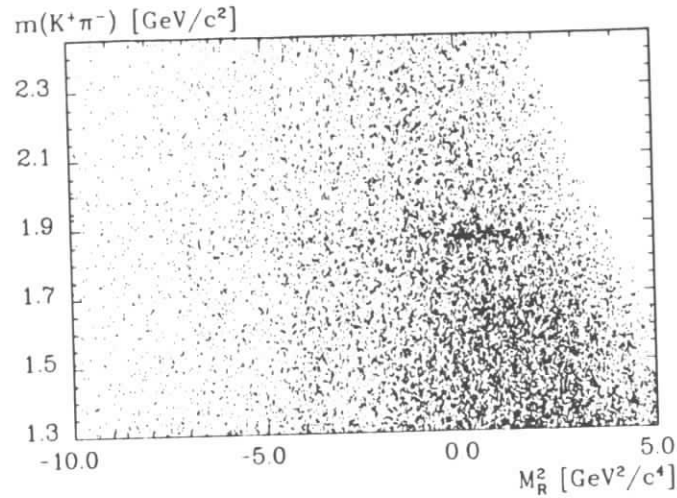


Abbildung 4.6: Zweidimensionale Verteilung der invarianten Massen von $K^+\pi^-$ -Kombinationen (mit $x_p < 0.5$) und der Rückstoßmassen M_R^2 , die sie zusammen mit den Leptonen ℓ^+ (mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) in den Ereignissen haben.

$m(K^+\pi^-)$ -Spektren sind – ebenso wie die für $m(K^+\pi^-\pi^-)$ und $m(\bar{D}^0\pi^-)$ bereits für die Messung der inklusiven Produktion von D -Mesonen mit dem Detektor ARGUS untersucht worden [103]. Die dort entwickelte Parametrisierung der Signale und der einzelnen Untergrundbeiträge wird hier im wesentlichen übernommen.

Der kombinatorische Untergrund kann durch ein Polynom 3. Ordnung (b_3) beschrieben werden. In der Region $1.5 \text{ GeV}/c^2 < m(K^+\pi^-) < 1.7 \text{ GeV}/c^2$ liegt eine Reflexion von Zerfällen $D \rightarrow K\pi\pi$. (In den Spektren mit höherer Statistik, z.B. Abb. 4.9, ist sie deutlich zu erkennen.) Dieser Massenbereich wird bei der Anpassungsrechnung ausgeschlossen.

Wichtig für die Bestimmung der Zahl der Signalereignisse ist die Berücksichtigung des Untergrunds aus doppelt mißidentifizierten $K\pi$ -Kombinationen. D^0 -Zerfälle in $K^-\pi^+$, bei denen das Kaon (auch) unter der Pion-Hypothese akzeptiert wurde und das Pion (auch) als Kaon, liefern Einträge im $K^+\pi^-$ -Spektrum in der \bar{D}^0 -Signalregion. Wenn beide Teilchen den gleichen Impuls tragen, ergibt sich unter beiden Hypothesenkombinationen sogar die gleiche invariante Masse; insgesamt erhält man eine Anhäufung unter dem Signal, die aber breiter als dieses selbst ist.

Signal und Mißidentifikationsuntergrund können durch Gaußfunktionen (s und s_{mid}) parametrisiert werden. Zur Bestimmung der Zahl $N(\bar{D}^0)$ inklusiv produzierter \bar{D}^0 -Mesonen konnte, da sie gleich der der D^0 -Mesonen ist, das Spektrum durch eine Funk-

⁴Einfach mißidentifizierte, Cabibbo-unterdrückte Zerfälle $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ oder K^+K^- konnten dagegen vernachlässigt werden.

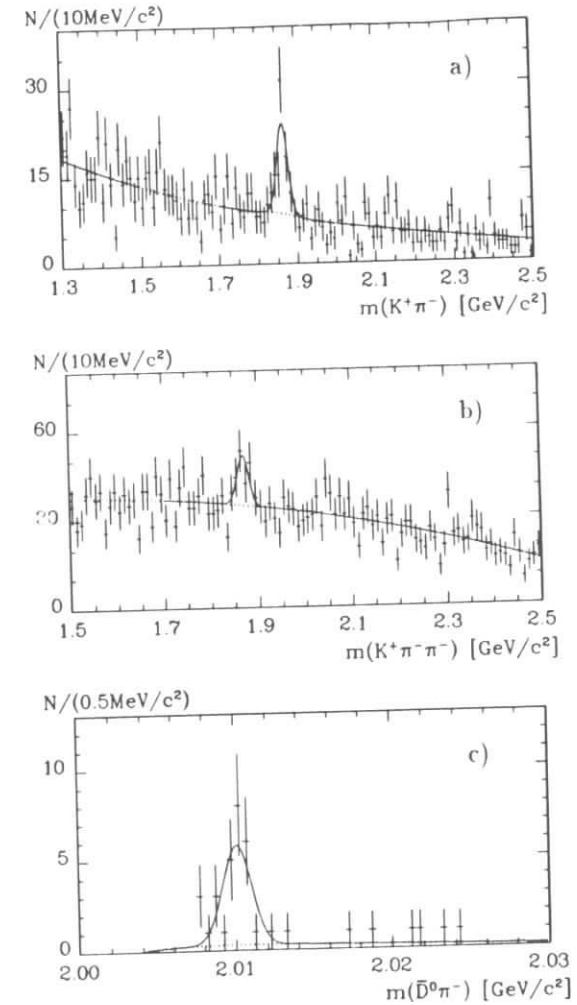


Abbildung 4.7: (a) Verteilung der invarianten Massen von $K^+\pi^-$ -Kombinationen (mit $x_p < 0.5$), die zusammen mit Leptonen ℓ^+ (mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) in den Ereignissen eine Rückstoßmasse $-0.5 \text{ GeV}^2/c^4 < M_R^2 < 0$ haben. (Projektion für dieses Intervall aus Abb. 4.6.)

(b) Die entsprechende Verteilung für $K^+\pi^-\pi^-$ -Kombinationen und (c) für $\bar{D}^0\pi^-$ -Kombinationen.

tion

$$f_{K^+\pi^-}(m) = N(\bar{D}^0) \cdot (s + p \cdot s_{mid}) + b_3 \quad (4.23)$$

beschrieben werden, wobei p die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit relativ zu der des Nachweises mit richtiger Zuweisung ist. p wurde mit Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt, die anhand der Daten überprüft wurden. Dazu wurde das D^{*+} -Signal verwendet, das man wegen der Mißidentifikation auch für " $\bar{D}^0\pi^+$ -Kombinationen erhält.

In einer Ereignismenge mit schnellen Leptonen ℓ eines bestimmten Vorzeichens ist i. a. $N(\bar{D}^0) \neq N(D^0)$. $\bar{D}^0\ell^-$ -Kombinationen stammen größtenteils aus dem semileptonischen Zerfall eines B -Mesons, während $D^0\ell^+$ -Kombinationen unkorreliert produziert werden und überwiegend aus verschiedenen B -Zerfällen stammen. Daher ist auch die kinematische Korrelation eine andere, und das Verhältnis von Signal und Mißidentifikationsuntergrund variiert mit M_R^2 . Also wurden in jedem Intervall sowohl an das Spektrum der "richtigen" Ladungskombination ($K^+\pi^-\ell^+$) als auch an das der "falschen" ($K^-\pi^+\ell^+$) Funktionen angepaßt, so daß

$$\begin{aligned} f_{K^+\pi^-\ell^+}(m) &= N(D^0) \cdot s + p \cdot N(D^0) \cdot s_{mid} + b_3 \\ \text{und } f_{K^-\pi^+\ell^+}(m) &= N(D^0) \cdot s + p \cdot N(\bar{D}^0) \cdot s_{mid} + b'_3. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Das Signal in dem einen Spektrum bestimmt die Normierung des Untergrundbeitrags im anderen. p ist dabei dasselbe wie in Gl. (4.23). Da die beiden Funktionen gekoppelt sind, müssen sie iterativ angeglichen werden. Dazu werden abwechselnd die $K^+\pi^-$ - und die $K^-\pi^+$ -Spektren ausgeglichen, wobei die Normierung von s_{mid} dem Ergebnis des vorangehenden Fits gemäß fixiert wird. Das Verfahren konvergiert nach wenigen Schritten.

Im Prinzip hängen die Breiten von s und s_{mid} vom Impuls des $K\pi$ -Systems ab [103], doch ist eine weitere Unterteilung des Signals in Impulsintervalle wegen der begrenzten Statistik ausgeschlossen. Mit einem Parametersatz, der einem mittleren Impuls $p(K\pi) \approx 1.5 \text{ GeV}/c$ entspricht (die Korrelation zwischen $p(\bar{D}^0)$ und $M_R^2(\bar{D}^0\ell^+)$ ist schwach), kann aber eine hinreichend gute Beschreibung erzielt werden:

Breite des Signals s :	$\sigma_{D^0} = 14 \text{ MeV}/c^2$;
Breite des Mißidentifikationsuntergrunds s_{mid} :	$\sigma_{mid} = 40 \text{ MeV}/c^2$;
Verschiebung gegenüber dem Signal:	$\Delta m = -11 \text{ MeV}/c^2$;
Mißidentifikationswahrscheinlichkeit:	$p = 0.30$.

Die angepaßte Funktion ist in Abb. 4.7a) ebenfalls eingezeichnet (als durchgezogene Kurve), gestrichelt der Untergrundverlauf.

Die Behandlung der $D\ell^+$ -Kombinationen ist weniger problematisch. Die $m(K^+\pi^-\pi^-)$ -Verteilung für Ereignisse mit Leptonen ($p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$), so daß $-0.5 \text{ GeV}^2/c^4 < M_R^2 < 0$, ist in Abb. 4.7b) gezeigt. Zwischen 1.5 und $1.7 \text{ GeV}/c^2$ liegt wiederum eine Reflexion (von Zerfällen $D \rightarrow K\pi\pi\pi$, vergl. Abb. 4.9); das Intervall wird von der Anpassungsrechnung ausgeschlossen.⁵ Zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds reicht ein Polynom 2. Ordnung. Zerfälle $D^{*+} \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$, gefolgt

⁵ Andere Reflexionen (z. B. von $D^{*+} \rightarrow \bar{D}^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$) wurden untersucht [104], können aber vernachlässigt werden.

von $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ liefern zusätzliche Einträge bei $m(K^+\pi^-\pi^-) = m(D^{*+})$. Um den Untergrundverlauf in der Nähe des D^- -Signals nicht zu überschätzen, wird noch eine Gaußfunktion mit Zentralwert $m(D^{*-})$ und derselben Breite wie für das Signal selbst sowie freier Normierung addiert. Für das Signal wird ebenfalls eine Gaußfunktion mit fester Breite $\sigma_{D^-} = 12 \text{ MeV}/c^2$ für einen mittleren Impulsbereich verwendet. Das Ergebnis der Anpassungsrechnung ist auch hier eingezeichnet.

Um das $M_R^2(D^{*-}\ell^+)$ -Spektrum schließlich zu erstellen, müssen die $\bar{D}^0\pi^-$ -Massenverteilungen ausgewertet werden. Als Beispiel ist diese für dasselbe M_R^2 -Intervall wie oben gezeigt, mit dem Ergebnis des Fits (Abb. 4.7c). Die Gaußfunktion für das Signal hat eine impulsunabhängige Breite $\sigma_{D^{*-}} = 0.9 \text{ MeV}/c^2$, der Untergrund wird, um das Schwellenverhalten zu beschreiben, durch eine exponentiell gedämpfte Wurzelfunktion der Gestalt

$$b_{D^{*-}}(m) = N_b \cdot m(m - m_0)^{0.75} \cdot e^{-\alpha(m - m_0)} \quad (4.25)$$

angenähert (Schwellenwert $m_0 = 2004 \text{ GeV}/c^2$; α , N_b frei.).

4.2.3 M_R^2 -Verteilungen und die Zahlen der $D\ell$ -Kombinationen

Die mit der beschriebenen Prozedur erstellten M_R^2 -Verteilungen sind Abb. 4.8 gezeigt. In allen Fällen ist über geringem Untergrund ein prominentes Signal bei $M_R^2 \approx 0$ zu beobachten, das von den Zerfällen $B \rightarrow D^{(*)}\ell^+\nu(X)$ herrührt. Damit ist durch das M_R^2 -Verhalten sogar im semi-exklusiven Fall eine klare Signatur semileptonischer B -Zerfälle gegeben.

Die Form der Verteilungen stimmt qualitativ gut mit dem überein, was nach Abschn. 4.2.1 zu erwarten ist. Im Vergleich zu dem $D^{*-}\ell^+$ -Signal, das schmal und um Null zentriert ist, sind die $\bar{D}^0\ell^-$ - und $D^-\ell^+$ -Signale breiter und im Mittel zu positiven Werten hin verschoben. Dies spiegelt die Dominanz der Zerfälle $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu$ relativ zu den ("direkten") $B \rightarrow \bar{D}\ell^+\nu$ -Übergängen wieder. Das Rückstoßsystem besteht danach häufig außer aus dem Neutrino noch aus dem Pion oder Photon, das zusammen mit dem \bar{D} -Meson beim \bar{D}^* -Zerfall produziert wird.

In Abb. 4.8a) ist als Histogramm zusätzlich das M_R^2 -Spektrum für die unkorrelierten $D^0\ell^+$ -Paare eingezeichnet. Diese stammen fast ausschließlich⁶ aus dem Prozeß $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$, $B \rightarrow \ell^+X$, $\bar{B} \rightarrow D^0X'$. Damit haben sie die gleichen kinematischen Eigenschaften wie der Untergrund unkorrelierter $\bar{D}^0\ell^+$ -Paare aus "gemixten" Ereignissen $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$, $B^0 \rightarrow \ell^+X$, $\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow \bar{D}^0X'$, bei denen ein neutrales B -Meson in sein Antiteilchen übergegangen ist. Dieser Untergrund wurde durch die bisherigen Schnitte nicht unterdrückt.

Die $M_R^2(D^0\ell^+)$ -Verteilung ist flacher und erstreckt sich vor allem auch zu großen negativen Werten, während die Rückstoßmasse zum Quadrat für die $\bar{D}^0\ell^+$ -Paare aus einem semileptonischen Zerfall mit Null oder einem positiven Wert verträglich sein muß. Untergrund von nicht korrelierten D -Lepton-Kombinationen kann also mit einem Schnitt in der Variablen M_R^2 wirksam reduziert werden. Zusätzlich zu den bisher aufgeführten Bedingungen wird daher

$$M_R^2 > -1 \text{ GeV}^2/c^4 \quad (4.26)$$

⁶ Einzig Untergrundquelle sind fehlidentifizierte Leptonen.

