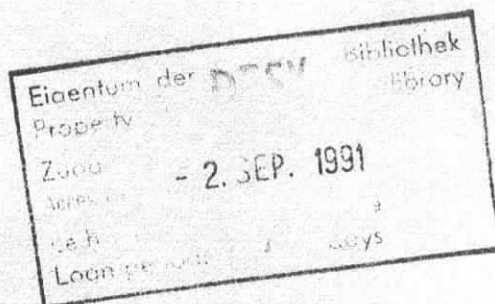


Interner Bericht
DESY F15-91-04
Juni 1991

Messung der D^{*-} -Polarisation
in inklusiven Zerfällen von B-Mesonen

von

Hartmut Kuipers



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

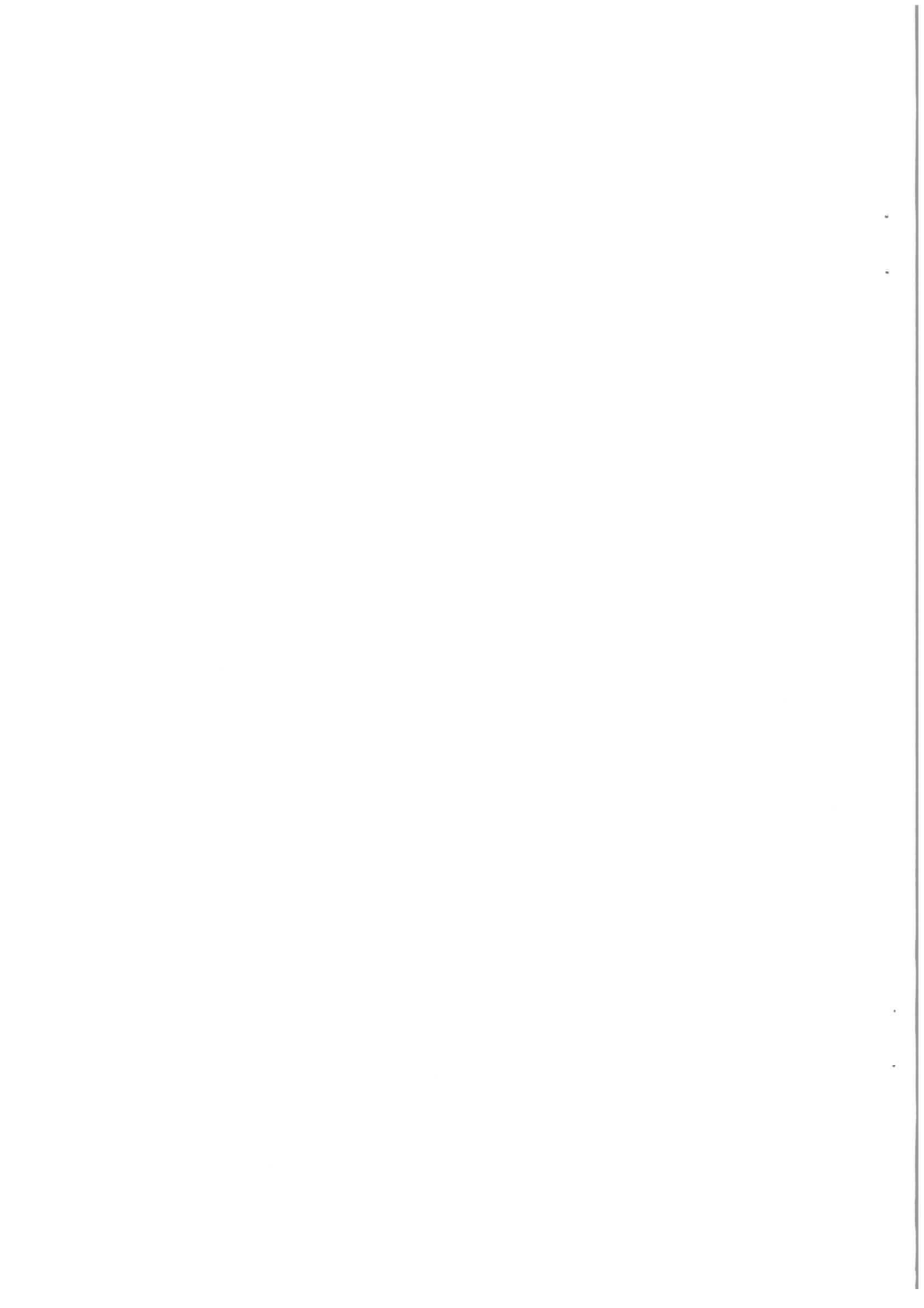
DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

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

Messung der D^{*+} -Polarisation
in inklusiven Zerfällen von B -Mesonen

Diplomarbeit
von
Hartmut Kuipers ✓

Universität Hamburg
Mai 1991



Abstract

Using the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II the average polarization of the D^{*+} mesons in the inclusive decay $B \rightarrow D^{*+}X$ was measured. The ratio of the longitudinal to the transverse helicity components in the decay width was found to be:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 0.95_{-0.25}^{+0.35} \pm 0.15$$

This value is in agreement with that measured in semileptonic B decays.

The q^2 spectra were also measured. Making a cut in the angular decay distribution it was possible to show a difference in the q^2 spectra of longitudinal and transverse polarized D^{*+} mesons.

All results are in a good agreement with a new theoretical model of Wirbel and Wu.

Zusammenfassung

Mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- Speicherring DORIS II wurde die mittlere Polarisation der D^{*+} Mesonen im inklusiven Zerfall $B \rightarrow D^{*+}X$ gemessen. Das Verhältnis der longitudinalen zu den transversalen Helizitätskomponenten in der Zerfallsbreite ergab sich zu:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 0.95_{-0.25}^{+0.35} \pm 0.15$$

Dieser Wert stimmt mit dem überein, der in semileptonischen B -Zerfällen gemessen worden ist.

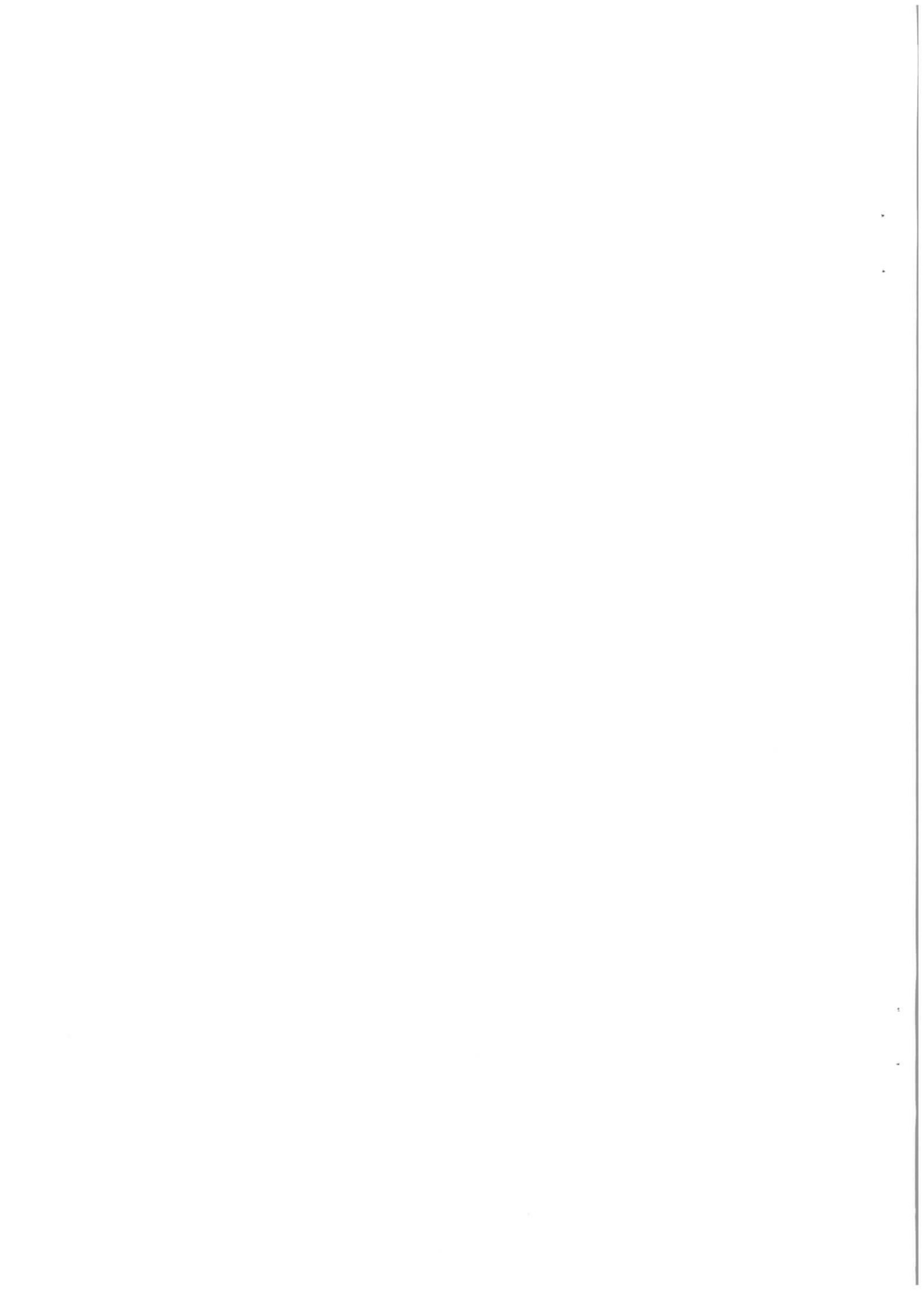
Es erfolgten außerdem Messungen der q^2 Spektren. Mit Hilfe eines Schnitts in der Zerfallswinkelverteilung war es möglich, das unterschiedliche q^2 Verhalten longitudinal und transversal polarisierter D^{*+} -Mesonen zu zeigen.

Alle Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit einem neuen theoretischen Modell von Wirbel und Wu.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	4
1 Theoretische Grundlagen	6
1.1 Das b-Quark im Standardmodell	6
1.2 Produktion und Zerfälle der B-Mesonen	7
1.2.1 Das Υ -System	7
1.2.2 Das Spectator-Modell	9
1.3 Das Modell von Wirbel und Wu	10
2 Das Experiment	17
2.1 Der Speicherring DORIS II	17
2.2 Der Detektor ARGUS	18
2.2.1 Das Magnetsystem	19
2.2.2 Die Hauptdriftkammer	21
2.2.3 Die Vertex-Driftkammer	22
2.2.4 Das Flugzeitsystem	22
2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter	23
2.2.6 Die Myonkammern	23
2.3 Das ARGUS-Triggersystem	23
2.4 Die Datenverarbeitung	25
2.4.1 Die Erfassung der Rohdaten	25
2.4.2 Die Rekonstruktion der Daten	25
2.4.3 Die Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen	26
2.4.4 Die Analysesprache KAL	27
3 Grundlagen der Analyse	28
3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen	28
3.2 Das Monte-Carlo-Programm	30
3.3 Die Datenmenge	32
3.4 Die Grundlagen der Polarisationsbestimmung	33

4 Die Analyse	35
4.1 Die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen	35
4.2 Die Messung der Zerfallswinkelverteilung	38
4.2.1 Der Einfluß des B -Impulses auf die $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung	39
4.2.2 Die unkorrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung	40
4.2.3 Der Akzeptanzverlauf in $\cos \vartheta_\pi$	41
4.2.4 Die Anpassungsrechnung an die $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung	43
4.2.5 Die Energieabhängigkeit der D^{*+} -Polarisation	47
4.3 Die Messung der $x_E(D^{*+})$ - und q^2 -Spektren	49
4.3.1 Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$	49
4.3.2 Die $x_E(D^{*+})$ -Spektren	50
4.3.3 Die q^2 -Spektren des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$	52
4.4 Die Korrektur der Polarisation auf die $x_E(D^{*+})$ -Akzeptanz	56
4.5 Das Ergebnis der Polarisationsbestimmung	60
5 Diskussion der Ergebnisse	61
5.1 Vergleich mit semileptonischen B - und D - Zerfällen	61
5.2 Vergleich mit dem Modell von Wirbel und Wu	62
A Anhang	64
A.1 Der χ^2 -Test an der unkorrigierten Zerfallswinkelverteilung	64
A.2 Das inklusive Verzweigungsverhältnis	65
Danksagung	67
Abbildungsverzeichnis	68
Tabellenverzeichnis	70
Literaturverzeichnis	71
Die ARGUS-Kollaboration	73



Einleitung

Die Phänomene in der Elementarteilchenphysik werden im Standardmodell auf die elektroschwache und die starke Wechselwirkung zurückgeführt. In den letzten Jahren haben zahlreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen viel zum physikalischen Verständnis dieser fundamentalen Kräfte beigetragen. Das Studium der Zerfälle der B -Mesonen hatte daran einen nicht unerheblichen Anteil.

Die B -Mesonen enthalten das schwerste bislang nachgewiesene Quark, das b -Quark. Bei seinem schwachen Zerfall kommt es zu einem komplizierten Wechselspiel zwischen der schwachen und starken Wechselwirkung, das theoretisch sehr schwierig zu beschreiben und noch nicht vollkommen verstanden ist. Diese Unsicherheiten lassen sich reduzieren, wenn man semileptonische Zerfälle betrachtet, da die Leptonen des Endzustands nicht der starken Wechselwirkung unterliegen.

Es gibt mehrere theoretische Modelle, die Aussagen zur D^* -Polarisation in semileptonischen B -Zerfällen machen. Diese Modelle sind bereits experimentell überprüft worden. In dieser Arbeit wird dagegen zum ersten Mal die Messung der D^* -Polarisation¹ in inklusiven B -Zerfällen vorgestellt. Durch Hinzunahme der hadronischen Zerfälle und durch den Vergleich mit den aus semileptonischen Zerfällen gewonnenen Resultaten ist es möglich, Rückschlüsse auf den Einfluß der starken Wechselwirkung auf die Polarisation der D^* -Mesonen zu ziehen und damit etwas Licht in das Wechselspiel zwischen diesen beiden fundamentalen Kräften zu bringen.

Die Polarisation ist unmittelbar verknüpft mit der Verteilung der drei Helizitätszustände der D^* -Mesonen. Die theoretischen Schwierigkeiten, Aussagen über den Einfluß der starken Wechselwirkung auf diese Verteilung zu machen, werden schon daraus ersichtlich, daß es bis heute keine befriedigende Erklärung für die überraschend hohe K^* -Polarisation gibt, wie sie in semileptonischen D -Zerfällen beobachtet worden ist. Die Messung der Polarisation im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$ hat zu einem großen Fortschritt bei der Klärung dieser Probleme geführt. Bislang gibt es nur ein theoretisches Modell — von M. Wirbel und Y.-L. Wu [1] —, das Aussagen zur D^* -Polarisation in inklusiven B -Zerfällen macht, und das in diesem Punkt somit erstmalig einem Test unterworfen wird. In dieser Analyse erfolgten außerdem Messungen von q^2 -Spektren. Diese erlauben es, das unterschiedliche q^2 -Verhalten der Zerfallsbreiten longitudinal und transversal polarisierter D^* -Mesonen zu beobachten, und ebenfalls mit den Berechnungen von Wirbel und Wu zu vergleichen.

¹Hier wurden nur geladene D^* -Mesonen rekonstruiert. Wenn im folgenden von der Messung der D^* -Polarisation die Rede ist, dann ist damit strenggenommen die Polarisation der geladenen D^* -Mesonen gemeint.

Die geladenen D^* -Mesonen sind für die B -Physik von besonderer Bedeutung, weil sie sich leicht mit niedrigem kombinatorischen Untergrund rekonstruieren lassen und genügend häufig produziert werden, so daß sie gut für eine vollständige Rekonstruktion der B -Mesonen geeignet sind. Dabei lassen sich physikalische Aussagen wie z.B. Verzweigungsverhältnisse ohne die Verwendung von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen nur schwer gewinnen. Deshalb ist es wichtig, daß die Monte-Carlo Ereignisse möglichst genau der Wirklichkeit entsprechend generiert werden. Bislang ist aber kein Programm für die Ereignisgenerierung verfügbar, das die hadronischen $B \rightarrow D^*$ Übergänge adäquat, d.h. unter richtiger Reproduktion der Spektren und der Polarisation, beschreibt. Dieser unbefriedigende Umstand kann vielleicht mittels der in dieser Analyse gewonnenen Resultate beseitigt werden.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im ersten Kapitel werden einige theoretische Aspekte der Entstehung und der Zerfälle von B -Mesonen vorgestellt. Es folgt ein Kapitel, in dem der Aufbau des Experiments beschrieben wird. Im dritten Kapitel werden einige grundlegende Gesichtspunkte der Analyse dargelegt. Die Beschreibung der Analyse und ihrer Ergebnisse bildet im vierten Kapitel den zentralen Abschnitt dieser Arbeit. Es folgt ein abschließendes Kapitel, in dem die Ergebnisse zusammengefaßt und diskutiert werden.

Abschließen möchte ich diese Einleitung mit einem Zitat von M. Wirbel und Y.-L. Wu aus jener Veröffentlichung, in der sie ihre oben erwähnten Berechnungen präsentieren, und damit die Hoffnung zum Ausdruck bringen, daß meine Ergebnisse in dem dort gemeinten Sinne hilfreich sein mögen :

In order to gain more detailed information on unknown form factors and thereby on hadronic matrix elements, additional experimental information is needed: For example a precise measurement of spectra and the determination of the D^ polarization will be helpful.*

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel soll einen Überblick über die Grundlagen vermitteln, die für die Einordnung dieser Arbeit innerhalb der theoretischen Elementarteilchenphysik erforderlich sind. Im ersten Teil wird kurz die Stellung des b -Quarks im Rahmen des Standardmodells vorgestellt. Im zweiten Teil wird auf die Erzeugung der B -Mesonen und deren Zerfälle eingegangen. Das Modell von Wirbel und Wu soll aufgrund seiner bereits in der Einleitung erwähnten Bedeutung am Ende dieses Kapitels etwas ausführlicher dargestellt werden.

1.1 Das b -Quark im Standardmodell

Das b -Quark ist für die Struktur des Standardmodells von großer Bedeutung. Es wurde 1973 zusammen mit dem bislang nicht entdeckten t -Quark von Kobayashi und Maskawa [2] in einem theoretischen Modell zur Beschreibung der CP-Verletzung im System der neutralen K-Mesonen vorgeschlagen und konnte 1977 mit der Entdeckung der Υ -Resonanz am Fermilab [3] experimentell nachgewiesen werden.

Im Standardmodell werden die linkshändigen Fermionen in $SU(2)$ -Doublets eingeteilt:

$$\text{Leptonsektor:} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

$$\text{Quarksektor:} \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

Die Eigenzustände d', s', b' der schwachen Wechselwirkung sind Mischungen der Masseneigenzustände und werden mit diesen durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix ineinander überführt:

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

Im Leptonsektor existiert vermutlich keine derartige Mischung, falls die Neutrinos masselos sind. Die Matrix V_{CKM} ist unitär und besitzt vier freie Parameter, drei Mischungswinkel und eine möglicherweise für die CP-Verletzung verantwortliche Phase.

Die schwachen Flavour-ändernden Zerfälle lassen sich durch eine Kopplung der Doublets an die geladenen Eichbosonen W^+, W^- beschreiben. Falls dabei die Impulsüberträge klein sind im Vergleich zur W -Masse, lautet die effektive Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L}_{CC}^{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \mathcal{J}_{cc}^\mu \mathcal{J}_{\mu,cc}^\dagger \quad (1.2)$$

Hierbei ist G_F die Fermi-Konstante.

Aus der Form des schwachen geladenen Stromes \mathcal{J}_{CC}^μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{CC}^\mu = & (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma^5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ & + (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.3)$$

wird die Bedeutung der Elemente der Matrix V_{CKM} als Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den (u, c, t) - und den (d, s, b) -Quarks ersichtlich.

Die Physik der B -Mesonen hat in den letzten Jahren viel zur experimentellen Überprüfung des Standardmodells beigetragen. So sind durch sie fünf von 18 Parametern des Standardmodells prinzipiell bestimmbar geworden. Ferner weisen bestimmte Prozesse, wie z.B. seltene B -Zerfälle, die durch Schleifendiagramme beschrieben werden, eventuell über das Standardmodell hinaus [4].

1.2 Produktion und Zerfälle der B-Mesonen

1.2.1 Das Υ -System

Das Υ -System besteht aus den verschiedenen radialen Anregungen eines Bindungszustands, bestehend aus einem b - und einem \bar{b} -Quark. Aufgrund der großen Masse des b -Quarks kann für die Berechnung der Zustände die nichtrelativistische Schrödingergleichung verwendet werden, so daß sich ein Termschema ähnlich dem des Positroniums ergibt. Die Υ -Resonanzen können in e^+e^- -Annihilation erzeugt werden und müssen demnach die gleichen Quantenzahlen wie das hierbei entstehende virtuelle Photon haben, also $J^{PC} = 1^{--}$ (s. Abbildung 1.1)

Den Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion zeigt Abbildung 1.2 .

Von großer Bedeutung ist der dritte radial angeregte Zustand, die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, bei einer Schwerpunktenergie von 10.58 GeV, weil diese Resonanz gerade über der energetischen Schwelle zur Erzeugung zweier B -Mesonen liegt und also die beiden leichtesten pseudoskalaren B -Mesonen, $B^-(\bar{b}u)$ und $B^0(\bar{b}d)$ ¹, erzeugen kann. Der Wirkungsquerschnitt der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz beträgt etwa 1 nb, der Untergrund aus Kontinuumsereignissen hat einen Wirkungsquerschnitt von etwa 3 nb.

¹Der ladungskonjugierte Zustand sei im folgenden immer mit eingeschlossen.

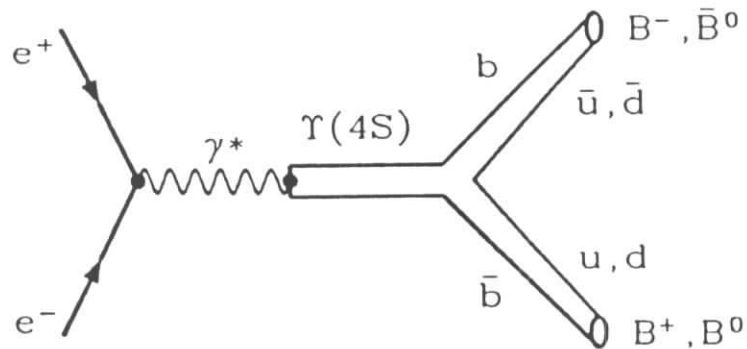


Abbildung 1.1: Erzeugung einer $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der e^+e^- -Annihilation mit anschließendem Zerfall in zwei B -Mesonen

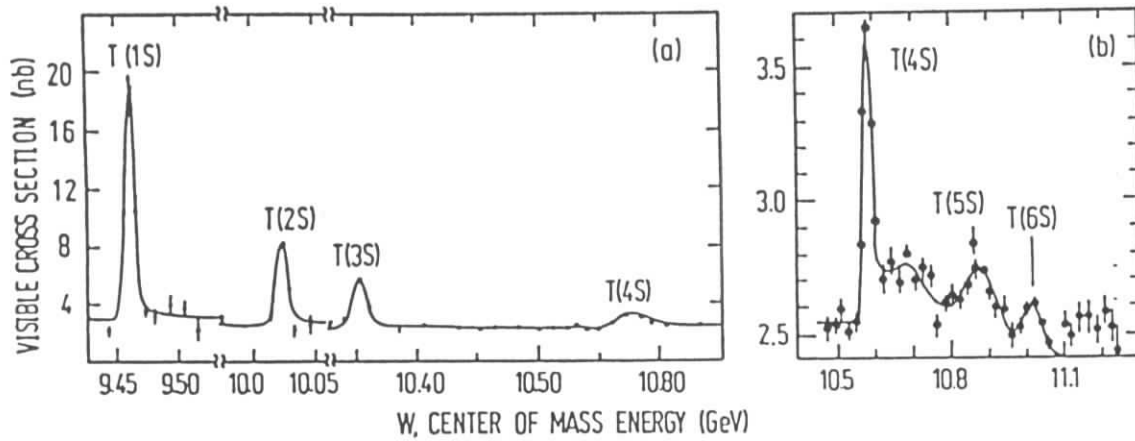


Abbildung 1.2: Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ (aus [5])

Aufgrund der Massenwerte der hier erzeugten B -Mesonen ($m_{B^+} = (5280.5 \pm 1.0 \pm 2.0) M\epsilon V/c^2$, $m_{B^0} = (5279.6 \pm 0.7 \pm 2.0) M\epsilon V/c^2$, aus [6]) haben diese einen sehr kleinen Impuls von etwa $300 M\epsilon V/c$, werden also fast in Ruhe erzeugt. Dies erschwert deren Rekonstruktion, da die Zerfallsprodukte nicht räumlich voneinander getrennt werden können, ist aber für die Bestimmung der D^* -Polarisation von Vorteil, weil sie im Ruhesystem der B -Mesonen definiert ist, und — wie die spätere Analyse zeigt — bei kleinen B -Impulsen auf eine Lorentztransformation in deren Ruhesystem verzichtet werden kann.

1.2.2 Das Spectator-Modell

Elementare Prozesse in der Elementarteilchenphysik werden mit Hilfe von Feynman-Diagrammen berechnet. Diese Methode, die mathematisch einer Reihenentwicklung entspricht, ist nur bei kleinen Kopplungskonstanten wie bei der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung durchführbar. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist jedoch nur bei großen Viererimpulsüberträgen genügend klein. Deshalb ist man in all jenen Fällen, in denen Gluonen mit kleinen Viererimpulsüberträgen ausgetauscht werden können, auf phänomenologische Modelle angewiesen, also im Prinzip bei allen Prozessen, an denen die starke Wechselwirkung beteiligt ist.

Die Effekte der starken Wechselwirkung können in zwei Bereiche eingeteilt werden:

- kurzreichweitiger Austausch harter Gluonen mit hohen Impulsüberträgen
- Austausch weicher Gluonen, der zu langreichweitigen Bindungseffekten führt.

Die entscheidende Annahme besteht in einer Separation dieser beiden Bereiche. Dies bedeutet, daß einerseits die kurzreichweitigen Effekte zu einer Modifikation des Hamiltonoperators führen, also störungstheoretisch behandelt werden können, und daß andererseits die langreichweitigen Effekte in den Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustands berücksichtigt werden, die mit Hilfe phänomenologischer Modelle berechnet werden müssen.

Das Spectator-Modell macht die zusätzliche Näherung, daß der schwache Zerfall des schweren Quarks vom leichten Quark nicht beeinflusst wird, dieses also nur die Rolle eines Zuschauers spielt. Das entsprechende Diagramm für den schwachen Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons in ein D^{*+} -Meson zeigt die Abbildung 1.3.

In Analogie zum Myon-Zerfall erhält man zunächst für die semileptonische Zerfallsbreite:

$$\Gamma(b \rightarrow cl^- \bar{\nu}_l) \simeq \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 \quad (1.4)$$

und für den hadronischen $b \rightarrow c\bar{u}d$ Übergang:

$$\Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d) \simeq 3 \cdot \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{ud}^* V_{cb}|^2 \quad (1.5)$$

wobei der Faktor 3 von den Farbfreiheitsgraden der Quarks herrührt. Diese Ausdrücke sind wegen folgender Effekte zu korrigieren:

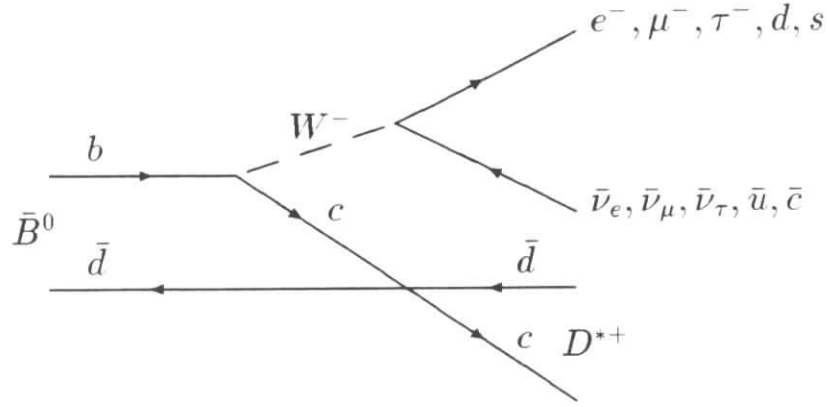


Abbildung 1.3: *Spectator-Diagramm für den Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons in ein D^{*+} -Meson*

- Die Massen m_i der Fermionen im Endzustand bedingen Phasenraumkorrekturen ($I_{PS}(\frac{m_i^2}{m_b^2})$). Diese hängen stark von der Wahl der Quarkmassen ab und stellen somit eine große Unsicherheitsquelle dar [7].
- QCD-Strahlungskorrekturen (f_{rad}) führen zu einer Unterdrückung der semileptonischen ($f_{rad} \simeq 0.86$) und zu einer Verstärkung der hadronischen ($f_{rad} \simeq 1.03$) Zerfälle [7].
- Bei hadronischen Zerfällen können zusätzlich Gluonen mit großen Viererimpulsüberträgen auftreten, die mit dem W-Boson eine Schleife bilden. Dieser Effekt führt zu einer weiteren Verstärkung hadronischer Zerfälle ($F_{nl} \simeq 1.14$).

Diese Korrekturen führen insgesamt zu folgender Modifikation der Zerfallsbreite:

$$\Gamma \longrightarrow \Gamma \cdot I_{PS} \left(\frac{m_i^2}{m_b^2} \right) \cdot f_{rad}(m_b) \cdot F_{nl}(m_b) \quad (1.6)$$

Die Beschreibung durch das Spectatormodell sollte umso angemessener sein, je schwerer das zerfallende Quark ist. In der Tat sind die Voraussagen für das B -Meson recht gut, während sich für das Charm-tragende D -Meson nicht unerhebliche Abweichungen ergeben [7].

