HD-IHEP 92-07

Messung des Energiespektrums von D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen

Christian Karger

Diplomarbeit

Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

- Heidelberg, Juni 1992 -

Meinen Eltern Lucinda und Klaus, die mir das
Studium der Physik möglich machten. Danke !!

Summary

The aim of this analysis is to get information on production and decay of particles containing a b–quark. The analysis is based on 453440 hadronic events, taken in the years 1990 and 1991 with the ALEPH–detector. The integrated luminosity is 19.5 pb^{-1}. Because of the small hadronic branching ratios of particles with b–quarks, this analysis investigates semileptonic b–decays, for which the branching ratios are bigger. To identify the lepton the standard ALEPH lepton identification is used. Since one observes a clear D^{*+}–signal, it is used as a part of the decay product of the b–particle. In order to get only D^{*+} from b–decays, the D^{*+}-l–correlation is used as method. Since the scaled energy spectra $x_E(D^{*+}) = \frac{E(D^{*+})}{E_{beam}}$ are very distinct for D^{*+} coming from a b–decay and D^{*+} coming from c–fragmentation, the $x_E(D^{*+})$–distribution is used to check the quality of the separation of b– and c–events. From the shape of the $x_E(D^{*+})$–distribution one can test if it is compatible with the predictions of heavy quark decay models. With the variable $x_E(D^{*+})$ it is possible to distinguish between b– and c–events statistically, whilst the method of leptoncorrelation is used to decide on single event basis. In order to get a higher purity for the sample of b–events a p_T–cut is applied to the lepton. The D^{*+} is reconstructed from $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$; $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ and $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. The background is corrected with the help of the sidebands of the D^0 and for the efficiency–correction Monte Carlo is used.

This analysis gives the following results:

- The D^{*+}-l–correlation is a proper method to select D^{*+} from b–decays on single event basis.
- The shape of the measured $x_E(D^{*+})$–distribution is compatible with the prediction of the Bauer–Stech–Wirbel model.
- The production rate of D^{*+} in semileptonic b–decays is compatible with the expectation.
- One obtains $\frac{BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)}{BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-)} = (0.32 \pm 0.02)$.
- Using $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{Hadron}} = (20.7 \pm 1.3)\%$ the branching ratio $BR(X_b \rightarrow D^{*+}l^-\nu X)$ is $(2.94 \pm 0.36)\%$ for the channel $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $(3.72 \pm 0.42)\%$ for the channel $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ and $(3.46 \pm 0.34)\%$ if both channels are taken into account.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theorie **3**
2.1 Das Standard–Modell 3
2.2 Die Teilchenerzeugung auf der Z–Resonanz 4
2.3 Der Zerfall schwerer Mesonen 7
2.3.1 Der semileptonische Zerfall im BSW–Modell 9
2.3.2 Die Unterschiede bei hadronischen Zerfällen 10
2.4 Die Vorhersagen des BSW–Modells 11

3 Der ALEPH–Detektor **13**
3.1 Der Vertex–Detektor 13
3.2 Die innere Spurkammer (ITC) 14
3.3 Der zentrale Spurdetektor (TPC) 14
3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) 17
3.5 Das hadronische Kalorimeter (HCAL) und die Myonkammern 19
3.6 Die Luminositätsmonitoren 19

4 Die Selektion von D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen **21**
4.1 Die Anreicherung von b–Ereignissen 21
4.2 Die Leptonidentifikation 24
4.2.1 Die Identifikation von Elektronen 24
4.2.2 Die Identifikation von Myonen 26
4.3 Die Rekonstruktion der D^{*+}–Mesonen 27
4.3.1 Der Kanal $D^0 \to K^-\pi^+$ 28
4.3.2 Der Kanal $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 29
4.3.3 Der Kanal $D^0 \to \bar{K}^0\pi^+\pi^-$ 31

5 Die Untergrund– und Akzeptanzkorrektur **33**
5.1 Die verwendeten Monte–Carlo–Ereignisse 33
5.2 Die Untergrundsubtraktion 34
5.3 Die Akzeptanzkorrektur 36
5.4 Die Korrekturen und systematische Fehler 37
5.4.1 Die Korrekturen und systematische Fehler bei der Untergrundsubtraktion 37
5.4.2 Der Systematische Fehler bei der Akzeptanzkorrektur 39
5.5 Die korrigierten Verteilungen 40

6 Vergleich von Experiment und Theorie **42**
6.1 Die erwartete Anzahl von Zerfällen 42
6.2 Der Vergleich mit der Erwartung 42

7 Zusammenfassung **46**
7.1 Ergebnisse 46
7.2 Ausblick 46

Kapitel 1

Einleitung

Thema dieser Arbeit ist die Produktion von D^{*+}-Mesonen [1] in semileptonischen b-Zerfällen. Bei diesem Prozeß zerfällt ein b-Quark, das in einem Hadron gebunden ist, unter Aussendung eines W-Bosons in ein c-Quark. Das W-Boson zerfällt in ein Lepton und das zugehörige Neutrino.

Die übrigen an der hadronischen Bindung beteiligten Quarks nehmen (zumindest im Rahmen des "Spectatormodells") an dem Zerfall nicht teil und bilden mit dem c-Quark den Endzustand, der ein D^{*+}-Meson enthalten kann (Abbildung 1.1).

Man beschränkt sich auf die Beobachtung semileptonischer b-Zerfälle, da einerseits die exklusiven Verzweigungsverhältnisse in hadronische Endzustände zu klein sind und andererseits das beim semileptonischen Zerfall auftretende Lepton eine gewisse Möglichkeit bietet, b- von c-Ereignissen abzutrennen.

In dieser Abtrennung von b-Ereignissen besteht das eigentliche experimentelle Problem, da keine geeignete Variable existiert, die eine eindeutige Unterscheidung zwischen b- und c-Ereignissen ermöglicht.

Die Analyse umfaßt 453440 hadronische Ereignisse, die an dem zum CERN [2] gehörenden LEP–Speicherring [3] mit dem ALEPH–Detektor [4] in den Jahren 1990 und 1991 genommen wurden. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Lumino-

[1] In dieser Arbeit ist mit D^* stets das geladene D^* gemeint
[2] Centre Europeen pour la Recherche Nucleaire
[3] Large Electron Positron storage ring
[4] Apparatus for LEP PHysics

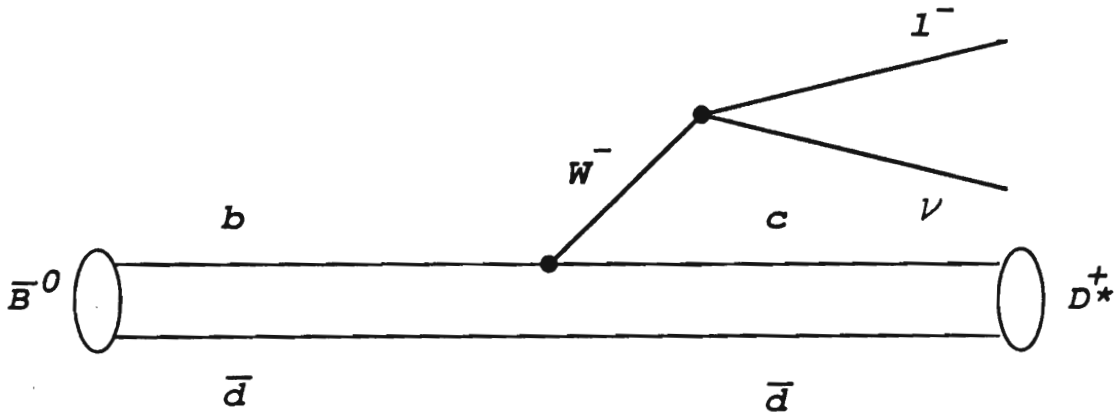

Abbildung 1.1: *Die Produktion eines D^{*+}-Mesons in einem semileptonischen Zerfall eines $\bar{B}^0$–Mesons im Rahmen des Spectatormodells*

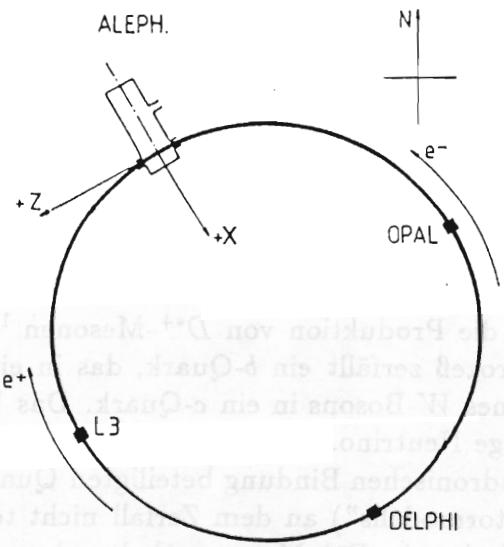

Abbildung 1.2: *Der LEP-Speicherring mit den 4 Experimenten ALEPH, OPAL, L3, DELPHI*

sität von 19,5 pb^{-1}. In dem Speicherring werden Elektronen und Positronen auf eine Schwerpunktsenergie der Z–Resonanz beschleunigt und an acht Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. An vier dieser Experimentierzonen sind Detektoren aufgebaut, von denen einer der ALEPH–Detektor ist (Abbildung 1.2).