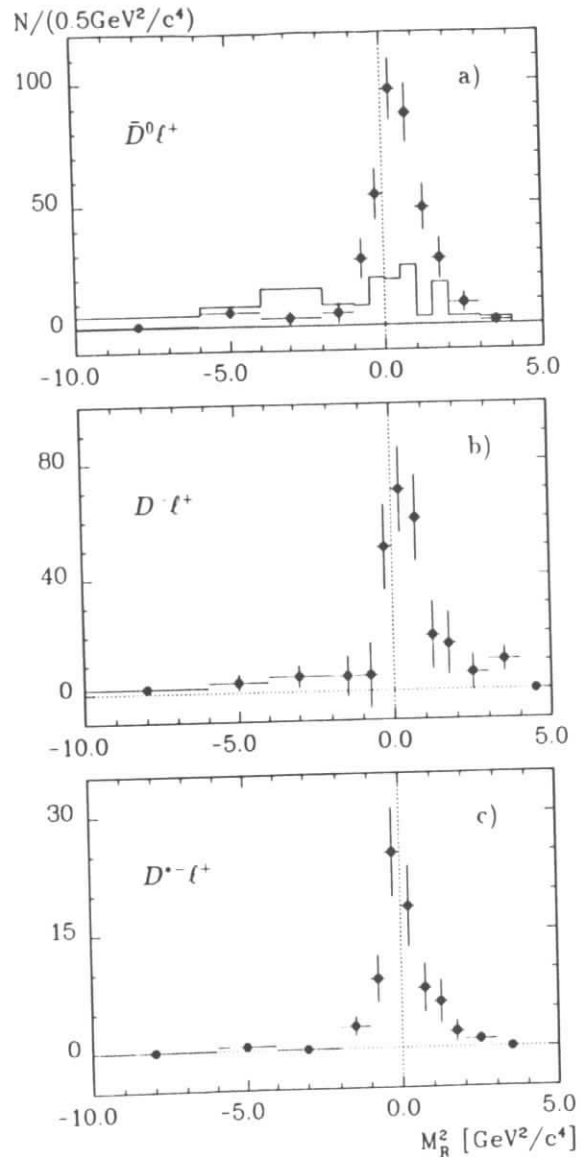


Abbildung 4.8: M_R^2 -Verteilungen, gewonnen durch Anpassungsrechnungen an die Spektren der invarianten Massen für jedes Intervall, für (a) $\bar{D}^0 \ell^+$ -Kombinationen (Datenpunkte) und $D^0 \ell^+$ -Kombinationen (Histogramm), (b) $D^- \ell^+$ -Kombinationen und (c) $D^{*-} \ell^+$ -Kombinationen, mit $x_p(\bar{D}^0, D^{*-}) < 0.5$ und $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$.

verlangt. Die Akzeptanz für semileptonische B -Zerfälle wird dadurch nicht vermindert.

Der zweidimensionalen Verteilung ($m(K^+ \pi^-), M_R^2$) in Abb. 4.6 ist zu entnehmen, daß durch den M_R^2 -Schnitt auch der kombinatorische Untergrund unter den D -Signalen erheblich vermindert wird – und damit der statistische Fehler der Zahl der Signalergebnisse. Den durch Fits in den einzelnen Intervallen gewonnenen M_R^2 -Spektren ist das natürlich nicht mehr anzusehen.

Im Prinzip bietet es sich an – in Anbetracht der Monte-Carlo-Vorhersagen (Abschn. 4.2.1) –, die Rückstoßmasse auch nach oben zu begrenzen, etwa $M_R^2 < 2(1) \text{ GeV}^2/c^4$ für $\bar{D}^{(*)} \ell^+$ -Kombinationen zu fordern. Darauf wird in dieser Analyse aber ausdrücklich verzichtet. Mögliche Zerfälle $B \rightarrow \bar{D}_j^+ \ell^+ \nu$ können Einträge bei höheren Werten von $M_R^2(\bar{D} \ell^+)$ liefern. Dies zu berücksichtigen, würde spezielle Annahmen über die Dynamik dieser Zerfälle und der nachfolgenden D_j^- -Zerfälle bzw. über Anteil und Dynamik nichtresonanter $D\pi$ -Produktion erfordern, da die Form der M_R^2 -Verteilung und folglich die Akzeptanz des Schnitts davon abhingen. Der Verzicht auf die nicht starke weitere Untergrundunterdrückung gewährleistet stattdessen die Anwendbarkeit der allgemeinen Überlegungen aus Abschn. 2.3.2 und kommt damit der Modellunabhängigkeit der Messung zugute.

Die mit den Schnitten auf Lepton-Impuls p_ℓ , skalierten $D^{(*)}$ -Impuls $x_p(D^{(*)})$ und Rückstoßmasse M_R^2 selektierten Ereignisse sind gute Kandidaten für semileptonische B -Zerfälle in dem Sinne, daß nur noch geringer Untergrund aus anderen Prozessen zu subtrahieren sein wird. Die Spektren der invarianten Massen der $K^+ \pi^-$, $K^+ \pi^- \pi^-$ und $\bar{D}^0 \pi^-$ -Kombinationen, die von schnellen Leptonen begleitet werden und diese Bedingungen erfüllen, sind in Abb. 4.9 gezeigt, zusammen mit den Kurven, die die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen repräsentieren. Die Parameter waren dabei dieselben wie in Abschn. 4.2.2. Die resultierenden Ereigniszahlen sind:

$$\begin{aligned} N_{\text{tot}}(\bar{D}^0 \ell^+) &= 372.5 \pm 27.3 \pm 6 \\ N_{\text{tot}}(D^- \ell^+) &= 243.0 \pm 36.2 \pm 10 \\ N_{\text{tot}}(D^{*-} \ell^+) &= 66.1 \pm 9.2 \pm 3 \end{aligned} \quad (4.27)$$

Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische, der sich aus der Variation der Signalbreiten innerhalb der gegebenen Unsicherheiten ergibt. Angemerkt sei noch, daß der Untergrund aus doppelt mißidentifizierten $K\pi$ -Kombinationen auf die Zahl der $\bar{D}^0 \ell^+$ -Paare wesentlich geringeren Einfluß hat als auf die inklusiv produzierter D^0 -Mesonen oder auf die gemessene Form der M_R^2 -Verteilungen, da die Quelle, $D^0 \ell^+$ -Ereignisse, im M_R^2 -Signalbereich unterrepräsentiert ist.

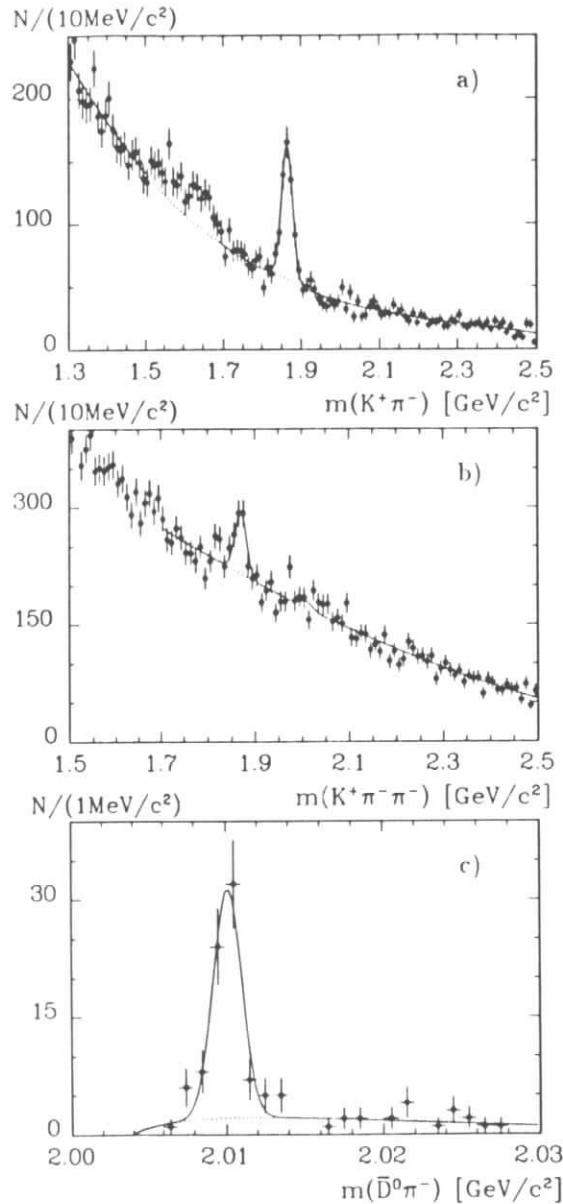


Abbildung 4.9: Spektren der invarianten Massen von (a) $K^+\pi^-$, (b) $K^+\pi^-\pi^-$ und (c) $D^0\pi^-$ -Kombinationen mit $x_p < 0.5$, die zusammen mit einem Lepton ℓ^+ mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$ ein System mit $M_R^2 > -1 \text{ GeV}^2/c^4$ bilden. Die eingezeichneten Kurven stellen das Ergebnis der Anpassungsrechnungen mit den im Text beschriebenen Funktionen dar. Der Untergrundverlauf ist gestrichelt gezeichnet.

4.3 Untergrundbeiträge

Untergrund zu den $\bar{D}\ell^+$ -Kombinationen aus semileptonischen B -Zerfällen kann im Prinzip vom Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen selbst stammen.

- Die Vorzeichenkombination $\bar{D}\ell^+$ entsteht bei der $\epsilon^+\epsilon^-$ -Annihilation in ein Charm-Quark-Antiquarkpaar, wobei in der Fragmentation D -Mesonen gebildet werden. Ein nachfolgender semileptonischer D -Zerfall liefert ein positiv geladenes Lepton ℓ^+ :

$$\epsilon^+\epsilon^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D\bar{D}X, D \rightarrow \ell^+X' \quad (4.28)$$

- Unkorrelierte $\bar{D}\ell^+$ -Paare entstehen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

- hauptsächlich durch sekundäre semileptonische Charm-Zerfälle:

$$\begin{aligned} \Upsilon(4S) &\rightarrow B\bar{B}, B \rightarrow \bar{D}X \\ &\bar{B} \rightarrow DX', D \rightarrow \ell^+X'' \end{aligned} \quad (4.29)$$

die aber ein weiches Leptonspektrum aufweisen und durch den Impulsschnitt stark unterdrückt sind,

- und in "gemixten" $B^0\bar{B}^0$ -Ereignissen

$$\begin{aligned} \Upsilon(4S) &\rightarrow B^0\bar{B}^0, B^0 \rightarrow \bar{D}X \\ &\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow \ell^+X' \end{aligned} \quad (4.30)$$

Die Form der Rückstoßmassenverteilungen – und damit die Akzeptanz des Schnitts in M_R^2 – muß für diese Beiträge mittels Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt werden. Die Normierung des Kontinuumsuntergrunds kann aus den Daten gewonnen werden, die des $\Upsilon(4S)$ -Beitrags wird aus bekannten Größen berechnet.

Außerdem muß noch der Anteil falsch identifizierter Leptonen subtrahiert werden; dieser kann vollständig anhand der Daten ermittelt werden.

Im Prinzip wird hier dieselbe Technik angewandt, die zur Messung des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^+\ell^+\nu$ entwickelt wurde [54]. Zur Normierung des dominierenden Kontinuumsbeitrags bei $\bar{D}^0\ell^+$ - und $D^-\ell^+$ -Kombinationen ist jedoch ein geändertes Vorgehen nötig.

4.3.1 Kontinuumsereignisse

Das Kontinuum stellt die dominierende Untergrundquelle dar. Die vorhandene Menge an Kontinuumsdaten erlaubt aber nicht die unmittelbare Subtraktion, da diese Ereignisse durch die gewählten Schnitte gerade unterdrückt wurden.

Insbesondere läßt sich keine M_R^2 -Verteilung gewinnen; die in Abb. 4.10a) gezeigte ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation der Reaktion $\epsilon^+\epsilon^- \rightarrow c\bar{c}$ bei $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$. Daraus läßt sich die Akzeptanz des Schnitts $M_R^2 > -1 \text{ GeV}^2/c^4$ zu

$$\eta_{M_R^2}^{\text{kont}} = (75 \pm 7.5)\% \quad (4.31)$$

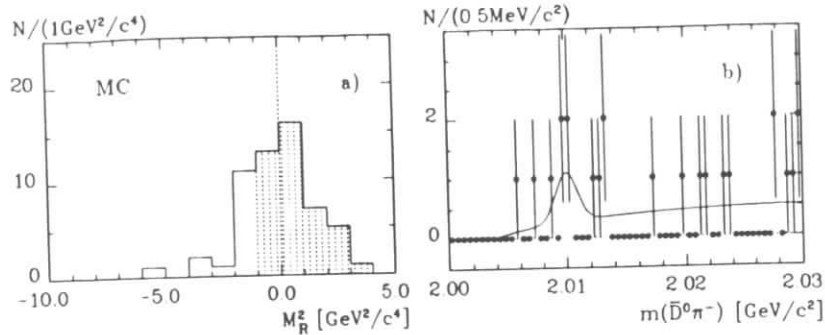


Abbildung 4.10: (a) M_R^2 -Verteilung für $\bar{D}l^+$ -Kombinationen (mit $x_p(\bar{D}) < 0.5$ und $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) aus Kontinuumsreaktionen $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. (Monte-Carlo-Simulation) (b) Verteilung der invarianten Massen von $\bar{D}^0\pi^-$ -Kombinationen (mit $x_p < 0.5$, in Ereignissen mit Leptonen l^+ mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) in Kontinuumsereignissen. (Daten)

bestimmen. Der Fehler ist geschätzt und trägt der Abhängigkeit der Form der M_R^2 -Verteilung von den nicht exakt bekannten $D^{(*)}$ -Impulsspektren Rechnung. In diesem Rahmen kann ein einheitlicher Wert für \bar{D}^0 - und $D^{(*)}$ -Mesonen angesetzt werden.

Die Normierung dieses Beitrags läßt sich nur im Falle der D^{*-} -Mesonen, bei denen ein annehmbares Signal-zu-Untergrund-Verhältnis vorliegt, aus den Kontinuumsdaten entnehmen. Um die Statistik zu erhöhen, wurde zu diesem Zweck für die D^{*-} -Rekonstruktion zusätzlich der \bar{D}^0 -Zerfallskanal

$$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^+ \quad (BR = (9.1 \pm 0.8 \pm 0.8)\% [89]) \quad (4.32)$$

hinzugezogen (in Klammern das Verzweigungsverhältnis). Die Akzeptanz ist niedriger als im Kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$; insgesamt erwartet man durch die Hinzunahme eine Vergrößerung der Ereignismenge um einen Faktor 2.1 ± 0.3 . Die $\bar{D}^0\pi^-$ -Massenverteilung (für Kombinationen mit $x_p < 0.5$ in Ereignissen mit Leptonen l^+ mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$) aus Kontinuumsdaten ist in Abb. 4.10b) zusammen mit der angepaßten Funktion dargestellt. Das Resultat, mit obigem Faktor und der Skalierung entsprechend dem Luminositätsverhältnis (Gl. (3.13) versehen, ergibt die Zahl der $D^{*-}l^+$ -Kombinationen aus Kontinuumsreaktionen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten. Unter Berücksichtigung von $\eta_{M_R^2}$ (Gl. (4.31) erhält man das in Tab. 4.1 aufgeführte Ergebnis. Bei der kleinen Ereigniszahl kann der geringe Anteil fehlidentifizierter Leptonen vernachlässigt werden.

Wegen des höheren kombinatorischen Untergrunds ist dieses Verfahren für \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen nicht anwendbar. Stattdessen wird eine andere Technik verfolgt, die ausnutzt, daß die x_p -Spektren der D -Mesonen im Kontinuum inklusiv gemessen sind [103]. In Ereignissen, in denen das andere Charm tragende Teilchen semileptonisch zerfällt, werden diese Spektren dieselben sein; selbst dann, wenn der Lepton-Impuls eingeschränkt wird, denn die Impulse der jeweils "führenden Teilchen" in Zwei-Jet-Ereignissen sind nicht korreliert.