1.3 Das Modell von Wirbel und Wu

Das Modell von Wirbel und Wu [1] macht Aussagen über die Zerfallsraten und die Spektren der Zerfälle $B \rightarrow DX$ und $B \rightarrow D^*X$, wobei X einen beliebigen hadronischen oder leptonicen Endzustand bezeichnet, und geht in diesem Fall über das Spectatormodell hinaus.

Die grundlegenden Annahmen und Näherungen dieses Modells betreffen die hadronischen Zerfälle, die erwartungsgemäß die größeren theoretischen Schwierigkeiten bereiten. Für einen hadronischen $b \rightarrow c$ Übergang ist der effektive Hamiltonoperator gegeben

durch

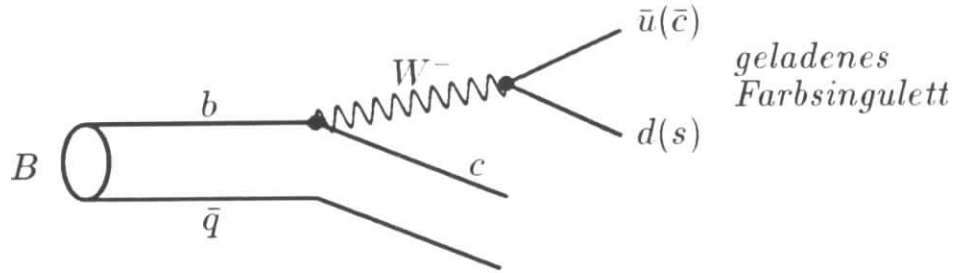
$$\mathcal{H}_{eff} = -(G_F/\sqrt{2})V_{cb} \{c_1(q)[(\bar{c}b)^\mu(\bar{d}'u)_\mu + (\bar{c}b)^\mu(\bar{s}'c)_\mu] + c_2(q)[(\bar{d}'b)^\mu(\bar{c}u)_\mu + (\bar{s}'b)^\mu(\bar{c}c)_\mu]\} \quad (1.7)$$

Hier wurde die abkürzende Schreibweise

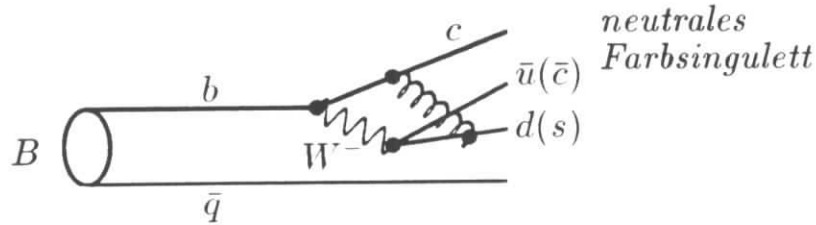
$$(\bar{q}_2 q_1)^\mu = \sum_\alpha \bar{q}_{2\alpha} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_{1\alpha}, \quad \alpha = 1, 2, 3 (\text{Farbindex}) \quad (1.8)$$

verwendet.

Neben einem geladenen, zu c_1 proportionalen Strom tritt zusätzlich ein zu c_2 proportionaler Flavour-ändernder neutraler Strom (FCNC) auf. Ohne Berücksichtigung der Gluonen wäre die Bildung der dabei entstehenden Farbsingulets mit einem Farbfaktor $1/3$ unterdrückt. (s. Abbildung 1.4)



a) $c_1 \simeq 1.13$



b) $c_2 \simeq -0.29$

Abbildung 1.4: Feynman-Diagramme, die den Amplituden c_1 a) und c_2 b) entsprechen

Die Koeffizienten c_1 und c_2 hängen von der jeweiligen Massenskala ab. Für das b-Quark haben sie die Werte:

$$c_1(m_b) \simeq 1.13, \quad c_2(m_b) \simeq -0.29 \quad (1.9)$$

Die grundlegende Annahme besteht nun in einem *Faktorisierungsansatz* für die Matrixelemente. Hierbei wird die Hadronisierung der Quarks mit Hilfe von asymptotischen

Hadronfeldern beschrieben; mögliche Wechselwirkung zwischen den Endzuständen wird dabei also vernachlässigt. Das Matrixelement lautet dann :

$$\langle q_1 \bar{q}_2 c \bar{q} | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \simeq (G_F / \sqrt{2}) V_{cb} [a_1 \langle q_1 \bar{q}_2 | (\bar{q}_1 q_2)^\mu | 0 \rangle \langle c \bar{q} | (\bar{c} b)_\mu | B \rangle + a_2 \langle c \bar{q}_2 | (\bar{c} q_2)^\mu | 0 \rangle \langle q_1 \bar{q} | (\bar{q}_1 b)_\mu | B \rangle] \quad (1.10)$$

\bar{q} ist das Zuschauerquark und $q_1 \bar{q}_2$ bezeichnen die $u \bar{d}'$ bzw. $c \bar{s}'$ Quarks. Hier wurden neue Parameter a_1 und a_2 eingeführt, die von der Massenskala unabhängig sind, und den Umstand berücksichtigen sollen, daß das Quark-Antiquark-Paar des hadronischen Endzustandes entweder als ein Farbsingulett oder als ein Nichtsingulett-Zustand erzeugt wird und Anteile der beiden zu c_1 und c_2 proportionalen Ströme enthält. Falls also das Quark-Antiquark-Paar sich in einem Nichtsingulett-Zustand befindet, muß man das entsprechende Matrixelement mit einem Farbfaktor ξ multiplizieren. Deshalb erwartet man, daß

$$a_1 = c_1(m_b) + \xi c_2(m_b), \quad a_2 = c_2(m_b) + \xi c_2(m_b) \quad (1.11)$$

Bei drei möglichen Farbzuständen der Quarks müßte man $\xi = 1/3$ erwarten, aber da man beachten muß, daß durch den langreichweitigen Austausch weicher Gluonen die Farbstruktur verändert werden kann, bleiben a_1 und a_2 zunächst freie Parameter. Es hat sich gezeigt, daß exklusive Zweikörperzerfälle von D - und B -Mesonen gut mit $a_1 \simeq c_1$ und $a_2 \simeq c_2$, d.h. $\xi \simeq 0$ beschrieben werden können.

Als nächstes machen die Autoren die stark vereinfachende Näherung, daß das Matrixelement $\langle c \bar{q} | (\bar{c} b)_\mu | B \rangle$ durch die Zerfälle in D - und D^* -Mesonen vollständig bestimmt wird, und daß $|a_2| \ll |a_1|$, d.h. daß der zweite Term in (1.10) vernachlässigt werden kann. Das Matrixelement ist dann gegeben durch

$$\langle X D(D^*) | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle \simeq (G_F / \sqrt{2}) V_{cb} a_1 \langle q_1 \bar{q}_2 | (\bar{q}_1 q_2)^\mu | 0 \rangle \langle D(D^*) | (\bar{c} b)_\mu | B \rangle \quad (1.12)$$

entsprechend Abbildung 1.5 a). Die Beiträge der Diagramme b)–d) werden demnach vernachlässigt.

Das Matrixelement kann nun in Formfaktoren zerlegt werden. Diese Zerlegung benutzt die Lorentzinvarianz und besteht aus einer Linearkombination von Viererfaktoren, deren Koeffizienten Formfaktoren genannt werden und vom Viererimpulsübertrag q_μ abhängen:

$$q_\mu = (p_B - p_{D^*})_\mu \quad (1.13)$$

p_B und p_{D^*} sind die Viererimpulse des B - bzw. D^* -Mesons². Da das D^* -Meson mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ ein Vektorteilchen ist, muß das Matrixelement $\langle D^* | (\bar{c} b)_\mu | B \rangle$ sowohl einen Vektor- ($V(q^2)$) als auch drei Axialvektoranteile ($A_i(q^2)$, $i = 0, 1, 2$) enthalten :

$$\langle D^* | (\bar{c} b)_\mu | B \rangle = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_B^\nu p_{D^*}^\alpha \varepsilon^{*\beta} \frac{2}{m_B + m_{D^*}} V(q^2) + i t_\mu + i \frac{\varepsilon^* q}{q^2} q_\mu 2m_{D^*} A_0(q^2) \quad (1.14)$$

mit

$$t_\mu = \left(\varepsilon_\mu^* - \frac{\varepsilon^* q}{q^2} \right) (m_B + m_{D^*}) A_1(q^2) - \left(\frac{q^2}{m_B^2 - m_{D^*}^2} (p_B + p_{D^*})_\mu - q_\mu \right) \frac{\varepsilon^* q}{q^2} (m_B - m_{D^*}) A_2(q^2) \quad (1.15)$$

²Ab jetzt beschränke ich mich auf die Aussagen, die den hier interessierenden Zerfall $B \rightarrow D^* X$ betreffen

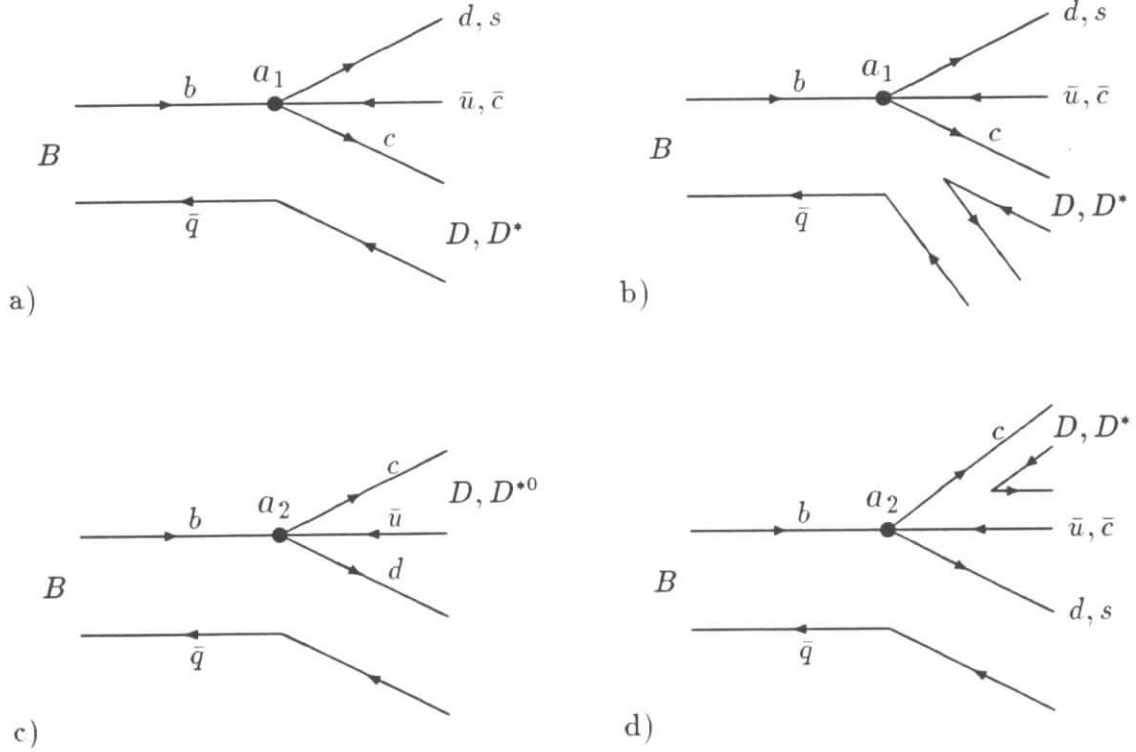


Abbildung 1.5: Diagramme, die zum hadronischen $B \rightarrow D(D^*)X$ Zerfall beitragen

ε_μ^* ist der D^* -Polarisationsvektor und $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ der total-antisymmetrische Levi-Civita-Tensor.

Eine analoge Zerlegung in Formfaktoren wird auch für semileptonische Zerfälle benutzt. Ihre Berechnung geschieht mit Hilfe der Wellenfunktionen der Mesonen, wobei für die $q\bar{q}$ -Paare das Potential eines relativistischen harmonischen Oszillators angenommen wird [8].

Die differentielle Zerfallsbreite ergibt sich nun als

$$\frac{d\Gamma}{dq^2}(B \rightarrow D^*X) = \frac{G_F^2 c^2}{32\pi m_B} |V_{cb}|^2 \sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D^*}^2, q^2)} \frac{q^2}{m_B^2} \left\{ [H_+^2(q^2) + H_-^2(q^2) + H_{0T}^2(q^2)] \varrho_T(q^2) + H_{0L}^2(q^2) \varrho_L(q^2) \right\} \quad (1.16)$$

Die Formfaktoren sind in den Helizitätsamplituden $H_i(q^2)$ enthalten:

$$H_\pm(q^2) = (m_B + m_{D^*}) A_1(q^2) \mp \frac{\sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D^*}^2, q^2)}}{(m_B + m_{D^*})^2} V(q^2) \quad (1.17)$$

$$H_{0T}(q^2) = \frac{m_B + m_{D^*}}{2m_{D^*} \sqrt{q^2}} \left((m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2) A_1(q^2) - \frac{\lambda(m_B^2, m_{D^*}^2, q^2)}{(m_B + m_{D^*})^2} A_2(q^2) \right) \quad (1.18)$$

$$H_{0L} = \frac{1}{\sqrt{q^2}} \sqrt{\lambda(m_B^2, m_{D^*}^2, q^2)} A_0(q^2) \quad (1.19)$$

Hierbei gilt $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$.

Es ist $c = a_1$ für hadronische und $c = 1$ für semileptonische Zerfälle.

Um den Einfluß des Endzustandes X zu berücksichtigen, wurden hier außerdem transversale und longitudinale Spektralfunktionen $\varrho_T(q^2)$ und $\varrho_L(q^2)$ eingeführt, die durch die Beziehung

$$(2\pi)^3 \sum_X \delta^4(q - p_X) \langle 0 | J_\mu^\dagger(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | 0 \rangle = (-g_{\mu\nu} q^2 + q_\mu q_\nu) \varrho_T(q^2) + q_\mu q_\nu \varrho_L(q^2) \quad (1.20)$$

definiert sind.³ Für deren Berechnung werden zwei Modelle benutzt:

1. Das erste Modell behandelt die Endzustände als ein System freier Quarks (*free quark model*). Das Ergebnis ist dann auch auf den semileptonischen Fall anwendbar. Für die Quarkmassen werden jeweils zwei unterschiedliche Werte angenommen:

- Strommassen: $m_u = m_d = 0, m_s = 0.15 \text{ GeV}, m_c = 1.4 \text{ GeV}$;
- Konstituentenmassen: $m_u = m_d = 0.35 \text{ GeV}, m_s = 0.55 \text{ GeV}, m_c = 1.7 \text{ GeV}$.

2. Das zweite Modell teilt den hadronischen Beitrag für die Spektralfunktionen in zwei Anteile auf: ein Anteil kommt von Einteilchenzuständen, der zweite Anteil wird von einem hadronischen Kontinuum gebildet. Dieses Modell lehnt sich an eine Arbeit von Pietschmann und Rupertsberger an [9]. Der Anteil der Einteilchenzustände berücksichtigt Beiträge der Mesonen π, ρ, a_1, D_s und D_s^* . Für das charmhaltige Kontinuum wird auf das erste Modell zurückgegriffen.

Die Ergebnisse von Wirbel und Wu sind in den Tabellen 1.1 und 1.2 zusammengefaßt, normierte q^2 -Spektren zeigt die Abbildung 1.6. Die Spektren gleichen denen, die man für semileptonische Zerfälle erwartet⁴. Die Unstetigkeiten haben ihre Ursache darin, daß bei der Berechnung der Spektralfunktionen Schwellenwerte für die Bildung der $u\bar{d}$ bzw. $c\bar{s}$ Quarks angenommen werden. So ergäben sich zum Beispiel im Modell 1 bei der Verwendung von Konstituentenmassen in Abbildung 1.6 a) Unstetigkeiten bei $q^2 = 0.49 (\text{GeV})^2$ und $q^2 = 5.09 (\text{GeV})^2$.

Die Verzweigungsverhältnisse für die Produktion neutraler und geladener D-Mesonen können mit diesem Modell berechnet werden:

$$Br(B \rightarrow D^0 X) \simeq (40 - 46)\% \quad (1.21)$$

und

$$Br(B \rightarrow D^+ X) \simeq (18 - 22)\% \quad (1.22)$$

Diese Ergebnisse sind mit den experimentellen Ergebnissen verträglich[11],[12]:

$$\begin{aligned} Br(B \rightarrow D^0 X) &= (0.522 \pm 0.079 \pm 0.035)\% \text{ ARGUS} \\ &= (0.500 \pm 0.061 \pm 0.067)\% \text{ CLEO} \\ Br(B \rightarrow D^+ X) &= (0.272 \pm 0.063 \pm 0.035)\% \text{ ARGUS} \\ &= (0.209 \pm 0.049 \pm 0.031)\% \text{ CLEO} \end{aligned}$$

³Bei Multiplikation mit q^μ bzw. q^ν verschwindet der Term vor $\varrho_T(q^2)$. Daraus ergeben sich die Bezeichnungen 'transversal' und 'longitudinal'.

⁴Eine Zusammenstellung mehrerer Modelle für semileptonische B-Zerfälle findet sich in [10].

Im Rahmen dieser Arbeit können einige weitere Aussagen überprüft werden, nämlich das Verhältnis der Zerfallsraten $B \rightarrow D_{long}^*/B \rightarrow D_{trans}^*$ und das q^2 -Spektrum des Zerfalls $B \rightarrow D^* X$.

Endzustand	$B \rightarrow D$	$B \rightarrow D^*$	$\frac{B \rightarrow D_{long}^*}{B \rightarrow D_{trans}^*}$
$e\bar{\nu}_e + \mu\bar{\nu}_\mu$	4.1 (4.1)	11.0 (11.0)	1.07 (1.07)
$\tau\bar{\nu}_\tau$	0.6 (0.6)	1.4 (1.4)	0.80 (0.80)
X_u	7.4 (6.8)	19.9 (17.9)	1.07 (1.03)
X_c	3.6 (2.0)	8.6 (4.2)	0.87 (0.75)
X	15.7 (13.4)	40.9 (34.4)	1.02 (1.00)

Tabelle 1.1: Zerfallsraten nach dem ersten Modell zur Berechnung der Spektralfunktionen in Einheiten von $10^{10} s^{-1}$ für $|V_{cb}| = 0.05$, mit Strom- und (Konstituenten-) Quarkmassen (aus [1])

Endzustand	$B \rightarrow D$	$B \rightarrow D^*$	$\frac{B \rightarrow D_{long}^*}{B \rightarrow D_{trans}^*}$
$e\bar{\nu}_e + \mu\bar{\nu}_\mu$	4.1 (4.1)	11.0 (11.0)	1.07 (1.07)
$\tau\bar{\nu}_\tau$	0.6 (0.6)	1.4 (1.4)	0.80 (0.80)
X_u	7.6 (7.0)	20.0 (19.1)	1.13 (1.10)
X_c	3.5 (2.9)	8.4 (7.1)	0.88 (0.87)
X	15.8 (14.6)	40.8 (38.6)	1.03 (1.02)

Tabelle 1.2: Zerfallsraten nach dem zweiten Modell zur Berechnung der Spektralfunktionen in Einheiten von $10^{10} s^{-1}$ für $|V_{cb}| = 0.05$, mit Strom- und (Konstituenten-) Quarkmassen (aus [1])

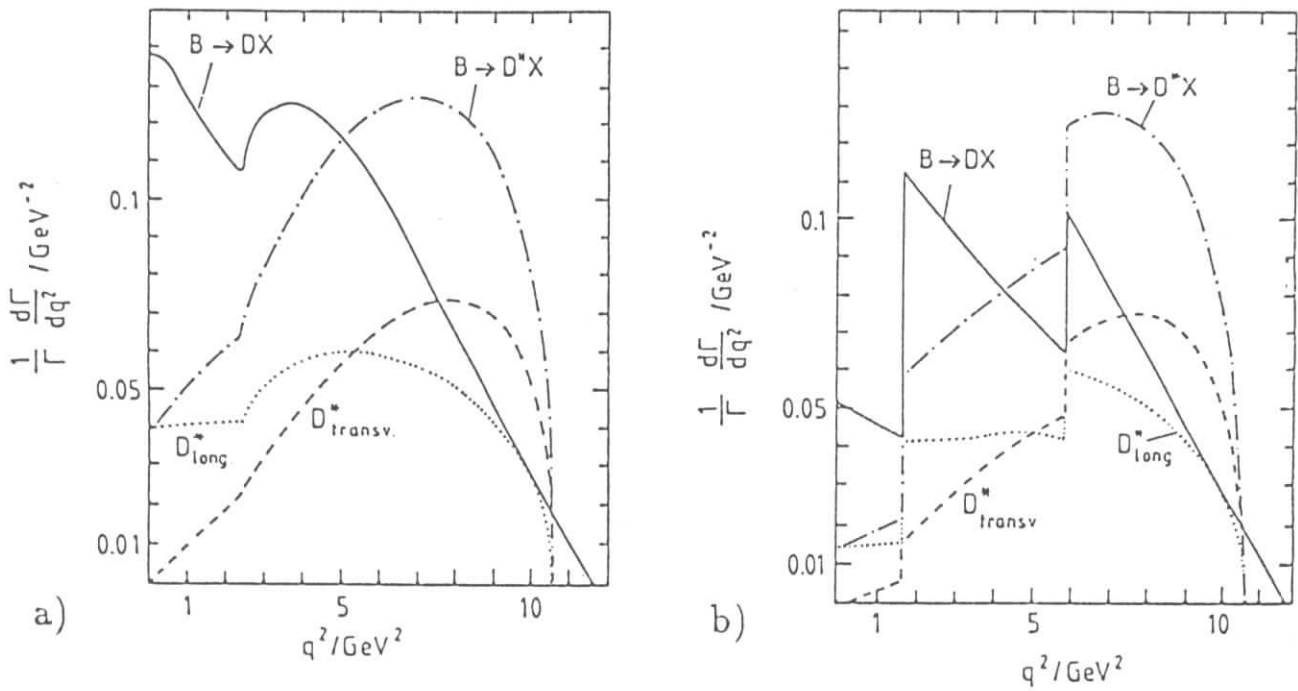


Abbildung 1.6: Normierte q^2 -Spektren nach Modell 1 a) mit Stromquarkmassen und nach Modell 2 b). In b) ist nur der Beitrag vom hadronischen Kontinuum berücksichtigt (aus [1]).

Kapitel 2

Das Experiment

Die gegenwärtigen Experimente in der Elementarteilchenphysik erfordern einen großen technischen Aufwand, sowohl für die Erzeugung von Teilchenstrahlen mit ausreichend hoher Energie bei möglichst großer Luminosität als auch für den Nachweis der bei den Kollisionen entstehenden Zerfallsprodukte. Und auch die Analyse der experimentellen Daten ist ohne die Benutzung moderner elektronischer Datenverarbeitung nicht möglich.

Der Beschreibung dieser experimentellen Techniken soll dieses Kapitel dienen. Es beginnt mit einer Beschreibung des DORIS-Speicherrings. Die Erklärung der Komponenten des ARGUS-Detektors bildet den zentralen Abschnitt. Das Kapitel endet mit einer Darstellung der Datenverarbeitungsmethoden.

2.1 Der Speicherring DORIS II

Der Speicherring DORIS wurde 1974 als **Doppelringspeicher** in Betrieb genommen und war aus zwei Strahlrohren konstruiert, in denen Elektronen und Positronen getrennt geführt wurden. In dieser ersten Arbeitsphase diente DORIS vor allem der Erforschung des J/ψ -Systems bei Schwerpunktenenergien von 3 – 4 GeV.

Im Jahre 1977 erfolgte der Umbau zu DORIS II, um die Untersuchung des damals entdeckten Υ -Systems zu ermöglichen. Dabei wurde das Konzept des Doppelringspeichers aufgegeben, weil man mit nur einem Vakuumrohr, in dem Elektronen und Positronen gemeinsam in entgegengesetzter Richtung laufen, eine höhere Luminosität erreichen kann. Die Luminosität ist ein bedeutender Maschinenparameter, da die Ereignisrate einer Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ von ihr abhängt:

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

Heute kann bei einer Strahlenergie von 5.3 GeV und einer Stromstärke von 40 mA pro Strahl eine maximale Luminosität von $33 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden.

Die Abbildung 2.1 zeigt schematisch das am Betrieb von DORIS II beteiligte Beschleunigersystem. In dem Linearbeschleuniger LINAC I werden die Elektronen auf etwa 50 MeV vorbeschleunigt und dann in das Synchrotron DESY injiziert, wo sie auf ihre endgültige Energie beschleunigt werden. Die Positronen entstehen im Linearbeschleuniger LINAC II durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen. Sie werden in dem

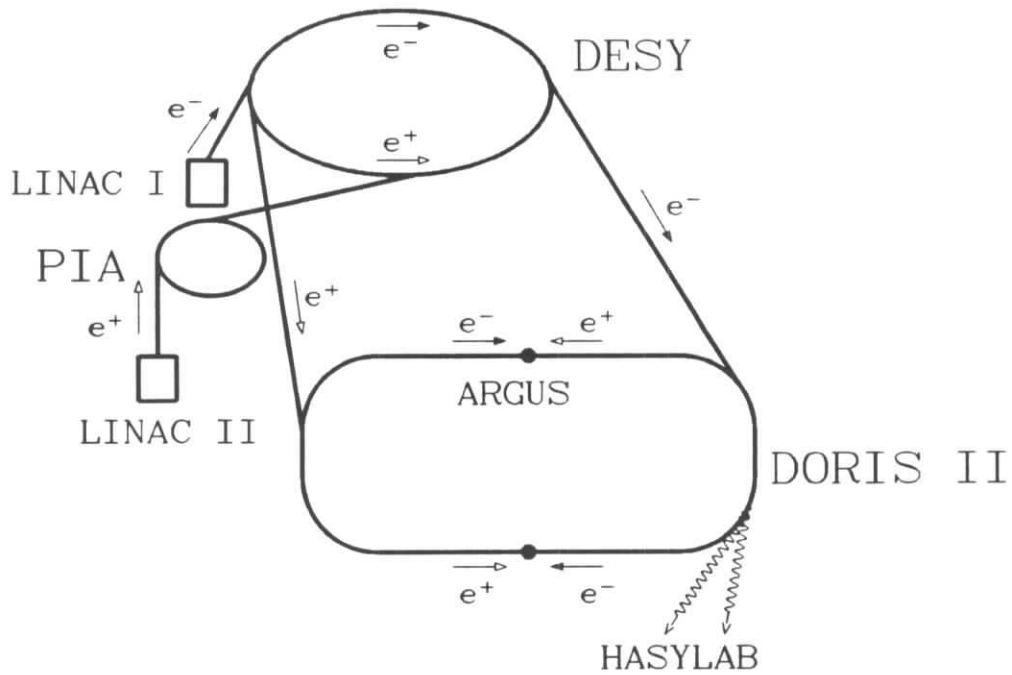


Abbildung 2.1: Der Speicherring DORIS II und das Vorbeschleunigersystem

kleinen Speicherring PIA akkumuliert und dann ebenfalls in dem Synchrotron weiter beschleunigt. Im DORIS-Speicherring werden durch Hohlraumresonatoren nur noch die Energieverluste durch Synchrotronstrahlen ausgeglichen und durch eine Magnetoptik aus Di-, Quadru- und Sextupolen die Teilchen auf ihrer Bahn gehalten.

Die Elektronen und Positronen in dem 288 m langen Speicherring sind in jeweils einem Paket von $10^{11} - 10^{12}$ Teilchen zusammengefaßt. So ein Paket, auch Bunch genannt, hat eine Länge von einigen Zentimetern, seine Höhr beträgt etwa 0.1 mm und seine Breite ca. 1 mm. Im nördlichen Wechselwirkungspunkt befindet sich seit 1982 das Experiment ARGUS. Außer für Experimente der Hochenergiephysik dient DORIS II auch als Synchrotronstrahlungsquelle vor allem für Festkörperuntersuchungen des **Hamburger Synchrotron Labors**, HASYLAB.

2.2 Der Detektor ARGUS

Der ARGUS-Detektor ¹ wurde im Oktober 1982 in Betrieb genommen und dient seitdem der Untersuchung der Endzustände in e^+e^- -Annihilationen im Energiebereich der Υ -Resonanzen. Der Forschungsschwerpunkt liegt dabei in der Analyse der Zerfälle von B -Mesonen, doch werden auch folgende Ereignisse studiert, die in diesem Energiebereich auftreten können: Zerfälle von τ -Leptonen, 2 Jet-Ereignisse in dem den Υ -Resonanzen unterliegenden Kontinuum, 3-Gluon Zerfälle der $\Upsilon(1,2,3S)$ -Resonanzen und elektromagnetische Übergänge zwischen S- und P- Zuständen, sowie $\gamma\gamma$ -Prozesse, bei denen im

¹Der Name ARGUS steht für **A** **R**ussian **G**erman **U**nited **S**tates **S**wedish **C**ollaboration. Eine Auflistung der heute am ARGUS-Experiment beteiligten Institute und Mitarbeiter befindet sich auf S. 73

Streuvorgang zweier Photonen neue Resonanzen entstehen können.

Diese Vielzahl von Ereignistypen führten zu folgenden Anforderungen an den Detektor:

- Er sollte in der Lage sein, komplexe Ereignisse sowohl mit isotroper als auch mit jetartiger Topologie aufzulösen.
- Die Messung der Impulse geladener und der Energien neutraler Teilchen sollte möglichst genau und in einem großen Raumwinkelbereich durchführbar sein.
- Der Detektor sollte möglichst homogen sein, um eine zuverlässige Rekonstruktion, Akzeptanzberechnung und Untergrundbestimmung sicherzustellen.
- Er sollte eine gute Teilchenidentifikation in einem weiten Impulsbereich gewährleisten.