Von der ALEPH-Kollaboration liegt bereits eine Untersuchung über D^{*+}-Mesonen vor [2,3], die allerdings nicht zwischen den beiden Quellen für D^{*+}-Mesonen unterscheidet. Daher stellt sich als nächstes die Aufgabe, die unterschiedlichen Anteile getrennt zu messen und ihre Größe zu bestimmen. Dazu will diese Arbeit beitragen. Um zu zeigen, daß die hier selektierten D^{*+}-Mesonen aus b-Zerfällen stammen, wird ihr Energiespektrum mit dem für semileptonische b-Zerfälle erwarteten Energiespektrum verglichen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Das zweite Kapitel versucht, diese Untersuchung in den Rahmen des Standardmodells einzuordnen und beschreibt ein phänomenologisches Modell für den Zerfall schwerer Mesonen, aus dem eine Vorhersage für das Energiespektrum der D^{*+}-Mesonen resultiert. Das dritte Kapitel beschreibt den Aufbau des Experiments. In Kapitel vier werden die verwendete Methode, sowie die Schnitte zur Rekonstruktion der D^{*+}-Mesonen diskutiert. Kapitel fünf enthält die Beschreibung der Akzeptanz- und Untergrundkorrektur, sowie die Diskussion der systematischen Fehler. Der Vergleich von Theorie und Experiment folgt in Kapitel sechs. Kapitel sieben enthält abschließend eine Zusammenfassung der Ergebnisse und gibt einen Ausblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Das Standard–Modell

Die derzeit gültige Theorie der Elementarteilchen ist das sogenannte Standard–Modell. Keines der durchgeführten Experimente hat bisher eine signifikante Abweichung von den theoretischen Vorhersagen ergeben. Nach dem Standard–Modell ist die Materie im Universum aus folgenden Teilchen und deren Antiteilchen aufgebaut:

- 3 geladene Leptonen: e, μ, τ
- 3 neutrale Leptonen (Neutrinos): ν_e, ν_μ, ν_τ
- 6 Quarks: u (Up), d (Down), s (Strange), c (Charm), b (Bottom), t (Top)
- Das Photon als Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung: γ
- Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung: Z, $W^{\pm}$
- Die 8 Eichbosonen (Gluonen) der starken Wechselwirkung: g
- Das Higgs–Boson: Φ

Die Gravitation ist als einzige der heute bekannten fundamentalen Wechselwirkungen nicht berücksichtigt. Abschätzungen zeigen, daß sie bei den typischen Energien, die heute in der experimentellen Teilchenphysik erreichbar sind, keine Rolle spielt. Bis auf das Top–Quark und das Higgs–Boson sind alle Teilchen des Standard–Modells direkt oder indirekt bestätigt worden. Für das Top–Quark läßt sich aus Messungen und theoretischen Abschätzungen die Masse auf $(170 \pm^{42}_{55} \pm^{21}_{14 Higgs}) \frac{\mathrm{GeV}}{c^2}$ eingrenzen (bei einer angenommenen Higgsmasse von 200 $\frac{\mathrm{GeV}}{c^2}$) [4]. Für die Higgs–Masse existieren eine experimentelle untere Grenze von 41 $\frac{\mathrm{GeV}}{c^2}$ und eine theoretische Obergrenze von etwa 1000 $\frac{\mathrm{GeV}}{c^2}$, oberhalb der das Standard–Modell in seiner heutigen Form nicht mehr gelten kann [5].

Die Dynamik der Teilchen wird durch eine Lagrangedichte beschrieben, deren Form wesentlich durch Symmetrieforderungen und durch allgemeine Prinzipien für Lagrangedichten festgelegt ist [6,7].

- Die Lagrangedichte ist reell, lokal und renormierbar. Sie enthält nur die Felder der Teilchen und deren erste Ableitung.

- Die Lagrangedichte ist invariant unter einer gegebenen Symmetrietransformation, wenn aus der Invarianz nach dem Noether–Theorem ein beobachteter Erhaltungssatz abgeleitet werden kann.

Insbesondere wird die Form der Wechselwirkung der Teilchen untereinander durch die Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte unter $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$–Transformationen festgelegt. In der Lagrangedichte des Standard–Modells befinden sich (unter der Annahme, daß die Neutrinos masselos sind, und, daß keine Leptonmischungen existieren) 18 Parameter, die durch das Experiment bestimmt werden müssen:

- Die Kopplungskonstanten: α, α_s , G_F
- Die Massen des Higgs– und des W–Bosons: m_Φ, m_W
- Die Massen der geladenen Leptonen: m_e, m_μ, m_τ
- Die Quarkmassen: m_u, m_d, m_s, m_c, m_b, m_t
- Die 4 Parameter der Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix: θ_1, θ_2, θ_3, δ

Praktische Rechnungen werden störungstheoretisch, d.h. durch Reihenentwicklungen in den Kopplungskonstanten, durchgeführt. Da die Kopplungskonstanten der elektroschwachen Theorie verglichen mit Eins klein sind, erzielt man damit sehr präzise Ergebnisse. Bei der starken Wechselwirkung ergibt sich durch die Renormierung der Kopplungskonstante α_s in erster Ordnung folgende Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2:

$$\alpha_s\,(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$$

Dabei ist Λ der Skalenparameter der Quantenchromodynamik (QCD) und n_f die Zahl der beteiligten Quarkfreiheitsgrade (Flavorfreiheitsgrade). Eine Entwicklung in α_s ist daher nur für große Impulsüberträge gerechtfertigt, da sonst die Kopplungskonstante α_s zu groß wird. Das macht insbesondere die exakte Berechnung von Quark–Bindungszuständen unmöglich, so daß man hier auf phänomenologische Modelle angewiesen ist.

Zum Standard–Modell existieren, motiviert durch theoretische Überlegungen, zahlreiche Erweiterungen, die neue Teilchen und neue physikalische Effekte vorhersagen. Viele dieser Erweiterungen sind experimentell bereits ausgeschlossen. Da bis jetzt keine Abweichungen vom Standard–Modell gefunden wurden, ist es nicht möglich, eine experimentelle Aussage über eine der übrigen Erweiterungen zu machen.

2.2 Die Teilchenerzeugung auf der Z–Resonanz

Im LEP–Speicherring werden Elektronen und Positronen bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 91,2 GeV aufeinandergeschossen. In Bornscher Näherung vernichten sich die Teilchen in ein γ oder ein Z, welche anschließend in ein Fermion–Antifermion Paar zerfallen (Abbildung 2.1). In dieser Näherung ergibt sich der

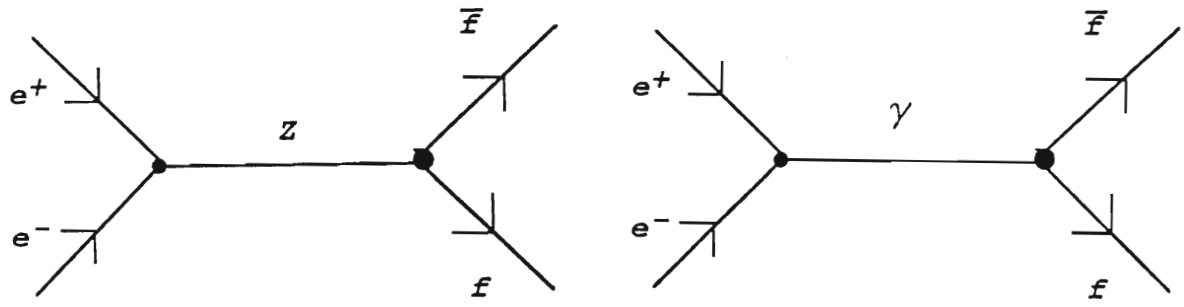

Abbildung 2.1: *Die Prozesse $e^+e^- \to Z,\gamma \to f\bar{f}$ in Bornscher Näherung*

differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^f}{d\cos\Theta} &= \frac{\pi\alpha^2 Q_f^2 N_f(1+\cos^2\Theta)}{2s} \\ &+ \frac{\alpha Q_f N_f G_f}{2\sqrt{2}}(1-\frac{s}{m_Z^2})D^{-1}[v_e v_f(1+\cos^2\Theta)+2a_e a_f\cos\Theta] \\ &+ \frac{G_f^2 N_f s D^{-1}}{16\pi}[(v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)(1+\cos^2\Theta)+2a_e a_f v_e v_f\cos\Theta)]\end{aligned}$$

α: elektromagnetische Kopplungskonstante
Q_f: Fermionladung
N_f: Farbfaktor, $N_{Quark} = 3$, $N_{Lepton} = 1$
Θ: Streuwinkel
s: Quadrat der Schwerpunktsenergie
G_f: Fermikonstante
m_Z: Masse des Z–Bosons
$D = (1-\frac{s}{m_Z^2})^2 + (\frac{\Gamma_Z}{m_Z})^2$
Γ_Z: Halbwertsbreite des Z
a_e, a_f, v_e, v_f: (Axial–) Vektorkonstante für Elektron b.z.w. Fermion

Für die Elektronen müssen zusätzlich noch die zeitartigen Graphen berücksichtigt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma^f = \int_{-1}^{1} \frac{d\sigma^f}{d\cos\Theta} d\cos\Theta$ läßt sich schreiben als $\sigma^f = \sigma_V^f + \sigma_A^f$, wobei σ_V^f und σ_A^f den Vektor– und Axialvektoranteil bezeichnen. Um die erforderliche Genauigkeit zu erreichen, müssen außerdem QCD–Korrekturen, sowie elektroschwache Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden.

Die QCD–Korrekturen ergeben in erster Ordnung von α_s den für σ_V^f und σ_A^f identischen Korrekturfaktor $(1+\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi})$. Die Berücksichtigung der von Null verschiedenen Quarkmassen führt dagegen in erster Ordnung von α_s zu unterschiedlichen Korrekturfaktoren.

Man erhält

$$\sigma_{tot} = \sum_q (R_V^q \sigma_V^q + R_A^q \sigma_A^q) + \sum_l (\sigma_V^l + \sigma_A^l)$$

mit

$$R_V^q = \beta_q \frac{(3-\beta_q^2)}{2}(1 + \frac{4}{3}\tilde{\alpha_s}(Q^2)[\frac{\pi}{2\beta_q} - (\frac{3+\beta_q}{4})(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi})]) ,$$

$$R_A^q = \beta_q^3(1 + \frac{4}{3}\tilde{\alpha_s}(Q^2)[\frac{\pi}{2\beta_q} - (\frac{19}{10} - \frac{22}{5}\beta_q + \frac{7}{2}\beta_q^2)(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi})]) ,$$

$$\beta_q = \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{Q^2}} ,$$

und der modifizierten Kopplungskonstanten

$$\tilde{\alpha_s}(Q^2) = \frac{12\pi}{33 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} - 2\sum_q \ln(\frac{Q^2+5m_q^2}{\Lambda^2+5m_q^2})}$$

Die QCD–Korrekturen sind (wie man für $m_q \rightarrow 0$ sieht) in R_V^q und R_A^q bereits enthalten. Schließlich müssen noch Strahlungskorrekturen bis einschließlich 2. Ordnung, wie, z.B., Initial– und Final State Radiation, sowie Vakuumpolarisation, berücksichtigt werden. Bei der Initial State Radiation strahlen die Elektronen im Anfangszustand Photonen ab, was zu einer Verminderung der Anfangsenergie und damit zu einer Verschmierung der Spektren der sich im Endzustand befindenden Teilchen führt. Dazu analog bezeichnet die Final State Radiation die Abstrahlung von Photonen durch die zuerst produzierten Teilchen im Endzustand. Schließlich bezeichnet die Vakuumpolarisation den Übergang eines Photons in ein virtuelles Elektron–Positron–Paar, das sich anschließend wieder in ein Photon vernichtet. Diese Effekte führen zu Korrekturen von σ_{tot} von gleicher Größenordnung wie die oben beschriebenen QCD–Korrekturen. Mehr Details findet man in [8,9].