Abb. 4.11 zeigt die x_p -Spektren von \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen mit schnellen Leptonen l^+ ($p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$). Sie wurden nach dem gleichen Verfah-

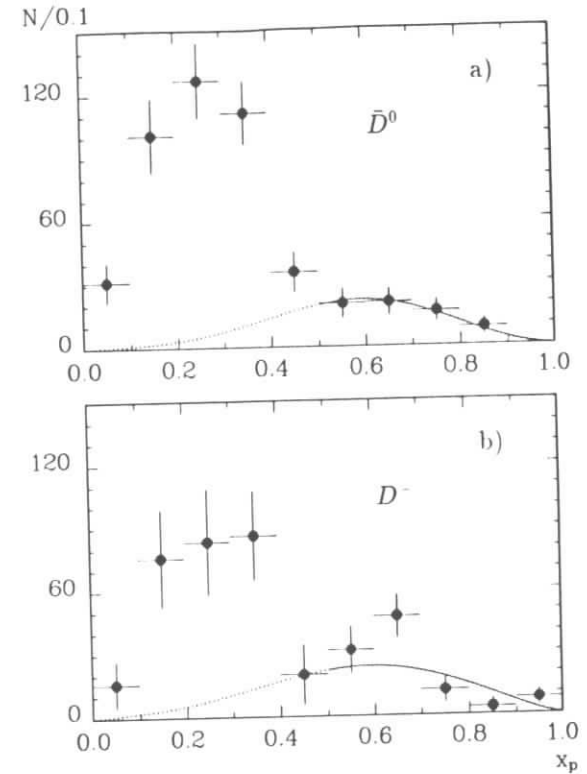


Abbildung 4.11: x_p -Spektren von (a) \bar{D}^0 - und (b) D^- -Mesonen in Ereignissen mit Leptonen l^+ (mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$), gewonnen durch Anpassungsrechnungen an die Verteilungen der invarianten Massen von $K^+\pi^-(\pi^-)$ -Kombinationen. (Untergrund von fehlidentifizierten Leptonen wurde subtrahiert.) Die eingezeichneten Kurven stellen Fragmentationsfunktionen nach dem Lund-Modell dar, die an die Daten mit $x_p > 0.5$ angepaßt wurden und durch Extrapolation gegen Null (gestrichelt) die Normierung des Kontinuumsuntergrunds liefern.

ren wie die M_R^2 -Verteilungen erstellt, durch Anpassungsrechnungen an die Spektren der invarianten Massen der $K^+\pi^-(\pi^-)$ -Kombinationen in jedem x_p -Intervall, wobei die Impulsabhängigkeit der Signalbreiten (und des Mißidentifikationsuntergrunds bei \bar{D}^0 -Mesonen) nach [103] berücksichtigt wurde. Es ist klar, daß für den hier verfolgten Zweck keine Bedingung an die Rückstoßmassen gestellt werden darf, da man auf diese Weise die D -Impulse mit denen der Leptonen korrelieren würde.

Die Einträge in den Spektren stammen oberhalb von $x_p = 0.5$ ausschließlich von Kontinuumsereignissen, während für $x_p < 0.5$ der $\Upsilon(4S)$ -Anteil dominiert. Im Vergleich zu Abb. 4.4 ist die starke Kontinuumsunterdrückung festzustellen, die allein durch die

Forderung nach Anwesenheit eines schnellen Leptons im Ereignis bewerkstelligt wird.

Der Anteil von Kontinuumsereignissen im Bereich $x_p < 0.5$ wird nun dadurch bestimmt, daß eine Fragmentationsfunktion an die Daten oberhalb von $x_p = 0.5$ angepaßt und dann zu Null hin extrapoliert wird. Die Parameter, die ihre Form festlegen, werden dabei auf die Werte fixiert, die inklusiv gemessen wurden; nur die Normierung bleibt frei.

Da die Akzeptanz für \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen in den betrachteten Zerfallskanälen impulsunabhängig ist (siehe Abschn. 5.1), brauchen die Spektren nicht korrigiert zu werden.⁷ Der Anteil falsch identifizierter Leptonen ist allerdings mit dem im Abschn. 4.3.3 beschriebenen Verfahren bestimmt und von den Spektren subtrahiert worden.

Fragmentationsfunktionen nach dem Lund-Modell [105] haben gute Übereinstimmung mit den Messungen gezeigt [103]. Die den Fragmentationsprozeß beschreibende Funktion hat dort die Gestalt

$$f(z) \sim z^{-1}(1-z)^\alpha e^{-\beta m_T/z}. \quad (4.33)$$

(m_T ist hierin die transversale Hadronmasse $m_{Hadron}^2 + p_T^2/c^2$ und wurde gleich der Hadron-Ruhemasse gesetzt, da der mittlere Transversalimpuls klein ($\sim 200 \text{ MeV}/c$) gegen die Masse der D -Mesonen ist.) z wird experimentell als skalierte Energie interpretiert:

$$z = \frac{E}{E_{beam}} = \sqrt{x_p^2 + (1-x_p^2) \frac{m^2}{E_{beam}^2}}. \quad (4.34)$$

An die x_p -Spektren werden also Funktionen

$$g(x_p) \sim f(z(x_p)) \frac{dz}{dx_p}, \quad \frac{dz}{dx_p} \sim \frac{x_p}{z} \quad (4.35)$$

angepaßt, wobei α und β auf die in [103] ermittelten Werte festgelegt wurden. Die aus der Extrapolation resultierenden Zahlen der Ereignisse mit $\bar{D}^0\ell^+$ - bzw. $D^-\ell^+$ -Kombinationen aus Kontinuumsreaktionen mit $x_p(D^0, D^-) < 0.5$ wurden noch mit der Akzeptanz aus Gl. 4.31 versehen und sind ebenfalls in Tab. 4.1 aufgeführt. Ein systematischer Fehler von 20% berücksichtigt die experimentelle Unsicherheit in den Parametern α und β und wurde durch deren Variation ermittelt.

4.3.2 Unkorrelierte D -Lepton-Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Die Zahlen solcher Paare, bei denen das D -Meson und das Lepton von verschiedenen B -Mesonen stammen, sind bei den angewandten Schnitten klein. Die Unsicherheiten der folgenden Berechnungen bzw. Annahmen beeinträchtigen die Genauigkeit der Messung daher kaum.

⁷Für D^{*-} -Mesonen ist das nicht der Fall; dieses Verfahren wäre dort mit größeren Unsicherheiten behaftet.

Sekundäre Leptonen

Der Beitrag aus dem Prozeß (4.29) ist proportional zum Produkt bekannter Verzweigungsverhältnisse:

$$N_{sec}(\bar{D}\ell^+) = 4N_{\Upsilon(4S)} \cdot [BR(\bar{B} \rightarrow D^0 X)BR(D^0 \rightarrow \ell^+ X) + BR(\bar{B} \rightarrow D^+ X)BR(D^+ \rightarrow \ell^+ X)] \cdot \eta_{p\ell}^{*cc} \eta_{\ell}^{*cc} \cdot BR(B \rightarrow \bar{D} X)BR(D \rightarrow f) \cdot \eta_D \quad (4.36)$$

Darin sind $\eta_{p\ell}$, η_ℓ und η_D die Akzeptanz für den Lepton-Impulsschnitt (im tatsächlichen Spektrum), die mittlere Lepton-Nachweiswahrscheinlichkeit (nach Anwendung des Impulsschnitts) bzw. die Akzeptanz für \bar{D}^0 - oder $D^{(*)-}$ -Mesonen in dem betrachteten Endzustand f . $N_{\Upsilon(4S)}$ ist die Zahl der $B\bar{B}$ -Paare (3.15), der Faktor 4 tritt wegen der Berücksichtigung von Elektronen und Myonen sowie der ladungskonjugierten Zustände auf. Die Verzweigungsverhältnisse für inklusive $D^{(*)}$ -Produktion sind [103]⁸

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D^0 X) &= (46.1 \pm 7.2 \pm 6.2) \% \\ BR(B \rightarrow D^+ X) &= (23.0 \pm 5.3 \pm 3.4) \% \\ BR(B \rightarrow D^{*+} X) &= (29.7 \pm 5.1 \pm 5.0) \% \end{aligned} \quad (4.37)$$

die semileptonischen D -Verzweigungsverhältnisse sind in Abschn. 1.2.1 angegeben (Gl. (1.34)).

Das nach Monte-Carlo-Rechnungen erwartete Impulsspektrum sekundärer Leptonen zeigt Abb. 4.1a); die Akzeptanz des Schnitts $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$ ergibt sich daraus zu

$$\eta_{p\ell}^{*cc} = (4.4 \pm 1.3) \% \quad (4.38)$$

Der Fehler resultiert vor allem aus der Unsicherheit der inklusiven D -Impulsspektren, von denen die Form des Ausläufers im Leptonenspektrum empfindlich abhängt, und stellt den größten Beitrag zum Fehler der hier berechneten Ereigniszahlen dar. Die mittlere Akzeptanz für Leptonen oberhalb des Schnitts beträgt $\eta_\ell = (55 \pm 6) \%$, mit dem Fehler werden mögliche Abweichungen der Monte-Carlo-Simulation vom tatsächlichen Detektorverhalten berücksichtigt.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für $D^{(*)}$ -Mesonen werden im Abschn. 5.1 bestimmt, die Verzweigungsverhältnisse wurden nach Gl. (4.7) angesetzt. Deren Fehler kann hier unberücksichtigt bleiben, da die Produkte $BR(B \rightarrow \bar{D} X)BR(D \rightarrow f)$ mit den gleichen Endzuständen gemessen wurden.

Die nach Gl. (4.36) berechneten Ereigniszahlen müssen noch mit der durch Monte-Carlo-Simulation bestimmten Akzeptanz des Schnitts $M_R^2 > -1 \text{ GeV}^2/c^4$ versehen werden. Die M_R^2 -Verteilung zeigt Abb. 4.12a), man erhält daraus

$$\eta_{M_R^2}^{*cc} = (52 \pm 8) \% \quad (4.39)$$

wobei der Fehler wieder aus der Variation der D -Impulsspektren bestimmt wurde. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.1 zu finden.

⁸Ausnahmsweise bezeichnet hier der erste Fehler den kombinierten statistischen und systematischen der Messung und der zweite den von der Unsicherheit in den $D^{(*)}$ -Verzweigungsverhältnissen herrührenden.

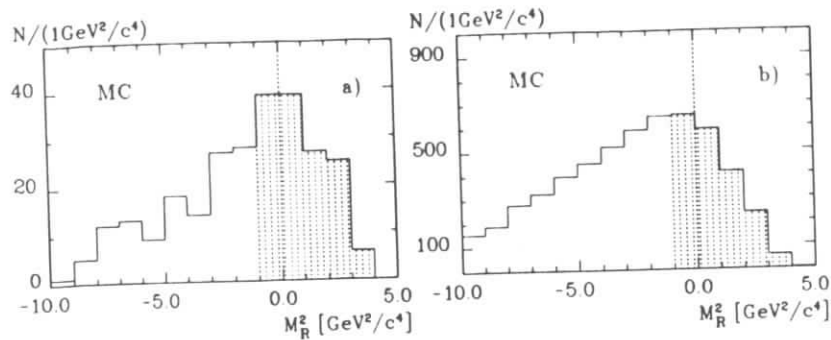


Abbildung 4.12: M_R^2 -Verteilung für unkorrelierte $\bar{D}l^+$ -Kombinationen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen mit (a) sekundären Leptonen aus Charm-Zerfällen (Reaktion (4.29)) und (b) primären Leptonen in "gemixten" Ereignissen (Reaktion (4.30)), jeweils mit $p_t > 1.2 \text{ GeV}/c$. (Monte-Carlo-Simulation)

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß wegen der starken Unterdrückung sekundärer Leptonen durch den Impulsschnitt die Berücksichtigung des dominanten Erzeugungsprozesses (4.29) genügt und auf die Berücksichtigung einiger weiterer Untergrundquellen verzichtet werden kann. Dazu zählen semileptonische Zerfälle von Charm-Baryonen und J/ψ -Mesonen, die weitaus seltener als die D -Mesonen produziert werden, und solche von D_s^+ -Mesonen. Man darf annehmen, daß diese im schwachen B -Zerfall überwiegend in der W -Hadronisierung erzeugt werden⁹ und deshalb nur zu unkorrelierten $\bar{D}l^+$ -Paaren beitragen – also mit der "falschen" Lepton-Ladung. $\bar{D}l^+$ -Paare entstehen so nur in "gemixten" Ereignissen, was sicher vernachlässigt werden darf. Ein weiches Impuls-Spektrum haben schließlich auch die sekundären Leptonen korreliert erzeugter $\bar{D}l^+$ -Kombinationen aus einem B -Zerfall: $B \rightarrow \bar{D}D_s^+ X$, $D_s^+ \rightarrow l^+ X$, der wesentlich seltener als die Erzeugung unkorrelierter Paare ist, und aus dem Prozeß $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$, der ebenfalls ein kleines Produktverhältnis aufweist¹⁰ und dessen Beitrag sich bei der Berechnung des Lebensdauerverhältnisses ohnehin herauskürzen würde.

$B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen

$\bar{D}l^+$ -Paare mit primären Leptonen können nur in der Reaktion (4.30) erzeugt werden; die Ereigniszahlen sind danach gegeben durch

$$N_{prim}(\bar{D}l^+) = 4N_{\Upsilon(4S)} \cdot f_0 \cdot \chi \cdot BR(B^0 \rightarrow l^+ X) \cdot \eta_{pt}^{prim} \eta_{\ell}^{prim} \cdot BR(B^0 \rightarrow \bar{D}X) BR(\bar{D} \rightarrow f) \cdot \eta_D \quad (4.40)$$

⁹Man nimmt im Spectator-Modell eine Rate von etwa 15% für den Übergang $W^+ \rightarrow c\bar{s}$ in B -Zerfällen an (s. Gl. (1.18)).

¹⁰Semileptonische B -Zerfälle in τ -Leptonen sind noch nicht gemessen worden; in theoretischen Modellen [47] ergeben sich die Verzweigungsverhältnisse um etwa einen Faktor 4 kleiner als die entsprechenden mit leichten Leptonen l im Endzustand. (S. a. Gl. (1.17): $BR(\tau \rightarrow l\nu_l) \approx 17.5\%$ [34])

Neben einigen Größen, die wie in Gl. (4.36) definiert sind, treten hier der Anteil f_0 der neutralen B -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und die Rate für $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen [24] (s. Abschn. 1.1)

$$\chi = \frac{\tau}{1 + \tau} = 0.17 \pm 0.04 \quad (4.41)$$

auf. Da dieser Untergrund keine große Rolle spielt, darf man die Korrelation mit dem Endergebnis vernachlässigen und an dieser Stelle das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis der B^0 -Mesonen gleich dem Mittelwert für B^0 und B^+ setzen (Gl. (1.32)).

Die Verzweigungsverhältnisse für die inklusive Produktion der verschiedenen $D^{(*)}$ -Mesonen in B^0 -Zerfällen sind nicht bekannt und müssen abgeschätzt werden. Von den Mittelwerten in Gl. (4.37) und dem daraus abgeleiteten $D^+ : D$ -Verhältnis von 2.9 ± 2.4 [103] ausgehend, kann man unter der vom Spectator-Modell motivierten Annahme, daß auch in hadronischen B^0 -Zerfällen vorwiegend geladene $D^{(*)}$ -Mesonen erzeugt werden, vernünftige Grenzen dafür ableiten. Die bei den hier angenommenen Werten $BR(B^0 \rightarrow D^+ X) = (55 \pm 15)\%$ und $BR(B^0 \rightarrow \bar{D}^0(D^-)X) = (35 \pm 10)\%$ angesetzten Fehler überdecken einen Bereich, der auch beträchtliche Abweichungen von dem einfachen Modell einschließt.