Diese unterschiedlichen Forderungen verlangten einige Kompromisse bei der Konstruktion des ARGUS-Detektors und führten schließlich zu einem zylindersymmetrischen Aufbau mit folgenden Komponenten (s. Abbildung 2.2):

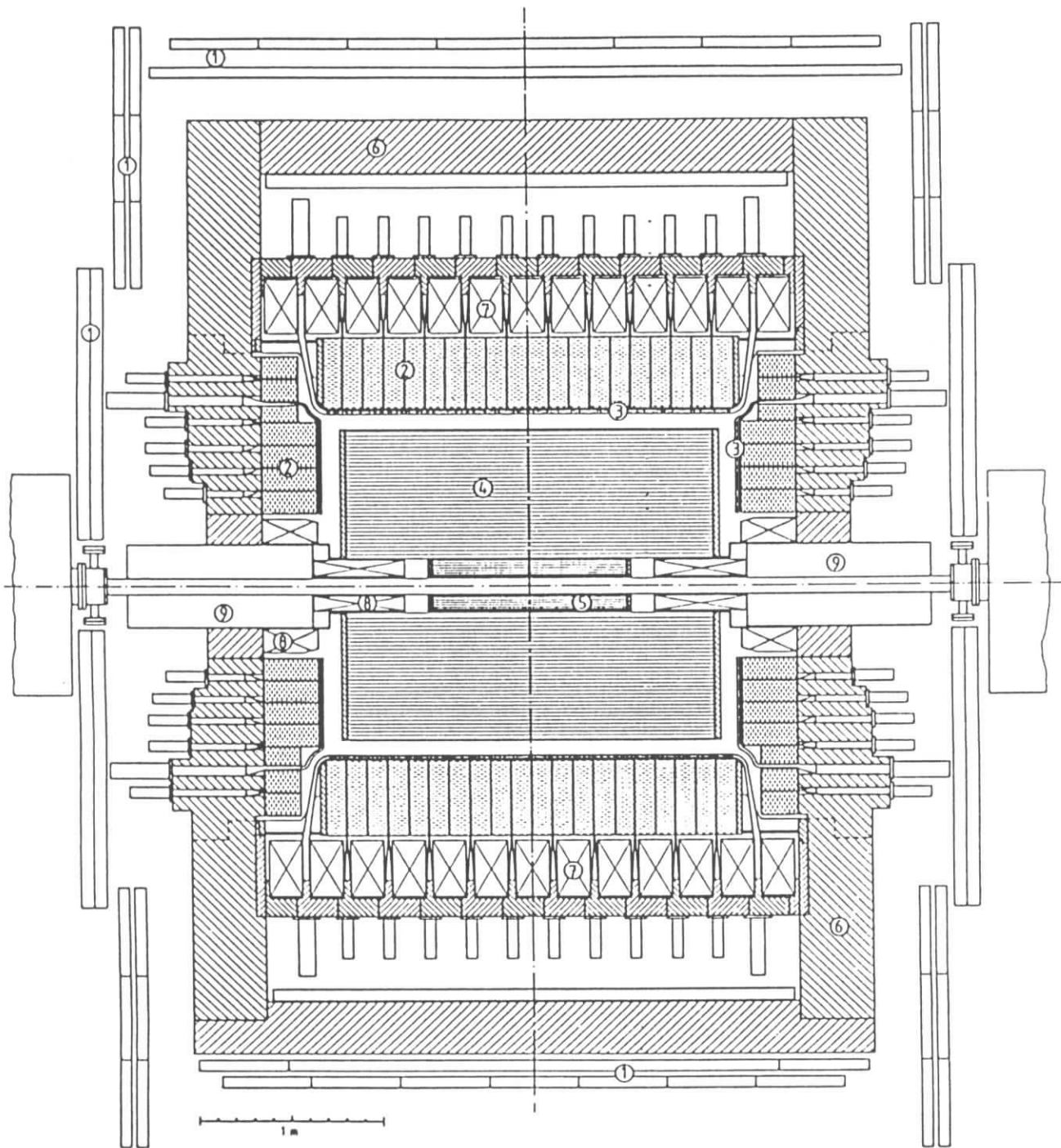
- ein Magnetsystem
- die Hauptdriftkammer
- die Vertexdriftkammer
- das Flugzeitsystem
- das elektromagnetische Kalorimeter
- die Myonkammern

Die wichtigsten Eigenschaften dieser Detektorkomponenten werden in den folgenden Abschnitten erläutert; eine ausführliche Beschreibung findet sich in [13].

2.2.1 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem des Detektors besteht aus der normalleitenden Magnetspule (7), einem Eisenjoch (6), den Kompensationsspulen (8) und den Mini- β -Quadrupolen (9). Die Spule dient dem Aufbau eines Magnetfeldes, mit dem die Impulse geladener Teilchen gemessen werden können. Sie hat einen Durchmesser von 3 m und kann bei einem maximalen Strom von 4500 A ein Magnetfeld von 0.8 Tesla erzeugen. Während des Betriebes fließt ein Strom von 4250 A, was einem Magnetfeld von 0.755 T entspricht. Diese Magnetfeldstärke ist ein Kompromiß zwischen den Anforderungen einer guten Impulsauflösung und einer geringen Anzahl von Verlusten solcher Teilchen, die einen kleinen Impuls haben. Das Magnetfeld wurde mittels Hallsonden vermessen und ist mit einer Genauigkeit von wenigen Promille bekannt. Das Eisenjoch dient der Rückführung des magnetischen Flusses und zusätzlich noch, ebenso wie die Magnetspule und die

ARGUS



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

Abbildung 2.2: Der ARGUS Detektor

Schauerzähler, der Absorption von Hadronen, so daß die Myonen mit Hilfe der Myonkammern identifiziert werden können. Die Kompensationsspulen sind Dipolmagnete und haben die Aufgabe, den Einfluß des Detektormagnetfeldes auf die Strahlführung auszugleichen.

Zur Erhöhung der Luminosität wurden in vertikaler Richtung stark fokussierende Quadrupole, die sogenannten Mini- β -Quadrupole, installiert. Sie haben eine Brennweite von einem Meter und sind 1.23 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Mit ihnen konnte eine Luminosität von $\mathcal{L} > 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden.

2.2.2 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer (4) ist die zentrale Komponente des Detektors. Sie dient der Spurrekonstruktion und der Messung des Impulses sowie der spezifischen Ionisation geladener Teilchen.

Die Länge der zylindrischen Kammer beträgt 2 m, ihre Innen- und Außendurchmesser 30 bzw. 172 cm. Sie verfügt über 5940 Signaldrähte aus 30 μm dickem goldbeschichtetem Wolfram und 24588 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von 75 μm , die zusammen 5940 rechtwinklige Driftzellen mit einem Querschnitt von 18.0×18.8 mm bilden. Die Potentialdifferenz zwischen den Signal- und Potentialdrähten beträgt 2900 V. Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet, wobei die Winkel der Signaldrähte relativ zur Strahlachse die Folge $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha, \dots$ durchlaufen. Der Stereowinkel α vergrößert sich dabei mit der Wurzel des Radius von 40 mrad in der innersten Lage auf 80 mrad in der äußersten Lage. Durch diese Anordnung wird es ermöglicht, auch die z-Koordinaten einer Spur zu bestimmen.

Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 97% Propan, 3% Methylal und 0.2% Wasserdampf bei einem Druck von 1035 mbar betrieben. Die Gasmoleküle werden beim Durchgang eines geladenen Teilchens entlang seiner Spur ionisiert. Im elektrischen Feld einer Zelle driften die Elektronen zum Signaldraht und nehmen in dessen unmittelbarer Nähe aufgrund der dortigen hohen Feldstärke soviel Energie auf, daß sie weitere Moleküle ionisieren können. Dieser Prozeß führt zu einer lawinenartigen Vergrößerung der Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger, so daß die Gasverstärkung einen Wert von 10^4 erreicht.

Bei der Ankunft der Elektronen am Signaldraht wird ein Startsignal an einen Zeit-Digital-Wandler (TDC) geliefert, der die Zeitspanne zwischen diesem Signal und der $e^+ e^-$ -Wechselwirkung digitalisiert. Mit Hilfe einer experimentell zu bestimmenden Driftzeit-Ortsbeziehung kann daraus der Abstand der Spur zum Signaldraht rekonstruiert werden.

Durch das parallel zur Strahlachse verlaufende Magnetfeld werden geladene Teilchen abgelenkt, wobei die Bahnkrümmung proportional zum Kehrwert des Transversalimpulses ist. Für Teilchen mit Impulsen größer als 1 GeV/c kann der Transversalimpuls mit einer Genauigkeit von

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.009 \cdot p_T [\text{GeV}/c] \quad (2.2)$$

gemessen werden. Bei Impulsen kleiner als 1 GeV/c wird die Impulsauflösung durch die

Vielfachstreuung begrenzt und beträgt

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 p_T [GeV/c])^2} \quad (2.3)$$

Weiterhin ermöglicht die Driftkammer noch die Messung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) geladener Teilchen, indem die in einer getroffenen Driftzelle erzeugte Ladung durch Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert und ausgelesen wird. Da die Ladung proportional zur Größe der primären Ionisation und somit zum Energieverlust eines Teilchens ist, kann aus der Verteilung der Meßwerte entlang einer Spur der spezifische Energieverlust ermittelt werden. Die erreichbare Genauigkeit dieser Messung liegt bei etwa 5%.

2.2.3 Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer (5) ist eine kleine zylindrische Driftkammer mit hoher Auflösung und wurde 1985 in den Detektor eingebaut. Sie befindet sich zwischen der Hauptdriftkammer und dem Strahlrohr. Ihre Länge beträgt 1 m, ihre Außen- und Innendurchmesser 10 bzw. 28 cm. In der Kammer befinden sich 594 Signaldrähte aus einer goldbeschichteten Wolfram-Rhenium-Legierung mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ und 1412 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit $127 \mu\text{m}$ Durchmesser. Diese Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt und bilden eine hexagonale Struktur. Die angelegte Spannung beträgt 3500 V. Als Kammergas wird CO_2 mit einer Beimengung von 0.3 % Wasserdampf bei einem Druck von 1.5 bar verwendet.

Die Vertexkammer ermöglicht eine Verbesserung der Impulsauflösung geladener Spuren. So verbessert sich z.B. für Myonen mit $p = 5 \text{ GeV}/c$ die Auflösung von $\sigma_{p_T}/p_T = 0.9\%$ auf $\sigma_{p_T}/p_T = 0.6\%$. Auch ergibt sich eine wesentlich höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die Sekundärvertices aus K_S^0 - und Λ -Zerfällen.

Die Vertexkammer wurde 1990 durch eine Mikrovertexkammer ersetzt, die zu weiteren Verbesserungen führen soll.

2.2.4 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (3) (time-of-flight system, TOF) hat die Aufgabe, die Geschwindigkeiten geladener Teilchen zu ermitteln, indem es deren Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitähler mißt. Mit Hilfe der Impulsmessung der Driftkammer läßt sich dann die Masse des Teilchens bestimmen. Das TOF-System umschließt die Haupt-Driftkammer und besteht aus 160 Szintillationszählern; hiervon sind 64 auf dem Zylindermantel der Driftkammer und jeweils 48 auf den beiden Driftkammerendplatten angebracht. Durch diese Anordnung können 92 % des gesamten Raumwinkels überdeckt werden.

Beim Durchqueren des Szintillatormaterials erzeugt ein geladenes Teilchen einen Lichtblitz, der mit Lichtleitern zu Photomultipliern geleitet wird, die ihn in ein elektrisches Signal umwandeln. Die Photomultiplier befinden sich außerhalb des Eisenjochs, wo sie nicht dem starken Magnetfeld des Detektors ausgesetzt sind. Die Flugzeiten geladener Teilchen können durch das TOF-System mit einer Genauigkeit von 220 ps bestimmt werden.

2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das Kalorimeter (2) hat im wesentlichen die Aufgabe, die Richtung und die Energie der Photonen zu messen sowie die Elektronen zu identifizieren. Außerdem bildet es einen Bestandteil des Triggersystems (s. Kap. 2.3) und dient der Luminositätsbestimmung.

Es ist aus 1760 Schauerzählern aufgebaut, von denen 1280 im Zentralbereich des Detektors in 20 Ringen mit jeweils 64 Zählern und 480 im Bereich hinter den Driftkammerendplatten in 5 Ringen angebracht sind. Auf diese Weise werden 96% des gesamten Raumwinkels überdeckt. Die Schauerzähler bestehen schichtweise aus 5 mm dicken Szintillatorplatten und Bleiplatten von 1 mm Dicke im Zentralbereich bzw. 1.5 mm Dicke im Endkappenbereich. Sie werden durch Wellenlängenschieber ausgelesen, die das im Szintillatormaterial erzeugte Licht umwandeln und es über einen Lichtleiter zu Photomultipliern weiterleiten.

Die Anordnung der Zähler innerhalb der Spule erlaubt es, Photonen mit Energien bis herunter zu 50 MeV mit hoher Wahrscheinlichkeit nachzuweisen, weil sich so vor den Zählern Material mit nur 0.16 (im Zentralbereich) bis 0.52 (im Endkappenbereich) Strahlungslängen befindet. Elektronen, Myonen und Hadronen können mit Hilfe der Schauerzähler dadurch getrennt werden, daß sich deren Schauer in der lateralen Ausdehnung unterscheiden, und daß die Elektronen im allgemeinen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren.

Die Energieauflösung beträgt im Zentralbereich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (2.4)$$

und im Endkappenbereich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (2.5)$$

2.2.6 Die Myonkammern

Der Detektor ist mit drei Lagen von Myonkammern ausgestattet, von denen sich die innerste noch innerhalb des Eisenjochs im Zentralbereich des Detektors befindet und von Myonen mit Impulsen $p_\mu > 0.7 \text{ GeV}/c$ erreicht werden kann. Die beiden anderen Lagen sind außerhalb des Eisenjochs angebracht, das hier als Hadronabsorber dient. Um diese äußeren Lagen zu erreichen, benötigen die Myonen Impulse größer als $1.1 \text{ GeV}/c$.

Die drei Lagen enthalten insgesamt 218 Myonkammern mit 1744 Proportionalrohren, in deren Mitte ein mit Gold beschichteter Wolframdraht von $50 \mu\text{m}$ Dicke gespannt ist. Sie werden mit einem Gemisch von 92% Argon und 8% Propan betrieben.

Die Kammern haben eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.98 ± 0.01 .

2.3 Das ARGUS-Triggersystem

Die e^+e^- -Pakete treffen mit einer Frequenz von 1 MHz am Wechselwirkungspunkt aufeinander, so daß nach einer Wechselwirkung innerhalb eines Zeitraumes von $1 \mu\text{s}$ eine

Entscheidung getroffen werden muß, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll oder nicht. Für diese Aufgabe wurde ein Triggersystem installiert, welches diese Entscheidung in zwei Schritten fällt:

Ein schneller Pre-Trigger prüft ein Ereignis innerhalb von 300 ns. Er berücksichtigt nur die Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem Flugzeitsystem und besteht aus vier Subtrigger. Falls der schnelle Pre-Trigger ein Ereignis akzeptiert hat, wird von ihm die zweite Triggerstufe aktiviert. Dieser verwendet Informationen aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem. Erst wenn ein Ereignis von beiden Triggerstufen akzeptiert worden ist, werden die Daten der Detektorkomponenten weiterverarbeitet (s. Kap. 2.4).

Für den schnellen Trigger werden das Flugzeit- und das Schauerzählersystem in zwei Hemisphären aufgeteilt, deren Trennfläche die Ebene ist, die senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt verläuft.

Die einzelnen Subtrigger sind:

ETOT (Total Energy Trigger)

Dieser Trigger akzeptiert ein Ereignis dann, wenn die in den Schauerzählern jeder Hemisphäre gemessene Energie größer als 700 MeV ist, wobei hier im Gegensatz zu den anderen Subtriggern auch die Schauerzähler im Endkappenbereich herangezogen werden. Mit dem ETOT-Trigger sollen Ereignisse aus der Bhabha-Streuung und $\gamma\gamma$ -Ereignisse erkannt werden.

HESH (High Energy Shower Trigger)

Für diesen Trigger werden die Schauerzähler im Zentralbereich verwendet, die in 16 sich überlappende Gruppen eingeteilt sind. Der Trigger spricht an, wenn in mindestens einer dieser Gruppen eine Energie von mehr als 1 GeV deponiert worden ist.

CPPT (Charged Particle Pretrigger)

Der CPPT-Trigger soll Ereignisse mit geladenen Teilchen erkennen. Eine geladene Spur wird erkannt, wenn Signale einer Schauerzählergruppe und einer davor befindlichen TOF-Gruppe in Koinzidenz gemessen werden. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn in jeder Hemisphäre mindestens eine Spur registriert und eine Energie von mehr als 50 MeV deponiert wird. Da sogar minimal ionisierende Teilchen eine Energie von ungefähr 160 – 200 MeV deponieren, ist die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers größer als 95%.

CMT (Coincidence Matrix Trigger)

Diese Triggerstufe benutzt die gleiche Zuordnung von Schauerzähler- und TOF-Gruppen wie der CPPT-Trigger. Hier jedoch werden Ereignisse ausgelesen, bei denen Signale von zwei im Azimutwinkel entgegengesetzten Gruppen ohne Berücksichtigung der z-Koordinate empfangen worden sind. Dieser Trigger ist wichtig für Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen, da deren Endzustände häufig bei einem balancierten Transversalimpuls einen Boost in z-Richtung aufweisen.

Die langsame Triggerstufe

Falls ein Ereignis von einem Subtrigger der ersten Triggerstufe akzeptiert worden ist — die Rate akzeptierter Ereignisse beträgt etwa 100 Hz — wird die zweite Triggerstufe, der *little track finder* (LTF) gestartet. Dieser Trigger verwertet Informationen aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem und besteht aus einer programmierbaren Elektronik, welche das Muster der angesprochenen Driftkammerdrähte und Flugzeitähler mit etwa 2000 abgespeicherten Spurmasken vergleicht und jene Spuren zählt, bei denen dieser Vergleich zu einem positiven Ergebnis geführt hat. Falls die Anzahl derartiger Spuren eine von der Triggerklasse der ersten Stufe abhängige Größe erreicht (2 beim CPPT und CMT, 1 beim HESH und 0 beim ETOT), wird das Ereignis endgültig akzeptiert.

Der LTF benötigt im Mittel $20 \mu\text{s}$ für die Untersuchung eines Ereignisses und hat dabei eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 97 %. Die Triggerrate wird durch den LTF auf etwa 10 Hz reduziert.

2.4 Die Datenverarbeitung

2.4.1 Die Erfassung der Rohdaten

Die digitalisierten Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden mittels eines speziellen Mikroprozessors (CAMAC-booster) innerhalb von 1.2 ms ausgelesen und an einen Computer vom Typ DEC PDP 11/45 übertragen. Hier werden die Daten eines Ereignisses sortiert und auf einem Ringspeicher abgelegt. Von diesem Speicher können sie entweder direkt zum Großrechner des DESY-Rechenzentrums, eine IBM 3090 geleitet, auf einen Plattenspeicher geschrieben oder, was der Normalfall ist, an einen weiteren Experimentrechner, eine VAX 780 geschickt werden. Der VAX-Computer faßt die Daten von etwa 20 Ereignissen zu einem Datenblock zusammen und sendet diesen an den IBM-Großrechner. Vorher werden jedoch durch ein Filterprogramm etwa 30 % der Ereignisse als Untergrundereignisse verworfen. Außerdem läuft auf dem VAX-Rechner ein Monitorprogramm, durch das die Funktionstüchtigkeit aller Detektorkomponenten kontrolliert werden kann.

Auf der IBM-Rechenanlage werden die Daten zunächst auf einer Magnetplatte zwischengespeichert, wo bis zu 40 000 Ereignisse Platz finden. Vom Plattenspeicher werden die Ereignisse auf EXDUMP-Magnetbänder geschrieben, wobei gleichzeitig das endgültige Datenformat erzeugt wird. Später werden jeweils zwei EXDUMP-Bänder auf ein EXDATA-Magnetband kopiert.

2.4.2 Die Rekonstruktion der Daten

Um die Rohdaten der EXDATA-Bänder interpretieren zu können, ist es erforderlich, daß sie in physikalische Meßgrößen wie z.B. Impulse und Energien der Teilchen umgewandelt werden. Für diesen Zweck werden die Rohinformationen mit einem ARGUS-Analyseprogramm rekonstruiert. Diese Rekonstruktion läuft in mehreren Schritten ab, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

Zunächst wird mit einem Spurerkennungsprogramm versucht, aus der Verteilung der getroffenen Signaldrähte der Hauptdriftkammer Spuren zu finden. Die Spurensuche beginnt in der $R - \phi$ -Ebene und benutzt nur die Signaldrähte aus den 0° -Lagen. Dabei werden zuerst in den äußersten Lagen jeweils drei gesetzte Drähte gesucht, die durch ein Kreissegment verbunden werden können. Anschließend wird dann versucht, auch in den inneren Lagen angesprochene Drähte zu finden, die auf derselben Kreislinie liegen. Bei diesem Prozeß werden die jeweiligen Driftzeiten berücksichtigt. Hat man auf diese Weise einen Spurkandidaten gefunden, erfolgt eine Zuordnung der Stereodrähte. So erhält man einen Satz von fünf Parametern, durch den der Verlauf der Spur im Raum vollständig beschrieben wird.

Im nächsten Schritt wird durch einen Spuranpassungsalgorithmus die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den berechneten und den aus den Driftzeiten bestimmten Abständen der Spur zu den Signaldrähten minimiert. Hierbei werden auch Inhomogenitäten des Magnetfeldes, Ionisationsverluste und Vielfachstreuung des Teilchens beim Durchqueren der Materie berücksichtigt. Letzteres ist für die in dieser Arbeit durchgeführte Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen von Bedeutung, da die Pionen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit Impulsen kleiner als 250 MeV/c hervorgehen. Außerdem werden die Werte über die gemessenen Ionisationsverluste (dE/dx) den einzelnen Spuren zugeordnet.

Wenn so alle Spuren rekonstruiert worden sind, wird versucht, die Teilchenbahnen in die Vertexdriftkammer zu extrapolieren, indem nach getroffenen Vertexkammerdrähten in der Nähe einer Spur gesucht wird. Diese zusätzliche Information ermöglicht nach einer erneuten Spuranpassung eine Verbesserung der Impuls- und Vertexauflösung der Teilchen.

In einem weiteren Rekonstruktionsschritt werden die getroffenen Flugzeitähler den geladenen Spuren zugeordnet. Außerdem wird nach angesprochenen Gruppen von Schauerzählern (Clustern) gesucht, die mit einer rekonstruierten Spur aus der Driftkammer verknüpft werden können. Gelingt dies für einen Cluster nicht, wird angenommen, daß er durch ein Photon verursacht worden ist. Aus dem Energieschwerpunkt des Clusters und der Position des Hauptvertex läßt sich der Impuls des Photons bestimmen. Myonen können erkannt werden, wenn die Extrapolation einer Spur über die Schauerzähler und das Magnetsystem hinaus auf angesprochene Zähldrähte in den Myonkammern führt.

Die rekonstruierten Daten werden zusammen mit den Rohdaten der EXDATA-Bänder auf die EXPDST-Bänder geschrieben.

2.4.3 Die Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen

Die EXPDST-Bänder enthalten zahlreiche Ereignisse, die für viele physikalische Analysen keine Bedeutung haben, z.B. QED-Ereignisse (Bhabha-Streuung und μ -Paar-Erzeugung) und Untergrundereignisse (Wechselwirkung des Stahles mit dem Restgas und dem Strahlrohr). Um die Anzahl der zu analysierenden Daten zu reduzieren, werden die Ereignisse auf Bänder namens EXMUHA kopiert, sofern sie eine der folgenden Selektionskriterien erfüllen:

1. Es müssen mindestens drei geladene Spuren vorhanden sein, die einem gemeinsamen Ereignisvertex zugeordnet werden können. Dieser befindet sich innerhalb eines zylinderförmigen Volumens um die Detektormitte, das gegeben ist durch

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

2. Falls kein gemeinsamer Ereignisvertex gefunden wurde, müssen mindestens drei geladene Spuren mit der Bedingung

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

vorhanden sein. Ferner muß die im Kalorimeter deponierte Energie größer sein als 1.7 GeV.

Durch diese Selektionsbedingungen werden etwa 85% der Ereignisse verworfen.

Da auf den EXMUHA-Bändern noch die gesamte Rohdateninformation abgespeichert ist, die bei der physikalischen Analyse im allgemeinen nicht benötigt wird, wurde ein spezielles MINI-Datenformat entworfen, welches im wesentlichen nur noch die Informationen enthält, die das Rekonstruktionsprogramm aus den Rohdaten abgeleitet hat.

2.4.4 Die Analysesprache KAL

Durch die speziell für ARGUS entwickelte Analysesprache KAL (*Kinematic Analysis Language*) [14] wird eine große Erleichterung der Datenanalyse erreicht. Sie besteht aus einer Vielzahl von Unterprogrammen, die in FORTRAN 77 geschrieben sind. Diese KAL-Programme sind in einer Syntax formuliert, die an FORTRAN angelehnt ist, und die dem Benutzer auf einfache Weise die Definition von Selektionskriterien und die Analyse von Mehrteilchenkombinationen ermöglicht. Die hier beschriebene Analyse wurde mit Hilfe der Version KAL 8 durchgeführt.

Außerdem erlaubt KAL die Benutzung des bei DESY entwickelten Graphik-Pakets GEP (*Graphical Editor Program*) [15], das sowohl die graphische Darstellung als auch die interaktive Manipulation der Daten und die Durchführung von Anpassungsrechnungen gewährleistet.

Kapitel 3

Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel sollen einige Aspekte besprochen werden, die für die Analyse des inklusiven Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$ von Bedeutung sind. Es beginnt mit einer Beschreibung der Identifikation der registrierten Teilchen. Im zweiten Abschnitt wird gezeigt, wie mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden Ereignisse generiert und der Einfluß des Detektors simuliert werden kann. Im Kapitel 3.3 werden die integrierten Luminositäten der analysierten Daten, die Subtraktion des Kontinuumbetrags und die Bestimmung der Anzahl der erzeugten B -Mesonen vorgestellt. Im letzten Abschnitt schließlich wird dargelegt, wie aus der Zerfallswinkelverteilung des Pions aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ die Polarisation und damit die Verteilung der Helizitätszustände des D^{*+} -Mesons bestimmt werden kann.

3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen

Von den bei der e^+e^- -Annihilation erzeugten geladenen Teilchen können vom Detektor nur die langlebigen direkt nachgewiesen werden. Hierbei handelt es sich um Elektronen (e), Myonen (μ), Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (p) und zu einem geringen Teil Deuteronen. Um diese Teilchen zu identifizieren, werden die Ergebnisse aus der dE/dx - und der Flugzeitmessung verwendet. Beide Meßgrößen erlauben unter Hinzunahme des Ergebnisses aus der Impulsbestimmung die Rekonstruktion der Masse eines Teilchens.

Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der dE/dx -Werte in Abhängigkeit vom Impuls für verschiedene Teilchensorten. Man erkennt, daß Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von etwa 800 MeV eindeutig voneinander unterschieden werden können. Die Verteilung der aus der Flugzeitmessung ermittelten Massenquadrate bezüglich der Teilchenimpulse zeigt Abbildung 3.2

Aus jeweils beiden Informationen wird für jede Teilchensorte ein χ^2 -Wert aus der Abweichung der Meßwerte von den theoretischen Erwartungen ermittelt:

$$\chi_i^2 \left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th}^i]^2}{\sigma^2} \quad (3.1)$$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[(1/\beta)_{exp} - (1/\beta)_{th}^i]^2}{\sigma^2} \quad i = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.2)$$

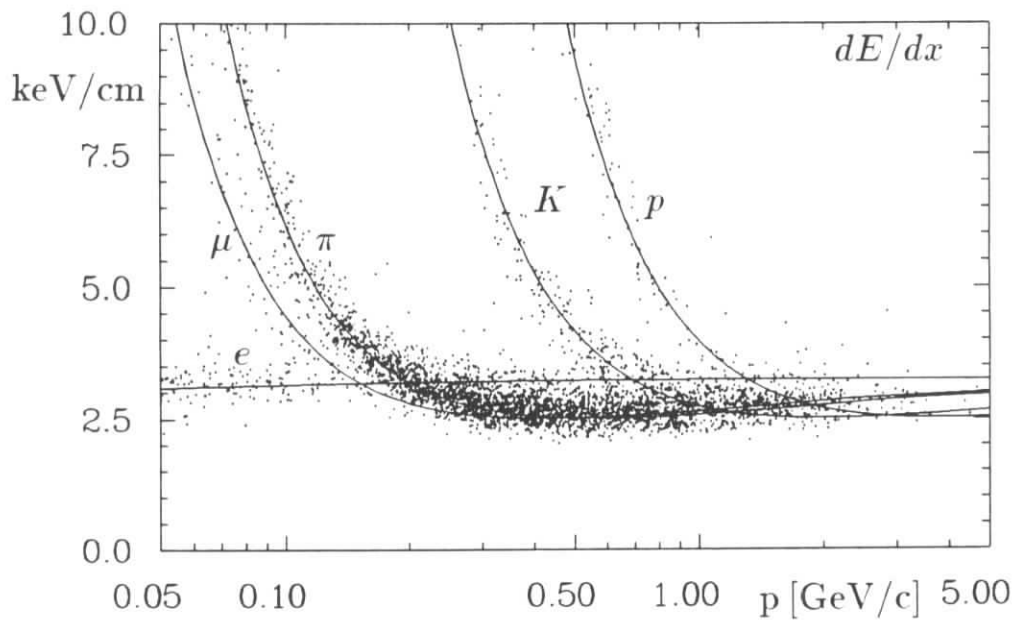


Abbildung 3.1: Die Verteilung der dE/dx -Werte über den Teilchenimpuls

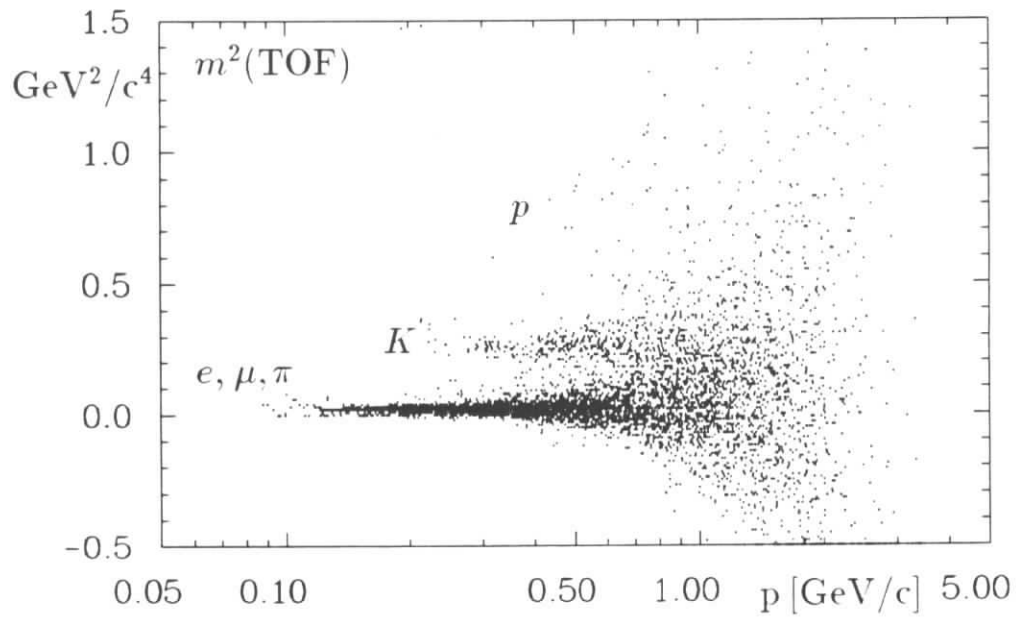


Abbildung 3.2: Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate über den Teilchenimpuls

Da beide Messungen unabhängig sind, können die χ^2 -Werte in einer Größe zusammengefaßt werden:

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

Hieraus werden normierte Likelihoodwerte berechnet:

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

Die Gewichtungsfaktoren w_i sollen die relativen Häufigkeiten der einzelnen Teilchensorten berücksichtigen. In dieser Analyse wurden die folgenden relativen Häufigkeiten benutzt:

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

Durch Mindestanforderungen an die Likelihoodwerte können die Hadronkandidaten (π, K, p) selektiert werden. In der folgenden Analyse wurden alle Teilchenhypothesen akzeptiert, deren Likelihoodwerte größer als 5% waren.