Bei den Quarks besteht (im Gegensatz zu den Leptonen) das Problem des Quarkeinschlusses (Quark–Confinement). Der lineare Anteil im Quarkpotential verhindert, daß Quarks als freie Teilchen auftreten. Bewegen sich zwei Quarks voneinander weg, so wird zwischen ihnen ein Gluonfeld aufgebaut, aus dem, sobald die Feldenergie groß genug ist, neue Quark–Antiquark Paare erzeugt werden. Dieser sogenannte Fragmentationsprozeß (Abbildung 2.2) findet solange statt, bis die zur Verfügung stehende Energie aufgebraucht ist und gebundene Quarkzustände, d.h. Mesonen oder Baryonen, vorliegen. Bei dem Prozeß der Fragmentation wird die Kopplungskonstante wegen des kleinen Impulsübertrages so groß, daß die Störungstheorie zusammenbricht und man auf phänomenologische Ansätze angewiesen ist. Dies hat zur Folge, daß auch andere Größen durch phänomenologische Ansätze beschrieben werden. So wird z.B. der Transversalimpuls der bei der Fragmentation entstehenden Hadronen relativ zur ursprünglichen Flugrichtung der Quarks durch eine Gaußverteilung fester Breite beschrieben, während die Verteilung des skalierten Longitudinalimpulses $z = \frac{(E+P_{\|Q})_{Meson}}{(E+P)_{Quark}}$ durch die sogenannte Petersonfunktion

$$f(z) = \frac{1}{z[(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z}]^2}$$

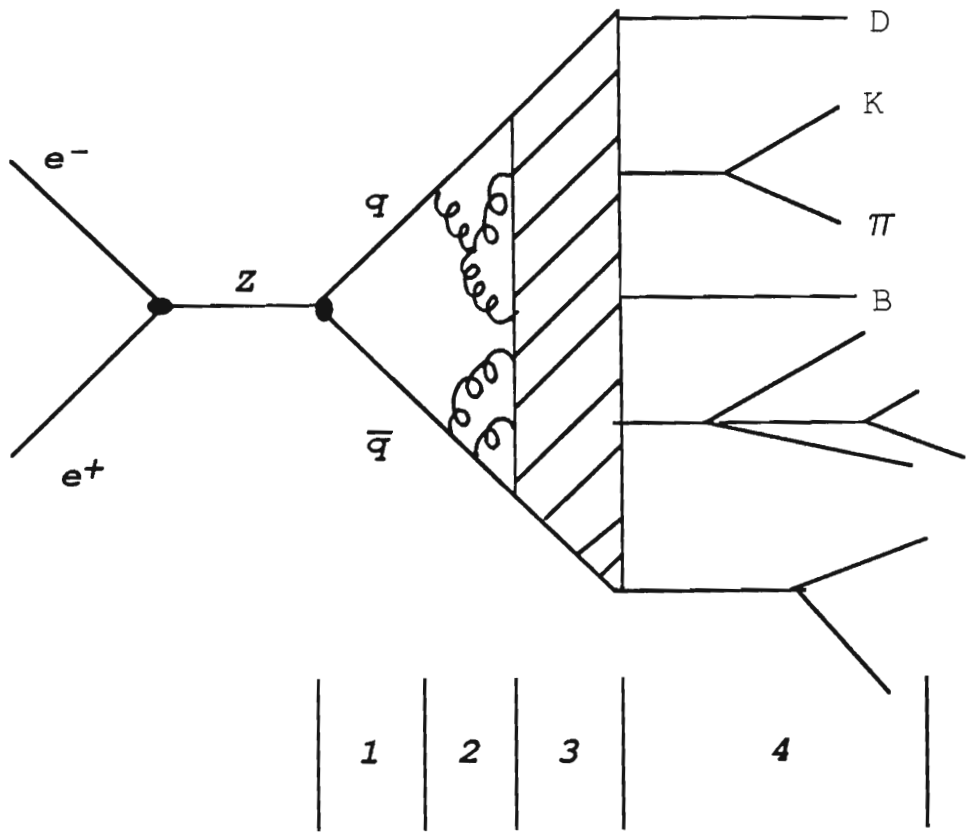

Abbildung 2.2: *Der Fragmentationsprozeß und die Erzeugung von Hadronen: Phase 1: Das Z zerfällt in ein Quark–Antiquark–Paar. (elektroschwache Theorie) Phase 2: Gluon–Bremsstrahlung (perturbative QCD) Phase 3: Fragmentation (nichtperturbative QCD, phänomenologische Modelle) Phase 4: hadronische Zerfälle (phänomenologische Zerfalls–Modelle, BSW–Modell, etc.)*

parametrisiert wird. Dabei ist ϵ_q ein Parameter, der für b– und c–Quarks aus dem Experiment bestimmt werden muß, während er für die leichten Quarks den Wert Null hat. $P_{||Q}$ ist die zum ursprünglichen Quarkimpuls parallele Impulskomponente des Mesons.

2.3 Der Zerfall schwerer Mesonen

Bei Quark–Bindungszuständen existieren Wechselwirkungsanteile, die einer störungstheoretischen Behandlung nicht mehr zugänglich sind. Daher ist man bei der Berechnung ihrer Zerfallsmatrixelemente auf phänomenologische Modelle angewiesen. Ein solches ist das Bauer–Stech–Wirbel–Modell (BSW–Modell), das hier in seinen Grundzügen dargestellt werden soll. Eine ausführlichere Beschreibung des BSW–Modells findet man in [10]. Bei der Darstellung liegt die Betonung auf den für die Analyse wichtigen semileptonischen B–Zerfällen. Anschließend werden kurz die we-

sentlichen Unterschiede bei hadronischen Zerfällen diskutiert. Der flavorändernde Anteil der Lagrangedichte des Standardmodells lautet

$$L = \frac{g}{2\sqrt{2}}(J^{\mu}(p)W_{\mu}^{\dagger} + J^{\dagger\mu}(p)W_{\mu}) \ ,$$

mit dem geladenen leptonischen und hadronischen Strom

$$\begin{aligned} J^{\mu}(p) &= (\bar{\nu}_e(p)\ \bar{\nu}_{\mu}(p)\ \bar{\nu}_{\tau}(p))\gamma^{\mu}(1-\gamma^5)\begin{pmatrix} e(p) \\ \mu(p) \\ \tau(p) \end{pmatrix} \\ &+ (\bar{u}(p)\ \bar{c}(p)\ \bar{t}(p))\gamma^{\mu}(1-\gamma^5)V\begin{pmatrix} d(p) \\ s(p) \\ b(p) \end{pmatrix} \\ &= j_L^{\mu} + j_H^{\mu} \end{aligned}$$

und der schwachen Kopplungskonstante $g = \frac{e}{\sin\Theta_W}$. V ist die Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix, die zu Übergängen zwischen verschiedenen Quarkflavors führt [6]. Wegen der geringen Quark– b.z.w. Leptonmassen ist der Impulsübertrag im W–Propagator gegenüber der W–Masse vernachlässigbar ($Q^2 \ll m_W^2$), und man gelangt zu dem Grenzfall der Vier–Fermion Punktkopplung, deren effektive Lagrangedichte durch

$$L_{eff} = \frac{G_f}{\sqrt{2}}((J^{\mu}(0)J_{\mu}(0) + J^{\dagger\mu}(0)J_{\mu}^{\dagger}(0)), \qquad \text{mit} \qquad G_f = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$$

gegeben ist.

Für die Beschreibung des Zerfalls schwerer Mesonen wird die Gültigkeit des sogenannten "Spectatormodells" angenommen. Danach wird der Zerfall des Mesons durch den Zerfall des darin enthaltenen schweren Quarks beschrieben, während das zweite (leichte) Quark an der Wechselwirkung nicht teilnimmt (Abbildung 2.3). In der Realität muß man berücksichtigen, daß zwischen den verschiedenen Quarks Gluonen ausgetauscht werden, die Einfluß auf die Zerfallseigenschaften des Mesons haben können. Der Austausch harter Gluonen zwischen dem schweren Quark und seinen Zerfallsprodukten kann störungstheoretisch berücksichtigt werden und führt zu einer Modifizierung der effektiven Lagrangedichte [1]. Der Austausch der Gluonen zwischen dem schweren Quark und seinem Spectatorquark findet über eine Distanz der Größenordnung eines Mesons statt. Daher dominiert der Austausch weicher Gluonen, was die störungstheoretische Berechnung der Quarkbindung unmöglich macht. Man berücksichtigt deshalb die Bindungseffekte explizit in den Wellenfunktionen der beteiligten Hadronen.

[1] Die QCD–Korrekturen in der effektiven Lagrangedichte führen einerseits zu zusätzlichen effektiven neutralen Strömen (Austausch von Gluonen zwischen Quarks, die zu verschiedenen Vertices gehören), und andererseits zu einer Renormierung der Kopplungskonstante und der Wellenfunktion (Austausch von Gluonen zwischen Quarks, die zum gleichen Vertex gehören).

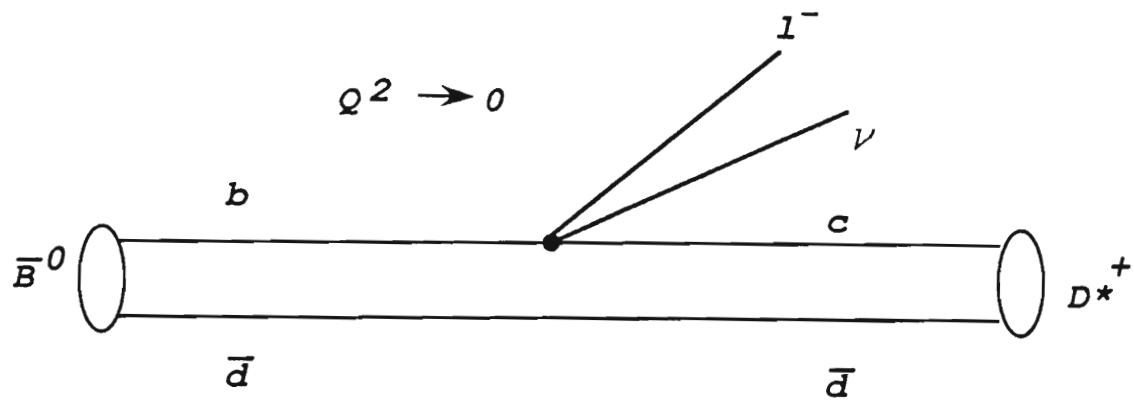

Abbildung 2.3: *Der Zerfall eines $\bar{B}^0$–Mesons im Spectatormodell nach dem Übergang zur Vier–Fermion Punktkopplung*