Die Akzeptanzen wurden mit Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Das primäre Lepton-Spektrum zeigt Abb. 4.1, für einen Impulsschnitt $p_t > 1.2 \text{ GeV}/c$ ergibt sich daraus

$$\eta_{pt}^{prim} = (72 \pm 4)\%, \quad (4.42)$$

die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen oberhalb des Schnitts beträgt $\eta_{\ell}^{prim} = (64 \pm 3)\%$. Die geschätzten Fehler sind hier kleiner als bei sekundären Leptonen, da man sich auf einen direkten Vergleich mit den Daten [54] stützen kann. Um die resultierenden Ereigniszahlen in Tab. 4.1 zu erhalten, mußte noch die Akzeptanz des M_R^2 -Schnitts bestimmt werden; aus Abb. 4.12b) findet man

$$\eta_{M_R^2}^{prim} = (34 \pm 5)\%, \quad (4.43)$$

wobei wieder der Unsicherheit in den inklusiven D -Impulsspektren Rechnung getragen wurde. – Man beachte die gute Übereinstimmung der gezeigten Monte-Carlo-Verteilung mit dem gemessenen Verlauf, der für unkorrelierte D^0l^+ -Paare in Abb. 4.8a) dargestellt wurde.

4.3.3 Mißidentifizierte Leptonen

Ein geringer Teil der selektierten Leptonen sind längerlebige Hadronen (π , K , p), die falsch identifiziert wurden. Die "Fake-Raten", die Wahrscheinlichkeiten pro Hadron, fälschlich als Elektron oder Myon erkannt zu werden, sind bekannt [94]

$$\begin{aligned} P_{fake}^e &= (0.5 \pm 0.1)\% \\ P_{fake}^\mu &= (2.0 \pm 0.5)\% \end{aligned} \quad (4.44)$$

und hängen im betrachteten Impulsbereich nicht von diesem ab.

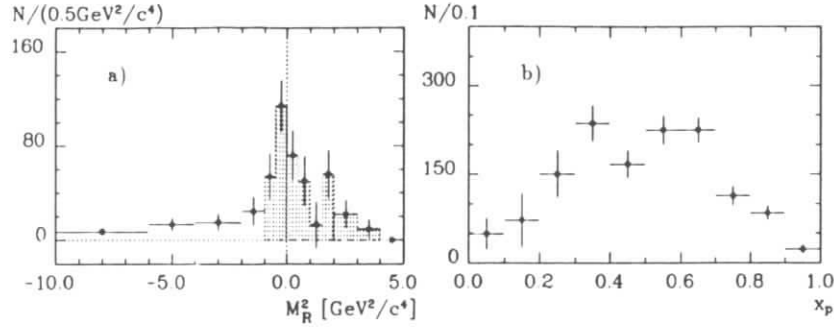


Abbildung 4.13: (a) M_R^2 -Verteilung für $\bar{D}H^+$ -Kombinationen (mit $x_p(\bar{D}) < 0.5$ und $p_H > 1.2\text{GeV}/c$). (b) x_p -Spektrum von \bar{D}^0 -Mesonen in Ereignissen mit schnellen Hadronen H^+ (Erläuterung im Text). Die Verteilungen wurden durch Anpassungsrechnungen an die Spektren der invarianten Massen von $K^+\pi^-$ -Kombinationen erstellt.

Normiert wird dieser Untergrundbeitrag auf die Zahl der in den $\Upsilon(4S)$ -Daten vorhandenen Hadronen; in diesem Falle stellt die Statistik kein Problem dar. Das inklusive Hadron-Impulsspektrum weist einen annähernd exponentiell abfallenden Verlauf auf. Der Lepton-Impulsschnitt wirkt also auch hier stark untergrundreduzierend. – Als schnelle “Hadronen” H wurden Spuren selektiert, die *nicht* als Elektron oder Myon identifiziert wurden;

$$\lambda^e < 10\% \text{ und } \lambda^\mu < 20\% \quad (4.45)$$

für die kombinierten Likelihoodverhältnisse (vgl. Abschn. 3.4.2) und *kein* Treffer in den äußeren Myonkammerlagen wurden dazu verlangt. Der Impuls wurde auf $p_H > 1.2\text{GeV}/c$ beschränkt.

In den Ereignissen wurden dann \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Mesonen mit $x_p < 0.5$ rekonstruiert und mit den $\bar{D}H^+$ -Kombinationen genauso verfahren wie mit den $\bar{D}\ell^+$ -Kombinationen. Abb. 4.13a) zeigt als Beispiel die Verteilung der Rückstoßmassen zum Quadrat für \bar{D}^0H^+ -Paare. Die Zahlen der Ereignisse mit $M_R^2 > -1\text{GeV}^2/c^4$, multipliziert mit der Summe $\mathcal{P}_{fake}^{\ell}$ der *Fake*-Raten (Gl. (4.44)), ergeben die Untergrundbeiträge in Tab. 4.1.

Darin sind Kontinuumsereignisse mit fehlidentifizierten Leptonen mit enthalten. Um diese nicht doppelt zu zählen, wurden auch die x_p -Spektren von \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen in Ereignissen mit schnellen Hadronen H^+ gemessen und – mit $\mathcal{P}_{fake}^{\ell}$ multipliziert – von den zur Normierung des Kontinuumsuntergrunds verwendeten Spektren (s. Abschn. 4.3.1) zuvor subtrahiert. Als Beispiel ist wiederum dasjenige von \bar{D}^0 -Mesonen in Abb. 4.13b) gezeigt. Vor der Subtraktion wurde der systematische Fehler aus den *Fake*-Raten (20%) zu den gezeigten statistischen in jedem Intervall quadratisch addiert. An dem x_p -Spektrum läßt sich ablesen, daß ein beträchtlicher Teil der mißidentifizierten Leptonen aus Kontinuumsreaktionen stammt.

	$\bar{D}^0\ell^+$	$D^-\ell^+$	$D^{*-}\ell^+$
Gesamtzahl der Ereignisse	372.5 ± 27.3 ± 6	243.0 ± 36.2 ± 10	66.1 ± 9.2 ± 3
Untergrund:			
Kontinuum $B^0\bar{B}^0$	25.6 ± 4.6 ± 5.7	33.7 ± 6.6 ± 7.6	2.6 ± 1.7
Oszillationen Sekundäre	5.9 ± 2.7	10.0 ± 4.6	2.9 ± 1.3
Leptonen	5.8 ± 2.8	5.0 ± 2.6	1.1 ± 0.6
Mißidentifizierte Leptonen	10.5 ± 1.5 ± 2.7	11.2 ± 2.3 ± 2.2	1.4 ± 0.3
Ereignisse mit Zerfällen $B^- \rightarrow \bar{D}\ell^+\nu(X)$	324.7 ± 27.7 ± 9.5	183.1 ± 36.9 ± 11.2	58.1 ± 9.4 ± 3.3

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Ereigniszahlen und Untergrundbeiträge für $\bar{D}^0\ell^+$ -, $D^-\ell^+$ - und $D^{*-}\ell^+$ -Kombinationen (mit $p_\ell > 1.2\text{GeV}/c$, $x_p(\bar{D}^0, D^{*-}) < 0.5$ und $M_R^2 > -1\text{GeV}^2/c^4$).

4.4 Die Zahlen der \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Mesonen aus semileptonischen B -Zerfällen

Nachdem nun alle Untergrundbeiträge quantitativ bestimmt sind, können sie von den gemessenen Gesamtzahlen der D -Lepton-Kombinationen (Abschn. 4.2.3) subtrahiert werden. Damit ergeben sich die Zahlen der semileptonischen B -Zerfälle mit \bar{D}^0 -, D^- - und D^{*-} -Mesonen im Endzustand, aus denen das Lebensdauerverhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ bestimmt werden kann.

In Tab. 4.1 sind die einzelnen Beiträge zusammengestellt, nach Subtraktion von den außerdem aufgeführten gemessenen Gesamtzahlen erhält man die gesuchten Ergebnisse:

$$\begin{aligned} N(\bar{D}^0\ell^+) &= 324.7 \pm 27.7 \pm 9.5 \\ N(D^-\ell^+) &= 183.1 \pm 36.9 \pm 11.2 \\ N(D^{*-}\ell^+) &= 58.1 \pm 9.4 \pm 3.3 \end{aligned} \quad (4.46)$$

Die dominierende Untergrundquelle bei $\bar{D}^0\ell^+$ - und $D^-\ell^+$ -Paaren stellt das Kontinuum dar. Mit der beschriebenen Methode wurde dieser Anteil aber so genau aus den Daten bestimmt, daß von ihm keine größere Beeinträchtigung der Genauigkeit des Ergebnisses ausgeht. Bei $D^{*-}\ell^+$ -Kombinationen spielt dieser Untergrund eine geringere Rolle, weil D^* -Mesonen im Kontinuum ein härteres Fragmentationsspektrum zeigen und deshalb den für B -Zerfälle kinematisch erlaubten Bereich vergleichsweise schwächer bevölkern [103]. Die pseudoskalaren D -Mesonen hingegen sind ihrerseits meist Zerfallsprodukte von D^* -Mesonen und haben daher ein weiches Impulsspektrum.

Der Untergrundanteil der unkorrelierten $\bar{D}\ell^+$ -Paare aus “gemixten” Ereignissen, bei denen ein neutrales B -Meson in sein Antiteilchen übergang, schlägt bei den $\bar{D}^0\ell^+$ -

Kombinationen, die überwiegend in Zerfällen der nicht oszillierenden geladenen B -Mesonen produziert werden, kaum zu Buche, während er bei den $D^{*+} \ell^+$ -Paaren den größten Beitrag liefert.

Ereignisse mit sekundären Leptonen sind dank des Zusammenwirkens von Leptonimpuls- und M_R^2 -Schnitt so stark unterdrückt, daß die absoluten systematischen Unsicherheiten klein sind.

Der Anteil mißidentifizierter Leptonen ist schließlich deshalb unproblematisch, weil seine Normierung anhand der Daten sehr genau bestimmt werden kann. Er ist aufgrund der ausgezeichneten Leptonidentifikation im ARGUS-Detektor nur gering.

Weitere (bekannte) Untergrundquellen sind im Vergleich zu den schon berücksichtigten vernachlässigbar. Daß die hier im Prinzip nachvollzogenen bzw. erweiterten Methoden eine zuverlässige und vollständige Bestimmung der Untergrundbeiträge bei der partiellen Rekonstruktion exklusiver semileptonischer B Zerfälle liefern, war bereits in der Untersuchung [54] nachgewiesen worden.

In den Ergebnissen dominieren die statistischen Fehler. Auch mit niedriger angesetztem Leptonimpulschnitt sind wegen des harten Spektrums und der bei $p_{\mu} = 1 \text{ GeV}/c$ verschwindenden Myonakzeptanz nur unwesentlich mehr B -Zerfälle zu rekonstruieren, während andererseits damit ein starker Anstieg des Untergrunds und der daraus resultierenden Unsicherheiten verbunden wäre. Die Genauigkeit der Messung bleibt damit bisher durch die Menge der verfügbaren Daten begrenzt.

Kapitel 5

Das Lebensdauerverhältnis

$$\tau(B^+)/\tau(B^0)$$

Aus dem Vergleich der mit der Analyse von D -Lepton-Korrelationen gewonnenen Zahlen der in semileptonischen B -Zerfällen erzeugten \bar{D}^0 , D^- und D^{*+} -Mesonen wird nun das gesuchte Lebensdauerverhältnis bestimmt. Dazu müssen zuvor lediglich noch die relativen Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten dieser Mesonen ermittelt werden.

Bei der Ableitung des Ergebnisses werden die einzelnen Beiträge der verschiedenen Unsicherheitsquellen zu dessen Fehler aufgeschlüsselt. Dann wird nochmals die Diskussion um den Einfluß der möglichen Produktion höher angeregter Charm-Mesonen auf das Resultat aufgenommen.

Das Ergebnis wird den mit anderen Methoden erzielten Resultaten gegenübergestellt. Zum Schluß werden Folgerungen im Hinblick auf die möglichen Lebensdauerunterschieden zugrundeliegende Physik gezogen, und es wird auf die Konsequenzen für andere Messungen hingewiesen.

5.1 Bestimmung der Akzeptanzen

Um die gemessenen Raten der verschiedenen D -Mesonen aus semileptonischen B -Zerfällen miteinander vergleichen zu können, müssen ihre relativen Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden.

Der Koeffizient r^- aus Gl. (2.7), mit dem die Zahl der gemessenen $D^+ \ell^+$ -Kombinationen auf die der $\bar{D}^0 \ell^+$ -Paare bezogen wird, ist gegeben durch den Quotienten aus den Verzweigungsverhältnissen für die betrachteten Endzustände und deren Nachweiswahrscheinlichkeiten:

$$r^- \equiv \frac{BR(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \cdot \eta(\bar{D}^0)}{BR(D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) \cdot \eta(D^-)} \quad (5.1)$$

Die auftretenden Verzweigungsverhältnisse nach Messungen der MARK III-Kollaboration sind in Gl. (4.7) angegeben. Deren systematische Fehler stammen nur aus Akzeptanz-Berechnungen [89,106], sie können daher bei der Bildung des Quotienten unberücksichtigt bleiben. Ihr Verhältnis beträgt somit

$$BR(\bar{D}^0)/BR(D^-) = 0.46 \pm 0.08 \quad (5.2)$$

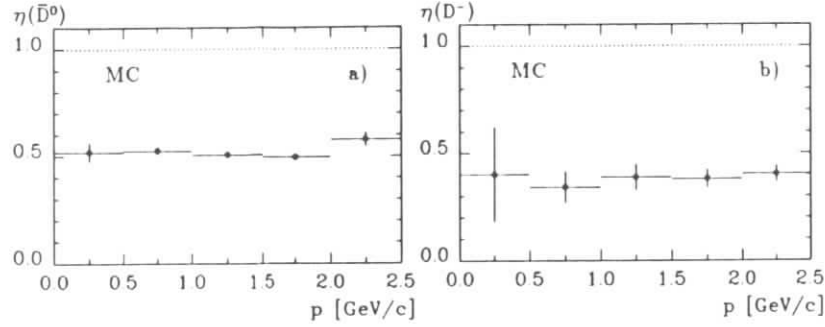


Abbildung 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeit für Zerfälle (a) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ und (b) $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ bei den in Abschn. 4.1.2 aufgeführten Schnitten (einschließlich dem auf $\cos \theta_K^*$).

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten müssen durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. In Abb. 5.1a) sind die so gefundenen Verhältnisse aus den Zahlen der rekonstruierten Zerfälle und den Gesamtzahlen der simulierten gegen die Impulse der D -Mesonen aufgetragen. Die Akzeptanzen sind danach impulsunabhängig¹ und betragen

$$\eta(\bar{D}^0) = (50 \pm 2.5)\% \text{ und } \eta(D^-) = (40 \pm 2)\% , \quad (5.3)$$

ihr Verhältnis ist

$$\eta(\bar{D}^0)/\eta(D^-) = 1.25 \pm 0.06 . \quad (5.4)$$

Dabei wurde eine grundsätzliche Unsicherheit von 5% in der Übereinstimmung zwischen simuliertem und tatsächlichem Detektorverhalten angesetzt. Damit wird

$$r^* = 0.58 \pm 0.10 . \quad (5.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein D^{*-} -Meson in der Zerfallskette $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ zu rekonstruieren, ist im Vergleich zu der, das \bar{D}^0 -Meson allein im selben Endzustand nachzuweisen, nur durch die Akzeptanz des langsamen Pions π_* aus dem D^{*-} -Zerfall gegeben, der Koeffizient r^* aus Gl. (2.7) also durch

$$r^* = 1/\eta(\pi_*) = \eta(\bar{D}^0)/\eta(D^{*-}) . \quad (5.6)$$

Wegen des kleinen Q -Wertes des Zerfalls ist der Pion-Impuls eng mit dem des zerfallenden D^{*-} -Mesons korreliert, und das Spektrum erstreckt sich nur bis zu etwa $200 \text{ MeV}/c$. So hat ein beträchtlicher Teil der Pionen Impulse in dem Bereich, in dem die Spurfindingseffizienz nicht mehr impulsunabhängig ist bzw. gegen Null geht.² Die mittlere

¹Deswegen sind sie auch nicht mit den Lepton-Akzeptanzen korreliert.