3.2 Das Monte-Carlo-Programm

Die aus der Analyse gewonnenen Daten enthalten nicht die vollständige physikalische Information eines Ereignisses, da durch den Einfluß des Detektors und aufgrund von Selektionskriterien unweigerlich Verluste auftreten. Um diese Effekte zu berücksichtigen, ist es hilfreich, Simulationsrechnungen durchzuführen.

Die Simulation vollzieht sich in drei Schritten:

- Zunächst werden die Ereignisse generiert. Hier wurde der Ereignisgenerator MOPEK 4.3 [16] benutzt, der vor allem für das Generieren von Zerfällen von B - und D -Mesonen konzipiert wurde.
- Die Simulation des Meßprozesses im Detektor geschieht mit dem Simulationsprogramm SIMARG [17]. Dieses Programm wurde speziell für die Simulation des ARGUS-Detektors geschrieben und verfolgt in kleinen Schritten den Weg der generierten Teilchen durch die Detektorkomponenten. Dabei werden mögliche Wechselwirkungen mit der Detektormaterie, insbesondere auch die Vielfachstreuung in der Driftkammer, und Zerfälle instabiler Teilchen berücksichtigt.
- Anschließend durchlaufen die so simulierten Daten das ARGUS-Rekonstruktionsprogramm. Neben den rekonstruierten Größen bleiben auch die generierten Ausgangszustände abgespeichert.

Wenn die Monte-Carlo-Daten auf das MINI-Datenformat gebracht worden sind, können sie ebenso wie die experimentellen Daten mit KAL-Programmen analysiert werden. Hierbei verfügt man über die zusätzliche Option, auf das ursprünglich generierte Ereignis zurückzugreifen.

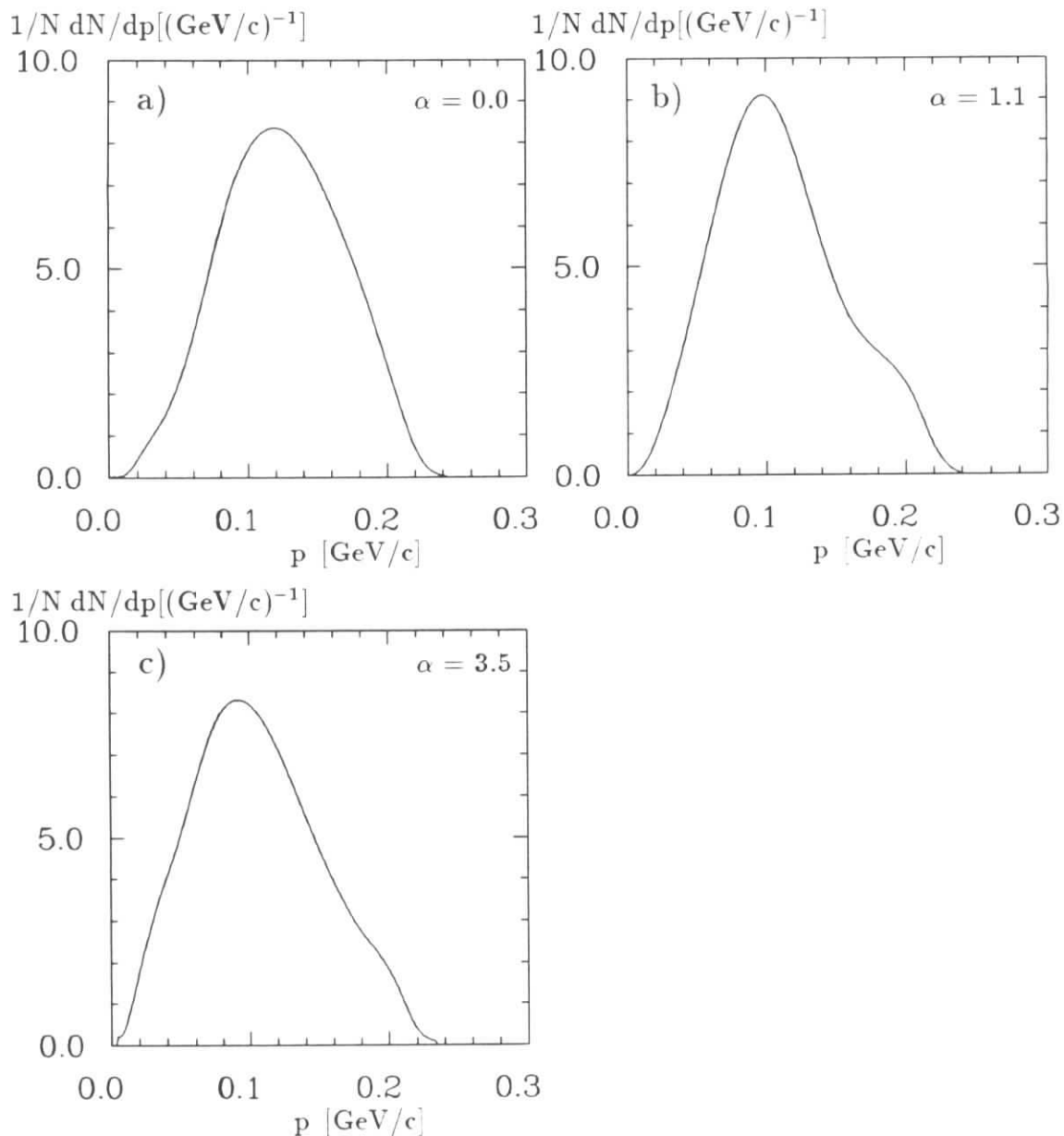


Abbildung 3.3: Impulsspektren für Pionen bei unterschiedlichen D^{*+} -Polarisationsgraden (aus Monte-Carlo-Daten, Erklärung im Text)

Für die Ermittlung von Akzeptanzen stand ein Monte-Carlo-Datensatz mit unpolarisierten D^{*+} -Mesonen zur Verfügung, d.h. der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ war mit einer isotropen Zerfallswinkelverteilung generiert worden. Um einen möglichen Einfluß der D^* -Polarisation auf die Akzeptanzen untersuchen zu können, wurden zusätzlich etwa 50000 D^{*+} -Mesonen aus B -Zerfällen mit unterschiedlichen Polarisationsgraden generiert. Für die Generierung des semileptonischen Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$, $l = e^-, \mu^-$ wurde das Modell von Körner und Schuler [18] verwendet, das sich in seinen Aussagen für die Beschreibung dieses Zerfalls bewährt hat (vgl. [10]) und einen Polarisationsgrad von 1.06 vorhersagt. MOPEK verfügt über kein Unterprogramm, das polarisierte D^* -Mesonen

in hadronischen Zerfällen generiert. Deshalb wurde ein kleiner Algorithmus eingefügt, durch den unter Benutzung einer einfachen Phasenraumkinematik D^{*+} -Mesonen mit beliebigen Polarisationsgraden generiert werden konnten.

Da die Akzeptanz für die D^{*+} -Mesonen durch die Nachweiswahrscheinlichkeit für das niederenergetische Pion aus dem hier untersuchten Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ begrenzt wird, sind die Impulsspektren der Pionen in den verwendeten Monte-Carlo-Ereignissen von Bedeutung. Diese sind in Abb.3.3 für unterschiedliche D^{*+} -Polarisationsgrade dargestellt. Abbildung 3.3 a) zeigt die Impulsverteilung bei unpolarisierten D^{*+} -Mesonen aus semileptonischen Zerfällen, während in b) die D^{*+} -Mesonen nach dem Modell von Körner und Schuler generiert wurden. Hier erkennt man, daß die Polarisation zu einer Erhöhung des Anteils schneller Pionen im Impulsbereich um 200 MeV/c führt. In Abbildung 3.3 c) ist das Pionimpulsspektrum im inklusiven Zerfall nach der hier beschriebenen Methode bei einem Polarisationsgrad von 3.5 dargestellt. Hier führen die hadronischen Vielkörperzerfälle zu einem etwas weicherem Spektrum, ansonsten ist aber kein wesentlicher Einfluß durch den hohen Polarisationsgrad erkennbar.

3.3 Die Datenmenge

Die analysierten Daten wurden bei Schwerpunktenenergien im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ($\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$) und im Kontinuum unterhalb der $B\bar{B}$ -Schwelle ($10.42 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 10.55 \text{ GeV}$) aufgezeichnet und stammen aus den Jahren 1985–1989, in denen die Vertexkammer in Betrieb gewesen ist.

Die integrierte Luminosität der bei einer festen Schwerpunktenenergie aufgezeichneten Datenmenge wird aus der Anzahl der im gleichen Zeitraum registrierten Bhabha-Ereignisse bestimmt:

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

Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion kann in der QED sehr präzise berechnet werden. σ_{Bhabha}^{vis} ist der sichtbare Wirkungsquerschnitt und berücksichtigt Selektionskriterien und Detektorakzeptanzen; er beträgt bei ARGUS 11.8 nb . Der systematische Fehler der so bestimmten Luminosität ist kleiner als 1.8% [19].

Um den Untergrund aus nichtresonanten $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen zu berücksichtigen, die in den auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommenen Daten enthalten sind, ist es notwendig, einen Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten zu bestimmen. Dieser Skalierungsfaktor S berücksichtigt die unterschiedlichen integrierten Luminositäten und die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktenenergie, für den sich in der QED $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \sim 1/s$ ergibt. Somit ist

$$S = \frac{1/s \cdot \mathcal{L}(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV})}{\sum_i 1/s_i \cdot \mathcal{L}_i(\sqrt{s}_i)} \quad (3.6)$$

Hierbei sind \mathcal{L}_i die integrierten Luminositäten der bei Energien \sqrt{s}_i aufgezeichneten Kontinuumsdaten. Veränderungen des Wirkungsquerschnitts durch Strahlungskorrekturen und Resonanzbeiträge können hier vernachlässigt werden. Mit den Werten aus Tabelle 3.1 ergibt sich für den Skalierungsfaktor der Wert 2.25.

	Kontinuum	$\Upsilon(4S)$
$\sqrt{s}[GeV]$	10.43–10.55	10.58
$\mathcal{L}[pb^{-1}]$	82.3	189.5
N_{MuHa}	355000	944000

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

Die Anzahl der B -Mesonen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten wird für die Polarisationsbestimmung nicht benötigt, wohl aber für die im Anhang durchgeführte Berechnung des inklusiven Verzweigungsverhältnisses. Unter der Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in $B\bar{B}$ -Paare zerfällt, ergibt sich die Zahl der B -Mesonen aus:

$$N_B = 2 \cdot N_{\Upsilon(4S)} = 2 \cdot (N_{MuHa}^{\Upsilon(4S)} - S \cdot N_{MuHa}^{Kont}) / \epsilon_{\Upsilon(4S)} \quad (3.7)$$

Hierbei ist $\epsilon_{\Upsilon(4S)}$ die Akzeptanz für Ereignisse aus direkten $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Bei dieser Berechnung ist es wichtig, daß beide Datenmengen ausschließlich solche Ereignisse enthalten, deren Wirkungsquerschnitt mit $1/s$ skaliert ($e^+e^- \rightarrow$ Fermion-Antifermion). Die nach der Standardselektion für multihadronische Ereignisse gespeicherten Daten (s. Kap. 2.4.3) enthalten jedoch noch Anteile aus $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen, Zwei-Photon-Reaktionen, radiativen Bhabha-Prozessen, Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgas-Ereignissen. Diese können durch geeignete Selektionskriterien abgetrennt werden ([20],[21]). Eine genaue Berechnung ergibt schließlich [22]:

$$N_B = 322000 \pm 16000$$

Der Fehler resultiert aus Schwankungen der beobachteten Multihadron-Rate, die durch zeitliche Veränderungen der Betriebsbedingungen des Detektors und des Speicherrings verursacht werden. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist bei ARGUS $\sigma_{\Upsilon(4S)}^{vis} \approx 0.9 nb$, der Kontinuumswirkungsquerschnitt bei $\sqrt{s} = 10.58 GeV$ beträgt im Vergleich dazu etwa $3.8 nb$.

3.4 Die Grundlagen der Polarisationsbestimmung

Die Polarisation des D^{*+} -Mesons gibt die Ausrichtung seines Spinvektors an und kann aus der Zerfallswinkelverteilung ermittelt werden.

Das D^{*+} -Meson kann als Spin-1 Vektorteilchen in drei Helizitätszuständen existieren:

- $m = 0$, longitudinal polarisiert
- $m = \pm 1$, transversal polarisiert

Diese Helizitätszustände müssen bezüglich einer Quantisierungsachse definiert werden. Falls die D^{*+} -Mesonen aus dem Zerfall $B \rightarrow D^{*+} X$ stammen, kann als solche diejenige

Richtung verwendet werden, die durch den D^{*+} -Impulsvektor im Ruhesystem des B -Mesons gegeben ist.

Der Zerfall des D^{*+} -Mesons in zwei pseudoskalare Teilchen, $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, wird durch die starke Wechselwirkung verursacht, bei der die Parität und natürlich der Drehimpuls erhalten sind, so daß das $\pi^+ D^0$ -System in einer p -Welle erzeugt wird. Die Zerfallsraten können demnach durch die Drehimpulseigenfunktionen, die Kugelflächenfunktionen $Y_{l=1}^m(\vartheta_\pi, \varphi_\pi)$, ausgedrückt werden, wobei ϑ_π den Winkel zwischen dem Impulsvektor des Pions im D^{*+} -Ruhesystem und dem Impulsvektor des D^{*+} -Mesons im B -Ruhesystem und φ_π den entsprechenden Azimutwinkel bezeichnet¹. Im einzelnen ergeben sich für die Zerfallsraten in den drei Helizitätszuständen die folgenden Proportionalitätsbeziehungen:

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi}(m=0) \sim \frac{3}{4\pi} \cos^2 \vartheta_\pi \quad (3.8)$$

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi}(m=\pm 1) \sim \frac{3}{8\pi} \sin^2 \vartheta_\pi \quad (3.9)$$

Um die gesamte Zerfallswinkelverteilung zu erhalten, sind diese Ausdrücke mit den zugehörigen Amplituden A_0, A_+, A_- zu versehen. Die Interferenzterme verschwinden durch die Integration über den Azimutwinkel, so daß sich folgende Beziehung ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi} &\sim \frac{3}{8\pi} \left\{ 2|A_0|^2 \cos^2 \vartheta_\pi + (|A_+|^2 + |A_-|^2) \sin^2 \vartheta_\pi \right\} \\ &\sim 1 + \left(\frac{2|A_0|^2}{|A_+|^2 + |A_-|^2} - 1 \right) \cos^2 \vartheta_\pi \end{aligned} \quad (3.10)$$

Aus der Form der $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung kann also auf das Verhältnis der Erzeugungswahrscheinlichkeiten der Helizitätszustände und damit auf die Polarisation des D^{*+} -Mesons geschlossen werden.

Die quadrierten Absolutbeträge der Amplituden A_i sind proportional zu den Helizitätskomponenten Γ_i ($i = L, T_+, T_-$) der Zerfallsbreite, so daß Gleichung (3.10) auch in folgender Form geschrieben werden kann:

$$\boxed{\frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi} \sim 1 + \alpha \cos^2 \vartheta_\pi} \quad (3.11)$$

Hier wurde der Polarisationsgrad α eingeführt, der durch die Relation

$$\boxed{\alpha = \frac{2\Gamma_L}{\Gamma_T} - 1 \quad \text{mit} \quad \Gamma_T = \Gamma_{T_+} + \Gamma_{T_-}} \quad (3.12)$$

definiert ist, d.h. α kann Werte zwischen -1 (vollständig transversal polarisiert) und ∞ (vollständig longitudinal polarisiert) annehmen.

In dieser Analyse wurde aus der Form der Zerfallswinkelverteilung des Pions im Zerfall $B \rightarrow D^{*+} X$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ der Polarisationsgrad α bestimmt und daraus das Verhältnis Γ_L/Γ_T für den obigen Zerfall abgeleitet.

¹Natürlich könnten auch die entsprechenden Winkel des erzeugten D^0 -Mesons für die Polarisationsbestimmung herangezogen werden. Da aber das D^0 -Meson rekonstruiert werden muß, ergäben sich größere Unsicherheiten.

Kapitel 4

Die Analyse

In diesem Kapitel wird die Durchführung der Analyse beschrieben. Nach der Darstellung der Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen (4.1) wird auf die Messung der $\cos\vartheta_\pi$ -Verteilung eingegangen (4.2). Die Bestimmung der D^{*+} -Polarisation wird zum einen durch die Akzeptanz der D^{*+} -Mesonen in der $\cos\vartheta_\pi$ -Verteilung, zum anderen durch die Akzeptanz in Abhängigkeit von deren Impuls bzw. Energie beeinflusst. Aus diesem Grunde erfolgten außerdem Messungen der Energie- und q^2 -Spektren (4.3). Mit Hilfe dieser zusätzlichen Information kann dann der wahre Polarisationsgrad aus Monte-Carlo-Simulationsrechnungen ohne größere Modellunsicherheiten bestimmt werden (4.4).

4.1 Die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen

In diesem Kapitel soll die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen vorgestellt werden. In dieser Analyse wurden nur geladene D^* -Mesonen rekonstruiert, weil neutrale D^* -Mesonen in ihren Zerfällen $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ und $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ wegen der hohen Multiplizität niederenergetischer Photonen in den Schauerzählern einerseits und wegen der geringen Akzeptanz neutraler Pionen beim Nachweis beider Photonen andererseits nur mit einem sehr hohen kombinatorischen Untergrund rekonstruiert werden könnten.

Das D^{*+} -Meson hat den Quarkinhalt $c\bar{d}$ und eine Masse von $(2010.1 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$ [23]. Seine Zerfallskanäle haben die folgenden Verzweigungsverhältnisse (nach [23]):

$$Br(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = 0.55 \pm 0.04$$

$$Br(D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0) = 0.272 \pm 0.025$$

$$Br(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) = 0.18 \pm 0.04$$

Über seinen Zerfall nach $D^0\pi^+$ wurde es zuerst am e^+e^- -Speicherring SPEAR beobachtet [24]. Das π^+ -Meson aus diesem Zerfall kann vom ARGUS-Detektor direkt nachgewiesen werden und eignet sich deshalb sehr gut als Analysator der Polarisation der D^{*+} -Mesonen (s. Kap. 3.4). Der elektromagnetische Zerfall nach $D^+\gamma$ führt ebenso wie der Zerfall nach $D^+\pi^0$ zu einem ungünstigen Signal zu Untergrund Verhältnis. Somit wurde zur Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen ausschließlich der Zerfall nach $D^0\pi^+$ herangezogen.

Die Massendifferenz des D^{*+} - zum D^0 -Meson beträgt nur $145.6 \text{ MeV}/c^2$. Da die geladenen Pionen eine Masse von $139.6 \text{ MeV}/c^2$ haben, bedeutet dies, daß der Q-Wert dieses Zerfalls, d.h. die zur Verfügung stehende kinetische Energie, nur $6.0 \text{ MeV}/c^2$ beträgt. Die D^0 - und π^+ -Mesonen haben somit im D^{*+} -Ruhesystem einen sehr kleinen Impuls. Im Laborsystem verfügen die Pionen aus D^{*+} -Mesonen, die aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen stammen, über einen maximalen Impuls von etwa $250 \text{ MeV}/c$. Der stark eingeschränkte Phasenraum führt bei diesem Zerfall zu einem geringen kombinatorischen Untergrund und zu einer guten Massenauflösung für D^{*+} -Mesonen.

Auf die geladenen Spuren wurden folgende **allgemeine Selektionskriterien** angewendet :

- Der Winkel θ , den die Spur mit der Strahlachse bildet, wird durch

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

eingeschränkt. Durch diesen Schnitt werden alle Teilchenspuren verworfen, die nicht mindestens vier 0° - und drei Stereolagen der Driftkammer durchquert haben.

- Der Beitrag einer Spur zum Hauptvertex-Fit muß die Bedingung

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

erfüllen. So werden diejenigen Spuren nicht akzeptiert, die nicht vom Wechselwirkungspunkt stammen.

- An die Likelihoodwerte zur Teilchenidentifikation wurde für die jeweilige Teilchenhypothese die Forderung

$$L_i > 0.05$$

gestellt (vgl. Kap. 3.1).

Die D^0 -Mesonen wurden über den Zerfallskanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ rekonstruiert. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall beträgt 0.0371 ± 0.0025 [23]. Er zeichnet sich durch den geringsten kombinatorischen Untergrund aus, da bei geringer Multiplizität nur geladene Teilchen im Endzustand auftreten. Die Verteilung der invarianten Massen der $K^- \pi^+$ -Kombinationen nach den angewandten Selektionskriterien zeigt die Abbildung 4.1 (zum Impulsschnitt s.u.). In den $\Upsilon(4S)$ -Daten ist im Gegensatz zu den Kontinuumsdaten ein deutliches Signal bei der D^0 -Masse erkennbar.

Um als D^0 -Kandidat akzeptiert zu werden, mußten die $K^- \pi^+$ -Kombinationen die Bedingungen

$$|m(K^- \pi^+) - m(D^0)| < 80 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.1)$$

und

$$\chi^2 = \frac{(m(K^- \pi^+) - m(D^0))^2}{\sigma_m^2} < 16 \quad (4.2)$$

erfüllen. Hierbei ist $m(D^0)$ der Tabellenwert der D^0 -Masse ($m(D^0) = 1865 \text{ MeV}/c^2$ [23]) und σ_m der Meßfehler der invarianten Massen der $K^- \pi^+$ -Kombinationen. Die Massenauflösung ist impulsabhängig und liegt im Bereich $10 - 20 \text{ MeV}/c^2$ [21]. Durch die angegebenen Bedingungen werden nur diejenigen $K^- \pi^+$ -Kombinationen als D^0 -Mesonen akzeptiert, die innerhalb von ungefähr 4σ der D^0 -Massenauflösung liegen.

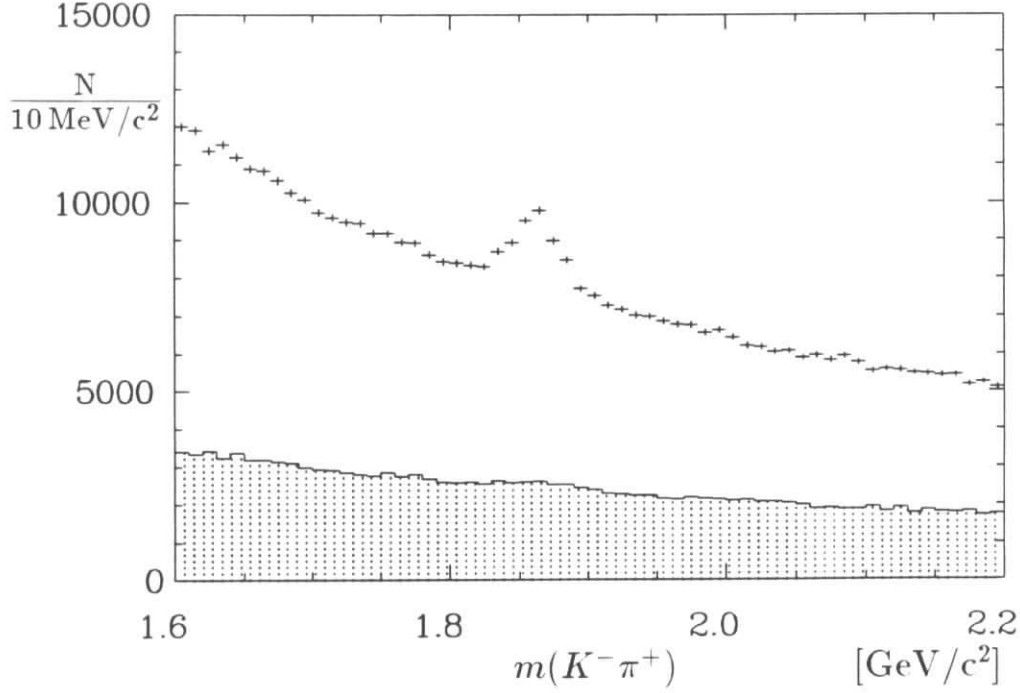


Abbildung 4.1: Verteilung der invarianten $K^- \pi^+$ -Massen mit $x_p < 0.5$ in $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und unskalierte Kontinuumsdaten (schraffiert)

Die Viererimpulse der so selektierten D^0 -Kandidaten wurden als nächstes einem kinematischen 1 C-Fit [25] unterworfen, bei dem deren Komponenten unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix ihrer Fehler so variiert werden, daß

$$E^2(K^- \pi^+) - p^2(K^- \pi^+) = m^2(D^0) \quad (4.3)$$

als Randbedingung erfüllt wird. Hierdurch wird eine Verbesserung der D^0 -Impulsauflösung erreicht.

Zur Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen werden die akzeptierten D^0 -Kandidaten mit allen Spuren kombiniert, die mit der π^+ -Hypothese verträglich sind. Die Verteilung der invarianten Massen der $D^0 \pi^+$ -Kombinationen zeigt die Abbildung 4.2.

Das D^{*+} -Signal ist in den $\Upsilon(4S)$ -Daten gleich oberhalb der kinematischen Schwelle auf einem geringen kombinatorischen Untergrund zu erkennen, während in den Kontinuumsdaten nur andeutungsweise ein Signal erkennbar ist.

Um den Beitrag aus Kontinuumsereignissen zu unterdrücken, wurde ein Schnitt auf den bezüglich der Strahlenergie E_{beam} skalierten Impuls

$$x_p \equiv \frac{p}{p_{max}} \quad \text{mit} \quad p_{max} = \sqrt{E_{beam}^2 - m^2} \quad (4.4)$$

angewendet. Für die $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse sind die skalierten Impulse auf $x_p < 0.5$ eingeschränkt, da die B -Mesonen nahezu in Ruhe zerfallen, während in Kontinuumsereignissen Werte aus dem gesamten Bereich $0 \leq x_p \leq 1$ möglich sind. Die skalierten Impulse der

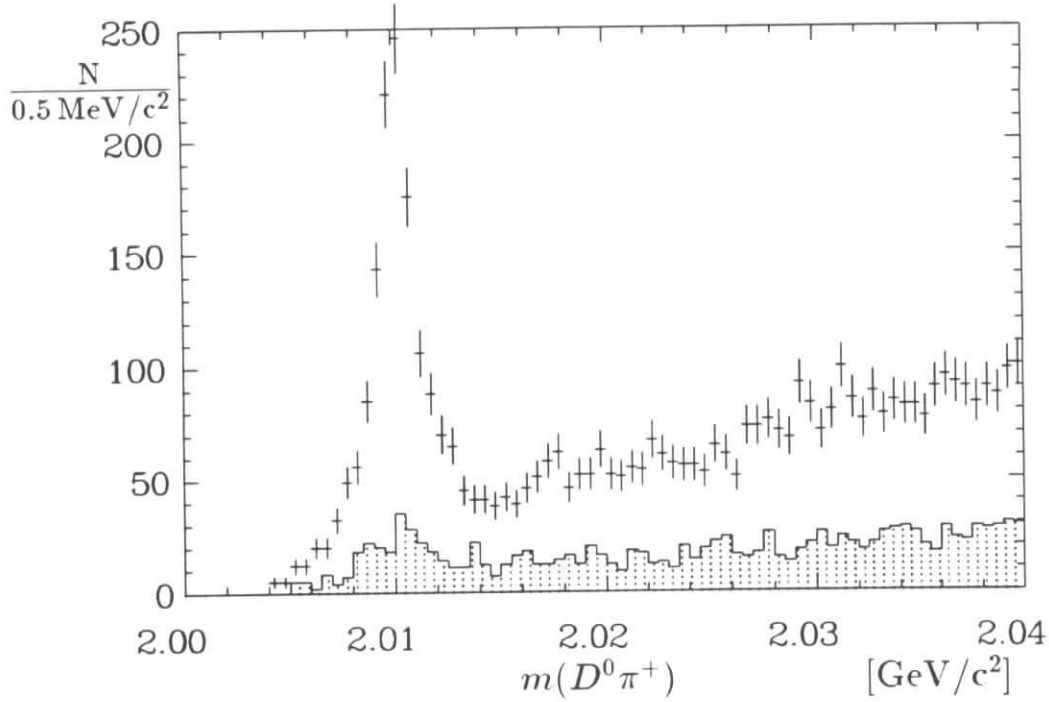


Abbildung 4.2: Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen mit $x_p < 0.5$ in $\Upsilon(4S)$ -Daten (obere Datenpunkte) und unskalierte Kontinuumdaten (schraffiert)

D -Mesonen wurden also auf den Bereich $x_p < 0.5$ begrenzt, der für Tochterteilchen von B -Mesonen kinematisch erlaubt ist.