2.3.1 Der semileptonische Zerfall im BSW–Modell

Als Beispiel sei hier der Zerfall $B^0 \to D^{*-} l^+ \nu$ gewählt. Seine Zerfallsamplitude ist in führender Ordnung durch

$$\begin{aligned} A(B^0 \to D^{*-} l^+ \nu\,) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} L^\mu H_\mu\,, \\ \text{mit } L^\mu &= < l^+ | j_L^\mu | \nu_l > \\ \text{und } H^\mu &= < D^{*-} | j_H^\mu | B^0 > \end{aligned}$$

gegeben. Da das leptonische Matrixelement berechenbar ist, reduziert sich das Problem auf die Bestimmung des hadronischen Matrixelementes. Dieses wird durch eine lorentzinvariante Formfaktorzerlegung parametrisiert, die für ein pseudoskalares Teilchen im Anfangszustand und ein Vektorteilchen im Endzustand die folgende Form hat:

$$\begin{aligned} H^\mu &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p^\rho_{B^0} p^\sigma_{D^*} \frac{2}{m_{B^0} + m_{D^*}} V(Q^2) \\ &+ i(\epsilon^*_\mu (m_{B^0} + m_{D^*}) A_1(Q^2) - \frac{\epsilon^* Q}{m_{B^0} + m_{D^*}} (p_{B^0} + p_{D^*})^\mu A_2(Q^2) \\ &- 2\frac{\epsilon^* Q}{Q^2} m_{D^*} Q_\mu A_3(Q^2) + 2i \frac{\epsilon^* Q}{Q^2} m_{D^*} Q_\mu A_0(Q^2)\,, \\ \text{mit} \quad A_3(Q^2) &= \frac{m_{B^0} + m_{D^*}}{2m_{D^*}} A_1(Q^2) - \frac{m_{B^0} - m_{D^*}}{2m_{D^*}} A_2(Q^2)\,, \\ \text{und} \quad Q^\mu &= (p_{B^0} - p_{D^*})^\mu \;, \text{ und } \; A_3(0) = A_0(0) \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen ϵ und ϵ^* die Polarisationsvektoren des D^{*+}–Mesons und $V(Q^2)$, $A_0(Q^2)$, $A_1(Q^2)$, $A_2(Q^2)$, $A_3(Q^2)$ die relativistisch invarianten Formfaktoren, durch deren Kenntnis das hadronische Matrixelement festgelegt ist. Nach der "Poldomi-

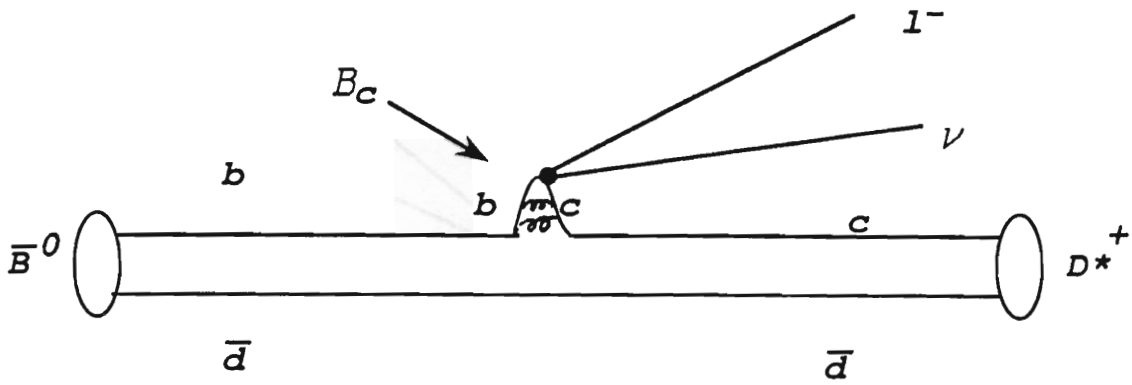

Abbildung 2.4: *Das einlaufende b–Quark und das auslaufende c–Quark bilden einen Resonanzzustand, dessen Masse in den Formfaktor eingeht.*

nanzhypothese" können die Formfaktoren für kleine Impulsüberträge durch

$$V(Q^2) = \frac{h_V}{1 - \frac{Q^2}{m_{1^-}^2}}, \quad A_i(Q^2) = \frac{h_{A_i}}{1 - \frac{Q^2}{m_{1^+}^2}}, i = 1,2,3 \quad \text{und} \quad A_0(Q^2) = \frac{h_{A_0}}{1 - \frac{Q^2}{m_{0^-}^2}}$$

angenähert werden. Dem liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden b–Quark und dem auslaufenden c–Quark zur Ausbildung eines resonanten Zwischenzustandes führt, dem formal ein Propagatorterm mit der Masse des Spin–Parität–Zustandes der beiden Quarks zugeordnet wird (Abbildung 2.4). Die Masse des Resonanzzustandes ist in diesem Fall nicht genau bekannt und muß abgeschätzt werden. Für die noch nicht festgelegten Normierungskonstanten der Formfaktoren läßt sich zeigen, daß sie sich für $Q^2 = 0$ aus den Überlappintegralen der Mesonwellenfunktionen im Anfangs– und Endzustand ergeben. Als Näherung für die Wellenfunktionen der Mesonen werden die Lösungen eines skalaren, relativistischen, harmonischen Oszillatorpotentials verwendet. Diese sind analytisch berechenbar, so daß damit das hadronische Matrixelement $< D^{*-}|j_H^\mu|B^0 >$ und die Zerfallsamplitude $A(B^0 \to D^{*-}l^+\nu)$ auch für $Q^2 > 0$ berechenbar sind.

2.3.2 Die Unterschiede bei hadronischen Zerfällen

Der wichtigste Unterschied zwischen hadronischen und semileptonischen Zerfällen ist, daß die Faktorisierung der Zerfallsamplitude, die für semileptonische Zerfälle streng gilt, für hadronische Zerfälle eine Näherung darstellt. Der zu dem entsprechenden semileptonischen Zerfall analoge hadronische Zerfall ist durch die beiden Graphen in Abbildung 2.5 gegeben. Der eingezeichnete Austausch von Gluonen im Endzustand führt dazu, daß die Faktorisierung nicht mehr streng gilt. Im zweiten Graphen treten zusätzlich Farbunterdrückungsfaktoren auf, da die Farbe der Quarks, die aus dem W–Boson entstehen, wegen der Farbneutralität des Endzustandes nicht mehr frei gewählt werden kann. Durch den Austausch von Gluonen zwischen Quarks, treten in der effektiven Lagrangedichte, wie oben erwähnt, eine renormierte Kopplung,

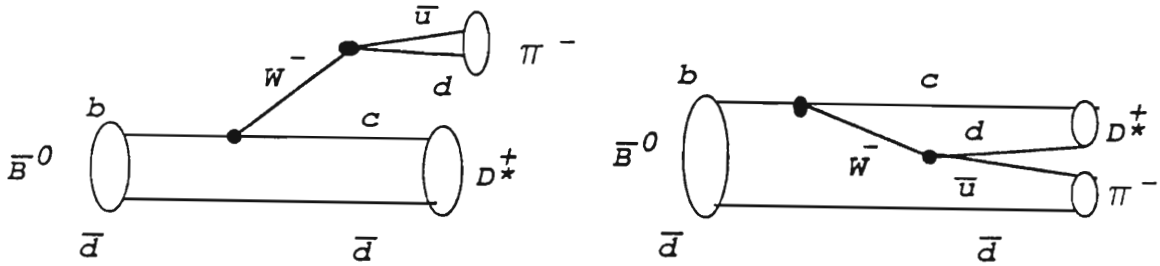

Abbildung 2.5: *Der Zerfall $B^0 \to D^{*-}\pi^+$ als Beispiel für einen hadronischen Zerfall*

sowie zusätzliche effektive neutrale Ströme auf. Diese Unterschiede lassen verschiedene Spektren für D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen und hadronischen Zerfällen erwarten. Allerdings reicht, bei den hier verwendeten Energien die experimentelle Genauigkeit nicht aus.

2.4 Die Vorhersagen des BSW–Modells

Mit dem BSW–Modell lassen sich Vorhersagen über die Verzweigungsverhältnisse und Partialbreiten zahlreicher semileptonischer und hadronischer Zerfälle machen. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist für die gemessenen Größen gut. Eine Auflistung der entsprechenden Zahlen, sowie Abschätzungen über die Beträge der Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrixelemente V_{bu} und V_{bc} findet man in [10,14,15] und [11,12,13], wobei letztere das BSW–Modell im Zusammenhang mit dem Quarkmassen–Limes $m_q \to \infty$ verwenden. Es werden ausnahmslos (Quasi–) Zweikörperzerfälle behandelt.

In dieser Arbeit liegt das Hauptaugenmerk auf dem Energiespektrum der D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen sowie auf der Häufigkeit der Zerfälle. Nach dem BSW–Modell gilt für das Produktionsverhältnis von Vektor– und Skalarteilchen bei B–Zerfällen ohne die Unterscheidung zwischen D^* und D^{**}

$$R_B = \frac{\Gamma(B \to D^*)}{\Gamma(B \to D)} \approx 2,7 \, .$$

Ein weiterer Test für das BSW–Modell sind die Energiespektren der Zerfallsprodukte des B–Mesons. Abbildung 2.6 zeigt die Leptonspektren für verschiedene B–Zerfälle, wie sie vom BSW–Modell vorhergesagt werden. Die Unterscheidung der Spektren nach ihrer Form erwartet man auch für die Energiespektren der Mesonen. Je höher die Meson–Masse, desto weniger hart ist das zugehörige Energiespektrum. Damit das Energiespektrum der D^{*+}–Mesonen unabhängig von der Schwerpunktsenergie ist, verwendet man die skalierte Größe $x_E(D^{*+}) = \frac{2E(D^{*+})}{E_{cms}}$, wobei E_{cms} die Schwerpunktsenergie darstellt. Um das gemessene $x_E(D^{*+})$–Spektrum mit dem

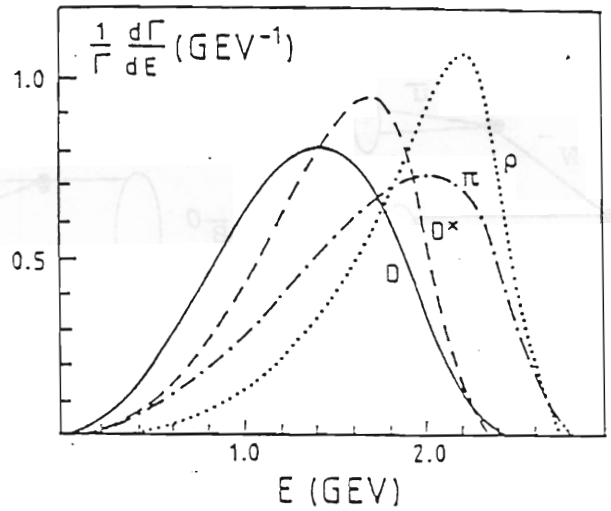

Abbildung 2.6: *Die Leptonspektren verschiedener semileptonischer B–Zerfälle*

BSW–Modell zu vergleichen, muß man berücksichtigen, daß man die Energie des D^{*+} nicht im Ruhesystem des B–Mesons, sondern im Laborsystem mißt. Abbildung 2.7 zeigt die erwartete $x_E(D^{*+})$–Verteilung für D^{*+} aus B–Zerfällen, wie sie mit dem Monte–Carlo–Generator unter Annahme des BSW–Modells im Laborsystem generiert wurde. Einzelheiten zu den verwendeten Monte–Carlo–Generatoren werden in Kapitel 5 beschrieben.