²Der Erkennung der Spuren langsamer Teilchen sind vor allem durch starke Vielfachstreuung und hohen Energieverlust Grenzen gesetzt, abgesehen von der Voraussetzung, daß die Teilchen überhaupt eine ausreichende Strecke in der Driftkammer zurücklegen.

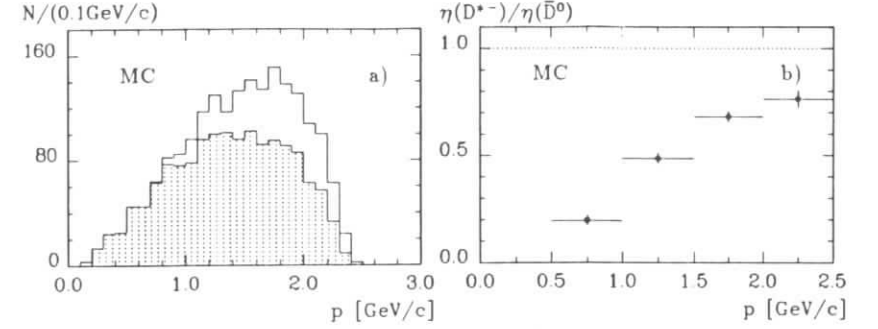


Abbildung 5.2: (a) Impulsspektrum von D^{*-} -Mesonen aus dem Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ nach dem BSW-Modell (Histogramm). Schraffiert dasselbe Spektrum mit der Einschränkung $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$.

(b) Akzeptanz von D^{*-} -Mesonen im Zerfall $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, bezogen auf die Zahl der nachgewiesenen D^0 -Mesonen, als Funktion des D^{*-} -Impulses.

Akzeptanz hängt daher im Prinzip von dem bei der Simulation verwendeten Modell, d.h. vom angenommenen D^{*-} -Impulsspektrum ab.

Der Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ wurde nach dem Modell von Bauer, Stech und Wirbel [50] simuliert [107]. Es gehört zu der Klasse von Modellen, die sämtliche Formfaktoren berücksichtigen (siehe Abschn. 1.3), und von denen nachgewiesen wurde, daß sie eine mit den detaillierten Messungen [6,54] übereinstimmende Beschreibung der Kinematik dieses Zerfalls abgeben. Abb. 5.2a) zeigt das damit erzeugte D^{*-} -Impulsspektrum für alle Ereignisse und für solche mit $p_\ell > 1.2 \text{ GeV}/c$. In Abb. 5.2b) ist die Akzeptanz für den Nachweis der D^{*-} -Zerfälle gegen deren Impuls aufgetragen, und zwar bezogen auf die Zahlen der rekonstruierten D^0 -Mesonen. Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich aus den beiden Verteilungen zu

$$\eta(\pi_*) = (53 \pm 4)\% ; \quad (5.7)$$

wegen des steilen Akzeptanzverlaufs wurde der Fehler hier größer (7%) geschätzt. Also ist

$$r^* = 1.89 \pm 0.15 . \quad (5.8)$$

5.2 Ergebnis und Fehlerdiskussion

Mit den im vorangegangenen Abschnitt bestimmten relativen Akzeptanzfaktoren sind nun alle Größen bekannt, um das eingangs (Abschn. 2.3.1) erläuterte Vorhaben auszuführen. Die Zahlen der in semileptonischen B -Zerfällen produzierten \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen werden durch die Rate der \bar{D}^0 -Mesonen aus D^{*-} -Zerfällen (akzeptanzberichtigt) korrigiert. Aus dem Vergleich ergibt sich das Verhältnis der Summen erzeugter

neutraler und geladener D - und D^* -Mesonen und damit das Lebensdauerverhältnis geladener und neutraler B -Mesonen.

Unter Verwendung der Abkürzungen

$$\begin{aligned} N^0 &= N(\bar{D}^0 \ell^+), \\ N^- &= N(D^- \ell^+), \\ N^* &= N(D^{*-} \ell^+, D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-) \\ \text{ sowie } \dot{N}^{(*)} &= r^{(*)} N^{(*)} \end{aligned} \quad (5.9)$$

lautet die Bestimmungsgleichung (2.7)

$$\frac{f_+ \tau(B^+)}{f_0 \tau(B^0)} = R \equiv \frac{N^0 - \dot{N}^*}{\dot{N}^- + \dot{N}^*} \quad (5.10)$$

Die normierten partiellen Ableitungen

$$\begin{aligned} \frac{N^0}{R} \frac{\partial R}{\partial N^0} &= \frac{N^0}{N^0 - \dot{N}^*}, \\ \frac{N^-}{R} \frac{\partial R}{\partial N^-} &= \frac{\dot{N}^-}{\dot{N}^- + \dot{N}^*}, \\ \frac{N^*}{R} \frac{\partial R}{\partial N^*} &= \frac{\dot{N}^*(N^0 + \dot{N}^-)}{(N^0 - \dot{N}^*)(\dot{N}^- + \dot{N}^*)} \end{aligned} \quad (5.11)$$

geben an, wie sich die relativen Fehler der einzelnen Meßgrößen auf das Ergebnis fortpflanzen.³ Die mit den Koeffizienten aus Gl. (5.5) und (5.8) akzeptanzkorrigierten Zahlen aus Gl. (4.46) sind $\dot{N}^- = 105.6$ und $\dot{N}^* = 109.6$. Es war $N^0 = 324.7$. Daraus ergibt sich das Verhältnis R aus den Zahlen der Zerfälle $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \ell^+ \nu$ und $B^0 \rightarrow D^{(*)-} \ell^+ \nu$.

Nimmt man nun, wie im Abschn. 1.4 begründet, gleich häufige Produktion von $B^+ B^-$ - und $B^0 \bar{B}^0$ -Paaren an,

$$f_+ = f_0, \quad (5.12)$$

so erhält man aus der Analyse von D -Lepton-Korrelationen für das Lebensdauerverhältnis das Resultat

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1.00 \pm 0.23 \pm 0.14. \quad (5.13)$$

Die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen stimmen im Rahmen der Genauigkeit dieser Messung überein: der kombinierte statistische und systematische Fehler des Verhältnisses beträgt 27%.

Es ist bemerkenswert, daß trotz der drastisch verschiedenen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse die Beiträge von $\bar{D}^0 \ell^+$, $D^- \ell^+$ und $D^{*-} \ell^+$ -Kombinationen zum gesamten statistischen Fehler vergleichbar groß sind. In Tab. 5.1 sind die relativen statistischen Fehler von N^0 , N^- und N^* , die Fehlerfortpflanzungskoeffizienten nach Gl. (5.11) und die jeweiligen Beiträge zum Gesamtfehler aufgeführt. Insbesondere führt der ungünstig

³Für r^- und r^* erhält man dasselbe wie für N^- und N^* .

	$\bar{D}^0 \ell^+$	$D^- \ell^+$	$D^{*-} \ell^+$
$\sigma(N)/N$ [%]	8.5	20.2	16.1
$(N/R) \cdot (\partial R / \partial N)$	1.51	0.49	1.02
$\sigma(R)/R$ [%]	12.8	9.9	16.4

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der statistischen Fehler: relative Fehler der Ereigniszahlen, Fehlerfortpflanzungskoeffizienten und Beiträge zum relativen statistischen Fehler des Ergebnisses.

Quelle	Fehlerbeitrag
Anpassungsrechnung	6.5 %
Untergrundbestimmung	5.7 %
relative Akzeptanz $r^* = 1/\eta(\pi_+)$	7.1 %
relative Akzeptanz $\eta(\bar{D}^0)/\eta(D^-)$	2.5 %
Verhältnis der \bar{D}^0 - und D^- -Verzweigungsverhältnisse	8.5 %

Tabelle 5.2: Beiträge zum systematischen Fehler.

hohe kombinatorische Untergrund unter dem D^- -Signal nur zu einer moderaten Beeinträchtigung der Genauigkeit des Endresultats, da die D^- -Rate in einer Summe auftritt und der rekonstruierte Endzustand zumindest ein vergleichsweise hohes Verzweigungsverhältnis hat. Andererseits entsteht erst durch die Messung aller drei Größen die Unabhängigkeit von Modellannahmen und D^* -Verzweigungsverhältnissen.

Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler sind in Tab. 5.2 aufgeführt. Den größten liefert die Unsicherheit in den D -Verzweigungsverhältnissen (obwohl sie sich "günstig" fortpflanzt). Das hat diese Messung mit vielen anderen Resultaten der B -Physik gemein. Ein weiterer starker Beitrag rührt von der relativen Akzeptanz r^* her. Daher wurde Wert darauf gelegt, die \bar{D}^0 -Kandidaten bei der Analyse inklusiv und bei der D^{*-} -Rekonstruktion genau gleich zu behandeln, um möglichst viele Fehlerquellen auszuschalten.⁴

Der gesamte systematische Fehler bleibt dennoch weit unter dem statistischen. Das bedeutet, daß die angewandte Analyse-Prozedur zur Bestimmung der Ereigniszahlen und der Untergründe der vorhandenen Datenmenge durchaus angemessen ist – und bei deren Vergrößerung ohne weitere Änderungen ein noch genaueres Ergebnis liefern könnte.

5.3 Der Fehler bei Berücksichtigung von Zerfällen $B \rightarrow D_j^* \ell^+ \nu$

Das Lebensdauerverhältnis wurde berechnet unter der Annahme, daß die Erzeugung höher angeregter Charm-Mesonen D_j^* in semileptonischen B -Zerfällen vernachlässigt werden kann. Durch solche Zerfälle könnten z.B. auch geladene B -Mesonen zu den

⁴Aus diesem Grund führt auch die Hinzunahme des Kanals $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ für die D^{*-} -Rekonstruktion zu keinem genaueren Ergebnis: der Zugewinn an Statistik wird durch die zusätzliche Unsicherheit bei der Skalierung bezüglich Akzeptanz und Verzweigungsverhältnis kompensiert. Das \bar{D}^0 -Signal selbst liegt in diesem Kanal über so hohem kombinatorischen Untergrund, daß davon kein signifikanter Gewinn zu erhalten ist.

gemessenen $D^+ \ell^+$ - und $D^* \ell^+$ -Raten beitragen. Dies wäre die wichtigste mögliche Kritik an der hier vorgelegten Messung. Im Abschn. 1.3 wurde gezeigt, daß diese Annahme theoretisch gut begründet und vor allem durch die experimentellen Ergebnisse gestützt wird. Nachdem nun das Konzept der Rückstoßmassen eingeführt ist, wird zunächst die Herkunft der experimentellen Grenzen kurz erläutert. Dann wird das Resultat dieser Messung auf den Fall verallgemeinert, in dem die genannte Annahme nur näherungsweise erfüllt wäre.

Gesucht wurde nach D_J -Mesonen in semileptonischen B -Zerfällen auf zweierlei Weise. Zum einen wurde versucht, die Zerfallskette $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}(2420)\ell^+ \nu$, $\bar{D}^{*0}(2420) \rightarrow D^+(2010)\pi^+$ exklusiv mit Hilfe der Rückstoßmasse zu rekonstruieren. Bei Einschränkung von $M_R^2(D^+ \pi^+ \ell^+)$ auf Werte um Null erwartet man ein Signal in der Verteilung der invarianten Massen der $D^+ \pi^+$ -Kombinationen bei $2420 \text{ MeV}/c^2$. Dies wurde jedoch bisher weder beim ARGUS- noch beim CLEO Experiment beobachtet [6,7], woraus die in Gl. (1.73) angegebenen Grenzen abgeleitet wurden. - Man kann zwar daraus nur mit Hilfe weiterer Annahmen auf die Gesamtrate für D_J Erzeugung schließen. Doch ist der Kanal schon deshalb aussagekräftig, weil wegen der Isospin-Statistik (s. Abschn. 2.3.2) in zwei Dritteln der Endzustände der D_J Zerfälle geladene Pionen erwartet werden. Wenn man weiterhin das GISW-Modell [49] zugrundelegt, dann beträgt die Gesamtrate höchstens das Doppelte des gemessenen Produkt-Verzweigungsverhältnisses. In diesem Modell tragen die P -Wellen-Mesonen etwa 9% zu den Endzuständen der $(b \rightarrow c)$ -Übergänge bei, die radial angeregten Zustände mit $\sim 1\%$. Unter den $L = 1$ -Mesonen aber dominieren wiederum diejenigen mit $J^P = 1^+$, die nur in $D^*(2010)$ -Mesonen zerfallen dürfen, mit einem Anteil von etwa 70% [108].

Eine andere Methode ist die genaue Untersuchung der Form der Rückstoßmassenverteilung von $D^* \ell^+$ -Kombinationen. Ähnlich wie bei den hier auch gemessenen $\bar{D}^0 \ell^+$ - und $D^- \ell^+$ -Signalen erwartet man Ausläufer zu positiven M_R^2 -Werten hin, falls Zerfälle beitragen, bei denen außer dem Neutrino noch weitere Teilchen nicht nachgewiesen wurden. Bei dieser inklusiven Methode ist man auch empfindlich für Endzustände mit π^0 -Mesonen und für nicht-resonante $D^* \pi$ -Produktion in semileptonischen Zerfällen. Die ARGUS-Kollaboration hat auch hier kein Signal beobachtet und findet eine obere Grenze [54], die CLEO-Gruppe gibt ein positives, aber kaum signifikantes Ergebnis an [7]. Beides (Gl. (1.74)) ist miteinander verträglich. - Solche Beiträge in den $\bar{D}^0 \ell^+$ - bzw. $D^- \ell^+$ -Verteilungen nachzuweisen, ist schwieriger, da diese ohnehin schon verbreiterte Signale aus verschiedenen Quellen aufweisen.

Es besteht also bisher kein experimenteller Nachweis für die Produktion höher angeregter Charm-Mesonen in semileptonischen B -Zerfällen. Man kann aber aufgrund der Messungen ausschließen, daß sie zu mehr als etwa 20% zu den semileptonischen Zerfällen mit D -Mesonen im Endzustand beiträgt.

Das einzige Modell, in dem dies bisher theoretisch untersucht wurde (GISW [49]), sagt einen Beitrag von insgesamt etwa 10% voraus (s.o.). Auf diesem Niveau könnte der Nachweis exklusiver Endzustände erst bei einer deutlichen Vergrößerung der Datenmengen gelingen.⁵ Nichtresonante $D^{(*)}\pi$ -Zustände schließlich wären zweifelsfrei nur in

⁵Es ist klar, daß die Ergebnisse dann explizit in der Bestimmung von $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ berücksichtigt werden könnten. Das würde die hier entwickelte Methode weiter vervollständigen.

'getagten' Ereignissen, in denen alle übrigen Teilchen dem Zerfall des anderen B -Mesons zugeordnet wurden, oder bei direkter Beobachtung des Zerfallsvertex' zu identifizieren.

Um die "Untergrundanteile" aus D_J -Zerfällen in den einzelnen $\bar{D} \ell^+$ -Raten abzuschätzen, wären speziellere Annahmen nötig. Stattdessen wird nun auf der Grundlage der Überlegungen aus Abschn. 2.3.2 quantifiziert, welchen Einfluß diese Beiträge auf das gefundene *Endergebnis* hätten. In dieser Analyse wurde kein Schnitt in M_R^2 angewandt, der mögliche D_J -Beiträge unterdrückt hätte, so daß die nun folgenden inklusiven Rechnungen in ihrer Gültigkeit nicht eingeschränkt werden.