Die Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen nach Subtraktion des skalierten Kontinuumbetrags zeigt die Abbildung 4.3.

Das Signal wurde hierbei durch eine Gaußfunktion [26] beschrieben, während der kombinatorische Untergrund durch die empirisch bestimmte Funktion

$$f(m) = a_1 \cdot m \cdot (m - (m_{D^0} + m_{\pi^+}))^{a_2} \cdot \exp(-a_3 \cdot (m - (m_{D^0} + m_{\pi^+}))) \quad (4.5)$$

parametrisiert wurde. Die Größen a_i ($i = 1, 2, 3$) wurden als freie Parameter behandelt. Eine Anpassungsrechnung, die mit dem Fitprogramm MINUIT [27] durchgeführt worden ist, ergab eine Anzahl von 597 ± 54 Signalereignissen bei einer Masse von $2010.06 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ und eine Breite des D^{*+} -Signals von $0.75 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$. Die genannten Fehler sind die vom Fitprogramm angegebenen statistischen Fehler.

4.2 Die Messung der Zerfallswinkelverteilung

In diesem Abschnitt wird die eigentliche Messung der Zerfallswinkelverteilung $\cos\vartheta_\pi$ des Pions aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ vorgestellt, aus der die Polarisation der D^{*+} -Mesonen und damit das Verhältnis Γ_L/Γ_T abgeleitet werden kann. Doch bevor die eigentliche Analyse beschrieben werden kann, muß untersucht werden, ob die Bewegung

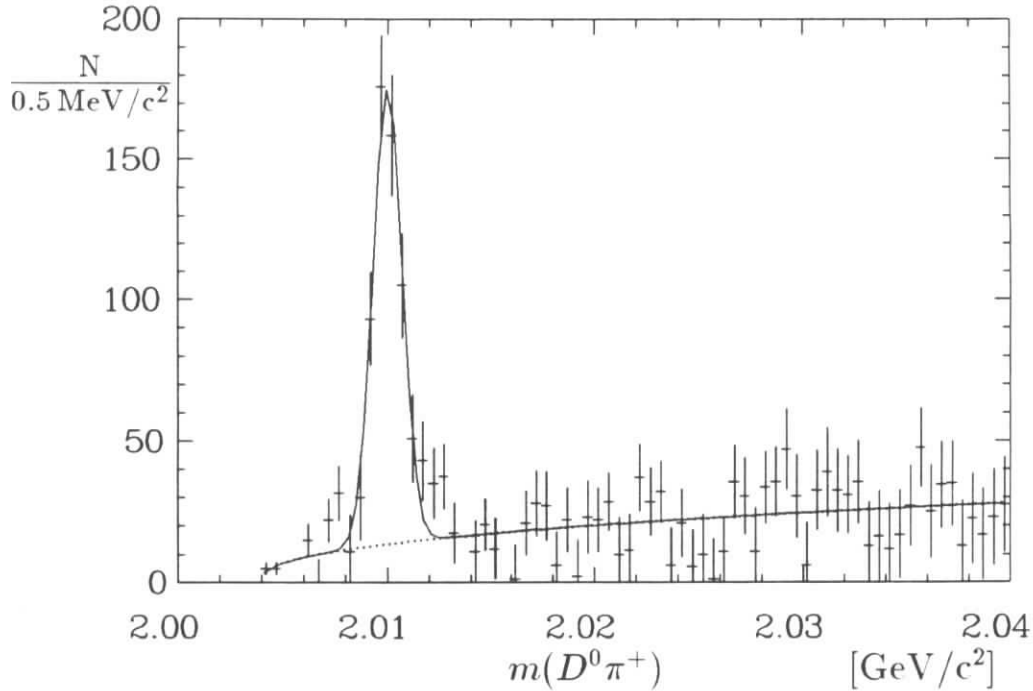


Abbildung 4.3: Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen nach Kontinuumsabtraktion. Die durchgezogene Linie gibt das Ergebnis der Anpassungsrechnung wieder (gestrichelt: Verlauf des kombinatorischen Untergrunds).

der B -Mesonen einen nachweisbaren Einfluß auf die beobachtete Zerfallswinkelverteilung hat.

4.2.1 Der Einfluß des B -Impulses auf die $\cos\vartheta_\pi$ -Verteilung

Im Kapitel 3.4 wurde gezeigt, daß die Ausrichtung des D^{*+} -Spinvektors bezüglich des D^{*+} -Impulsvektors im Ruhesystem der B -Mesonen als Quantisierungsachse definiert ist. Dies bedeutet, daß der Kosinus des Zerfallswinkels durch die folgende Beziehung bestimmt werden müßte :

$$\cos\bar{\vartheta}_\pi = \frac{\mathbf{p}_\pi^* \cdot \bar{\mathbf{p}}_{D^{*+}}}{|\mathbf{p}_\pi^*| \cdot |\bar{\mathbf{p}}_{D^{*+}}|} \quad (4.6)$$

Hierbei ist \mathbf{p}_π^* der Impulsvektor des Pions im D^{*+} -Ruhesystem und $\bar{\mathbf{p}}_{D^{*+}}$ der D^{*+} -Impulsvektor im Ruhesystem der B -Mesonen. In dieser Analyse wurde dagegen folgende Beziehung verwendet:

$$\cos\vartheta_\pi = \frac{\mathbf{p}_\pi^* \cdot \mathbf{p}_{D^{*+}}}{|\mathbf{p}_\pi^*| \cdot |\mathbf{p}_{D^{*+}}|} \quad (4.7)$$

Hier ist $\mathbf{p}_{D^{*+}}$ der D^{*+} -Impulsvektor im Laborsystem.

Aufgrund des kleinen Impulsbetrags der B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ($p_B \approx 300 \text{ MeV}/c$) werden sich die Viererimpulse des D^{*+} -Mesons und damit die Quantisierungsachsen für dessen Spinvektor in den beiden Systemen geringfügig unterscheiden. Um zu untersuchen, wie sich dieser Unterschied auf die beobachtete $\cos\vartheta_\pi$ -Verteilung

auswirkt, wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation der Kosinus des Zerfallswinkels sowohl nach Gleichung (4.6) als auch nach Gleichung (4.7) berechnet.

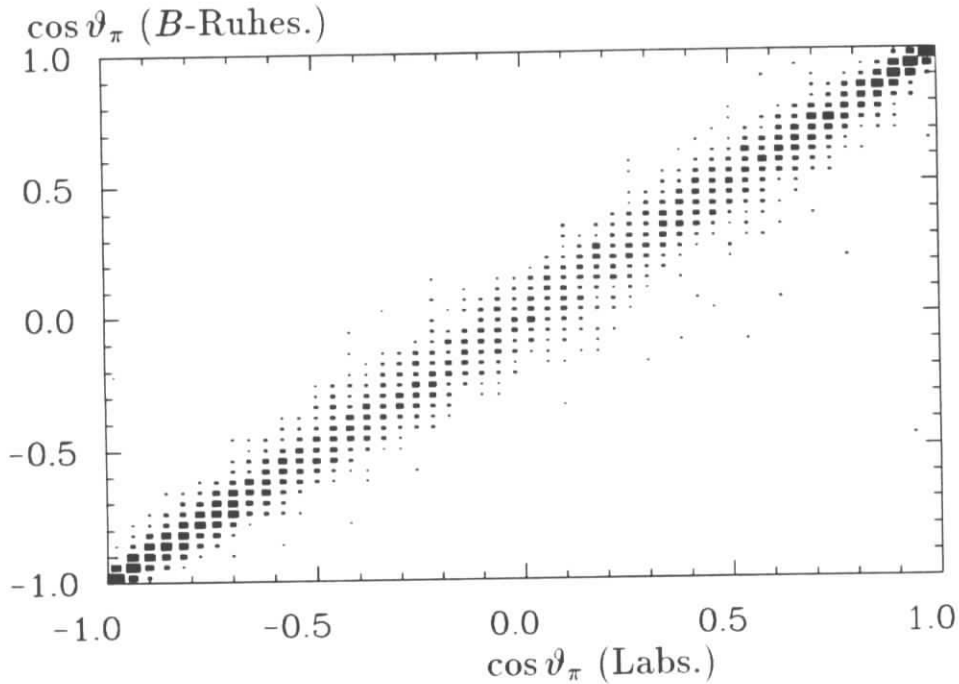


Abbildung 4.4: Korrelation zwischen den Zerfallswinkeln im Laborsystem und im B -Ruhesystem (aus Monte-Carlo)

In Abbildung 4.4 ist die Korrelation zwischen den beiden gewonnenen Verteilungen dargestellt. Daraus wird ersichtlich, daß der lineare Zusammenhang nur geringfügig aufgeweicht wird. Dieses gilt unabhängig vom Polarisationsgrad. In Abbildung 4.5 sind die bei einem Polarisationsgrad $\alpha = 1.0$ gemessenen normierten Zerfallswinkelverteilungen direkt gegenübergestellt. Die aus einer Anpassungsrechnung festgestellte Abweichung ist kleiner als 1% und damit vollkommen vernachlässigbar.

4.2.2 Die unkorrigierte $\cos\vartheta_\pi$ -Verteilung

Es wurden für verschiedene $\cos\vartheta_\pi$ -Intervalle Verteilungen der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen aus den $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumdaten erstellt und der skalierte Kontinuumsbeitrag von den $\Upsilon(4S)$ -Daten subtrahiert. Die so erhaltenen Verteilungen wurden mit dem Fitprogramm MINUIT [27] nach der Methode der kleinsten Quadrate einer Anpassungsrechnung unterzogen, wobei der kombinatorische Untergrund durch den Ausdruck in Gl.(4.5) beschrieben wurde. Die D^{*+} -Signale wurden mittels einer Gaußfunktion angepaßt, deren Breite auf den Wert $0.75 \text{ MeV}/c^2$ festgesetzt wurde, um statistische Schwankungen zu unterdrücken. Die D^{*+} -Signalbreite wird im wesentlichen durch das Pion bestimmt, dessen Impuls auf Werte kleiner als $250 \text{ MeV}/c$ beschränkt ist. Dadurch ergibt sich eine von statistischen Schwankungen abgesehen konstante D^{*+} -Signalbreite (s.a. [21]), so daß die Breite gewählt wurde, die sich ohne eine Aufteilung in Intervalle von $\cos\vartheta_\pi$ ergeben

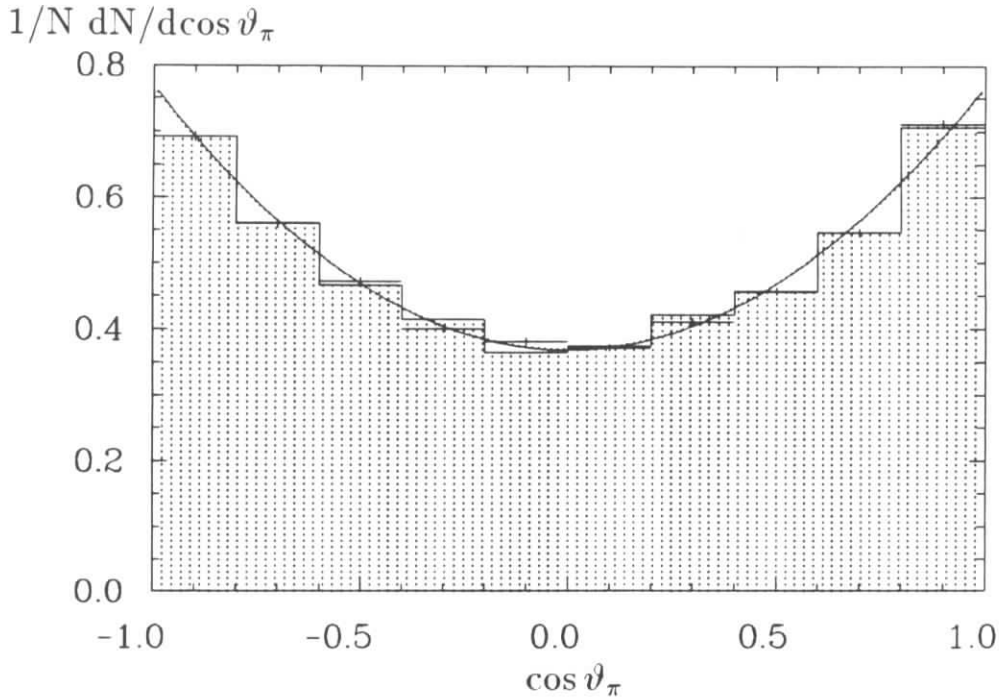


Abbildung 4.5: Zerfallswinkelverteilungen bei $\alpha = 1.0$, gemessen im Laborsystem (schraffiert) und im B -Ruhesystem (Datenkreuze) (aus Monte-Carlo)

hatte (s. Kap. 4.1). Um den durch diese Festsetzung der Signalbreite bedingten Fehler berücksichtigen zu können, wurde jede Anpassungsrechnung zweimal wiederholt, wobei die Breite um $\pm 0.15 \text{ MeV}/c^2$ variiert wurde. Aus den Abweichungen dieser Ergebnisse vom ursprünglichen Wert wurde der systematische Fehler der Messungen berechnet.

Die Ergebnisse aus den Anpassungsrechnungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Ebenfalls getrennt durchgeführte Anpassungsrechnungen an die D^{*+} -Signale aus den $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumdaten mit anschließender Subtraktion führten zu gleichen Ergebnissen.

Man sieht, daß die systematischen Unsicherheiten geringer als die statistischen sind. Die Abbildung 4.6 zeigt das entsprechende Histogramm, wobei die Fehlerbalken den Gesamtfehler wiedergeben, der aus der quadratischen Addition der statistischen und systematischen Fehler berechnet worden ist.

Im Anhang wird gezeigt, wie mit Hilfe eines χ^2 -Tests aus der unkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung eine Aussage über die D^{*+} -Polarisation gemacht werden kann.

4.2.3 Der Akzeptanzverlauf in $\cos \vartheta_\pi$

Die Akzeptanzen oder Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten ermittelt (s. Kap. 3.2). Diese Monte-Carlo-Ereignisse wurden mit den gleichen Schnitten wie die experimentellen Daten analysiert. Aus dem Verhältnis der rekonstruierten zu den generierten Ereignissen ergibt sich die Akzeptanz ϵ :

$$\epsilon = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \quad (4.8)$$

$\cos \vartheta_\pi$ -Intervall	$n_{D^{*+}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	$\cos \vartheta_\pi$ -Intervall	$n_{D^{*+}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
-1.0 ... -0.8	$22 \pm 10 \pm 3$	0.0 ... 0.2	$49 \pm 13 \pm 7$
-0.8 ... -0.6	$38 \pm 13 \pm 5$	0.2 ... 0.4	$74 \pm 17 \pm 6$
-0.6 ... -0.4	$26 \pm 8 \pm 4$	0.4 ... 0.6	$82 \pm 18 \pm 3$
-0.4 ... -0.2	$40 \pm 12 \pm 6$	0.6 ... 0.8	$102 \pm 19 \pm 5$
-0.2 ... 0.0	$48 \pm 15 \pm 6$	0.8 ... 1.0	$113 \pm 21 \pm 5$

Tabelle 4.1: *Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das D^{*+} -Signal in Intervallen von $\cos \vartheta_\pi$*

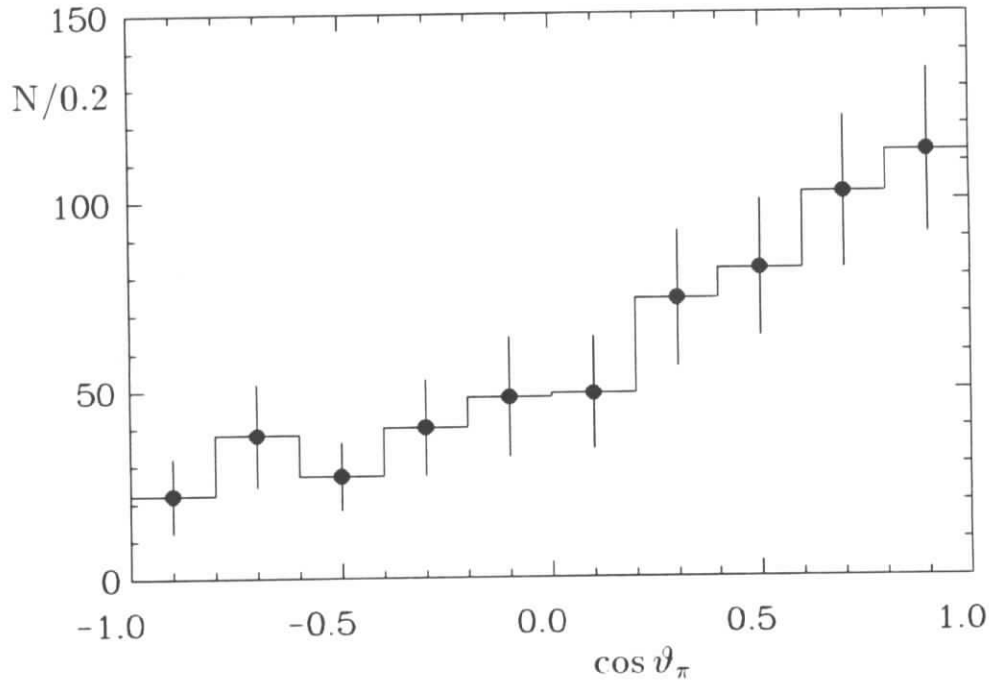


Abbildung 4.6: *Die unkorrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung*

Die Akzeptanz für die Rekonstruktion des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ in Abhängigkeit von $\cos \vartheta_\pi$ wird im wesentlichen durch das niederenergetische Pion bestimmt. Die Akzeptanz für geladene Pionen mit $|\cos \theta| < 0.92$ und $\chi^2_{VX} < 36$ in Abhängigkeit von deren Impuls ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

Der Abfall der Akzeptanz bei Impulsen unterhalb von $140 \text{ MeV}/c$ ist auf die geringe Rekonstruktionswahrscheinlichkeit — bedingt durch große Vielfachstreuwinkel und hohe Energieverluste der Pionen — zurückzuführen. Die D^0 -Mesonen besitzen dagegen bei der Rekonstruktion des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ eine nahezu konstante Akzeptanz von etwa 55% (s. [21]).

Die Abbildung 4.8 zeigt die aus einer Monte-Carlo-Simulation ermittelte Korrelation zwischen dem Impuls der Pionen und $\cos \vartheta_\pi$. Sie zeigt, daß die Pionen, die unter großen

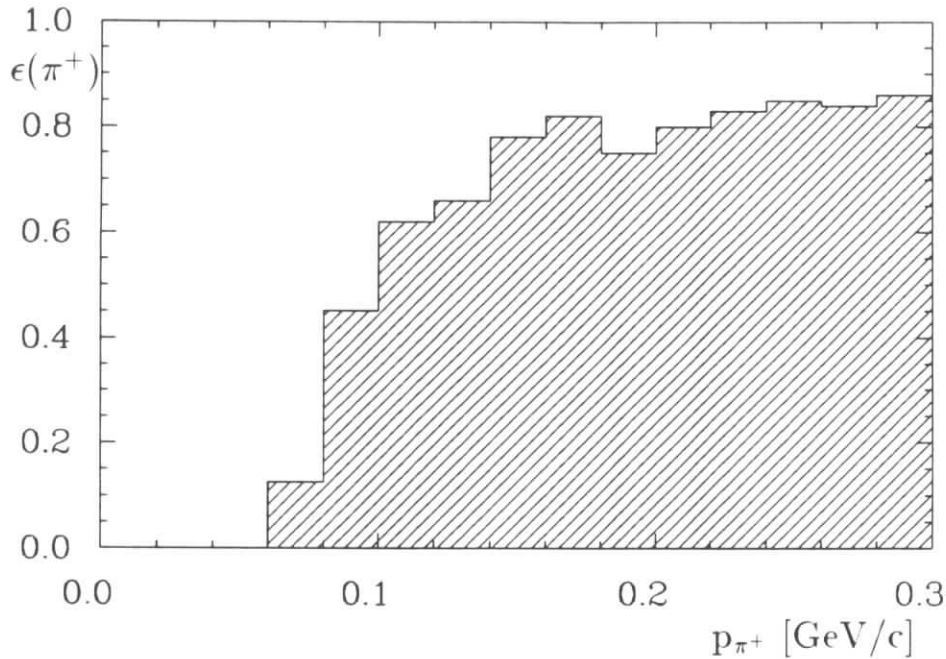


Abbildung 4.7: Akzeptanz für geladene Pionen

Winkeln emittiert werden, über einen im Mittel kleineren Impulsbetrag verfügen. Dieser Umstand führt zu einer entsprechend geringeren Akzeptanz bei größeren Zerfallswinkeln.

Den Akzeptanzverlauf in $\cos \vartheta_\pi$ zeigt die Abbildung 4.9. Man erkennt einen stärkeren Anstieg der Akzeptanz bis zu Werten um $\cos \vartheta_\pi = 0.0$ und einen fast konstanten Verlauf bei höheren Werten. Die dargestellten Fehler setzen sich zusammen aus einem statistischen Fehler, der durch die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt wird, und einem systematischen Fehler, der Unzulänglichkeiten in den Simulationsrechnungen berücksichtigen soll. Wegen der großen Impulsabhängigkeit wurde eine relative systematische Unsicherheit von 10% angenommen. Statistischer und systematischer Fehler wurden quadratisch zum Gesamtfehler der Akzeptanz addiert.

Der Verlauf der Akzeptanz wurde mit Monte-Carlo-Daten sowohl mit unpolarisierten als auch mit polarisierten D^{*+} -Mesonen untersucht. Dabei ergaben sich unabhängig vom Polarisationsgrad der generierten Daten innerhalb der Fehler keine Unterschiede.

4.2.4 Die Anpassungsrechnung an die $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung

Die korrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung ergibt sich durch Division der unkorrigierten Werte (s. Abb. 4.6) mit den jeweiligen Akzeptanzen (s. Abb. 4.9), wobei die Gesamtfehler der Akzeptanzwerte dem systematischen Fehler hinzugerechnet wurden.

Die so erhaltene $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung soll einer durch den Ausdruck

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi} \sim 1 + \alpha \cos^2 \vartheta_\pi \quad (4.9)$$

beschriebenen Verteilung genügen, wobei α den Polarisationsgrad bezeichnet (vgl. Kap. 3.4). Der Wert für α wurde also ermittelt, indem die korrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung einer

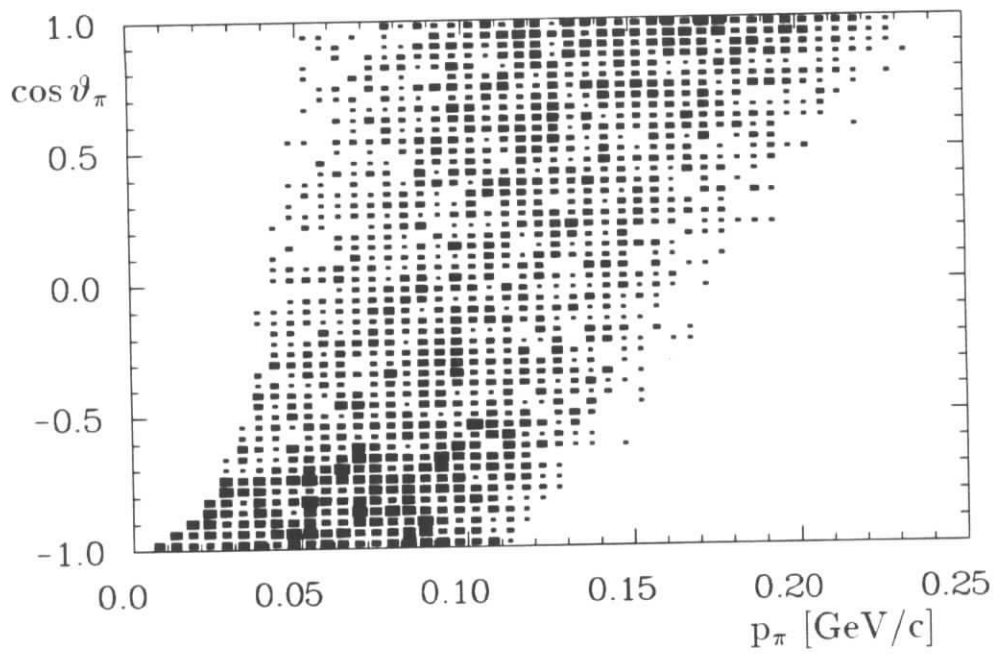


Abbildung 4.8: Korrelation zwischen dem Pionimpuls und $\cos \vartheta_\pi$

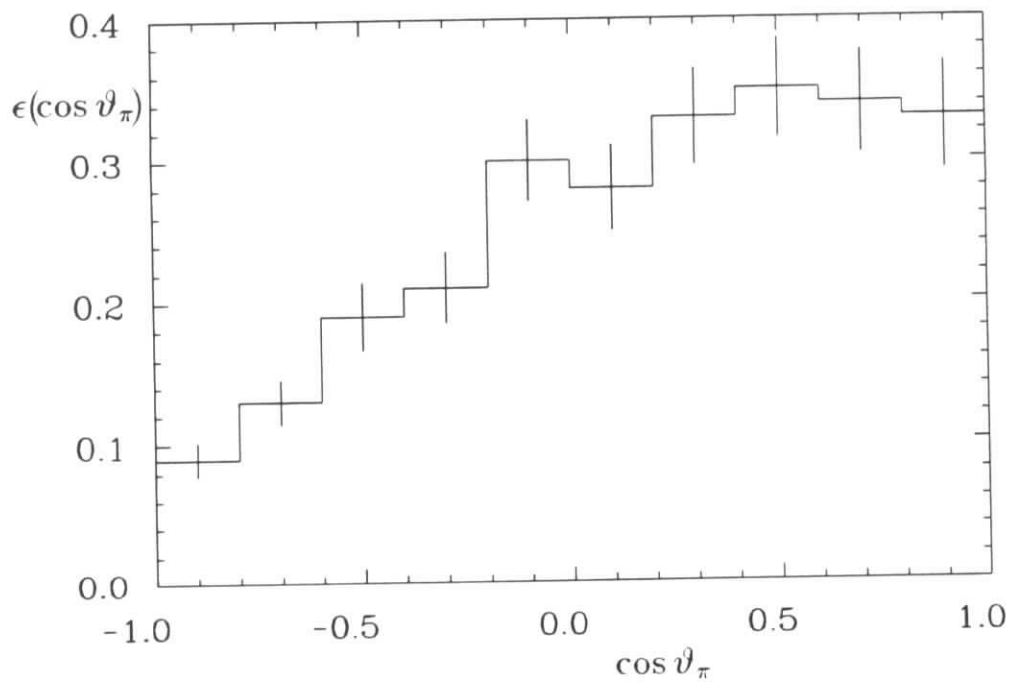


Abbildung 4.9: D^{*-} -Akzeptanz in Abhängigkeit von $\cos \vartheta_\pi$

Anpassungsrechnung mit einer Funktion, gegeben durch

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta_\pi} = A \cdot (1 + \alpha \cos^2 \vartheta_\pi) \quad (4.10)$$

unterworfen wurde. Der Parameter A liefert die Normierung. Er wurde ebenso wie der Polarisationsgrad α als freie Größe behandelt. Die Anpassungsrechnung wurde wiederum mit dem Fitprogramm MINUIT [27] nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 dargestellt, für den Polarisationsgrad ergab sich ein Wert von $\alpha = 1.1_{-0.6}^{+0.8}$ bei einem minimalen $\chi^2_{min}/(\text{Anzahl der Freiheitsgrade})=3.60/8=0.45$.

Da auffällt, daß die Werte bei $\cos \vartheta_\pi > 0.0$ über der Parabel liegen, wurde außerdem eine Anpassungsrechnung an einer Verteilung durchgeführt, bei der die am Nullpunkt gespiegelten Werte zusammengefaßt worden sind. Der hierbei ermittelte Wert für α und die statistischen Fehler stimmten mit den oben angegebenen Werten überein.

Das Fitprogramm versucht, die freien Parameter einer gegebenen Funktion so den beobachteten Daten anzupassen, daß der χ^2 -Wert minimiert wird. Hierbei kann prinzipiell nicht ausgeschlossen werden, daß die gefundenen Werte nur einem lokalen Minimum entsprechen. Aus diesem Grunde wurde in Abbildung 4.11 ein Konturdiagramm in der Ebene der beiden Fitparameter erstellt, das die Linien mit gleichem χ^2 , die sogenannten Kovarianzellipsen, wiedergibt. Bei den zehn innersten durchgezogenen Linien wurden die χ^2 -Werte um jeweils 0.01 erhöht, bei den folgenden gepunkteten Linien um 0.02, anschließend um 0.05 (gestrichelt) und bei den äußersten durchgezogenen Linien um 0.1. Die äußerste Linie entspricht dann einem $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1.0$. Ein weiteres Minimum ist nicht erkennbar. Eingezeichnet ist ferner der Bereich, der durch die statistischen Fehler für α gegeben ist. Außerdem zeigt dieses Diagramm die starke Korrelation zwischen der Normierungsgröße A und dem Polarisationsgrad α (der Korrelationskoeffizient beträgt -0.80).