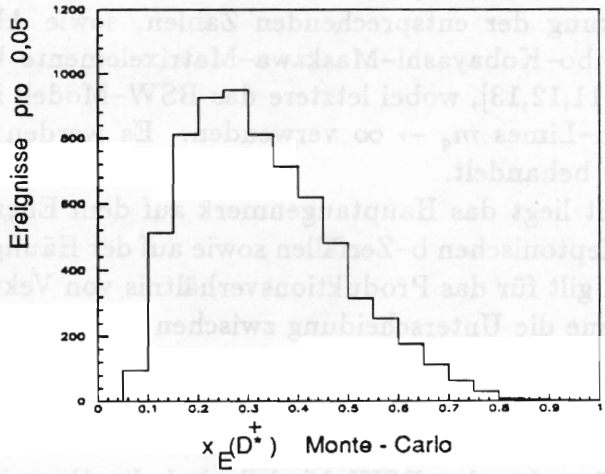

Abbildung 2.7: *Die erwartete $x_E(D^{*+})$–Verteilung*

Kapitel 3

Der ALEPH–Detektor

Der ALEPH–Detektor (Abbildung 3.1) ist so konstruiert, daß er einen möglichst großen Raumwinkel überdeckt und von jedem Ereignis möglichst viel Information registriert. Der Detektor besteht aus Spurdetektoren, Kalorimetern und einem axial verlaufenden homogenen Magnetfeld, das von einem Solenoiden erzeugt wird. Es folgt eine Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten. Dabei werden die der Geometrie des Detektors angepassten Zylinderkoordinaten r, ϕ und z verwendet. Eine detailliertere Beschreibung findet man in [16,17,18].

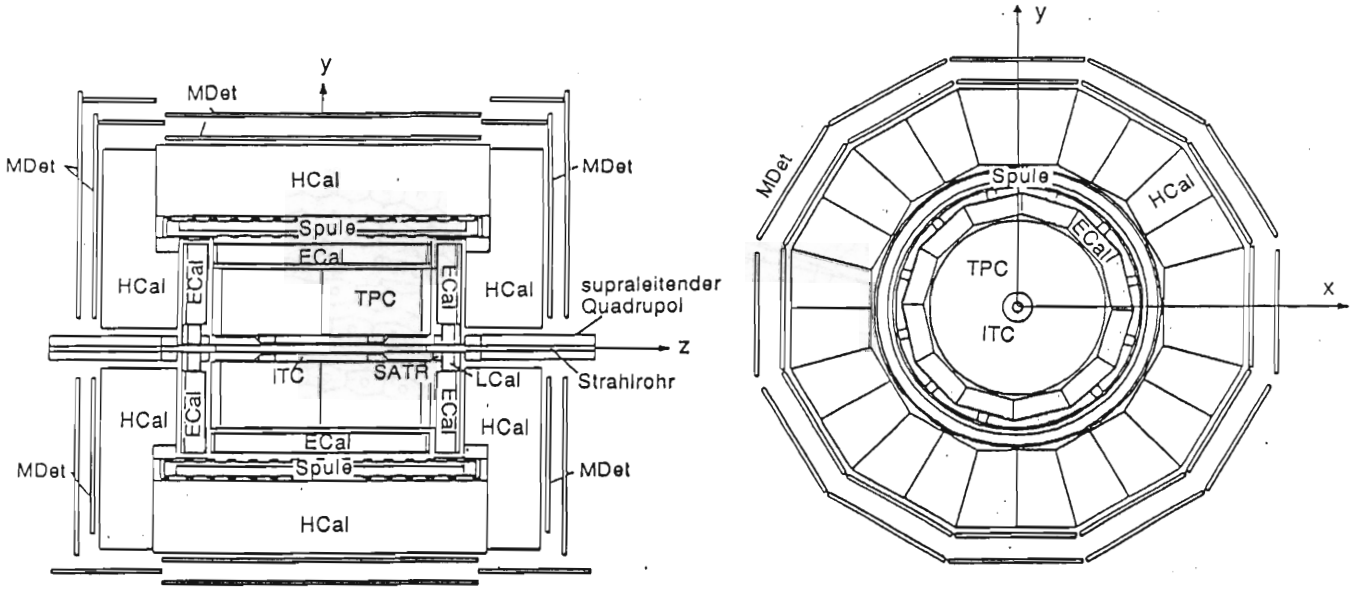

Abbildung 3.1: *Die schematische Darstellung des ALEPH–Detektors*

3.1 Der Vertex–Detektor

Mit dem Vertex–Detektor werden seit Mitte 1991 erste Tests gemacht. Er spielt daher in dieser Arbeit keine Rolle. Der Vertex–Detektor besteht aus zwei Lagen mit Siliziumstreifen, die in den ϕ– und z–Koordinaten ausgelesen werden. Dadurch erhält man mit hoher Auflösung zwei weitere Spurpunkte — die zusammen mit denen des

zentralen Spurdetektors und der inneren Spurkammer — bei der Spurrekonstruktion Information über einen möglichen Sekundärvertex liefern.

3.2 Die innere Spurkammer (ITC)

Die ITC ist eine Driftkammer mit 960 Signaldrähten, die in 8 konzentrischen Lagen parallel zum Strahlrohr angeordnet sind. Man erhält dadurch maximal 8 Koordinaten in $r\phi$–Richtung mit einer Auflösung von 150 μm. Die zugehörigen z–Koordinaten werden aus der Laufzeitdifferenz des Signals in den Signaldrähten zu den beiden Enden der ITC ermittelt. Dabei beträgt die Auflösung etwa 7 cm. Die ITC–Koordinaten werden zusammen mit den Koordinaten des zentralen Spurdetektors zur Spurrekonstruktion verwendet und führen zu einer verbesserten Spurauflösung. Darüber hinaus kommt die einzige Spurinformation in der ersten Triggerstufe von der ITC, da die Spurinformation des zentralen Spurdetektors nicht schnell genug verfügbar ist.

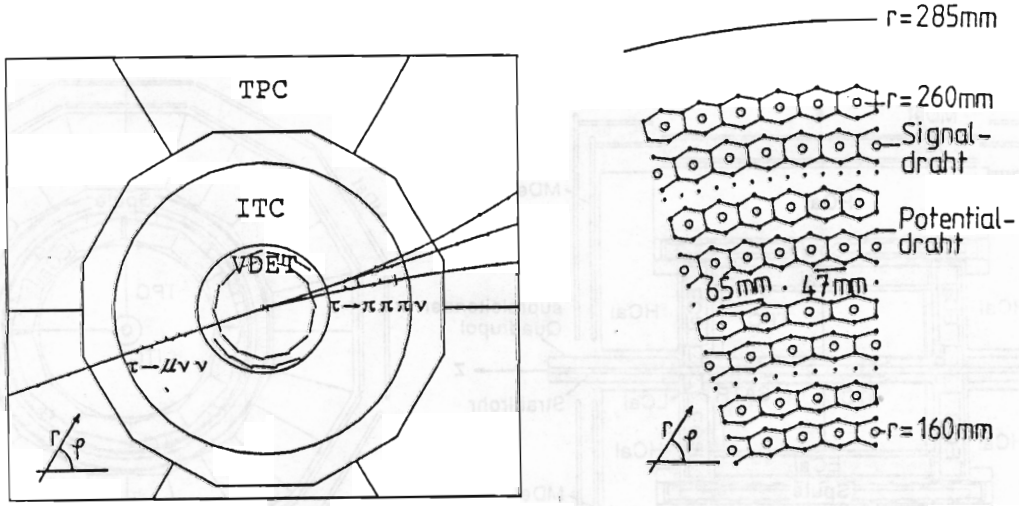

Abbildung 3.2: *Ein Schnitt durch die ITC und die Anordnung der ITC–Driftzellen*

3.3 Der zentrale Spurdetektor (TPC)

Mit der TPC (Time Projection Chamber) werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und ihr Impuls, sowie ihre spezifische Ionisation $< \frac{dE}{dx} >$, gemessen. Die TPC (Abbildung 3.3) ist eine große Driftkammer mit Zylindergeometrie, die — zusammen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter, der inneren Spurkammer und dem Vertexdetektor— von einem supraleitenden Solenoid umgeben ist, der in seinem Inneren ein homogenes Magnetfeld von 1,5 Tesla erzeugt. An beiden Enden der TPC (Endkappen) befinden sich Drahtkammern zum Nachweis der Driftelektronen. Zwischen den beiden Endkappen und der Hochspannungsmembran, die die TPC in

zwei Hemisphären teilt, verläuft ein zum Magnetfeld paralleles elektrisches Feld von 115 $\frac{V}{cm}$. Die TPC wird mit einem Gasgemisch aus Argon (91%) und Methan (9%) bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 21°C betrieben.

Ein geladenes Teilchen, das in die TPC eintritt, wird durch das Magnetfeld auf eine gekrümmte Bahn gelenkt und setzt auf seinem Weg durch die TPC Elektronen frei. Diese driften wegen des elektischen Feldes auf die nächstliegende Endkappe zu, wobei das starke magnetische Feld verhindert, daß die Elektronen durch Streuung am TPC–Gas aus ihrer Flugrichtung abgelenkt werden.