Der im Abschn. 2.3.2 hergeleitete Zusammenhang zwischen dem Lebensdauer-verhältnis und dem gemessenen Verhältnis R für den Fall eines nicht verschwindenden Anteils δ (Gl. (2.12)) von Zerfällen $B \rightarrow D_J \ell^+ \nu$ an allen semileptonischen Zerfällen mit D -Mesonen im Endzustand war gegeben durch⁶

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \frac{R - \frac{2}{3}\delta(R+1)}{1 - \frac{2}{3}\delta(R+1)} \quad (5.14)$$

und ist in Abb. 5.3 für verschiedene Werte von δ dargestellt.

Für Lebensdauerverhältnisse nahe bei 1 - wie es der theoretischen Erwartung entspricht und durch diese Messung bestätigt wird - ist der Unterschied zwischen $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ und R sehr klein. Die relative Abweichung ist

$$\left| \frac{\tau(B^+)/\tau(B^0) - R}{\tau(B^+)/\tau(B^0)} \right| = \left| \frac{\frac{2}{3}\delta(R^2 - 1)}{R - \frac{2}{3}\delta(R+1)} \right| < 10\% \quad \text{für } 0.77 < R < 1.33, \quad (5.15)$$

falls $\delta < 20\%$.

Der in dieser Arbeit gefundene Zentralwert ändert sich sogar überhaupt nicht, wenn Zerfälle $B \rightarrow D_J \ell^+ \nu$ einbezogen werden.⁷

Für wachsende Beiträge δ wird R aber ein zunehmend weniger "gutes" Maß für Lebensdauerunterschiede, wie man an den den Steigungen der gezeigten Funktionen ablesen kann. Denn die "indirekten" Zerfälle tendieren dazu, deren Auswirkung auf die Raten neutraler und geladener $D^{(*)}$ -Mesonen auszugleichen. Das bedeutet, daß sich der Fehler vergrößern würde. Bei der Berechnung von $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ nach Gl. (5.14) ergäbe sich der Fehler aus dem für R gemäß

$$\frac{\partial[\tau(B^+)/\tau(B^0)]}{\partial R} = \frac{1 - \frac{4}{3}\delta}{(1 - \frac{2}{3}\delta(R+1))^2} \quad (5.16)$$

also hier

$$\left. \frac{\partial[\tau(B^+)/\tau(B^0)]}{\partial R} \right|_{R=1.0} = \frac{1}{1 - \frac{4}{3}\delta} = \begin{cases} 1.15 & \text{für } \delta = 10\% \\ 1.36 & \text{für } \delta = 20\% \end{cases} \quad (5.17)$$

Damit müssten sowohl der statistische als auch der systematische Fehler multipliziert werden, so daß

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = \begin{cases} 1.00 \pm 0.26 \pm 0.16 & \text{für } \delta = 10\% \\ 1.00 \pm 0.31 \pm 0.19 & \text{für } \delta = 20\% \end{cases} \quad (5.18)$$

⁶Um die Formeln übersichtlich zu halten, wird im Folgenden der Faktor f_1/f_0 fortgelassen. In den Rechnungen treten immer nur Produkte $f\tau$ auf, so daß die Ergänzung offensichtlich ist.

⁷Daher ergibt sich in diesem Fall kein zusätzlicher systematischer Fehler aus der Unsicherheit in δ : $\delta[\tau(B^+)/\tau(B^0)]/\partial\delta|_{R=1} = \frac{2}{3}(R^2 - 1)/(1 - \frac{2}{3}\delta(R+1))^2|_{R=1} = 0$.

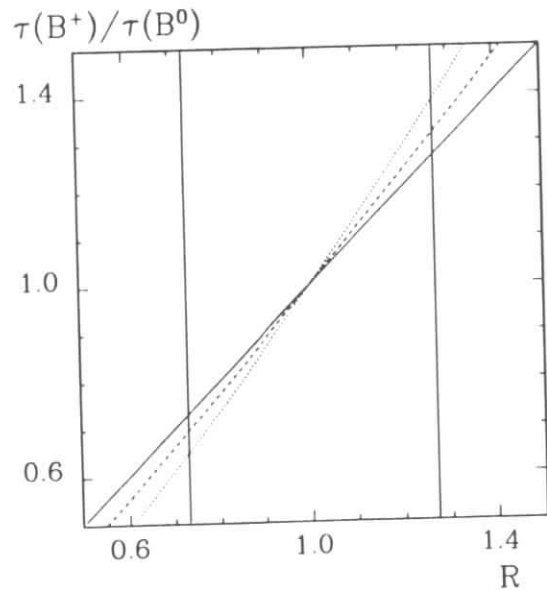


Abbildung 5.3: Das Lebensdauer Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ als Funktion des gemessenen Verhältnisses R neutraler und geladener D^- - und D^+ -Mesonen in semileptonischen Zerfällen für $f_+ = f_0$ und $\delta = 0$ (durchgezogene), 0.1 (gestrichelte) und 0.2 (gepunktete Linie). Die vertikalen Linien stellen das $\pm 1\sigma$ -Fehlerintervall dieser Messung dar.

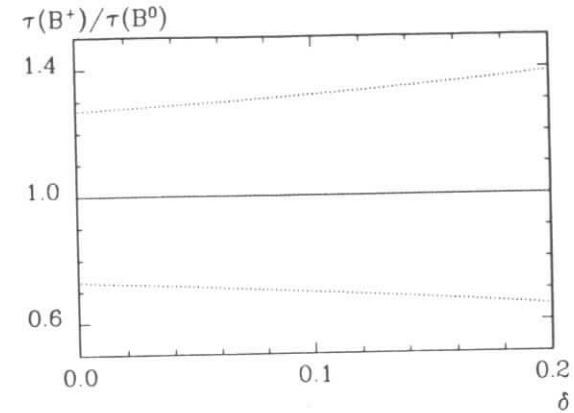


Abbildung 5.4: Das Ergebnis dieser Messung von $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ (für $f_+ = f_0$) in Abhängigkeit vom angenommenen Anteil δ höher angeregter Charm-Mesonen in Zerfällen $B \rightarrow \bar{D}\ell^+\nu(X)$ (durchgezogene Linie). Gestrichelt eingezeichnet sind die einer Standardabweichung entsprechenden Grenzen (statistischer und systematischer Fehler quadratisch addiert).

Das Resultat dieser Messung – Zentralwert und $\pm 1\sigma$ -Gesamtfehler-Intervall – ist in Abb. 5.4 in Abhängigkeit von der Annahme für δ dargestellt.

So bleibt festzuhalten: Da B^+ - und B^0 -Mesonen annähernd gleiche Lebensdauern haben, wird das Ergebnis der Messung von deren Verhältnis durch die mögliche Produktion höher angeregter Charm-Mesonen D_J^+ praktisch nicht beeinflusst. Beiträge von solchen Zerfällen innerhalb der erlaubten Größenordnung hätten lediglich eine geringfügige Vergrößerung des Meßfehlers zur Folge.

5.4 Diskussion und Vergleich mit neuesten Messungen

Die hier entwickelte Methode der D -Lepton-Korrelationen hat sich damit als sehr erfolgreich zur Bestimmung des Lebensdauer Verhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ erwiesen. Ihre Voraussetzungen waren in den ersten Kapiteln erörtert worden und können als gesichert gelten.

Ausgangspunkt waren die Übereinstimmung der semileptonischen Partialbreiten für entsprechende exklusive Zerfälle von B^+ - und B^0 -Mesonen und die Tatsache, daß bei D^{*0} -Zerfällen keine D^- -Mesonen entstehen. Daß das Ergebnis proportional zum Produktionsverhältnis der B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paare ist, führt wegen der sehr kleinen Massendifferenz $m(B^+) - m(B^0)$ zu keinen nennenswerten Unsicherheiten. Die einzig problematische Annahme – die Vernachlässigbarkeit von D_J^+ -Produktion in semileptonischen Zerfällen – hat sich schließlich als unkritisch erwiesen, da der Effekt bei annähernd

Methode	Gemessene Größe	Resultat	Experiment
Doppel- und Einzel-Leptonrate	$\langle BR_{\mu}^2 \rangle / \langle BR_{\mu} \rangle^2$	$0.43 \cdot \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} < 2.3$ $0.57 \cdot \frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} < 1.81$	CLEO [44] * ARGUS [109] *
Leptonrate in 'getagten' Ereignissen	$BR_{\mu}(B^0)$	$(10.1 \pm 2.8 \pm 1.1) \%$	CLEO [66]
Vertexrekonstruktion: $B^0 \rightarrow D^{*\mp} + \text{Hadronen}$	$\tau(B^0)$	$1.3^{+1.2}_{-0.6} ps$	MARK II [85]
$B^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \nu$		$1.20^{+0.52+0.16}_{-0.36-0.14} ps$	MARK II [110]
D/ℓ -Korrelationen	$\frac{BR(B^+ \rightarrow D^{*+} \ell^+ \nu)}{BR(B^0 \rightarrow D^{*+} \ell^+ \nu)}$	$1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$	ARGUS

Tabelle 5.3: Ergebnisse verschiedener Messungen zum Lebensdauer Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ (für $f_+ = f_0$). Erläuterungen der Methoden im Text und in Kap. 2.

* Die Grenzen gelten bei 90% C.L..

Zum Vergleich: $BR_{\mu}(B) = (10.9 \pm 0.6) \%$ [24], $\tau(b) = (1.15 \pm 0.14) ps$ [84].

gleichen Lebensdauern das Ergebnis kaum beeinflusst.

Die bei der Analyse angewandten kinematischen Schnitte schränken entweder den Phasenraum nicht ein (x_p, M_R^2), oder die daherrührenden Akzeptanzverluste kürzen sich im Endergebnis heraus (p_t). Die Akzeptanz für D^* -Mesonen wurde mit einem Modell bestimmt, das bereits anhand der Daten überprüft ist. Die Untergrundbeiträge sind klein oder können zuverlässig aus den Daten bestimmt werden. Somit ist die Messung praktisch modellunabhängig.

Im Vergleich zu den Ergebnissen früherer Versuche, das Lebensdauer Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ einzuschränken, stellt das hier erzielte Resultat einen beträchtlichen Fortschritt dar. Der Vergleich der Doppellepton- mit der Einzelleptonrate hatte nur schwache Grenzen (siehe Tab. 5.3) ergeben [44] und kann prinzipiell – im Gegensatz zum Vergleich der D^{*+}/ℓ^- -Raten – nicht klären, welche der Lebensdauern die kürzere ist. Die hier vorgestellte Messung darf also als die erste Bestimmung von $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ bezeichnet werden.

Die verschiedenen möglichen experimentellen Methoden, um Informationen über das Lebensdauer Verhältnis zu erhalten, waren im 2. Kapitel diskutiert worden. – Da, wie man nun weiß, die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen nicht grob verschieden sind, ist die Doppellepton-Methode nicht sehr gut zur Bestimmung ihres Verhältnisses geeignet (s. Abschn. 2.2) und läßt so auch bei vergrößerten Datenmengen nur mäßige Verbesserungen erwarten. Das mit ihr aus denselben Daten wie diese Messung gewonnene vorläufige Resultat [109] (Tab. 5.3)⁸ bestätigt aber das hier gefundene Ergebnis unabhängig, da die systematischen Fehlerquellen beider Analysen ganz unterschiedlich sind.

⁸Die Ergebnisse hängen in unterschiedlicher Weise von f_+/f_0 ab. Der üblichen Praxis gemäß sind die Werte in der Tabelle für f_+/f_0 angegeben.

Auch die jüngst von der CLEO-Kollaboration [66] mit Hilfe einer durch partiell rekonstruierte B^0 -Mesonen 'getagten' Ereignismenge (s. Abschn. 2.2) festgestellte Übereinstimmung des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses $BR_{\mu}(B^0)$ mit dem Mittelwert für B^+ - und B^0 -Mesonen auf etwa 30% weist auf ein Lebensdauer Verhältnis nahe bei eins hin (Zahlenwerte in der Tabelle). Allerdings reicht auch hier die Genauigkeit nur etwa zur Hälfte an die dieser Messung heran. Beim Vergleich mit dem Mittelwert wird der Fehler etwa verdoppelt, denn für $f_+ = f_0$ ist

$$\frac{b_+}{b_0} = \frac{2(b)}{b_0} - 1 \approx 1 \pm 0.6. \quad (5.19)$$

Während der Niederschrift dieser Arbeit hat es auch bei den direkten Lebensdauer messungen einen Fortschritt gegeben. Die MARK II-Kollaboration ist im Zuge der neuen Erkenntnisse aus $\Upsilon(4S)$ -Daten über exklusive semileptonische B -Zerfälle auch dazu übergegangen, zu diesem Zweck B^0 -Mesonen statt in hadronischen [85] (siehe Abschn. 2.1) nunmehr in semileptonischen Endzuständen (partiell) zu rekonstruieren. Dabei nutzen sie – wie diese Messung – aus, daß dabei mit weitaus größerer Sicherheit aus der Ladung des D^* -Mesons auf die des zerfallenden B -Mesons geschlossen werden kann. Wegen der Jetartigkeit der Ereignisse bei $\sqrt{s} = 29 GeV$ können sie D^0 -Kandidaten topologisch selektieren und damit das Problem niedriger Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für exklusive D^0 -Zerfälle umgehen. Auf diese Weise konnten 15 B^0 -Mesonen identifiziert werden, bei denen die individuellen Lebensdauern durch direkte Beobachtung des Zerfallsvertex' gemessen wurden. Das Ergebnis [110] für $\tau(B^0)$ (siehe Tab. 5.3) stimmt innerhalb noch immer recht großer Fehler gut mit dem Mittelwert für b -Hadronen überein. Auch daraus kann man schließen, daß die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen nicht sehr verschieden sind.

Das Ergebnis dieser Arbeit wird also durch die neuesten Messungen mit verschiedenen unabhängigen Methoden gut bestätigt. Es stellt aber nach wie vor mit Abstand das genaueste von allen dar.

In Zukunft wird man den Wert für $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ sicher noch weiter präzisieren können, zunächst durch die Analyse von D -Lepton-Korrelationen in vergrößerten Datenmengen, da im Ergebnis bisher der statistische Fehler noch dominiert. Es wird aber weiterhin eine wichtige Aufgabe bleiben, die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen (und auch die der anderen b -Hadronen B_s^0 und Λ_b direkt zu messen. Ein Ausblick auf die Möglichkeiten bei anderen Beschleunigern und zukünftigen Experimenten ist bereits im Abschn. 2.1 gegeben worden.

Auch auf die gerade erfolgte Ausrüstung des ARGUS-Detektors mit einer neuen hochauflösenden Mikro-Vertexkammer und die geplante Instrumentierung mit Siliziumstreifendetektoren war dort hingewiesen worden. Sollte es gelingen, die Zerfallslängen der "fast ruhenden" B -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen direkt zu beobachten, so wird dabei den semileptonischen B -Zerfällen erneut eine Schlüsselrolle zukommen. Denn die hochenergetischen Elektronen und Myonen geben bei sehr wenig Untergrund Aufschluß über den Zerfallsvertex von B -Mesonen – im Gegensatz zu den Hadronen, die zu großem Teil aus sekundären, an einem anderen Ort stattfindenden Charm-Zerfällen stammen. Ein mögliches Verfahren zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer von B^+ - und B^0 -

Mesonen (allein) wäre, in Ereignissen mit zwei schnellen Leptonen die Separation beider Spuren im Raum zu messen.