Es ist möglich, die Normierung durch die Berechnung des Integrals über die $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung festzulegen. Die dann durchgeführte Anpassungsrechnung lieferte ein identisches Ergebnis.

Um den Einfluß der beiden systematischen Fehlerquellen aus den Anpassungsrechnungen an die D^{*+} -Signale und aus den Akzeptanzwerten zu ermitteln, wurde die Anpassungsrechnung zum einen mehrmals bei Werten für $n(D^{*+})$ wiederholt, die innerhalb der durch deren systematischen Fehler gegebenen Grenzen variiert wurden, und zum anderen bei verschiedenen Werten für die Akzeptanzen durchgeführt, wobei auch Werte benutzt wurden, die sich aus Monte-Carlo-Datensätzen bei verschiedenen D^{*+} -Polarisationsgraden ergeben hatten. Aus den Abweichungen vom ursprünglichen Wert konnte der Beitrag dieser beiden Fehlerquellen zum systematischen Fehler des Polarisationsgrades abgeschätzt werden. Im einzelnen ergaben sich folgende Beiträge:

- systematischer Fehler aus den Anpassungsrechnungen an die D^{*+} -Signale : ± 0.1
- systematischer Fehler aus den Akzeptanzwerten : ± 0.2

Da beide Fehler als unabhängig voneinander angesehen werden können, wurden sie quadratisch addiert, so daß sich für den Polarisationsgrad α ergibt :

$$\alpha = 1.1_{-0.6}^{+0.8}(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.}) \quad (4.11)$$

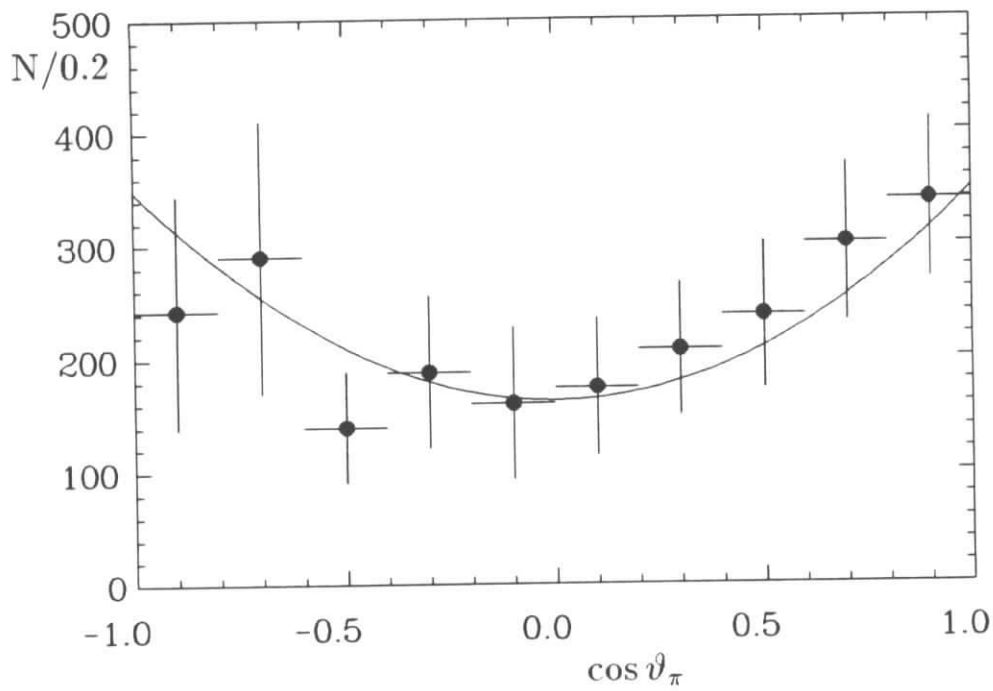


Abbildung 4.10: Korrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung. Die durchgezogene Linie gibt das Ergebnis der Anpassungsrechnung wieder

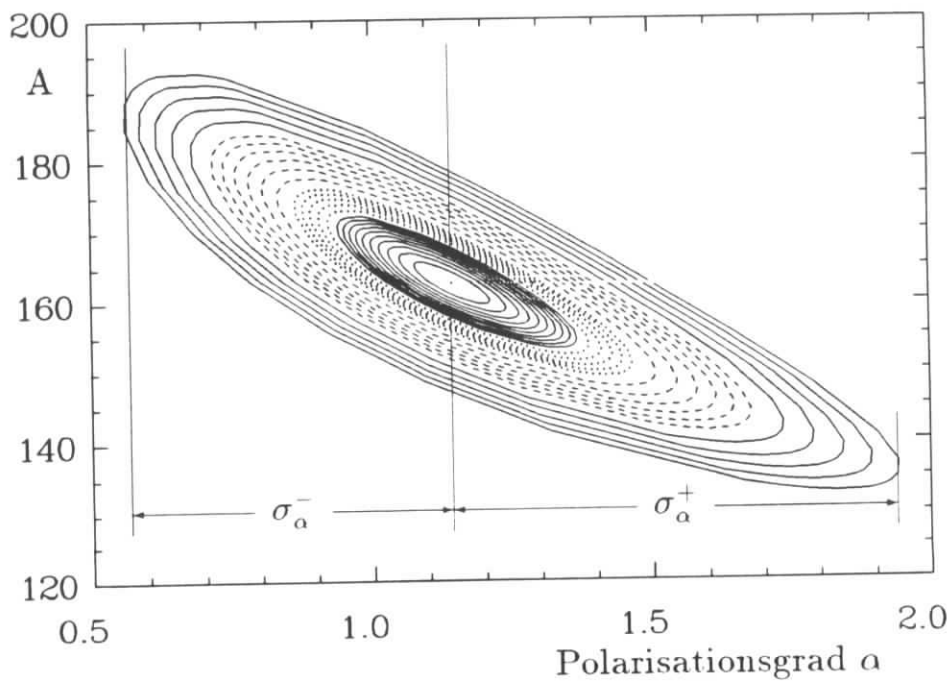


Abbildung 4.11: Konturen mit gleichem χ^2 in der Ebene der beiden Fitparameter α und A (Erklärung im Text)

Dieser Wert muß als ein vorläufiges Ergebnis angesehen werden, da — wie die Abbildung 4.14 zeigt — aufgrund der geringen D^{*+} -Akzeptanz bei kleinen Energien die Zerfallsbreite für longitudinal oder transversal polarisierte D^{*+} -Mesonen stärker unterdrückt werden kann, was aufgrund der Beziehung $\alpha = 2\Gamma_L/\Gamma_T - 1$ zu einer Verfälschung des gemessenen Polarisationsgrades führen würde. Davon soll in den nächsten Abschnitten die Rede sein.

4.2.5 Die Energieabhängigkeit der D^{*+} -Polarisation

Um zu sehen, wie sich die Polarisation der D^{*+} -Mesonen in Abhängigkeit von deren Energie verhält, wurde die $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung in Intervallen der skalierten Energie untersucht.

Die skalierte Energie $x_E(D^{*+})$ ist gegeben durch:

$$x_E(D^{*+}) = \frac{E_{D^{*+}}}{E_{beam}} \quad (4.12)$$

Für D^{*+} -Mesonen aus B -Zerfällen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz liegen mögliche Werte von $x_E(D^{*+})$ im Bereich $0.38 - 0.61$. Die skalierte Energie wurde gewählt, weil sie in einer einfachen Beziehung zur Größe q^2 steht, und weil aus der x_E -Verteilung das q^2 -Spektrum abgeleitet werden kann (s. Kap. 4.4).

Der Bereich von $x_E(D^{*+})$ wurde in sechs Intervalle aufgeteilt. Bei der Erstellung der $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen und Akzeptanzen wurde wie in den Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 beschrieben vorgegangen, mit der einen Ausnahme, daß der Bereich von $\cos \vartheta_\pi$ in 5 Intervalle aufgeteilt worden ist, um in den einzelnen Intervallen über eine ausreichende Statistik zu verfügen.

Die akzeptanzkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen zeigt die Abbildung 4.12. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse aus den Anpassungsrechnungen. Man sieht, daß im Intervall $0.38 < x_E < 0.42$ nur unter kleinen Winkeln emittierte Pionen nachgewiesen werden können, so daß in diesem Bereich keine konkrete Aussage über die D^{*+} -Polarisation gemacht werden kann.

Die resultierenden Werte für die Polarisationsgrade sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Bei den statistischen Fehlern ist zu beachten, daß sie zum Teil über die physikalisch erlaubte Grenze bei $\alpha = -1$ hinausgehen. Auf eine eingehende Untersuchung der systematischen Fehler wurde hier verzichtet, doch dürften sie nicht bedeutend größer sein als der Wert, der ohne eine Aufteilung in x_E -Intervalle ermittelt wurde, und wären damit wesentlich kleiner als die statistischen Fehler.

Aus den Werten wird trotz der großen Fehler die Tendenz ersichtlich, daß die Polarisation und damit das Verhältnis Γ_L/Γ_T mit zunehmender Energie ansteigt. Dies deutet auf eine unterschiedliche Energieabhängigkeit dieser beiden Zerfallsbreiten hin. Es ist möglich, aus diesen gewonnenen Polarisationsgraden einen mit den Anteilen am $x_E(D^{*+})$ -Spektrum gewichteten Mittelwert auszurechnen, der dann dem wahren Polarisationsgrad entsprechen muß. Da jedoch im kritischen Bereich bei geringen D^{*+} -Energien keine Aussage über die D^{*+} -Polarisation gemacht werden kann, und weil die

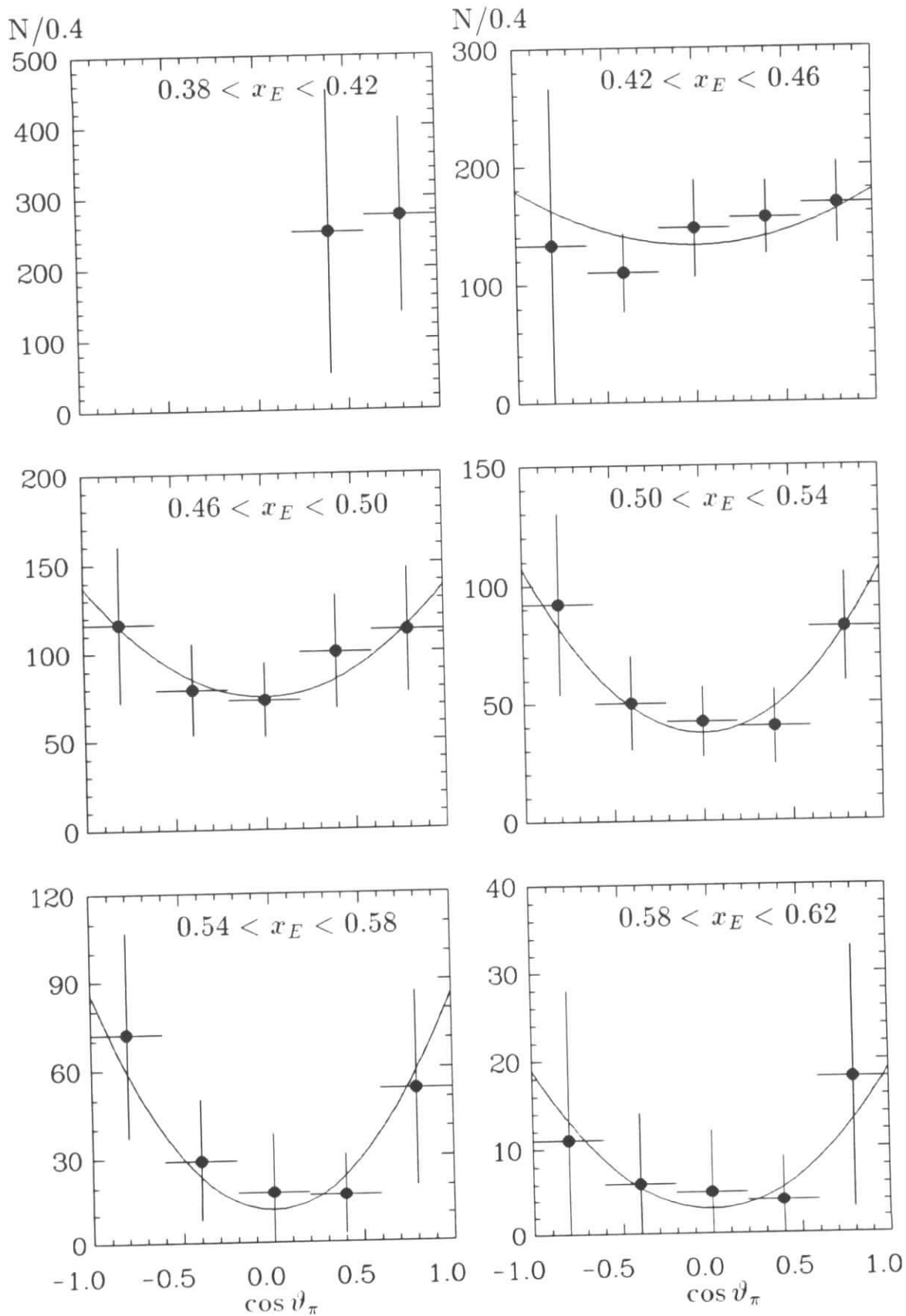


Abbildung 4.12: $\cos \vartheta_\pi$ - Verteilungen in Intervallen von $x_E(D^{*+})$. Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen dar.

$x_E(D^{*+}) - \text{Intervall}$	Polarisationsgrad α
0.38 – 0.42	–
0.42 – 0.46	0.4 ± 0.6
0.46 – 0.50	0.8 ± 0.8
0.50 – 0.54	1.9 ± 1.5
0.54 – 0.58	6.3 ± 10.3
0.58 – 0.62	5.3 ± 14.3

Tabelle 4.2: Der Polarisationsgrad α in Intervallen von $x_E(D^{*+})$

statistischen Fehler teilweise schon aus physikalischen Gründen zu groß sind, wurde hier ein anderer Weg beschritten, um den wahren Polarisationsgrad zu ermitteln¹.

4.3 Die Messung der $x_E(D^{*+})$ - und q^2 -Spektren

In diesem Abschnitt soll die Messung der Spektren der skalierten Energie und der Größe q^2 der D^{*+} -Mesonen aus dem inklusiven Zerfall $B \rightarrow D^{*+}X$ vorgestellt werden. Die eigentliche Motivation für diese Messung liegt darin begründet, Rückschlüsse auf das Verhalten longitudinal und transversal polarisierter D^{*+} -Mesonen machen zu können. Doch ist vor allem das q^2 -Spektrum auch darüber hinaus von Interesse, gibt es doch Aufschluß über die Verteilung der invarianten Masse des Endzustands X .

Die Messungen wurden in zwei getrennten Bereichen von $|\cos \vartheta_\pi|$ durchgeführt:

1. $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$
2. $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$

Zusätzlich wurde auch noch eine Messung ohne einen Schnitt auf $|\cos \vartheta_\pi|$ durchgeführt.

Monte-Carlo-Rechnungen ohne Detektorsimulation mit unterschiedlichen Modellen für semileptonische B -Zerfälle, die Polarisationsgrade um 1.0 vorhersagen, ergaben, daß im ersten Intervall transversal polarisierte D^{*+} -Mesonen mit einem Anteil von etwa 70 – 80 % dominant vertreten sind. Eine analoge Dominanz gilt für longitudinal polarisierte D^{*+} -Mesonen im zweiten Bereich. Gleichzeitig ist durch diese Aufteilung in beiden Intervallen eine etwa gleich gute Statistik gewährleistet.

4.3.1 Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$

Zur Bestimmung des Akzeptanzverlaufs in $x_E(D^{*+})$ wurde wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben vorgegangen. Auch hier ergaben sich Innerhalb der Fehler keine Unterschiede

¹Tatsächlich stimmt der so berechnete Mittelwert mit dem endgültigen Ergebnis überein, wie es auch sein muß.

im Akzeptanzverlauf bei Vergleich von Monte-Carlo-Daten mit polarisierten und unpolarisierten D^{*+} -Mesonen. Dies kann mit Hilfe der Pionimpulsspektren der Abbildung 3.3 verständlich gemacht werden. Die Spektren aus polarisierten D^{*+} -Mesonen zeigen einen geringfügig erhöhten Anteil im Bereich um $200 \text{ MeV}/c$, in dem allerdings die Akzeptanz der Pionen (s. Abbildung 4.7) bereits einen nahezu konstanten Wert erreicht hat, so daß dieser Effekt keinen nachweisbaren Einfluß auf den Akzeptanzverlauf hat.

Die Akzeptanzen in $x_E(D^{*+})$ für die beiden $|\cos \vartheta_\pi|$ -Bereiche sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Zum Vergleich zeigt die Abbildung 4.14 den Akzeptanzverlauf ohne Einschränkung von $|\cos \vartheta_\pi|$. Es wurde auch hier wegen der starken Impulsabhängigkeit eine systematische Unsicherheit von 10% angenommen.

Der langsamere Anstieg der Akzeptanz im Intervall $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$ läßt sich darauf zurückführen, daß hier die Pionen, die unter großen Winkeln emittiert werden, aufgrund ihres niedrigen Impulses und der damit verbundenen geringen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in diesem Intervall zu einer im Mittel etwas kleineren D^{*+} -Akzeptanz führen. Im Intervall $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ ergab sich eine mittlere Akzeptanz von 28%, im Bereich $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$ dagegen von 24%.

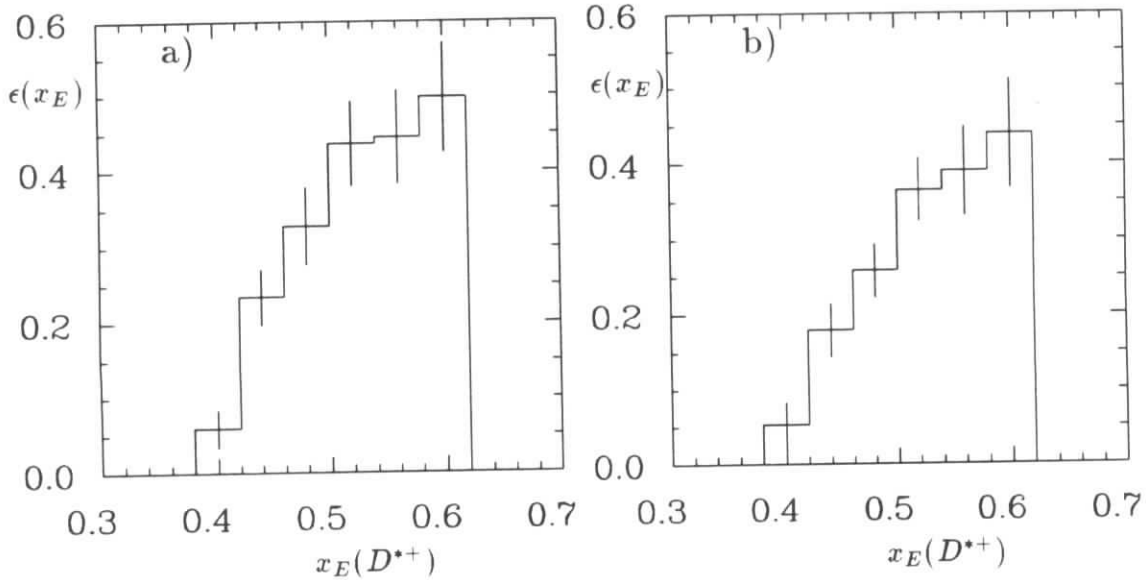


Abbildung 4.13: Akzeptanz für D^{*+} -Mesonen im Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in Abhängigkeit von x_E in den Bereichen a) $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ und b) $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$

Zum Vergleich zeigt die Abbildung 4.14 den Akzeptanzverlauf, der ohne eine Einschränkung auf $|\cos \vartheta_\pi|$ ermittelt wurde.

4.3.2 Die $x_E(D^{*+})$ -Spektren

Es wurden Verteilungen der invarianten $D^0 \pi^+$ -Massen in jeweils sechs Intervallen von $x_E(D^{*+})$ in den Bereichen $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ und $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$ erstellt. Der Kontinuumsbeitrag wurde wieder durch Subtraktion der skalierten Kontinuumdaten berücksichtigt.

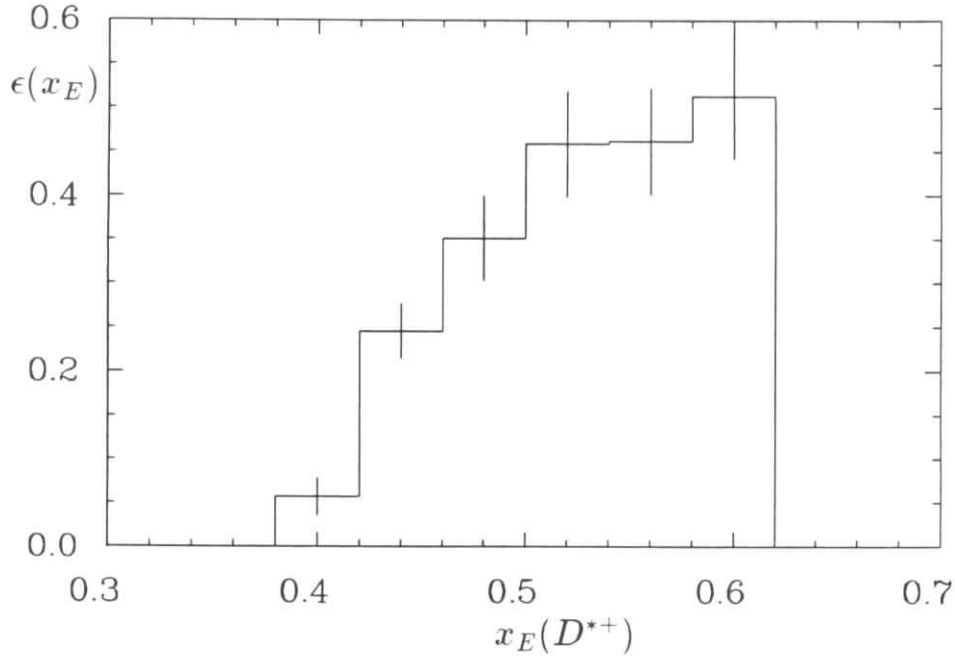


Abbildung 4.14: Akzeptanz für D^{*+} -Mesonen im Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in Abhängigkeit von $x_E(D^{*+})$ ohne Einschränkung auf $|\cos \vartheta_\pi|$

Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, wurden die Verteilungen einer Anpassungsrechnung unterzogen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Die akzeptanz-

$ \cos \vartheta_\pi < 0.6$		$ \cos \vartheta_\pi > 0.6$	
x_E - Intervall	$n_{D^{*+}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$	x_E - Intervall	$n_{D^{*+}} \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$
0.38 - 0.42	$10 \pm 8 \pm 1$	0.38 - 0.42	$20 \pm 9 \pm 5$
0.42 - 0.46	$110 \pm 14 \pm 8$	0.42 - 0.46	$59 \pm 12 \pm 3$
0.46 - 0.50	$92 \pm 15 \pm 5$	0.46 - 0.50	$77 \pm 14 \pm 4$
0.50 - 0.54	$53 \pm 14 \pm 4$	0.50 - 0.54	$71 \pm 14 \pm 4$
0.54 - 0.58	$24 \pm 12 \pm 3$	0.54 - 0.58	$44 \pm 16 \pm 7$
0.58 - 0.62	$11 \pm 9 \pm 2$	0.58 - 0.62	$11 \pm 8 \pm 2$

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das D^{*+} -Signal in Intervallen von $x_E(D^{*+})$ in den Bereichen $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ und $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$

korrigierten $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen zeigt die Abbildung 4.15. Die Fehlerbalken geben die Gesamtfehler an, die aus einer quadratischen Addition der statistischen und systematischen Fehler berechnet wurden.

Die Spektren bestätigen die in Abschnitt 4.2.5 festgestellte Tendenz, daß bei kleinen Energien die transversal polarisierten D^{*+} -Mesonen überwiegen. Das bedeutet, daß diese aufgrund der niedrigen Akzeptanz bei kleinen $x_E(D^{*+})$ -Werten stärker unterdrückt werden, so daß der gemessene Polarisationsgrad größer als der wahre ist.

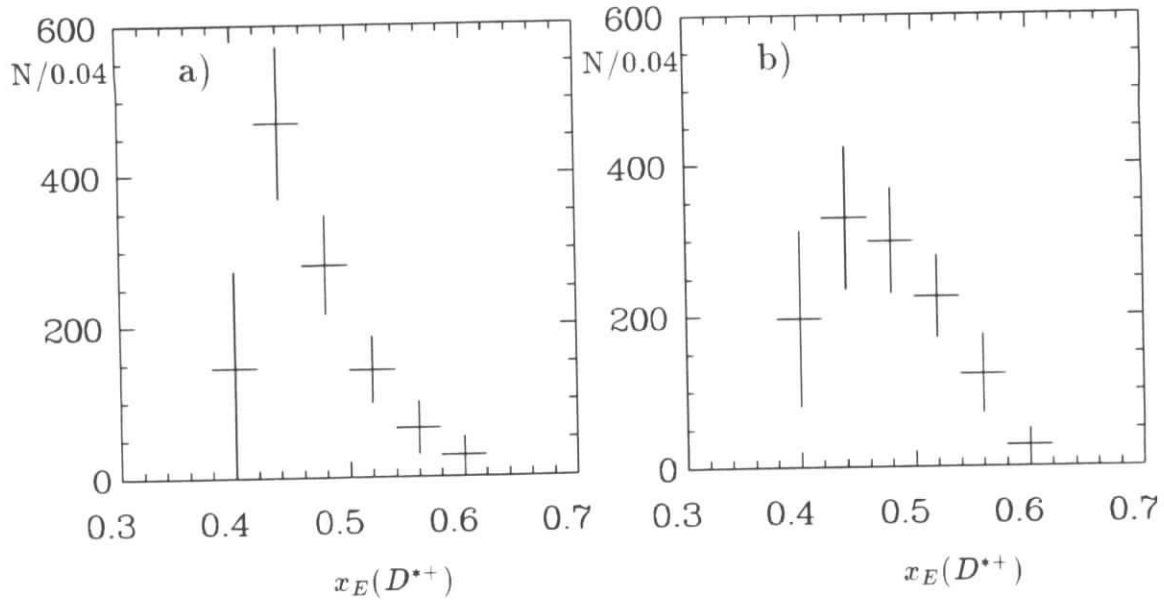


Abbildung 4.15: Die $x_E(D^{*+})$ -Spektren in a) $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ und b) $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$

4.3.3 Die q^2 -Spektren des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$

Im Kapitel 1.3 wurde gezeigt, daß bei der Berechnung der Zerfallsbreite des $B \rightarrow D^{*+} X$ Übergangs Formfaktoren und Spektralfunktionen benutzt werden können, die nur von der Größe $q^2 = (p_B - p_{D^{*+}})^2$ abhängen. Die Messung des q^2 -Spektrums stellt somit einen weiteren Test des dort vorgestellten Modells dar und erlaubt Rückschlüsse auf das q^2 -Verhalten dieser Funktionen.

Die q^2 -Verteilung ist einer direkten Messung nicht zugänglich, weil über die Impulse der B -Mesonen keine expliziten Angaben gemacht werden können, doch kann sie aus dem $x_E(D^{*+})$ -Spektrum ermittelt werden, wenn man sich den Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen zunutze macht, wie er aus der Definition von q^2 abgeleitet werden kann:

$$\begin{aligned}
 q^2 &= (E_B - E_{D^{*+}})^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_{D^{*+}})^2 \\
 &= m_{D^{*+}}^2 + E_B^2 - 2E_B E_{D^{*+}} - \vec{p}_B^2 + 2\vec{p}_B \vec{p}_{D^{*+}} \cdot \cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^{*+}}) \quad (4.13) \\
 &\approx m_{D^{*+}}^2 + E_{beam}^2 [1 - 2x_E(D^{*+})]
 \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurden dabei alle Terme in \vec{p}_B vernachlässigt, weil im allgemeinen $\vec{p}_B \ll \vec{p}_{D^{*+}}$ gilt. Gleichung (4.13) zeigt also, daß die Größe q^2 bis auf konstante Terme proportional zu $[1 - 2x_E(D^{*+})]$ ist. Man kann demnach aus der Form der $x_E(D^{*+})$ -Verteilung auf den Verlauf des q^2 -Spektrums schließen.

Der Fehler, der durch die Vernachlässigung der Terme in \vec{p}_B in Gleichung (4.13) gemacht wird, kann durch die Verwendung einer Korrekturmatrix ausgeglichen werden. Hierfür wurde aus einer Monte-Carlo-Simulation ein Korrelationsdiagramm (Abbildung 4.16) zwischen den beiden Größen $x_E(D^{*+})$ und q^2 erstellt. Man erkennt, daß der durch

Gleichung (4.13) gegebene lineare Zusammenhang durch die Bewegung der B -Mesonen mit zunehmender D^{*+} -Energie aufgeweicht wird.