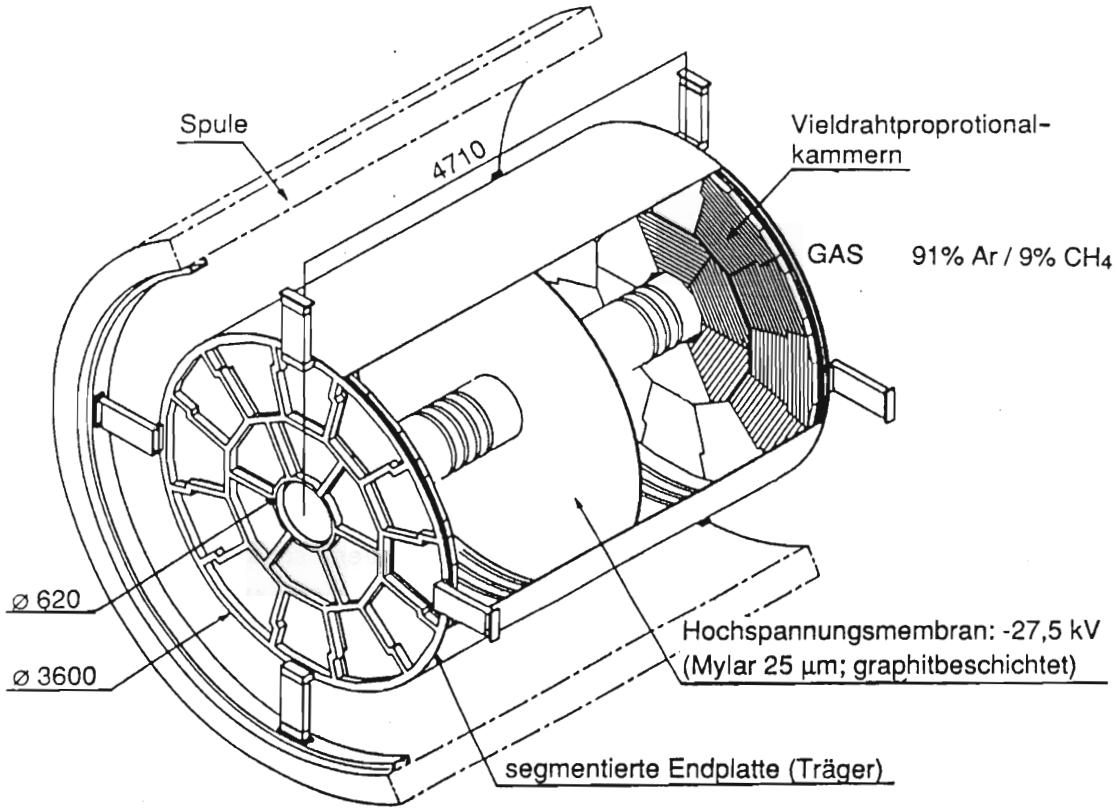

Abbildung 3.3: *Die zentrale Spurkammer des ALEPH–Detektors*

An den Endkappen (Abbildung 3.4) lösen die Elektronen in der Nähe des Signaldrahtes Elektronenlawinen aus. Der dadurch am Signaldraht entstehende Spannungsimpuls wird zur Messung der spezifischen Ionisation verwendet. Die zurückgebliebenen positiven Ionen influenzieren eine Spannung in den hinter den Signaldrähten gelegenen Elektrodenreihen (Pads). Aus der Verteilung der Signalhöhen in den Pads wird die $r\phi$–Position des Spurpunktes bestimmt. Die z–Koordinate wird mit der konstanten Driftgeschwindigkeit aus der Driftzeit berechnet, so daß damit die volle dreidimensionale Spur rekonstruierbar ist. Man bekommt für die Spur eines geladenen Teilchens mit einem Impuls größer als 0,5 $\frac{GeV}{c}$ auf diese Weise bis zu 21 Spurpunkte, entsprechend den 21 Padreihen.

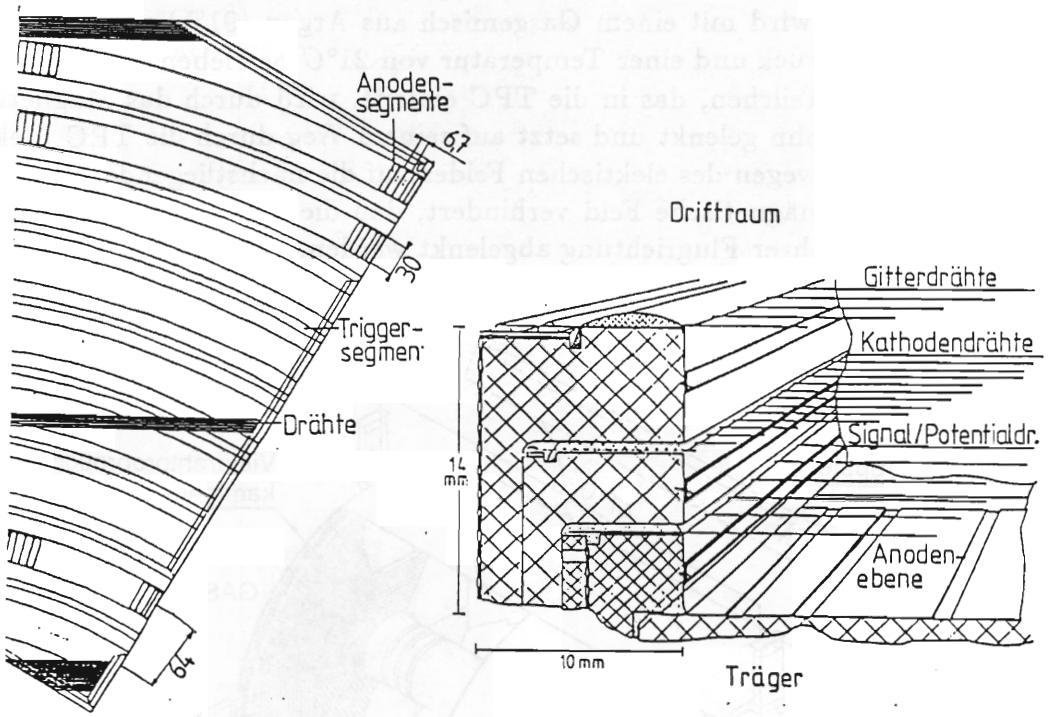

Abbildung 3.4: *Der Aufbau der Endkappen des zentralen Spurdetektors*

Die Projektion der Teilchenspur auf eine Endkappe stellt ein Kreissegment dar, aus dessen Radius sich die Impulskomponente in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ergibt. Wenn die Spur des Teilchens rekonstruiert ist, so ist damit die ursprüngliche Flugrichtung des Teilchens bekannt und somit auch der vollständige Impuls.

Damit die übrigbleibenden positiven Ionen nicht in den TPC–Raum zurückdriften und dort zu Feldinhomogenitäten führen, befinden sich vor den Signaldrähten eine Ebene mit Kathodendrähten, an denen die Ionen neutralisiert werden, und ein Gatter, das durch Anlegen einer Spannung nach jedem Ereignis für die ankommenden Elektronen geöffnet, und, bevor die Ionen das Gatter erreichen, wieder geschlossen wird.

Die Impulsauflösung ist unter Verwendung von TPC und ITC durch

$$\frac{\Delta p}{p} = 1,0 * 10^{-3} p\,[\tfrac{\mathrm{GeV}}{c}]$$

gegeben. Um eine gute Teilchenseparation zu erhalten, ist es wichtig, die spezifische Ionisation mit hoher Auflösung zu messen. Entsprechend der Zahl der Signaldrähte erhält man für eine geladene Spur in der TPC maximal 344 $< \frac{dE}{dx} >$–Werte, aus denen ein Mittelwert gebildet wird. Da die $< \frac{dE}{dx} >$–Werte landauverteilt sind und die Fluktuationen am oberen Ende der Verteilung den Mittelwert stark dominieren, benutzt man einen sogenannten "truncated Mean", indem man die 40% größten $< \frac{dE}{dx} >$–Werte nicht in die Mittelwertsbildung einbezieht. Man erhält so eine Auflösung für die spezifische Ionisation von etwa 5%.

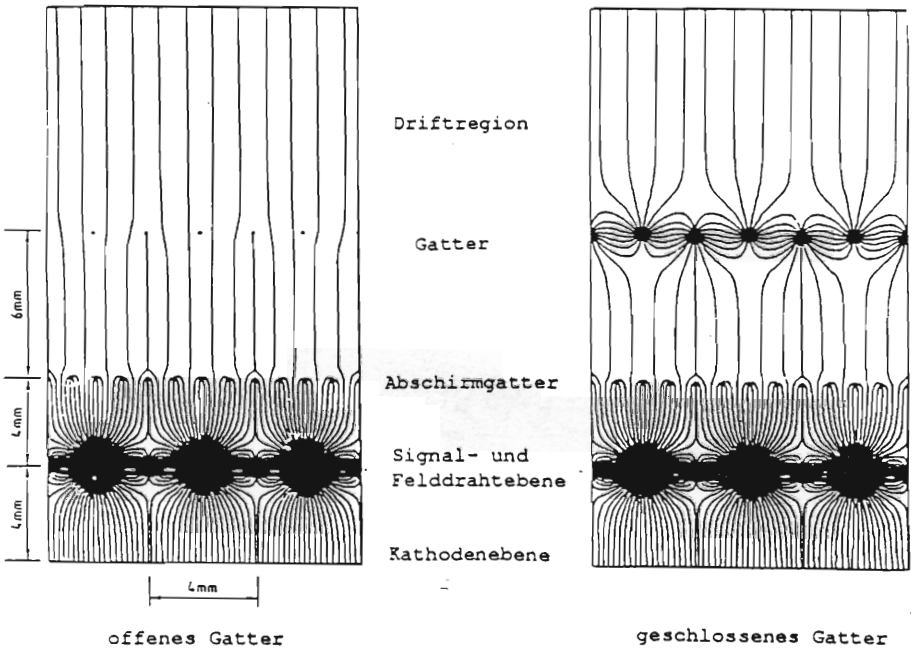

Abbildung 3.5: *Der Verlauf des elektrischen Feldes an den Endkappen bei offenem (links) und geschlossenem Gatter (rechts)*

3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL umgibt die TPC und ist in seinem Mittelteil (Barrel) und den beiden Enden (Endkappen) in je 12 Module unterteilt (Abbildung 3.7). Jedes Modul setzt sich aus 45 Blei– und Proportionalzählerschichten zusammen. Eine Zählerschicht besteht aus einer Ebene Signaldrähten und einer dahinterliegenden Ebene aus Elektroden (Pads). Dabei sind die Pads aufeinanderfolgender Schichten so angeordnet, daß ihre Projektion auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Die Pads von verschiedenen ECAL–Ebenen bilden einen sogenannten ECAL–Turm.