Es wird aber vor allem darum gehen, geladene und neutrale B -Mesonen voneinander zu trennen. Dazu könnten abermals D -Lepton-Korrelationen hilfreich sein. Denn sie bieten ganz allgemein – wenn auch auf statistischer Basis – das bisher mächtigste Werkzeug dazu. Ereignisse mit $\bar{D}^0(\ell^+)$ -Paaren sind stark mit geladenen B -Mesonen angereichert, der B^0 -Beitrag kann mit Hilfe von $D^+ \ell^+$ -Kombinationen studiert werden, die genauso wie in dieser Arbeit direkt die “wrong tags” liefern. Man kann in diesen Ereignissen Zerfallslängen messen (Impact-Parameter z.B.) – oder auch die Häufigkeiten inklusiver Endzustände, etwa $K_s^0 X$ oder $D^0 X$. Dabei wären allerdings wegen des kombinatorischen Unergrunds wie hier immer zweidimensionale Verteilungen auszuwerten. Aber so könnte ein Weg zur Bestimmung auch anderer inklusiver Eigenschaften separat für B^+ - und B^0 -Mesonen gegeben sein.

5.5 Schlußfolgerungen

Das Verhältnis der Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen stimmt mit $\tau(B^+)/\tau(B^0) = 1.00 \pm 0.27$ wesentlich besser mit der Vorhersage eines reinen Quark-Spectator-Modells überein als das der D -Mesonen. Eine derartige “Überraschung” wie im Charm-Sektor ist also mit dieser Messung erstmals ausgeschlossen worden.

Man hat erwartet, daß das Spectator-Modell die Zerfalleigenschaften der schweren Mesonen umso zutreffender beschreiben würde, je höher deren Masse ist. Das war ausführlich im Abschn. 1.2 erläutert worden. Bei größeren Impulsüberträgen lassen sich die Einflüsse der starken Wechselwirkung zuverlässiger mit perturbativen Methoden innerhalb der QCD bestimmen. Der Austausch harter Gluonen bewirkt eine geringere Modifikation der schwachen Wechselwirkung. Die durch weiche Gluonen vermittelte Bindung der Quarks in den Hadronen hat einen schwächeren Einfluß auf die inklusiven Zerfalleigenschaften, zumal die Zahl der verfügbaren Endzustände groß ist und die B -Mesonen nicht in einer Resonanzregion liegen.

Die Extrapolation der Non-Spectator-Effekte, denen der Lebensdauerunterschied der D -Mesonen zugeschrieben wird, auf der Grundlage inklusiver Modelle ergab Unterschiede von nur wenigen Prozent für die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen. Denn Anihilation und Interferenz erfordern räumliche Koinzidenz von schwerem und leichtem Quark und sind daher durch Formfaktoren $(f/M)^2$ unterdrückt. Die Entwicklung der QCD-Koeffizienten c_1 und c_2 mit der Massenskala verringert die Interferenz “farb-unterdrückter” und “farb-erlaubter” Amplituden (besser: der Beiträge des effektiv neutralen und des geladenen Stroms) zusätzlich. – Das Ergebnis dieser Messung bestätigt insofern die Deutung des D -Meson-Lebensdauerunterschieds. Um die aufgrunddessen bei B -Mesonen erwarteten kleinen Unterschiede nachzuweisen, reicht ihre Sensitivität allerdings nicht hin.

Angesichts der nicht befriedigend geklärten Rolle weicher Gluonen bei durch Anihilation vermittelten Zerfällen war die Extrapolation aber mit Unsicherheiten behaftet. Starke Beiträge solcher nicht-perturbativer Effekte können nun ausgeschlossen werden und sind so z.B. keine wahrscheinliche Ursache für das im Vergleich zur Theorie etwas

niedrige mittlere inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis der B -Mesonen.

Diese Messung des Lebensdauerverhältnisses bestätigt unser Verständnis schwacher hadronischer Zerfälle. Die Einflüsse der starken Wechselwirkung in B -Zerfällen sollten sich zuverlässiger abschätzen lassen als bei leichteren Mesonen. Die B -Mesonen haben sich also auch in der Hinsicht weiter als besonders geeignetes “Labor” zum Studium der elektroschwachen Wechselwirkung ausgezeichnet.

Die häufig benötigte Annahme, die Lebensdauern der B^+ - und B^0 -Mesonen seien gleich der mittleren b -Hadron-Lebensdauer, ist durch diese Messung erstmals überprüft und unterstützt worden. Die separaten Lebensdauern gehen in die Berechnung der fundamentalen Größen enthaltenden Partialbreiten oder Amplituden aus gemessenen Verzweigungsverhältnissen bzw. Raten ein (s. Abschn. 1.1).

Das Ergebnis dieser Arbeit darf als Beleg dafür angesehen werden, daß Non-Spectator-Effekte auf der Massenskala der B -Mesonen nur eine kleine Rolle spielen. Man hat daher nun guten Grund, anzunehmen, daß auch die B_s^0 -Lebensdauer (und die des Λ_b -Baryons) nicht stark von $\tau(B^+)$ und $\tau(B^0)$ abweichen. Daraus folgt dann, daß die mittlere Lebensdauer von B^+ - und B^0 -Mesonen mit der mittleren b -Hadron-Lebensdauer übereinstimmt, zumal diese auch in der Menge der bei PEP und PETRA gemessenen Teilchen dominieren. Eine direkte Messung von $\frac{1}{2}(\tau(B^+) + \tau(B^0))$, wie sie in naher Zukunft mit dem ARGUS-Detektor möglich sein wird, würde sogar diese Annahme noch überflüssig machen.

Damit kann man aus dieser Messung folgern, daß die Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen jeweils auf etwa 15% mit dem in der hochenergetischen e^+e^- -Anihilation bestimmten Mittelwert τ_b übereinstimmen. Das stellt einen wesentlichen Fortschritt dar und verringert erheblich die Unsicherheiten bei so wichtigen Messungen wie der Bestimmung des CKM-Matrixelements V_{cb} ohne große Modellabhängigkeit aus exklusiven semileptonischen B -Zerfällen – und möglicherweise auch bei der geplanten analogen Messung von V_{ub} . – Die Frequenz der $B^0 \bar{B}^0$ -Oszillationen läßt sich nunmehr ohne *ad hoc*-Annahmen aus den beobachteten Raten gleichsinnig geladener Leptonpaare bestimmen. Von diesem herausragenden Ergebnis der B -Physik hängen die Masse des Top-Quarks und das Matrixelement V_{td} ab.

Diese Arbeit stellt so auch einen Beitrag dar zur Festlegung der fundamentalen Parameter des Standard-Modells – einer notwendigen Voraussetzung zu dessen Überprüfung und Erweiterung.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde eine neue Methode entwickelt, um das Verhältnis der Lebensdauern geladener und neutraler B -Mesonen zu bestimmen. Damit wurde das Verhältnis $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ erstmalig gemessen.

Im Falle der D^+ - und D^0 -Mesonen war ein unerwartet großer Lebensdauerunterschied gemessen worden, dessen Ursprung quantitativ noch nicht befriedigend geklärt ist. Direkte Messungen der Lebensdauern von B^+ - und B^0 -Mesonen waren bisher nicht separat möglich. Ihr Verhältnis kann jedoch indirekt bestimmt werden, da es gleich dem der Verzweungsverhältnisse für semileptonische Zerfälle ist. Bisher hat man versucht, dieses durch den Vergleich der Doppellepton- mit der Einzelleptonrate in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen einzuschränken, hat damit allerdings nur schwache Grenzen setzen können.

Die hier entwickelte Methode nutzt aus, daß bei semileptonischen Zerfällen Übergänge in die niedrigstliegenden D - und D^* -Zustände dominieren. Das Verhältnis der Summen der produzierten neutralen bzw. geladenen D - und D^* -Mesonen ergibt $\tau(B^+)/\tau(B^0)$. Es kann bestimmt werden durch die Messung der $\bar{D}^0\ell^+$ - und $D^-\ell^+$ -Paare aus B -Zerfällen sowie der $D^{*-}\ell^+$ -Paare, bei denen das D^{*-} -Meson im Endzustand $\bar{D}^0\pi^-$ rekonstruiert wurde.

Die Messung verwendet Daten, die mit dem ARGUS-Detektor am e^+e^- -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden. Sie macht entscheidenden Gebrauch von den ausgezeichneten Teilchenidentifikationseigenschaften des Detektors, die vor allem die praktisch eindeutige Erkennung der hochenergetischen primären Elektronen und Myonen aus B -Zerfällen ermöglichen.

Bei der Analyse wurde die Technik der Rückstoßmasse M_R^2 , die erfolgreich zum Nachweis des exklusiven Zerfalls $B^0 \rightarrow D^+\ell^-\nu$ angewandt worden war, auf den semiexklusiven Zerfall $B^+ \rightarrow D^+\ell^-\nu(X)$ erweitert, in dem außer dem Neutrino meist noch ein Pion oder Photon aus einem D^* -Zerfall nicht nachgewiesen wird. Wegen des höheren kombinatorischen Untergrunds unter den \bar{D}^0 - und D^- -Signalen ließen sich hier allerdings die M_R^2 -Verteilungen nur gewinnen durch Anpassungsrechnungen an die Spektren der invarianten Massen für einzelne M_R^2 -Intervalle, wobei die komplexe Untergrundstruktur im $K^+\pi^-$ -Spektrum besondere Berücksichtigung fand. Die Verteilungen weisen die erwartete Signatur semileptonischer B -Zerfälle auf und zeigen einen geringen Untergrund aus nicht korrelierten $\bar{D}^0\ell^+$ -Kombinationen an. Dieser wurde teils aus den Daten, teils mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen aus bekannten Größen ermittelt und von den Ereignissen aus der M_R^2 -Signalregion subtrahiert. Die dominante Quelle stellt das Kontinuum unter der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei $\bar{D}^0\ell^+$ - und $D^-\ell^+$ -Kombinationen dar; dieser Beitrag wurde bestimmt durch Extrapolation bekannter Fragmentationsfunktionen, die an die gemessenen x_p -Spektren der D -Mesonen im für B -Zerfälle verbotenen Bereich

angepaßt wurden. Es ergaben sich $325 \pm 28 \pm 9$ Ereignisse aus $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\ell^+\nu(X)$ -Zerfällen, $183 \pm 37 \pm 12$ aus $B^+ \rightarrow D^+\ell^+\nu(X)$ - und $58 \pm 9 \pm 3$ aus $B^+ \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu(X)$ -Zerfällen mit $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$.

Nach Ermittlung der relativen Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten wurde daraus das Lebensdauerverhältnis zu

$$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B^0)} = 1.00 \pm 0.23 \pm 0.14$$

bestimmt. Dabei wurde gleich häufige Produktion von B^+B^- - und $B^0\bar{B}^0$ -Paaren in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen angenommen, wie es die sehr kleinen Massendifferenz $m(B^+) - m(B^0)$ nahelegt. Im Ergebnis dominiert der statistische Fehler, der zu vergleichbar großen Anteilen von den drei gemessenen Ereigniszahlen herrührt. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler stellt die Unsicherheit in den D -Meson-Verzweungsverhältnissen dar.

Der Einfluß möglicher Beiträge aus der Produktion höher angeregter Charm-Mesonen D_j^* in semileptonischen B -Zerfällen, die bisher nicht beobachtet worden ist, konnte unter der Annahme von Isospin-Invarianz in den starken D_j^* -Zerfällen quantitativ untersucht werden. Bei annähernd gleichen Lebensdauern hängt der Zentralwert des Resultats nicht davon ab, lediglich der Fehler vergrößert sich geringfügig, wenn solche Zerfälle in der erwarteten bzw. erlaubten Größenordnung beitragen.

Das Lebensdauerverhältnis der B -Mesonen stimmt also wesentlich besser mit der Vorhersage eines reinen Spectator-Modells überein als das der D -Mesonen. Dies war aufgrund der höheren Masse des b -Quarks erwartet worden und bestätigt insofern unser Verständnis der schwachen Zerfälle schwerer Mesonen. Die vorgelegte Messung reduziert zudem erheblich die Unsicherheiten bei der Extraktion fundamentaler Parameter des Standard-Modells aus den Eigenschaften der B -Mesonen.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961);
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967);
A. Salam, in: *Proc. of the 8th Nobel Symposium*, Mai 1968, (N. Svartholm, Wiley, 1968, S. 367).
- [2] M. Kobayashi und T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [3] S.L. Glashow, J. Illiopoulos und L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
- [4] H. Harari und M. Leurer, Phys. Lett. **B181**, 123 (1986).
- [5] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [6] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), Phys. Lett. **210B**, 121 (1989).
- [7] D. Bortoletto *et al.* (CLEO), Phys. Rev. Lett. **63**, 1667 (1989).
- [8] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), Phys. Lett. **220B**, 175 (1989).
- [9] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), Phys. Lett. **234B**, 409 (1990).
R. Fulton *et al.* (CLEO), Phys. Rev. Lett. **64**, 16 (1990).
- [10] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), Phys. Lett. **102B**, 245 (1987);
M. Artuso *et al.* (CLEO), Phys. Rev. Lett. **62**, 2233 (1989).
- [11] H. Schröder (ARGUS), *Physics of B Mesons*, Rept. Math. Phys. **52**, 765 (1989).
- [12] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), Phys. Lett. **B210**, 258 (1988); **B220**, 304 (1989);
DESY 89-096 (1989); DESY 89-166 (1989);
P. Avery *et al.* (CLEO), Phys. Lett. **B223**, 470 (1989).
- [13] I.I. Bigi, *CP Violation in B decays: Exactly like in K decays - Only Different!*,
Plenarvortrag im *Workshop on B-Factories and Related Physics Issues*, Chateau
de Blois, France, Juni 1989, Notre Dame preprint UND-HEP-89-BIG04 (1989).
- [14] G.J. Feldman *et al.*, *Report of the B Factory Group: 1. Physics and Techniques*,
in: *DPF Summer Study, Snowmass '88: High Energy Physics in the 1990's*, Snow-
mass, CO, USA, 1988;
R. Siemann, *Report of the B Factory Group: 2. Accelerator Technology*, *ibid.*
- [15] D. Hitlin, *Weak Decays of Charmed Quarks and τ Leptons* in: *Proceedings of
the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High
Energies*, Hamburg, S. 179 (1987).
- [16] D. Hitlin, *Weak Decays of Charmed Quarks: An Experimental Review*, in: Ming-
han Ye, Tao Huang (Hrsg.), *Charm Physics*, (*Proceedings of the CCAST (World
Laboratory) Symposium/Workshop*, Peking 1987), Gordon and Breach, New York
1988.
- [17] R.J. Morrison and M.S. Witherell, *D-Mesons*, Santa Barbara preprint UCSB-
HEP-89-01 (1989) (z. Veröff. einger. in *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*).
- [18] M. Wirbel, *Description of Weak Decays of D and B Mesons*, Progr. Part. Nucl.
Phys. **21**, S. 33.
- [19] M.A. Shifman, *Theoretical Status of Weak Decays*, in: *Proceedings of the 1987
International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*,
Hamburg, S. 289 (1987).
- [20] I.I. Bigi, *On Charm decays: Present Status and Future Goals*, in: *Charm Physics*,
Ref. [16].
- [21] U. Baur und H. Fritzsch, Phys. Lett. **109B**, 402 (1982).
- [22] R. Rückl, *Weak Decays of Heavy Flavours*, Habilitationsschrift, Universität
München (1984), unveröffentlicht.
- [23] G. Altarelli, G. Curci, G. Martinelli und R. Petrarca, Nucl. Phys. **B107**, 461
(1981) und Phys. Lett. **99B**, 141 (1981).
- [24] K.R. Schubert, *Review of B-Meson Decay Results*, in: *Proceedings of the 3rd
International Workshop on Heavy Quark Physics*, Cornell University, Ithaca, NY,
USA, Juni 1989 (wird veröffentlicht), Karlsruhe preprint IEKP-KA/89-6 (1989).
- [25] K. Wachs *et al.* (Crystal Ball), Z. Phys. **C42**, 33 (1989) und K. Wachs, Disserta-
tion, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F31-88-01 (1988).
- [26] J.C. Gabriel (ARGUS), Dissertation, IHEP-HD/89-1, Heidelberg (1989).
- [27] S. Stone (CLEO), *Session Summary - Heavy Quark Decay*, in: *Proceedings of
the 12th International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos*, Ginosar,
Israel, 1989.
- [28] R.M. Baltrusaitis *et al.* (MARK III), Phys. Rev. Lett. **54**, 1976 (1985).
- [29] J.R. Raab *et al.* (E691), Phys. Rev. **D37**, 2391 (1988).
- [30] J. Adler *et al.* (MARK III), Phys. Rev. Lett. **60**, 1375 (1988).