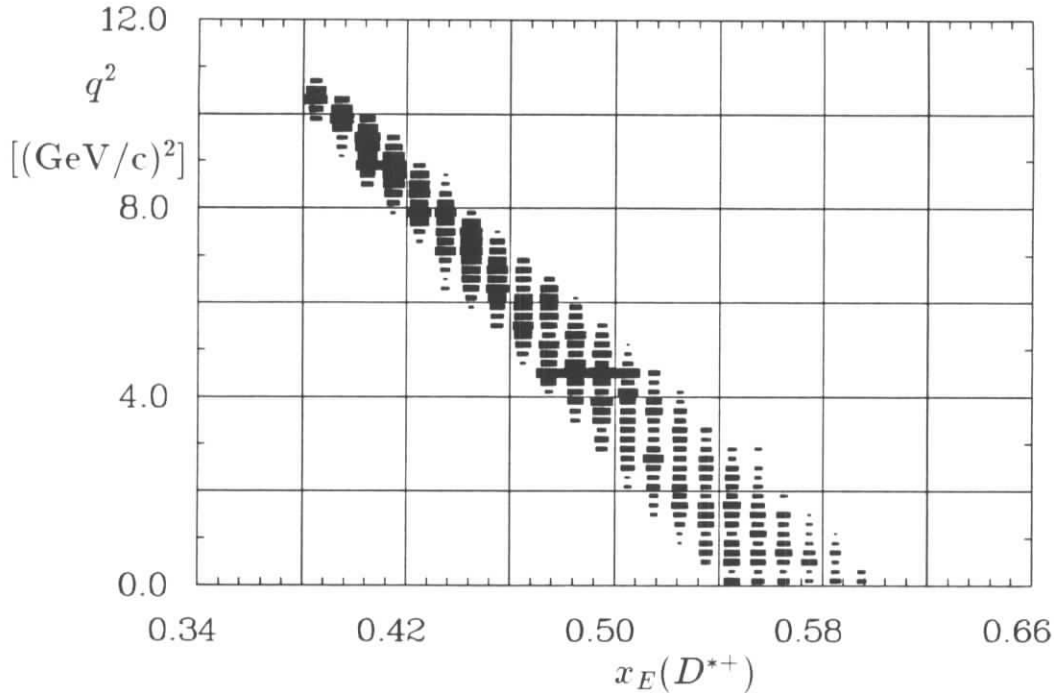


Abbildung 4.16: Korrelation zwischen q^2 und $x_E(D^{*+})$ (aus Monte-Carlo)

Aus diesem Diagramm wurde eine Korrekturmatrix $K = (k_{ij})$ bestimmt, mit deren Hilfe das q^2 -Spektrum aus der $x_E(D^{*+})$ -Verteilung ermittelt werden kann :

$$\left(\frac{dN}{dq^2}\right)_i = k_{ij} \left(\frac{dM}{dx_E}\right)_j \quad (4.14)$$

Hierbei entspricht das Matrixelement k_{ij} der Wahrscheinlichkeit, von M Ereignissen im j -ten Intervall der $x_E(D^{*+})$ -Verteilung N Einträge im i -ten Intervall des q^2 -Spektrums wiederzufinden. Die gewählte Intervallaufteilung ist in Abbildung 4.16 durch das Gitter angedeutet. Bei diesem Verfahren werden allerdings Unsicherheiten in der Monte-Carlo-Simulation wie z.B. der Energieschärfe der Strahlen und der $\Upsilon(4S)$ -Resonanzbreite nicht berücksichtigt, doch dürften sie im Rahmen der statistischen Fehler der $x_E(D^{*+})$ -Messung als vernachlässigbar eingestuft werden.

Die Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen die so erhaltenen normierten q^2 -Spektren für die beiden Bereiche von $|\cos\vartheta_\pi|$. Das Spektrum im Intervall $|\cos\vartheta_\pi| < 0.6$ zeigt einen steilen Anstieg zu höheren q^2 -Werten gefolgt von einem ebenfalls steilen Abfall bis zum maximalen q^2 ($q_{max}^2 = (m_B - m_{D^{*+}})^2 = 10.7 (\text{GeV}/c)^2$). Dagegen zeigt das Spektrum im Intervall $|\cos\vartheta_\pi| > 0.6$ einen wesentlich langsameren Anstieg und einen etwas weniger steilen Abfall. Diese beiden Spektren reproduzieren das unterschiedliche q^2 -Verhalten, das für longitudinal bzw. transversal polarisierte D^* -Mesonen erwartet wird (vgl. Abbildung 1.6).

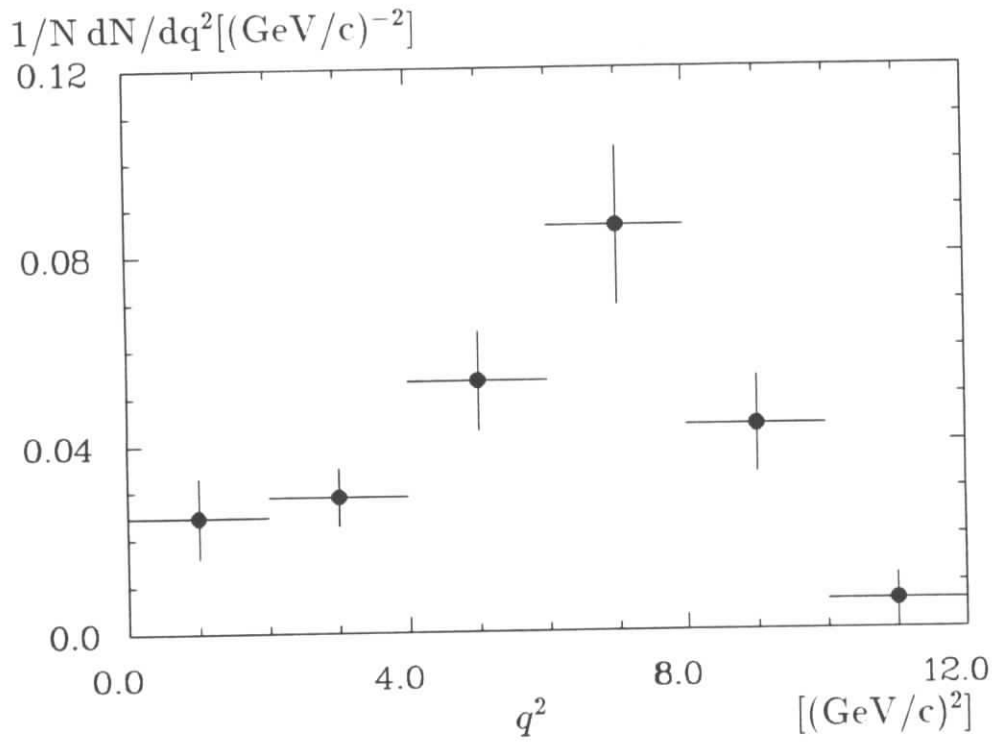


Abbildung 4.17: q^2 -Spektrum des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$ im Bereich $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$

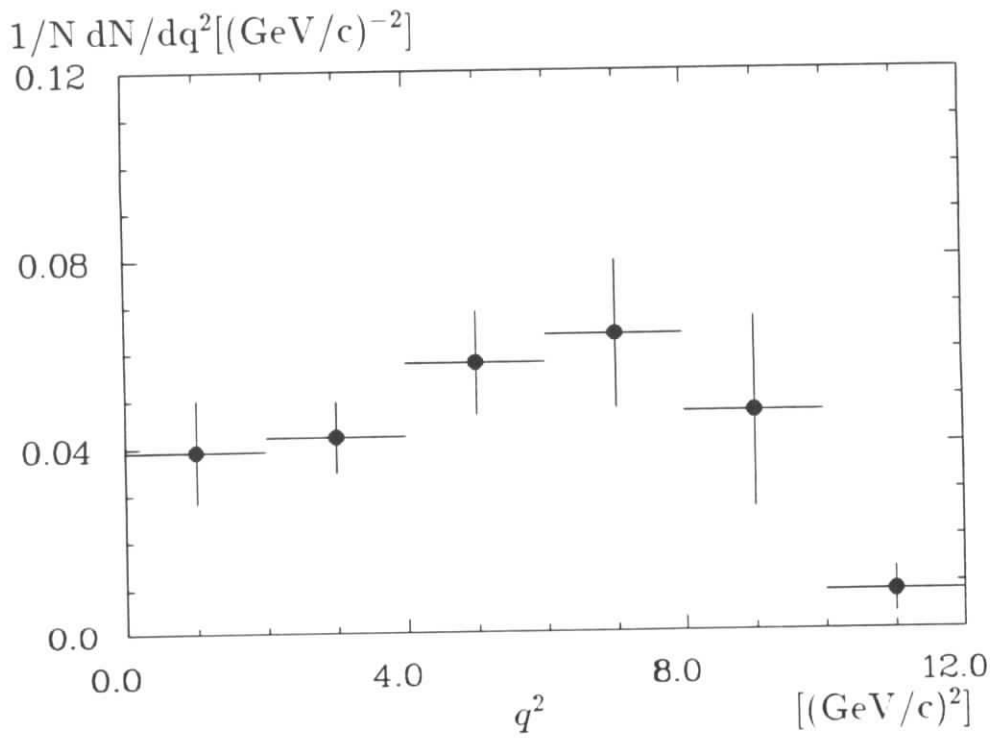


Abbildung 4.18: q^2 -Spektrum des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$ im Bereich $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$

Eine interessante Analyse bestünde darin, diese beiden Spektren einer Anpassungsrechnung zu unterziehen, um so die Formfaktoren bzw. deren Normierung bei $q^2 = 0$ bestimmen zu können. Da die hier gemessenen Spektren über die Spektralfunktionen noch von den Quarkmassen abhängen, deren Werte mit großen Unsicherheiten behaftet sind, wurde hier auf diese Formfaktoranalyse verzichtet. Für den semileptonischen $B \rightarrow D^{*+}$ jedoch wäre diese Analyse durchführbar, sofern man über eine ausreichend große Datenmenge verfügt.

Ein direkter Vergleich dieser Spektren mit den Vorhersagen des Modells von Wirbel und Wu ist nicht möglich, da sie jeweils noch etwa einen Anteil von 20–30% longitudinal bzw. transversal polarisierter D^{*+} -Mesonen enthalten. Um einen Vergleich mit dem gesamten q^2 -Spektrum zu ermöglichen, wurde die Messung auch ohne einen Schnitt auf $|\cos \vartheta_\pi|$ durchgeführt. Das gemessene und akzeptanzkorrigierte $x_E(D^{*+})$ -Spektrum zeigt die Abbildung 4.19. Die daraus ermittelte und normierte q^2 -Verteilung zeigt die Abbildung 4.20, wobei die durchgezogene Linie diejenige Vorhersage des Modells von Wirbel und Wu wiedergibt, die zur Berechnung der Spektralfunktionen das *free quark model* mit Stromquarkmassen benutzt (s. Kapitel 1.3 und Abbildung 1.6 a). Man sieht, daß die theoretische Kurve die beobachtete Verteilung gut beschreibt.

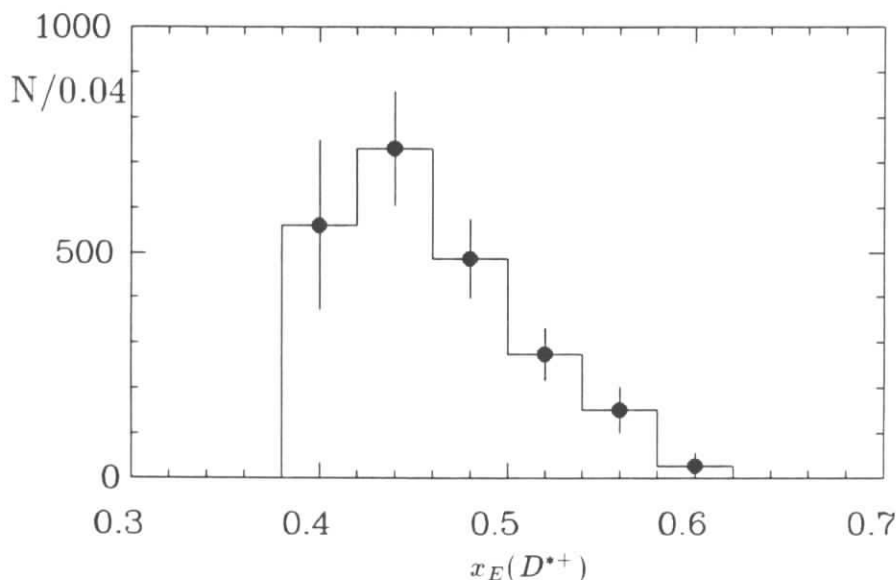


Abbildung 4.19: $x_E(D^{*+})$ -Spektrum ohne Schnitt auf $|\cos \vartheta_\pi|$

Die einzigen bislang vollständig rekonstruierten hadronischen $B \rightarrow D^{*+}$ -Übergänge sind vom Typ $B \rightarrow D^{*+}n\pi$ mit $n \leq 4$ und tragen etwa 6%(9%) zur Zerfallsbreite der geladenen (neutralen) B -Mesonen bei [6]. Dabei steigen die Verzweigungsverhältnisse mit der Zahl der Pionen an, was der hohen beobachteten geladenen und neutralen Multiplizität bei B -Zerfällen entspricht. Dieser Umstand kann durch das hier beobachtete q^2 -Spektrum bestätigt werden, da die Größe q^2 mit dem Quadrat der invarianten Masse des Endzustands X identifiziert werden kann. Das q^2 -Spektrum zeigt einen starken Anteil bei hohen Werten, was einen Hinweis auf Zerfälle mit einer großen Multiplizität darstellt.

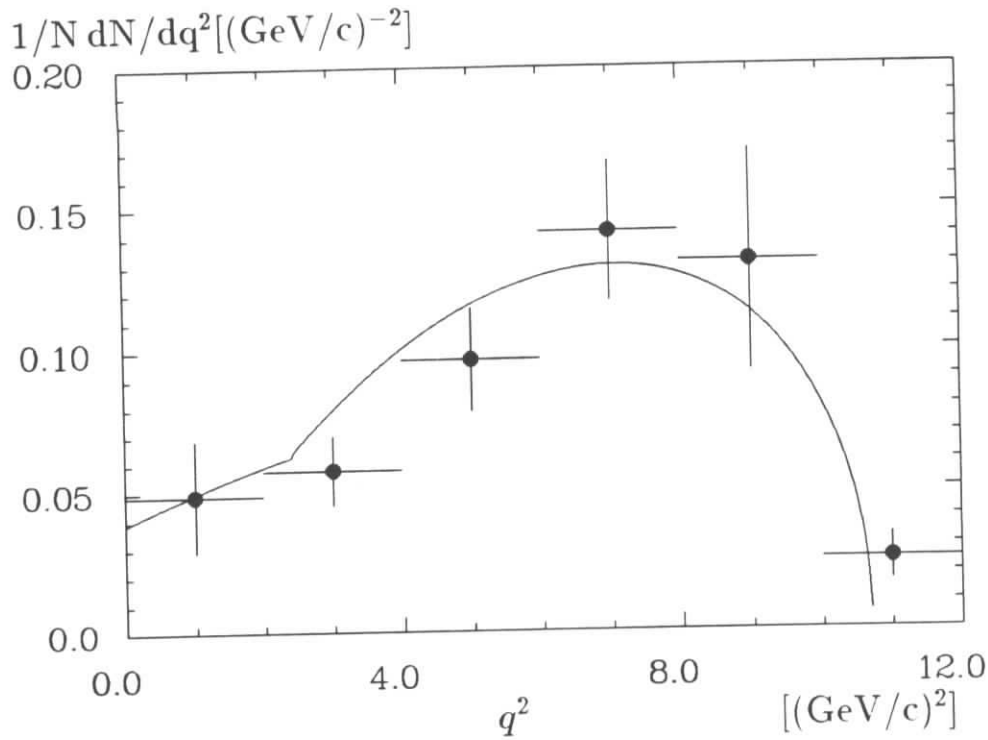


Abbildung 4.20: q^2 -Spektrum ohne Schnitt auf $|\cos \vartheta_\pi|$. Die durchgezogene Linie gibt eine Vorhersage von Wirbel und Wu wieder

4.4 Die Korrektur der Polarisation auf die $x_E(D^{*+})$ -Akzeptanz

Die Ergebnisse des letzten Abschnitts haben unter anderem gezeigt, daß transversal und longitudinal polarisierte D^{*+} -Mesonen ein unterschiedliches q^2 -Verhalten zeigen. So überwiegt bei großen q^2 bzw. kleinen D^{*+} -Energien die transversale Komponente. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß dadurch ein größerer Polarisationsgrad α gemessen wird. In diesem Abschnitt soll nun gezeigt werden, wie durch Benutzung von Monte-Carlo-Daten eine Funktion ermittelt werden kann, die diesen Effekt korrigiert. Ohne die Ergebnisse des letzten Abschnitts wäre diese Methode durch eine größere Modellunsicherheit belastet.

Im einzelnen wurde folgendermaßen vorgegangen :

- Es wurden mehrere Monte-Carlo-Datensätze erstellt, in denen der Zerfall $B \rightarrow D^{*+} X$ nach der im Abschnitt 3.2 beschriebenen Methode generiert wurde, und die sich im Polarisationsgrad α unterschieden.
- Der wahre Polarisationsgrad α_w wurde aus der generierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung mit Hilfe der Anpassungsfunktion (4.10) bestimmt.
- Die generierten Monte-Carlo-Datensätze wurden mit dem Detektorsimulations- und dem Rekonstruktionsprogramm bearbeitet.

- Aus den rekonstruierten Daten wurde eine $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung erstellt, aus der nach einer Akzeptanzkorrektur der gemessene Polarisationsgrad α_m bestimmt wurde.
- Aus der Abhängigkeit des wahren Polarisationsgrades α_w von α_m wurde durch eine Anpassungsrechnung mit einem Polynom zweiten Grades eine Korrekturfunktion ermittelt.

In Abbildung 4.21 sind die α_w -Werte in Abhängigkeit von α_m dargestellt, wobei nur die statistischen Fehler aus den Anpassungsrechnungen angegeben sind. Die eingezeichnete Kurve beschreibt die Korrekturfunktion

$$\alpha_w(\alpha_m) = 0.69 \cdot \alpha_m + 0.12 \cdot \alpha_m^2 \quad (4.15)$$

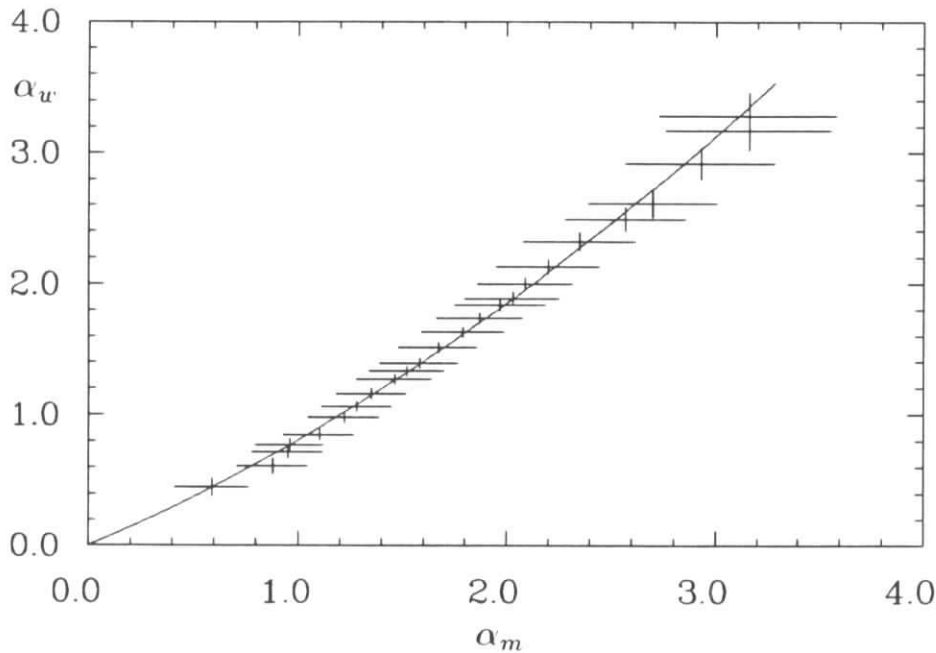


Abbildung 4.21: α_w in Abhängigkeit von α_m . Es wurden die Monte-Carlo-Daten verwendet, deren q^2 -Verteilungen denen in Abbildung 4.22 entsprechen.

Der Verlauf dieser Korrekturfunktion wird natürlich bestimmt durch das q^2 -Verhalten der transversalen und longitudinalen Komponente. Abbildung 4.22 zeigt die entsprechenden normierten q^2 -Verteilungen der hier verwendeten Monte-Carlo-Daten bei einem mittleren Polarisationsgrad $\alpha = 1.0$.

Um zu sehen, wie sich die q^2 -Spektren auf die Korrekturfunktion auswirken, wurde auf das Ergebnis von [10] zurückgegriffen, wo eine Korrekturfunktion mit Hilfe zweier Monte-Carlo-Datensätze ermittelt wurde. Diese Datensätze enthielten Ereignisse mit dem semileptonischen Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$, die nach Modellen von Wirbel, Bauer, Stech (WBS) [8] bzw. Grinstein, Isgur, Wise (GIW) [28] generiert wurden, und die einen mittleren Polarisationsgrad von $\alpha = 1.14$ bzw. $\alpha = 3.8$ vorhersagen. Deren q^2 -Spektren zeigt die Abbildung 4.23.

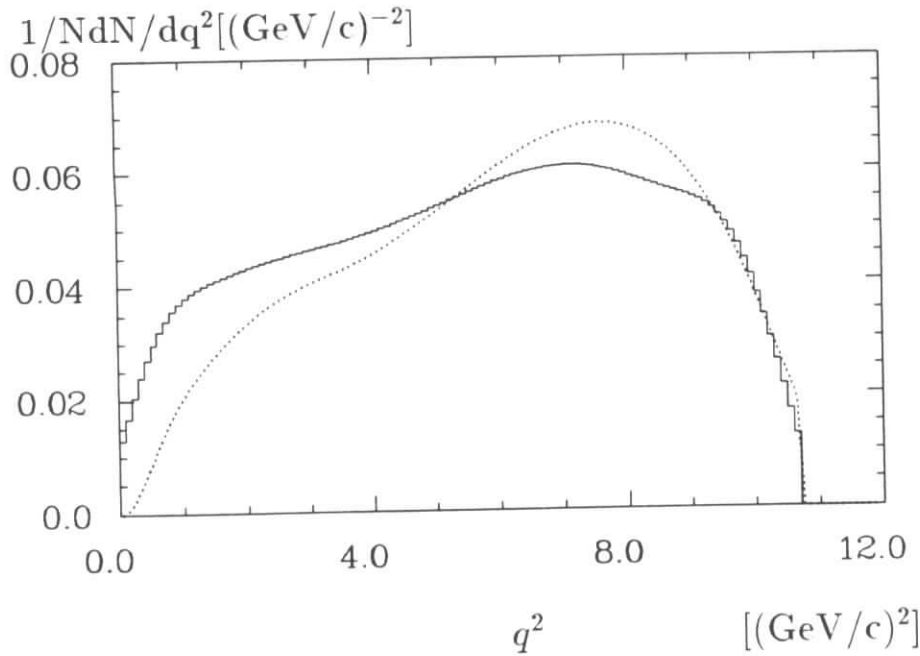


Abbildung 4.22: Monte-Carlo q^2 -Spektren für transversal (gepunktet) und longitudinal (durchgezogen) polarisierte D^{*+} -Mesonen

Die unterschiedlichen Polarisationsgrade wurden hier durch Schnitte auf den Leptonimpuls bewirkt. Dies ist möglich, weil in diesen Modellen die negativ transversale Komponente, $d\Gamma_{T-}/dE_l$, einen harten Anteil im Leptonenspektrum erzeugt, während der longitudinale Anteil, $d\Gamma_L/dE_l$, das Leptonenspektrum bei mittleren Impulsen um $1.5 \text{ GeV}/c$ dominiert. Somit bewirken hohe Leptonimpulsschnitte eine Anreicherung der transversalen gegenüber der longitudinalen Komponente, also eine Reduzierung des Verhältnisses Γ_L/Γ_T .

Abbildung 4.24 zeigt die so ermittelten α_w -Werte in Abhängigkeit von α_m . Hierbei stammen die unteren vier Einträge aus dem Monte-Carlo nach WBS, die oberen drei Einträge aus dem GIW-Monte-Carlo. Es wurde eine geringfügig andere Korrekturfunktion ermittelt:

$$\alpha_w(\alpha_m) = 0.72 \cdot \alpha_m + 0.05 \cdot \alpha_m^2 \quad (4.16)$$

Aus beiden Korrekturfunktionen ergibt sich, daß gemessene Polarisationsgrade mit Werten um 1 eine systematische Abweichung vom wahren Polarisationsgrad von etwa $-(20 - 30)\%$ aufweisen. Die hierbei auftretende Unsicherheit wurde im systematischen Fehler des ermittelten Polarisationsgrades mit einem Beitrag von ± 0.2 berücksichtigt. Dieser Wert beinhaltet sowohl die Fehler der Koeffizienten der Korrekturfunktionen als auch die verbleibende Unsicherheit über den genauen Verlauf der q^2 -Spektren. Bei der Ermittlung des wahren Polarisationsgrades und dessen Fehler wurde die Korrekturfunktion (4.16) benutzt, da das dort benutzte WBS-Monte-Carlo in den q^2 -Spektren und dem Polarisationsgrad gut mit den hier ermittelten Ergebnissen übereinstimmt².

²Die Funktion (4.16) ändert sich nur unwesentlich, wenn man nur die vier Einträge aus dem WBS Monte-Carlo beim Fitten heranzieht.

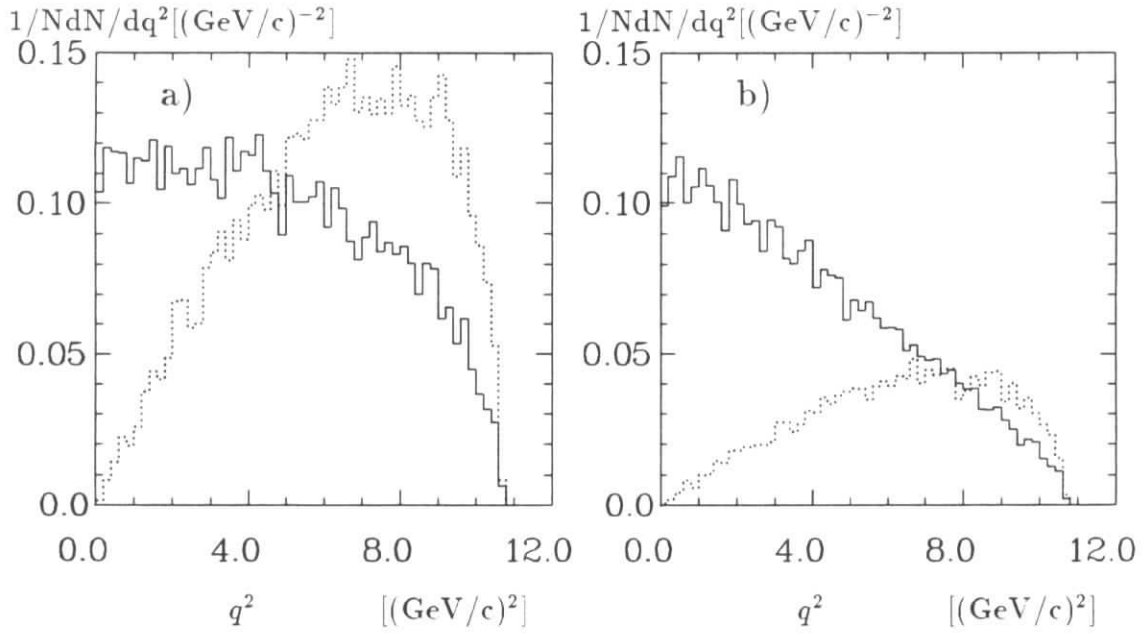


Abbildung 4.23: q^2 -Spektren für transversal (gepunktet) und longitudinal (durchgezogen) polarisierte D^{*+} -Mesonen nach den Modellen von a) WBS, und b) GIW

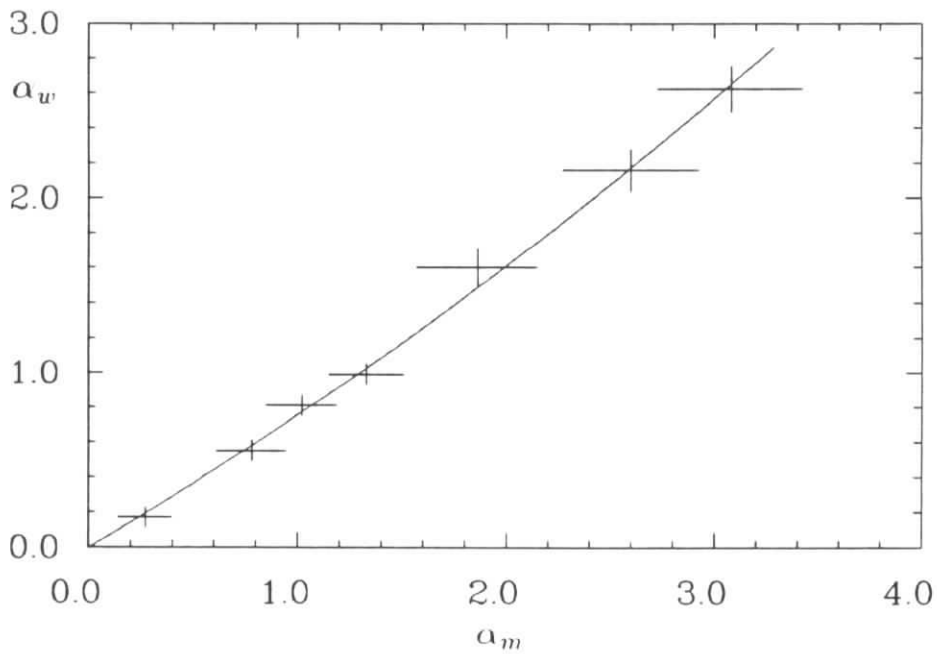


Abbildung 4.24: α_w in Abhängigkeit von α_m (aus [10])

4.5 Das Ergebnis der Polarisationsbestimmung

Mit dem vorläufigen Ergebnis aus Abschnitt 4.2.4 und der Korrekturfunktion (4.16) ergibt sich für den Polarisationsgrad der D^{*+} -Mesonen im Zerfall $B \rightarrow D^{*+} X, D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ folgendes Ergebnis :

$$\alpha = 0.9_{-0.5}^{+0.7}(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.}) \quad (4.17)$$

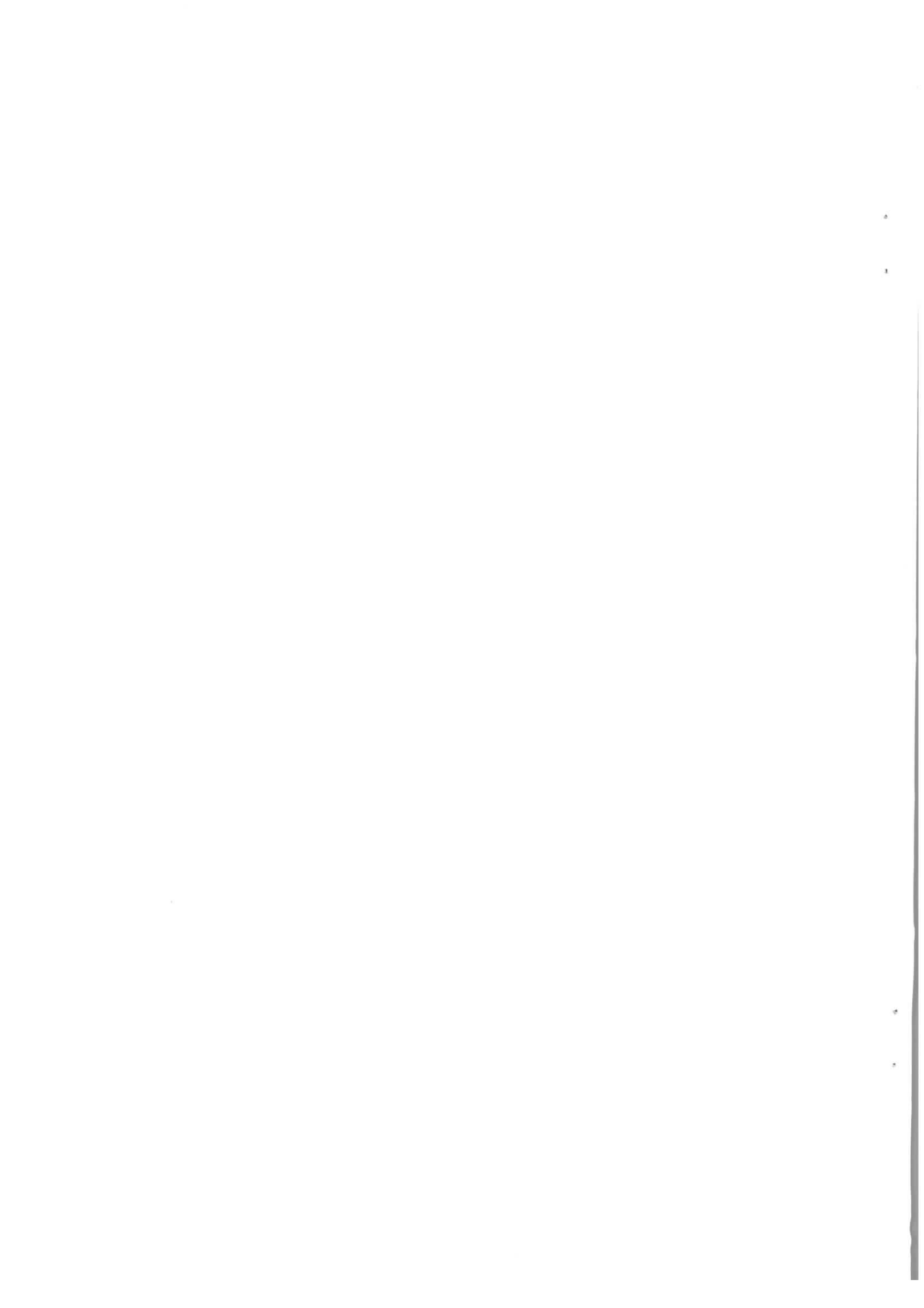
Die Beiträge zum systematischen Fehler seien hier noch einmal aufgezählt:

1. Aus den Anpassungsrechnungen an die D^{*+} -Signale: ± 0.1
2. Aus der Akzeptanzkorrektur: ± 0.2
3. Aus der Korrekturfunktion: ± 0.2

Diese einzelnen Beiträge wurden quadratisch zum gesamten systematischen Fehler addiert.