Durch die hohe Zahl dieser Türme (4096 Türme im Barrel–Modul und je 984 Türme in den Endkappen) erhält man eine genaue Ortsinformation über den Schauer, den ein Teilchen in den Bleischichten auslöst. Die Schauerteilchen lösen am Signaldraht Ladungslawinen aus, und die übrigbleibenden positiven Ionen influenzieren in den Pads elektrische Signale, aus deren Größe und Lage die Energie und die Flugrichtung des Teilchens bestimmt werden. Um die Zahl der auszulesenden Kanäle zu reduzieren, wird ein Turm in drei sogenannten "Storeys" ausgelesen. Dabei werden die Signale der ersten 10 Padebenen (10 Schichten mit je 2 mm Blei), die der mittleren 23 (23 Schichten mit je 2 mm Blei) und die der letzten 12 Padebenen (12 Schichten mit je 4 mm Blei) zu einem Signal aufaddiert. Zusammen haben die 45 Bleischichten eine Dicke von 22 Strahlungslängen. Man erreicht mit dem ECAL eine Energie– und

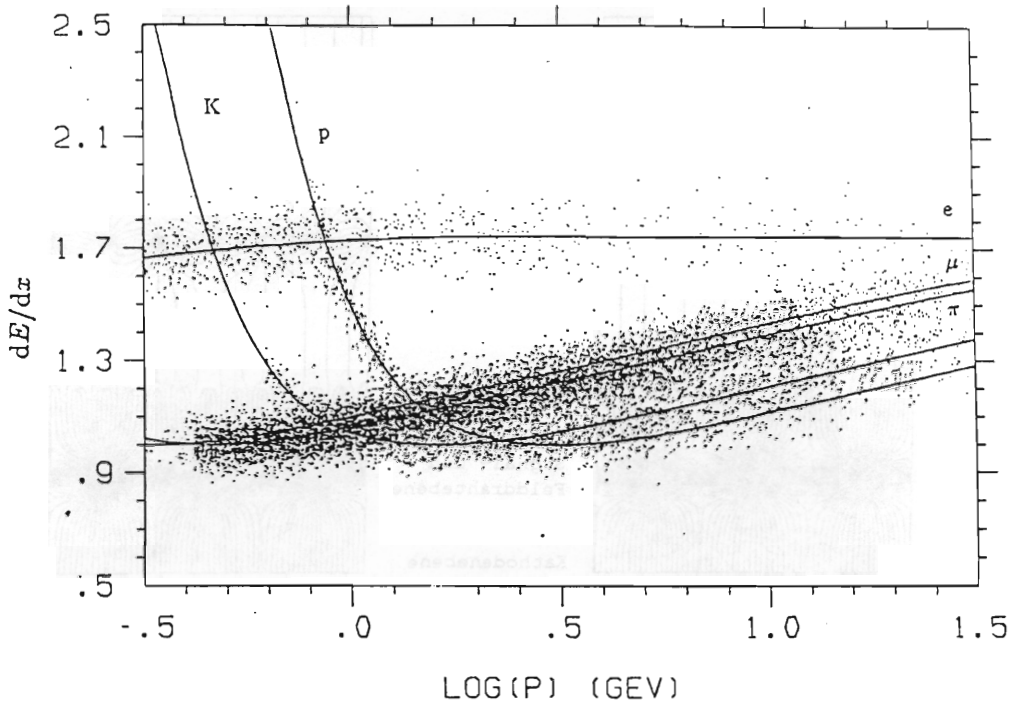

Abbildung 3.6: *Der Verlauf der spezifischen Ionisation für Elektron, Myon, Kaon, Pion und Proton*

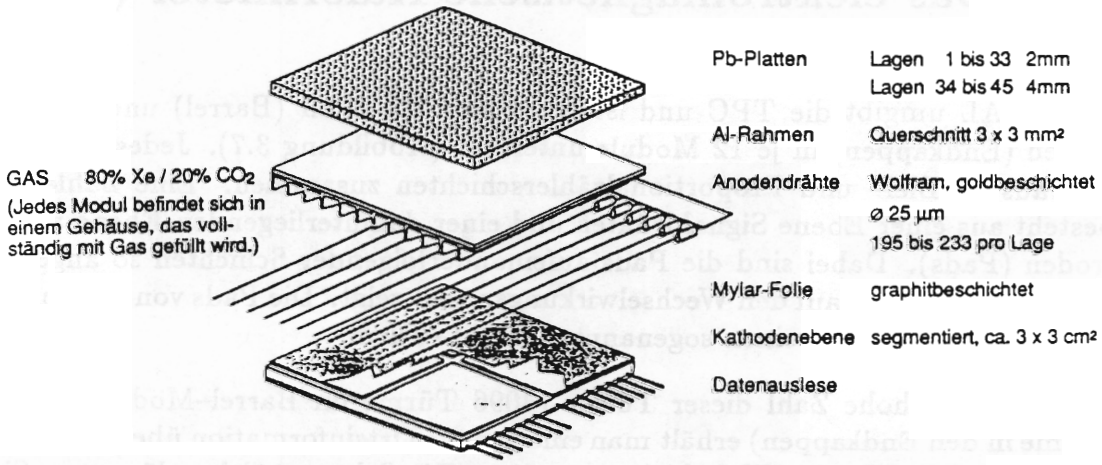

Abbildung 3.7: *Aufbau einer Blei–Proportionalzählerschicht im ECAL*

Ortsauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E[\frac{\mathrm{GeV}}{c}]}} \quad \text{und} \quad \sigma_x = \sigma_y = \frac{6,8mm}{\sqrt{E[\frac{\mathrm{GeV}}{c}]}} \; .$$

Damit erreicht man für ein Teilchen mit einer Energie von 10 GeV eine Energie-

auflösung von etwa 6% und eine Ortsauflösung von 2 mm. Außer für die Energiemessung wird das ECAL auch für die Elektron–Pion–Separation verwendet. Zur Unterscheidung dient das für Elektronen und Pionen charakteristische Schauerprofil.

3.5 Das hadronische Kalorimeter (HCAL) und die Myonkammern

Das HCAL dient zum Nachweis hadronischer Schauer und als Joch zur Rückführung des magnetischen Flusses, der von der supraleitenden Spule erzeugt wird. Es ist im Prinzip wie das ECAL aufgebaut. Das HCAL besteht aus 22 Lagen 5 cm dicker Eisenplatten und benutzt zum Schauernachweis sogenannte "Limited–Streamer Tubes", die über Streifenelektroden und einer Lage von Pads ausgelesen werden. Die Pads sind wie im ECAL als projektive Türme (HCAL–Türme) angeordnet, wobei jeder HÇAL–Turm etwa den Raumwinkel von 14 ECAL–Türmen abdeckt. Die Padsignale eines HCAL–Turmes werden aufaddiert und zur Energiemessung verwendet. Man erhält eine Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E[\frac{\mathrm{GeV}}{c}]}} \, .$$

Die Streifenelektroden ermöglichen das Erkennen des Schauerprofils und werden zur Pion–Myon–Trennung verwendet. Außerhalb der letzten Streamertube folgen eine 10 cm dicke Eisenschicht und zwei, in einem Abstand von etwa 50 cm angeordnete, Lagen von Streamertubes, die als Myonkammern dienen. Sie liefern den Nachweis für ein Myon und maximal zwei Koordinaten, aus denen seine Flugrichtung bestimmt werden kann.

3.6 Die Luminositätsmonitoren

Um Wirkungsquerschnitte auszurechnen, benötigt man die genaue Kenntnis der Luminosität, welche durch

$$L = \frac{I_+ I_-}{4\pi e^2 f N \sigma_x \sigma_y}$$

gegeben ist. Dabei sind I_+ und I_- die Ströme, f die Umlaufsfrequenz, N die Zahl der Teilchenpakete und $\sigma_x \cdot \sigma_y$ die Querschnittsfläche des Strahls. Da das Strahlprofil nicht genau genug gemessen werden kann, verwendet man zur Luminositätsbestimmung Elektronen und Positronen aus dem Bhabha–Streuprozess, dessen Wirkungsquerschnitt mit sehr großer Genauigkeit aus der elektroschwachen Theorie bekannt ist. Die Luminosität ergibt sich dann aus

$$\frac{dN_B}{dt} = L \cdot \sigma_B,$$

wobei $\frac{dN_B}{dt}$ die Zahl der pro Zeit nachgewiesenen Bhabha–Elektronen und σ_B der zugehörige Wirkungsquerschnitt ist. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für kleine

Streuwinkel ist in führender Ordnung durch

$$\frac{d\sigma_B}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2\hbar^2c^2}{E^2\Theta^4}$$

gegeben. Um die Luminosität zu bestimmen, verwendet man den über einen Winkelbereich integrierten Wirkungsquerschnitt, wobei der innere Abschneidewinkel sehr genau bekannt ist. Zu diesem Zweck befinden sich auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes im Abstand von etwa 2,7 m Luminositätsmonitoren. Diese bestehen aus einem Spurdetektor (SATR), mit dem der Streuwinkel gemessen werden kann, und einem dahinterliegenden Calorimeter (LCAL), das in Bau und Funktionsweise bis auf kleine Unterschiede mit dem ECAL identisch ist. Die für die Analysen verwendete Luminosität wird ausschließlich mit dem LCAL bestimmt. Das LCAL mißt die Elektronen und Positronen aus dem Bhabha–Streuprozess in Koinzidenz und überdeckt dabei einen Winkelbereich zwischen 40 und 90 mrad. Mit den Luminositätsmonitoren erreicht man für die Luminosität eine Genauigkeit von (0,13±0,7±0,3)% [19]. Angegeben sind die Fehler in der Reihenfolge: statistischer, systematischer und theoretischer Fehler. Der statistische Fehler bezieht sich auf 518000 Bhabha–Ereignisse.

Kapitel 4

Die Selektion von D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen

Für die vorliegende Arbeit wurden die Daten von 453440 hadronischen Ereignissen analysiert, die vom ALEPH–Detektor in den Jahren 1990 und 91 im Bereich der Z–Resonanz genommen wurden. Diese Ereignisse sind bereits vorselektiert und genügen den folgenden Schnitten:

Die Ereignisse besitzen mindestens 5 geladene Spuren für die gilt:

- Impuls p: $p \geq 0,2\ \frac{\text{GeV}}{c}$
- Polarwinkel Θ: $\mid \cos\Theta \mid < 0,95$
- Zahl der TPC–Koordinaten ≥ 4
- Impakt–Parameter in $z \leq 10$ cm
- Impakt–Parameter in $r\phi \leq 2$ cm
- Die Summe der Impulse der Spuren, die diesen Bedingungen genügen, beträgt mindestens 10% der Schwerpunktsenergie

Die Akzeptanz dieser Schnitte beträgt (97,4±0,3)% und ist mit Ausnahme der b–Ereignisse unabhängig vom produzierten Quarkflavor. Die Akzeptanz für b–Ereignisse beträgt 98%. Um die Rechenzeiten in praktikablen Grenzen zu halten, wurde die Analyse mit dem Programmpaket SANDY [20] durchgeführt, das die Daten in einem stark komprimierten Format verwendet.

4.1 Die Anreicherung von b–Ereignissen

Da die D^{*+}–Mesonen sowohl in der c–Fragmentation als auch bei Zerfällen von b–Mesonen oder b–Baryonen entstehen können, muß bei der Selektion zwischen diesen beiden Quellen unterschieden werden.

Wie die von der ALEPH–Kollaboration gemessene (skalierte) Energieverteilung $x_E(D^{*+}) = \frac{2E(D^{*+})}{E_{cms}}$ (Abbildung 4.1) zeigt, kann man durch einen Schnitt in dieser Variable eine der beiden Quellen der D^{*+}–Mesonen statistisch anreichern.