- [31] M.A. Shifman, *Charmed and Beautiful Hadrons*, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, Mai 1986, S. 199.
- [32] W. Bernreuther, O. Nachtmann und B. Stech, *Z. Phys.* **C4**, 257 (1980); H. Fritzsch und P. Minkowski, *Phys. Lett.* **90B**, 455 (1980).
- [33] M. Bander, D. Silvermann und A. Soni, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 7 (1980).
- [34] Particle Data Group, *Phys. Lett.* **204B**, 1 (1988).
- [35] B. Guberina, S. Nussinov, R.D. Peccei und R. Rückl, *Phys. Lett.* **89B**, 111(1979).
- [36] R.D Peccei und R. Rückl, *Proceedings of the Ahrenschoop Symposium 1981*, Ahrenschoop, DDR, S. 8 (1981)
- [37] M. Bauer, B. Stech und M. Wirbel, *Z. Phys.* **C34**, 103 (1987).
- [38] K. Reim (ARGUS), Diplomarbeit, Universität Erlangen (1989), unveröffentlicht.
- [39] A.J. Buras, J.-M. Gérard und R. Rückl, *Nucl. Phys.* **B268**, 16 (1986).
- [40] Yu. Blok und M.A. Shifman, *Sov. J. Nucl. Phys.* **45**, 135; 301; 522 (*Yad. Fiz.* **45**, 211; 478; 841) (1987).
- [41] R. Rückl, *Heavy Flavour Lifetimes; Theoretical Summary*, in: J.H. Kühn, P.M. Zerwas, *Heavy Flavours at LEP*, MPI München preprint MPI-PAE/PThe 49/89, S. 59 (1989).
- [42] I.I. Bigi, *Phys. Lett.* **169B**, 101 (1986).
- [43] A. Soni, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1407 (1984).
- [44] A. Bean *et al.* (CLEO), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 183 (1987); E.H. Thorndike und R.A. Poling, *Phys. Rep.* **157**, 183 (1988).
- [45] A. Pais und S.B. Treimann, *Phys. Rev.* **D15**, 2529 (1977).
- [46] M.A. Shifman und M.B. Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 511 (*Yad. Fiz.* **47**, 801) (1988).
- [47] J.G. Körner und G.A. Schuler, *Z. Phys.* **C46**, 93 (1990).
- [48] T. Altomari und L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1583 (1987); Carnegie-Mellon Preprint CMU-HEP86-17; *Phys. Rev.* **D37**, 681 (1988); Carnegie-Mellon Preprint CMU-HEP87-20.
- [49] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein und M.B. Wise, *Phys. Rev.* **D39**, 799 (1989).
- [50] M. Wirbel, B. Stech und M. Bauer, *Z. Phys.* **C29**, 637 (1985); M. Bauer und M. Wirbel, *Z. Phys.* **C42**, 671 (1989).
- [51] J.G. Körner und G. Schuler, *Z. Phys.* **C38**, 511 (1988) (Erratum in *Z. Phys.* **C41**, 690 (1989)); *Phys. Lett.* **B226**, 185 (1989).
- [52] B. Grinstein, M.B. Wise und N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 298, (1986); CalTech Preprint CALT-86-1311 (1986).
- [53] H. Pietschmann und F. Schöberl, *Europhys. Lett.* **2**, 583 (1986).
- [54] R. Gläser (ARGUS), Dissertation, Universität Hamburg, 1989 (DESY Interner Bericht DESY F15-89/02).
- [55] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), *Phys. Lett.* **197B**, 452 (1987).
- [56] M. Danilov, *Recent ARGUS Results on B Meson Decays*, in: *Proceedings of the 1989 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford, S. 139 (1989).
- [57] S.W. Herb *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977).
- [58] B. Gittelmann und S. Stone (CLEO), *B Meson Decay*, in: A. Ali und P. Söling (Hrsg.), *High Energy Electron Positron Physics*, World Scientific, Singapore, 1988.
- [59] R.D. Schanberger *et al.* (CUSB), *Phys. Rev.* **D26**, 720 (1982); K. Han *et al.* (CUSB), *Phys. Rev. Lett.* **55**, 36 (1985).
- [60] E. Eichten, K. Gottfried, T. Konoshita, K.D. Lane und T.M. Yan, *Phys. Rev.* **D17**, 3090 (1978), *Phys. Rev.* **D21**, 203 (1980); E. Eichten, *Phys. Rev.* **D22**, 1819 (1980).
- [61] S. Ono, *Acta Phys. Pol.* **B15**, 201 (1984).
- [62] S. Ono, A.I. Sanda und N.A. Törnqvist, *Phys. Rev.* **D38**, 1619 (1988).
- [63] A.D. Martin und C.-K. Ng, *Z. Phys.* **C40**, 133 (1988).
- [64] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), DESY 90-046 (1990).
- [65] D.H. Miller, *Recent Results from CLEO on B Physics at the $\Upsilon(4S)$* , in: *Proceedings of the European Physical Society International Conference on High Energy Physics, Madrid, Spain, 1989* (wird veröffentlicht), Purdue preprint PU-89-643 (1989).
- [66] D.L. Kreinick, *B Physics from CLEO*, in: *Proceedings of the 1989 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford, S. 129 (1989).
- [67] D. Atwood und W.J. Marciano, *Phys. Rev.* **D 41**, 1736 (1990).
- [68] L.D. Landau und E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. IVa, Relativistische Quantentheorie*, 2. Aufl., Akademie-Verlag Berlin, 1971, S. 410.

- [69] J.M. Jauch und F. Rohrlich, *The Theory of Photons and Electrons*, Addison-Wesley, 1955, S. 378.
- [70] G.P. Lepage, Cornell preprint (in Vorbereitung); zitiert nach D. Cassel, Vortrag *International Conference on Physics in Collision*, Durham, USA, Juni 1990 (wird veröffentlicht).
- [71] J.D. Prentice, *The Neutrino Production and Weak Decay of Charmed Hadrons*, in: *Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Batavia, IL, USA, S. 563 (1979).
- [72] V. Lüth, *Results from the MARK II Detector at SPEAR*, in: *Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Batavia, IL, USA, S. 78 (1979).
- [73] R. Schindler, PhD Thesis, SLAC 219-1979 (1979); R. Schindler *et al.* (MARK II), *Phys. Rev. D* **24**, 78 (1981).
- [74] J. Kirkby, *Review of e^+e^- Reactions in the Energy Range 3 to 9 GeV*, in: *Proceedings of the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Batavia, IL, USA, S. 107 (1979).
- [75] W. Bacino, PhD Thesis, Los Angeles preprint UCLA A-2000, 1980. W. Bacino *et al.* (DELCO), *Phys. Rev. Lett.* **45**, 329 (1980).
- [76] V. Lüth, *Lifetimes of Heavy Flavour Particles*, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, Mai 1986, S. 83.
- [77] S. J. Brodsky und J. F. Gunion, *Heavy Quark Production Processes in QCD*, in: *Proceedings of the 12th SLAC Summer Institute on Particle Physics*, Stanford, Ca, S. 603 (1984).
- [78] B. Cox, FERMILAB-Conf-88/48, *Beauty Physics at Fermilab Fixed Target Energies*, in: *Proceedings of the SLAC B Meson Workshop*, Stanford, Ca, S. 59 (1987).
- [79] P. Albanese *et al.* (WA75), *Phys. Lett.* **158B**, 186 (1985).
- [80] B. Cox *et al.*, Fermilab Proposal E771, 1986.
- [81] C. Fisher *et al.*, Proposal CERN/SPSC 87-2, SPSC/P 226 (1987).
- [82] D.E. Klem *et al.* (DELCO), *Phys. Rev. D* **37**, 41 (1988); J.-M. Brom *et al.* (HRS), *Phys. Lett.* **105B**, 301 (1987); W. Bartel *et al.* (JADE), *Z. Phys. C* **31**, 349 (1986); R.A. Ong *et al.* (MARK II), *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1236 (1989); W.W. Ash *et al.* (MAC), *Phys. Rev. Lett.* **58**, 640 (1987); W. Braunschweig *et al.* (TASSO), *Z. Phys. C* **44**, 1 (1989).
- [83] S. L. Wu, *e^+e^- Interactions at High Energies*, in: *Proceedings of the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hamburg, S. 39 (1987).
- [84] D. Müller, *Review of c , b , and τ Lifetimes from e^+e^- Experiments*, in: *Proceedings of the XXIV International Conference on High Energy Physics*, München 1988, S. 884.
- [85] S. R. Wagner, *B Meson Reconstruction and Lifetime Studies with the MARK II at PEP*, in: *Proceedings of the XXIIIrd Rencontre de Moriond*, Les Arcs, France, S. 301 (1988).
- [86] M. Bosman, H.-G. Moser, B. van Eijk und P. Mättig, *Heavy Flavour Lifetimes: Experimental Aspects*, in: J.H. Kühn, P.M. Zerwas, *Heavy Flavours at LEP*, MPI München preprint MPI-PAE/PThe 49/89, S. 75 (1989).
- [87] E. Michel *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **283**, 544 (1989).
- [88] S. Khan, Vortrag ARGUS Collaboration Meeting, Heidelberg, 1990 (unveröffentlicht).
- [89] J. Adler *et al.* (MARK III), *Phys. Rev. Lett.* **60**, 89 (1988).
- [90] J. Adler *et al.* (MARK III), *Phys. Lett.* **208B**, 152 (1988).
- [91] S. Abachi *et al.* (HRS), *Phys. Lett.* **212B**, 533 (1988).
- [92] H. Nesemann *et al.*, *DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY M-80-09 (1980); K.Wille, *DORIS II/III, a 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity*, DESY M-81-047 (1981).
- [93] H. Nesemann, *Status and Limitations of DORIS II*, in: *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg, Mai 1986, S. 419.
- [94] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), *Nucl. Instr. and Meth. A* **275**, 1 (1989).
- [95] H. Albrecht, *ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)*, März 1985, unveröffentlicht.
- [96] E. Bassler, *Comput. Phys. Commun.* **45**, 201 (1987).
- [97] H. Gennow, *SIMARG - A Program to Simulate the ARGUS Detector*, Interner Bericht DESY F15-85-02 (1985).
- [98] M. Paulini (ARGUS), Diplomarbeit, Universität Erlangen (1989), unveröffentlicht.
- [99] S. Weseler (ARGUS), Dissertation, IHEP-HD/86-2, Heidelberg (1986).

- [100] C. Hast (ARGUS), Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [101] J. Spengler (ARGUS), *private Mitteilung über die Anzahl produzierter B - Mesonen* (1989).
- [102] T. Bowcock *et al.* (CLEO), *Investigation of $DD\bar{D}$ Correlations and the Total Charm Cross Section in Nonresonant e^+e^- Annihilations at $\sqrt{s} = 10.5\text{ GeV}$* , Cornell Preprint, Sept. 1987.
- [103] G. Harder (ARGUS), Dissertation, Universität Hamburg, 1989 (DESY Interner Bericht DESY F15-89/01).
- [104] A. Rostovtsev (ARGUS), *private Mitteilung über die Untersuchung von Reflexionen im $K\pi\pi$ -Massenspektrum* (1989).
- [105] B. Andersson, G. Gustafson and B. Söderberg, *Z. Phys.* **C20**, 317 (1983); T. Sjöstrand, Lund preprint LU-TP 85-10 (1985).
- [106] R.M. Baltrusaitis *et al.* (MARK III), *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2140 (1986).
- [107] R. Waldi, *Monte Carlo Program for Event Kinematics*, ARGUS Software Note Nr. 28, unveröffentlicht.
- [108] D. Scora, *private Mitteilung über die separaten Beiträge der höher angeregten Charm-Mesonen zu semileptonischen B Zerfällen*.
- [109] S. Schael, Dissertation, Universität Karlsruhe 1990 (preprint IEKP-KA/90-1).
- [110] S.R. Wagner *et al.* (MARK II), *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1095 (1990).

Autorenliste der ARGUS Kollaboration

Stand: Juni 1990

- H. Albrecht, H. Ehrlichmann, G. Harder, A. Krüger, A. Nau, A. W. Nilsson, A. Nippe, T. Oest, M. Reidenbach, M. Schäfer, W. Schmidt-Parzefall, H. Schröder, H. D. Schulz, F. Sefkow, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany
- R. D. Appuhn, C. Hast, G. Herrera, H. Kolanoski, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel, H. Scheck, M. Schieber, G. Schweda, B. Spaan, A. Walther, D. Wegener
Institut für Physik, Universität Dortmund, Germany
- M. Paulini, K. Reim, U. Volland, H. Wegener
Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany
- W. Funk, J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Germany
- S. Ball, J. C. Gabriel, C. Geyer, A. Hölscher, W. Hofmann, B. Holzer, S. Khan, M. Spahn, J. Spengler
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
- D. I. Britton¹, C. E. K. Charlesworth², K. W. Edwards³, H. Kapitza³, P. Krieger², R. Kutschke², D. B. MacFarlane¹, K. W. McLean¹, R. S. Orr², J. A. Parsons², P. M. Patel¹, J. D. Prentice², S. C. Seidel², G. Tsipolitis¹, K. Tzamariudaki¹, T.-S. Yoon²
Institute of Particle Physics, Canada
- T. Ruf⁴, S. Schael, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, Germany
- B. Boštjančič, G. Kernel, P. Križan⁵, E. Križnič, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia
- H. I. Cronström, L. Jönsson
Institute of Physics, University of Lund, Sweden
- A. Babaev, M. Danilov, A. Droutskoy, B. Fominykh, A. Golutvin, I. Gorelov, F. Ratnikov, V. Lubimov, A. Rostovtsev, A. Semenov, S. Semenov, V. Shevchenko, V. Soloshenko, V. Tchistilin, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR
- R. Childers, C. W. Darden
University of South Carolina, Columbia, SC, USA

¹ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

² University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

³ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁴ Now at ETH Zürich, Switzerland.

⁵ Currently at Alexander v. Humboldt Stiftung, Bonn.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der ARGUS-Kollaboration bedanken, die zum Erfolg des Experiments beigetragen und die Voraussetzungen für diese Arbeit geschaffen haben.

Besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall für die freundliche Aufnahme und die Überlassung des interessanten Themas, für die fortwährende Unterstützung und schließlich für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Herr Dr. habil. H. Schröder hat mir oft mit seinem Rat geholfen. Mit Anregungen und Kritik hat er fördernd und fordernd zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ihm verdanke ich sehr viel.

Herr Prof. Dr. V. Soergel hat mir die Durchführung der Arbeit ermöglicht und war stets bereit, sie zu diskutieren. Dafür und für die freundliche Ermutigung möchte ich ihm herzlich danken.

Die Datenanalyse baut maßgeblich auf den Arbeiten der Herren Drs. R. Gläser und G. Harder auf. An ihren Erfahrungen teilzuhaben, war ein großer Gewinn, und die freundschaftliche Zusammenarbeit mit ihnen hat mir sehr viel Freude gemacht. Dafür sei beiden hier herzlichst gedankt.