Aus diesem Ergebnis kann folgendes Verhältnis Γ_L/Γ_T berechnet werden:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 0.95_{-0.25}^{+0.35}(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.}) \quad (4.18)$$



Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

5.1 Vergleich mit semileptonischen B - und D - Zerfällen

Von besonderem Interesse ist der Vergleich des hier gewonnenen Resultats mit dem Ergebnis aus dem Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$. Die Ergebnisse der ARGUS- und CLEO-Kollaborationen lauten[10],[29]¹:

$$\begin{aligned}\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} &= 0.85 \pm 0.4 \pm 0.2 && \text{(ARGUS)} \\ &= 0.83 \pm 0.33 \pm 0.13 && \text{(CLEO)}\end{aligned}$$

Innerhalb der Fehler ist also keine Abweichung mit den Ergebnissen aus semileptonischen B -Zerfällen feststellbar und somit auch kein nachweisbarer Einfluß der starken Wechselwirkung auf die D^{*+} -Polarisation bei Hinzunahme der hadronischen Zerfälle. Um hier aber genauere Aussagen machen zu können, bedarf es vor allem einer verbesserten Statistik, um die doch recht großen Fehler verringern zu können.

Der Anteil der semileptonischen Zerfälle am inklusiven Verzweigungsverhältnis kann grob zu etwa 10 – 20 % abgeschätzt werden, wenn man von den Verzweigungsverhältnissen $Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}) \approx 9 - 12\%$, $Br(B \rightarrow D^{*+} X) \approx 35\%$ ausgeht und die vernünftige Annahme macht, daß \bar{B}^0 - und B^+ -Mesonen gleich häufig produziert werden. Die hadronischen Zerfälle sind also im inklusiven Zerfall dominant vertreten.

Interessant ist auch der Vergleich der gemessenen q^2 -Spektren. Abb 5.1 zeigt die von der ARGUS-Kollaboration ermittelte q^2 -Verteilung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$. Der Vergleich mit dem hier gemessenen Spektrum in Abbildung 4.20 zeigt, daß der inklusive Zerfall eine etwas härtere q^2 -Verteilung aufweist, was auf die hohe Multiplizität der hadronischen Zerfälle zurückzuführen ist. Ansonsten zeigen beide Spektren einen ähnlichen Verlauf, was mit den beiden gemessenen Polarisationsgraden konsistent ist, da diese Spektren durch das q^2 -Verhalten der transversal und longitudinal polarisierten D^{*+} -Mesonen bestimmt werden. q^2 -Spektren aus semileptonischen Zerfällen in unterschiedlichen Bereichen von $|\cos \vartheta_\pi|$ sind bislang nicht gemessen worden, doch dürfte

¹Das neueste, bislang unveröffentlichte Resultat der CLEO-Kollaboration lautet:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 1.11 \pm 0.24 \pm 0.10[30]$$

man dort keine signifikanten Abweichungen gegenüber den hier gemessenen Spektren erwarten.

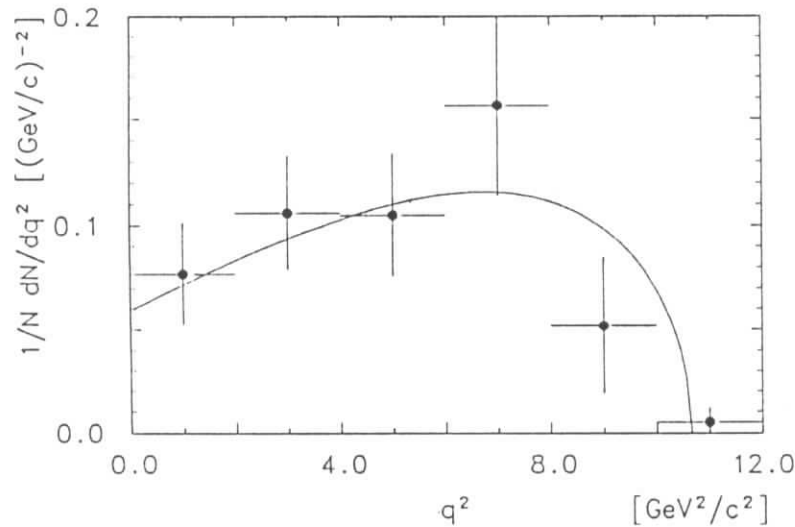


Abbildung 5.1: q^2 -Spektrum des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$. Die Kurve gibt eine Vorhersage von Körner und Schuler wieder.(aus[34])

Resultate über die K^* -Polarisation in inklusiven D -Zerfällen liegen nicht vor, doch hat die E691 Kollaboration den semileptonischen Zerfall $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e$ untersucht und den Wert $\Gamma_L/\Gamma_T = 2.4_{-0.9}^{+1.7} \pm 0.2$ gefunden [29]. Auch hier liegen neue, aber noch nicht endgültige Ergebnisse vor [30]. Ausgehend von einer Formfaktoranalyse der q^2 -Spektren lautet das neue Ergebnis der E691 Kollaboration: $\Gamma_L/\Gamma_T = 1.8_{-0.4}^{+0.6} \pm 0.3$. In jedem Fall zeigt der semileptonische $D \rightarrow \bar{K}^*$ Übergang eine stärkere Hervorhebung der longitudinalen Helizitätskomponente. Theoretische Modelle, die eine Zerlegung des Matrixelements in Formfaktoren benutzen, sagen hier Werte um 1 voraus (...). Inzwischen liegen aber Ergebnisse von Gitterrechnungen vor, die in guter Übereinstimmung mit dem neueren Ergebnis der E691 Kollaboration sind [31]. Hier bedarf es aber leistungsfähigerer Computer, um verlässlichere Aussagen vielleicht auch für B -Zerfälle machen zu können.

5.2 Vergleich mit dem Modell von Wirbel und Wu

Das Modell von Wirbel und Wu wurde bereits im Kapitel 1.3 eingehend beschrieben. Für den Polarisationsgrad der D^* -Mesonen im inklusiven $B \rightarrow D^* X$ sagt es Werte von 1.00 bis 1.03 voraus, abhängig von den verwendeten Quarkmassen und Spektralfunktionen. Diese Werte sind mit dem Ergebnis dieser Analyse in guter Übereinstimmung. Die experimentell erreichbare Genauigkeit ist allerdings weit davon entfernt, zwischen den verschiedenen Ansätzen zur Berechnung der Spektralfunktionen ein Urteil zu ermöglichen.

Auf die gute Übereinstimmung des experimentell ermittelten q^2 -Spektrums mit den theoretischen Berechnungen wurde bereits in Kapitel 4.3.3 hingewiesen. Auch die Spektren in den Bereichen $|\cos \vartheta_\pi| < 0.6$ und $|\cos \vartheta_\pi| > 0.6$ zeigen den Verlauf, den man für transversal bzw. longitudinal polarisierte D^* -Mesonen erwartet.

Diese Spektren werden im wesentlichen durch die Formfaktoren bestimmt. Da dieses Modell hier die gleichen Formfaktoren verwendet, die schon bei der Berechnung des semileptonischen $B \rightarrow D^*$ Übergangs eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergeben hatten, darf die hier festgestellte Übereinstimmung nicht überraschen, nachdem festgestellt wurde, daß die hier im inklusiven Zerfall ermittelten Ergebnisse innerhalb der Fehler nicht vom semileptonischen Fall abweichen.

Dennoch muß abschließend festgestellt werden, daß das Modell von Wirbel und Wu trotz der zum Teil recht groben Näherungen, die dort gemacht werden, eine gute Beschreibung für die inklusiven $B \rightarrow D(D^*)$ Zerfälle darstellt², und sowohl die gemessenen Spektren als auch die D^* -Polarisation gut reproduziert.

²Was die inklusiven $B \rightarrow D$ Zerfälle betrifft, vergleiche auch [11].

Anhang A

Anhang

A.1 Der χ^2 -Test an der unkorrigierten Zerfallswinkelverteilung

Ausgehend von der unkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung ist es im Prinzip möglich, die Polarisation der D^{*+} -Mesonen zu bestimmen. Allerdings erlaubt diese Methode keine genaue Fehleranalyse, so daß durch dieses Verfahren kein genaues Endergebnis ermittelt werden kann. Dennoch sollte dabei ein ungefährender Wert heraus kommen, der mit dem Ergebnis konsistent ist, das aus der Anpassungsrechnung an der korrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung ermittelt worden ist (s. Kap.4.2.4). Deshalb soll diese Methode hier kurz vorgestellt werden.

Es wurde folgendermaßen vorgegangen:

- Es wurden mehrere Monte-Carlo-Datensätze mit unterschiedlichen D^{*+} -Polarisationsgraden erstellt. Aus den generierten Daten wurde der jeweilige wahre Polarisationsgrad bestimmt.
- Diese Datensätze wurden mit dem Detektorsimulations- und dem Rekonstruktionsprogramm bearbeitet. Anschließend wurden sie genauso wie die experimentellen Daten analysiert.
- Die dadurch gewonnenen unkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen wurden auf die experimentell ermittelte umskaliert.
- Aus den Werten in den zehn Intervallen dieser beiden Verteilungen wurde eine Größe χ^2 berechnet:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{10} \frac{(X_k^{exp} - X_k^{MC})^2}{\sigma_k^2} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei sind X_k^{exp} die experimentell ermittelten Werte (s. Tab.4.1) und X_k^{MC} diejenigen aus den Monte-Carlo-Daten. σ_k bezeichnet den aus beiden Verteilungen kombinierten statistischen Fehler, wobei allerdings der Fehler aus den Monte-Carlo-Daten vernachlässigbar ist.

- Die Größe χ^2 pro Anzahl der Freiheitsgrade (NDF) wurde in Abhängigkeit vom wahren Polarisationsgrad α der Monte-Carlo-Daten dargestellt. Dort wo dieses χ^2 ein Minimum aufweist, sollte der wahre Polarisationsgrad der experimentell ermittelten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung liegen.

Das Ergebnis ist in Abbildung A.1 dargestellt. Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder, die aus den Anpassungsrechnungen an die generierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen ermittelt worden sind. Man erkennt ein ziemlich breites Minimum im Bereich um 1.2 mit einem etwas langsameren Anstieg zu höheren Polarisationsgraden. Dieses Ergebnis ist verträglich mit dem in Kap.4.5 angegebenen Wert.

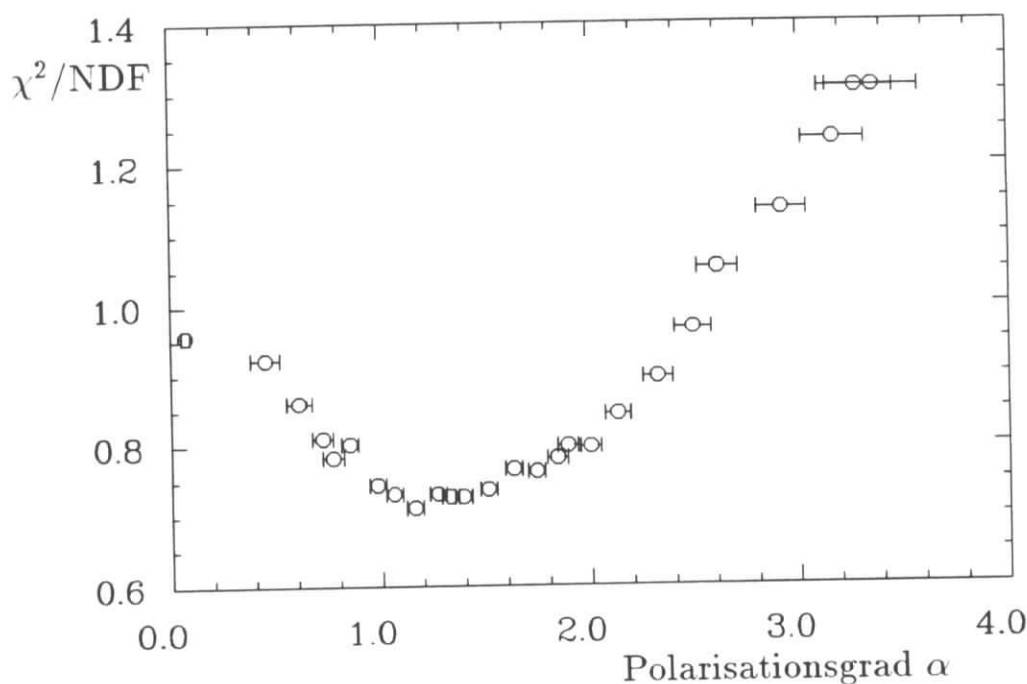


Abbildung A.1: χ^2/NDF in Abhängigkeit vom Polarisationsgrad, ermittelt aus den unkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen

A.2 Das inklusive Verzweigungsverhältnis

Als ein Nebenprodukt dieser Arbeit ergibt sich die Möglichkeit, das Verzweigungsverhältnis der inklusiven Reaktion $B \rightarrow D^{*+} X$ zu bestimmen. Hierfür kann sowohl die Anzahl der D^{*+} -Mesonen benutzt werden, die sich aus dem $x_E(D^{*+})$ -Spektrum ergibt, als auch die aus der $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung.

Das Produktverzweigungsverhältnis ergibt sich aus dem Quotienten der gemessenen D^{*+} -Raten und der Anzahl der B -Mesonen.

Für die Werte aus der $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung erhält man :

$$\begin{aligned} Br(B \rightarrow D^{*+} X) Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= \frac{2288 \pm 201 \pm 130}{322000 \pm 16000} \\ &= (0.71 \pm 0.06 \pm 0.04 \pm 0.05)\% \end{aligned}$$

und für die Werte aus dem $x_E(D^{*+})$ -Spektrum :

$$\begin{aligned} Br(B \rightarrow D^{*+} X) Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) &= \frac{2233 \pm 157 \pm 204}{322000 \pm 16000} \\ &= (0.69 \pm 0.05 \pm 0.06 \pm 0.05)\% \end{aligned}$$

Hierbei sind die Fehler in folgender Reihenfolge angegeben: statistischer und systematischer Fehler aus der Anzahl der D^{*+} -Mesonen, systematischer Fehler aus der Bestimmung der Anzahl der B -Mesonen.

Diese Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit einem früheren Ergebnis der ARGUS-Kollaboration: $(0.71 \pm 0.06 \pm 0.12)\%$ ¹[21], [11] und mit dem gefundenen Wert der CLEO-Kollaboration: $(0.73 \pm 0.12 \pm 0.07)\%$ [12].

Unter Verwendung der Verzweigungsverhältnisse (aus[23]):

$$Br(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (55 \pm 4)\%$$

$$Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.71 \pm 0.25)\%$$

erhält man schließlich für das inklusive Verzweigungsverhältnis die Werte:

A) aus der $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung:

$$Br(B \rightarrow D^{*+} X) = (34.8 \pm 5.4 \pm 4.9)\%$$

B) aus dem $x_E(D^{*+})$ -Spektrum

$$Br(B \rightarrow D^{*+} X) = (33.8 \pm 5.9 \pm 4.8)\%$$

Hier bezeichnet der erste Fehler den kombinierten statistischen und systematischen Fehler, der zweite folgt aus der Unsicherheit der D -Verzweigungsverhältnisse.

¹Hier wurden die systematischen Fehler linear addiert

Danksagung

Die Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration der Hochenergiephysik war eine äußerst lehrreiche Erfahrung, die mir zugleich sehr viel Spaß gemacht hat. Deshalb gilt mein Dank zuerst jenen vielen ARGUS-Mitgliedern, die mir in dieser Zeit begegnet sind, und die nicht zuletzt aufgrund der angenehmen und kollegialen Atmosphäre Anteil an der erfolgreichen Durchführung des Experiments hatten, sowie mir mit zahlreichen Ratschlägen immer hilfreich zur Seite standen.

An dieser Stelle gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. H. Schröder für die interessante Themenstellung und Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall, der mir die Gelegenheit gab, bei ARGUS diese Analyse durchzuführen.

Unvergleichlich war die in jeder Hinsicht äußerst kreative Atmosphäre in der „Hütte“. Dafür möchte ich mich ganz besonders bei Bernhard Brandl, Fredrik Wartenberg, Michael Hapke und Oliver Mai bedanken. Bernhard hat außerdem durch die ausgezeichnete Organisation des „Hüttenseminars“ ein Forum geschaffen, in dem ein breites Spektrum interessanter Themen behandelt werden konnte. Oliver hat mir durch zahlreiche \LaTeX -Tips sehr geholfen. Bedanken möchte ich mich auch bei Rainer, Kirsten, Olaf, Rüdiger und Thorsten für die vielen schönen Stunden im Institut.

Zum Schluß möchte ich es nicht versäumen, Thomas Hamacher für seine ständige „Opferbereitschaft“ zu danken sowie für sein zuweilen großes Interesse am erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Erzeugung einer $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der e^+e^- -Annihilation mit anschließendem Zerfall in zwei B -Mesonen	8
1.2	Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt	8
1.3	Spectator-Diagramm für den Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons in ein D^{*+} -Meson	10
1.4	Feynman-Diagramme, die den Amplituden c_1 und c_2 entsprechen	11
1.5	Diagramme, die zum hadronischen $B \rightarrow D(D^*)X$ Zerfall beitragen	13
1.6	Normierte q^2 -Spektren nach Wirbel und Wu	16
2.1	Der Speicherring DORIS II	18
2.2	Der ARGUS-Detektor	20
3.1	Die Verteilung der dE/dx -Werte über den Teilchenimpuls	29
3.2	Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate über den Teilchenimpuls	29
3.3	Impulsspektren für Pionen bei unterschiedlichen D^{*+} -Polarisationsgraden (Monte-Carlo)	31
4.1	Verteilung der invarianten $K^-\pi^+$ -Massen	37
4.2	Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen	38
4.3	Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Massen nach Kontinuumsabtraktion	39
4.4	Korrelation zwischen den Zerfallswinkeln im Laborsystem und im B -Ruhesystem (Monte-Carlo)	40
4.5	Zerfallswinkelverteilungen bei $\alpha = 1.0$, gemessen im Laborsystem und im B -Ruhesystem (Monte-Carlo)	41
4.6	Die unkorrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung	42
4.7	Akzeptanz für geladene Pionen	43
4.8	Korrelation zwischen dem Pionimpuls und $\cos \vartheta_\pi$	44
4.9	D^{*+} -Akzeptanz in Abhängigkeit von $\cos \vartheta_\pi$	44
4.10	Korrigierte $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilung	46
4.11	Konturen mit gleichem χ^2 in der Ebene der beiden Fitparameter α und A	46
4.12	$\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen in Intervallen von $x_E(D^{*+})$	48
4.13	Akzeptanz für D^{*+} -Mesonen in den Bereichen $ \cos \vartheta_\pi < 0.6$ und $ \cos \vartheta_\pi > 0.6$	50

4.14	Akzeptanz für D^{*+} -Mesonen in Abhängigkeit von $x_E(D^{*+})$	51
4.15	Die $x_E(D^{*+})$ -Spektren in $ \cos \vartheta_\pi < 0.6$ und $ \cos \vartheta_\pi > 0.6$	52
4.16	Korrelation zwischen q^2 und $x_E(D^{*+})$ (aus Monte-Carlo)	53
4.17	q^2 -Spektrum des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$ im Bereich $ \cos \vartheta_\pi < 0.6$	54
4.18	q^2 -Spektrum des Zerfalls $B \rightarrow D^{*+} X$ im Bereich $ \cos \vartheta_\pi > 0.6$	54
4.19	$x_E(D^{*+})$ -Spektrum ohne Schnitt auf $ \cos \vartheta_\pi $	55
4.20	q^2 -Spektrum ohne Schnitt auf $ \cos \vartheta_\pi $. Die durchgezogene Linie gibt eine Vorhersage von Wirbel und Wu wieder	56
4.21	α_w in Abhängigkeit von α_m	57
4.22	Monte-Carlo q^2 -Spektren für transversal und longitudinal polarisierte D^{*+} -Mesonen	58
4.23	q^2 -Spektren für transversal und longitudinal polarisierte D^{*+} -Mesonen nach den Modellen von WBS und GIW	59
4.24	α_w in Abhängigkeit von α_m	59
5.1	q^2 -Spektrum des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$	62
A.1	χ^2/NDF in Abhängigkeit vom Polarisationsgrad, ermittelt aus den unkorrigierten $\cos \vartheta_\pi$ -Verteilungen	65

Tabellenverzeichnis

1.1	Zerfallsraten nach Wirbel und Wu	15
1.2	Zerfallsraten nach Wirbel und Wu	15
3.1	Integrierte Luminosität und Zahl der Multihadron-Ereignisse für Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ -Daten	33
4.1	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das D^{*+} -Signal in Intervallen von $\cos \vartheta_\pi$	42
4.2	Der Polarisationsgrad α in Intervallen von $x_E(D^{*+})$	49
4.3	Ergebnisse der Anpassungsrechnungen an das D^{*+} -Signal in Intervallen von $x_E(D^{*+})$ in den Bereichen $ \cos \vartheta_\pi < 0.6$ und $ \cos \vartheta_\pi > 0.6$	51

Literaturverzeichnis

- [1] M. Wirbel, Y. - L. Wu, Phys. Lett. **B 228** (1989) 430
- [2] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49**(1973) 652
- [3] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252
- [4] H. Schröder, Physics of B Mesons, DESY 88-101 (1988)
- [5] B. Gittelmann, S. Stone, *B-Meson Decays*, CLNS 87/81, Januar 1987
- [6] A. Hölscher, Dissertation, Interner Bericht DESY F15-90-06
H. Albrecht et al., Z. Phys. **C 48** (1990) 543
- [7] R. Rückl, *Habilitationsschrift*, Universität München, 1984
- [8] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer, Z. Phys. **C 29** (1985) 637
- [9] H. Pietschmann, H. Rupertsberger, Z. Phys. **C 27** (1985) 73
- [10] R. Gläser, Dissertation, Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F15-89-02 (1989)
- [11] H. Albrecht et al., *Inclusive Production of D^0 , D^+ and $D^*(2010)^+$ Mesons in B Decays and Nonresonant e^+e^- Annihilation at 10.6 GeV*, submitted to Zeitschrift für Physik
- [12] D. Bortoletto et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 35** (1987) 19
- [13] H. Albrecht et al. (ARGUS-Kollaboration),
Nucl. Instruments Meth. **A 275** (1989) 1
- [14] H. Albrecht, ARGUS *Kinematical Analysis Language* (KAL), März 1985, unveröffentlicht
- [15] E. Bassler, *GEP - Graphical Editor Program*, DESY R02-81/02
- [16] R. Waldi, *Monte Carlo Program for Event Kinematics*,
ARGUS Software Note Nr. 28, unveröffentlicht
- [17] H. Gennow, *SIMARG - A Program to Simulate the ARGUS Detector*,
DESY F15-85-02 (1985)

- [18] J. G. Körner und G. Schuler, *Z. Phys. C* **38** (1988) 511
und Erratum in *Z. Phys. C* **41** (1989) 690
- [19] C. W. Hast, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht
- [20] A. Drescher, Dissertation, Universität Dortmund (1987), unveröffentlicht
U. Matthiesen, Dissertation, Universität Dortmund (1987), unveröffentlicht
- [21] G. Harder, Dissertation, Universität Hamburg, Interner Bericht DESY F15-89-01
(1989)
- [22] J. Spengler, private Mitteilung über die Anzahl produzierter *B*-Mesonen
- [23] Particle Data Group, *Phys. Lett. B* **239** (1990)
- [24] G. J. Feldman et al., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1313
- [25] ARGUS Software Note Nr. 41, unveröffentlicht
- [26] K. O. Pöhl et al., *Zehn Deutsche Mark (neue Ausgabe)*, Deutsche Bank, Frankfurt
a. M., 1991
- [27] F. James, M. Roos, *Computer Physics Communications* **10** (1975) 343
- [28] B. Grinstein, M. B. Wise, N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 298
CALTECH Preprint CALT-68-1311 (1986)
- [29] D. Bortoletto et al. (CLEO Kollaboration) *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1667
- [30] T. Mannel, W. Roberts, Z. Ryzak Harvard University Preprint HUTP-90/A060
(1990)
- [31] H. Albrecht et al., *Phys. Lett. B* **219** (1989) 121
- [32] J. C. Anjos et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 722 (1989)
- [33] M. S. Witherell, Talk presented at DPF '90, Houston, Texas (1990)
- [34] V. Lubicz, G. Martinelli, C. T. Sachrajda, Università di Roma Preprint 748 (1990)

Die ARGUS-Kollaboration

H. ALBRECHT, H. EHRLICHMANN, T. HAMACHER, A. KRÜGER, A. NAU, A. NIPPE,
M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, 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,
M. SCHIEBER, T. SIEGMUND, B. SPAAN, H. THURN, D. TÖPFER, A. WALTHER, D. WEGENER
Institut für Physik¹, Universität Dortmund, Germany

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLMANN, H. WEGENER
Physikalisches Institut², Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. MUNDT, T. OEST, W. SCHMIDT-PARZEFALL
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER
Institut für Hochenergiephysik³, Universität Heidelberg, Germany

S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER, S. KHAN,
K. T. KNÖPFLE, J. SPENGLER
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. BRITTON⁴, C. E. K. CHARLESWORTH⁵, K. W. EDWARDS⁶, H. KAPITZA⁶, P. KRIEGER⁵,
R. KUTSCHKE⁵, D. B. MACFARLANE⁴, R. S. ORR⁵, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE⁵,
S. C. SEIDEL⁵, G. TSIPOLITIS⁴, K. TZAMARIUDAKI⁴,
R. G. VAN DE WATER⁵, T.-S. YOON⁵
Institute of Particle Physics⁷, Canada

D. RESSING, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik⁸, Universität Karlsruhe, Germany

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN, E. KRIŽNIČ, T. PODOBNIK, T. ŽIVKO
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko⁹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON
Institute of Physics¹⁰, University of Lund, Sweden

V. BALAGURA, M. DANILOV, A. DROUTSKOY, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN, I. GORELOV,
F. RATNIKOV, V. LUBIMOV, A. ROSTOVTSSEV, A. SEMENOV, S. SEMENOV, V. SHEVCHENKO,
V. SOLOSHENKO, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C. W. DARDEN
University of South Carolina¹¹, Columbia, SC, USA

¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054D051P.

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁵ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁶ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁷ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

⁸ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

⁹ Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹⁰ Supported by the Swedish Research Council.

¹¹ Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.