Das Energiespektrum von D^{*+}–Mesonen aus der c–Fragmentation ist deutlich härter, da die D^{*+}–Mesonen direkt, und nicht erst sekundär in einem hadronischen Zerfall erzeugt werden. Um auf der Basis einzelner Ereignisse b–Zerfälle anzureichern,

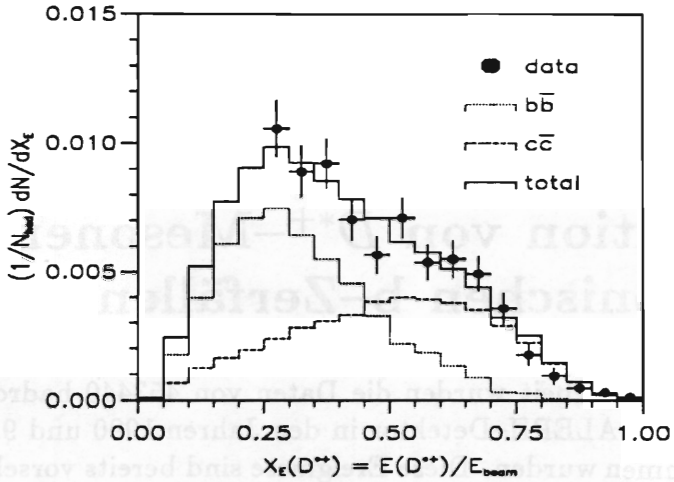

Abbildung 4.1: *Die $x_E(D^{*+})$–Verteilung, wie sie von der ALEPH–Kollaboration gemessen wurde*

gibt es die Methode der Leptonkorrelation. Hierbei wird ausgenutzt, daß bei einem semileptonischen b–Zerfall, die Ladungsvorzeichen des Leptons und der anderen Teilchen im Zerfall des D^{*+} korreliert sind. Dazu verlangt man im gleichen Jet [1] wie das D^{*+}–Meson ein identifiziertes Lepton [2], das relativ zu den anderen Zerfallsprodukten die richtige [3] Ladung hat.

Der Nachweis, daß die D^{*+}–Mesonen aus b–Zerfällen stammen, folgt aus dem Vergleich der D^{*+}–Massenspektren bei Anwesenheit eines Leptons der richtigen und der falschen Ladung. Es ist nur dann ein Signal sichtbar, wenn das Lepton das richtige Ladungsvorzeichen hat.

Die Anreicherung von b–Ereignissen läßt sich erhöhen, wenn man für das Lepton einen hohen Transversalimpuls relativ zur ursprünglichen Flugrichtung des Teilchens, das das b–Quark enthält, verlangt. Man erzwingt dadurch eine große Massendifferenz zwischen dem D^{*+}–Meson und seinem Mutterteilchen, wie es bei dem Zerfall $B \rightarrow D^{*-} l^+ \nu X$ der Fall ist. Abbildung 4.3 zeigt die Transversalimpulsverteilung aller Leptonen sowie der Leptonen, die aus b– oder c–Zerfällen stammen. Tabelle 4.1 gibt die Akzeptanz und die Reinheit für identifizierte Leptonen aus b–Zerfällen mit einem Impuls größer als $3\frac{\text{GeV}}{c}$ an. Da wegen des fehlenden Neutrinos die Flugrichtung des

$p \geq 3\ \frac{\text{GeV}}{c}$	Akzeptanz [%]	Reinheit [%]
$p_T \geq 0{,}5\ \frac{\text{GeV}}{c}$	82,9	54,2
$p_T \geq 1{,}0\ \frac{\text{GeV}}{c}$	46,5	74,1

Tabelle 4.1: *Akzeptanz und Reinheit für identifizierte Leptonen aus b–Zerfällen bei verschiedenen Schnitten im Transversalimpuls des Leptons*

[1] Für die Jetrekonstruktion wurde der Jade–Algorithmus auf alle geladene Spuren mit einem Abschneideparameter $y_{cut} = 0.02$ angewendet.

[2] Mit Leptonen sind im Zusammenhang mit der Analyse stets Elektronen oder Myonen gemeint.

[3] Hat das Lepton die entgegengesetzte, bzw. gleiche Ladung wie das D^{*+}–Meson, so wird im folgenden von der richtigen, bzw. falschen Leptonladung gesprochen.

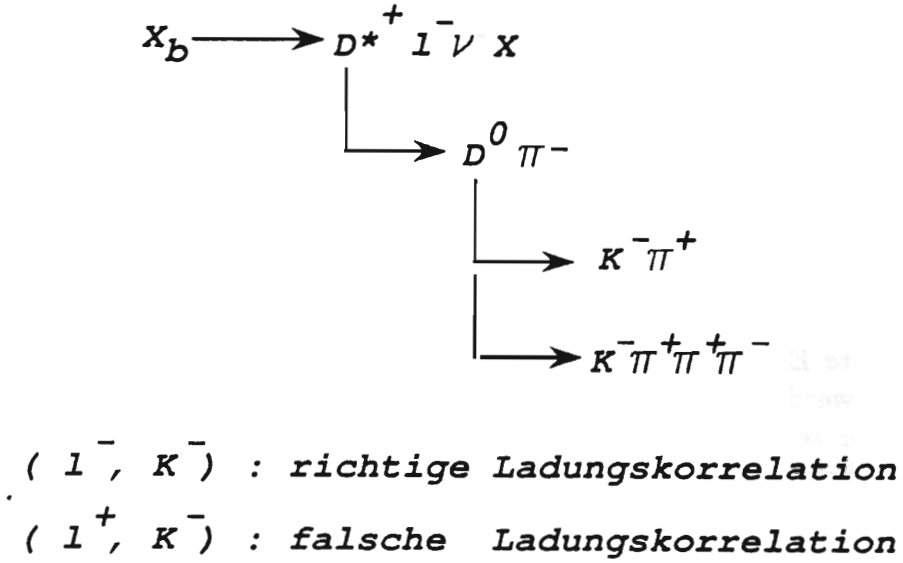

Abbildung 4.2: *Im Zerfall des b–Hadrons sind die Ladungsvorzeichen des Leptons und des K^- korreliert. Falls das Lepton nicht aus diesem Zerfall kommt oder ein Hadron als Lepton misidentifiziert wird, besteht keine Korrelation zwischen dem Leptonkandidaten und dem K^-.*

b–Teilchens nicht rekonstruierbar ist, verwendet man die Jetachse als Approximation. Wie Abbildung 4.3 zeigt, liegen auch die Impulse der Leptonen aus b–Zerfällen im Mittel höher als die der anderen Leptonen, so daß man mit einem Schnitt im Impuls die Reinheit erhöhen kann.

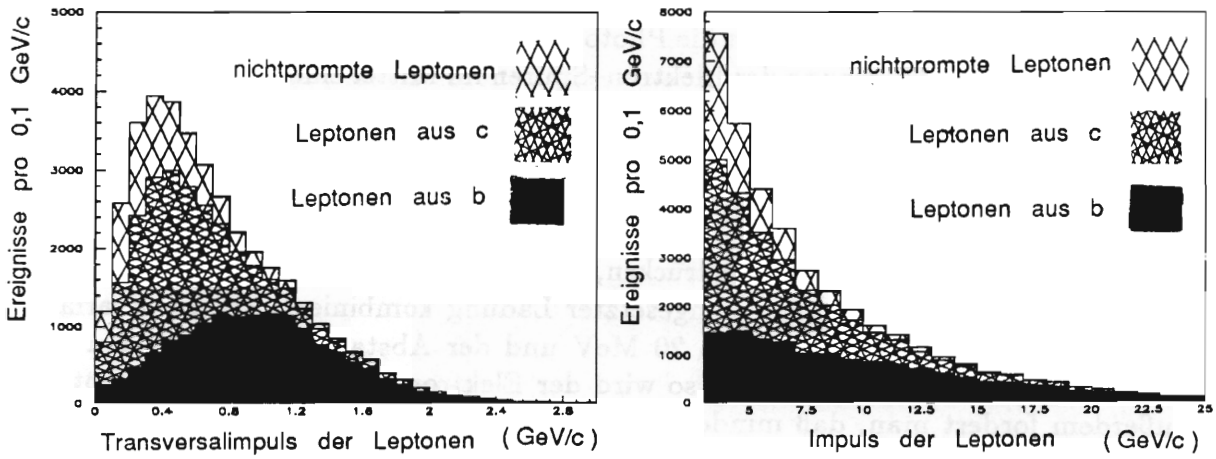

Abbildung 4.3: a) *Die Transversalimpulsverteilung (links) und die Impulsverteilung (rechts) von identifizierten Leptonen. Die drei Schraffierungen repräsentieren die relativen Anteile der nichtprompten Leptonen, der Leptonen aus c–Zerfällen und der Leptonen aus b–Zerfällen.*

Schließlich wird mit Einsatz des Vertexdetektors eine Reduktion des kombinatorischen Untergrundes verbunden sein, da für die selektierten Spuren die Randbedingung eines Sekundärvertices hinzukommt. Außerden den genannten Methoden zur Anreicherung von b–Ereignisse gibt es auch noch Verfahren, die die b–Ereignissen anhand ihrer Ereignisstruktur anreichern [22].

4.2 Die Leptonidentifikation

Für die Identifikation von Leptonen werden die ALEPH–Programmpakete QEIDO für Elektronen und QMUIDO für Myonen verwendet. Diese sind darauf spezialisiert, prompte Elektronen bzw. Myonen [4] in hadronischen Ereignissen zu finden. τ–Leptonen werden nicht verwendet, da sie nach einer mittleren Fluglänge von etwa 90 μm wieder zerfallen und ihre Rekonstruktion wegen der hohen Zahl der Teilchen in hadronischen Ereignissen zu schwierig ist. Ein kleiner Anteil der Elektronen und Myonen stammen allerdings aus τ–Zerfällen.

Im folgenden werden die wesentlichen Schritte bei der Elektron– und Myon–Identifikation beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet man in [21,23]. Zunächst werden sowohl für Elektronen als auch für Myonen Bedingungen an die Spurqualität gestellt. Es wird gefordert, daß gilt:

- Zahl der TPC–Koordinaten ≥ 4
- Polarwinkel Θ: $|\cos\Theta| < 0,95$

Weiterhin wird verlangt:

- Impakt–Parameter in $r\phi$: $\leq$ 0,5 cm
- Impakt–Parameter in z: $\leq$ 2,0 cm

Die letzten Schritte reduzieren die Photonkonversionen und die Myon–Zerfälle, da die rückwärtige Verlängerung der Elektron–Spuren im Mittel einen größeren Abstand vom Vertex haben.

4.2.1 Die Identifikation von Elektronen

Um Photonkonversionen zu unterdrücken, wird jeder Elektron–Kandidat mit allen anderen geladenen Spuren entgegengesetzter Ladung kombiniert. Ist die invariante Masse eines Spurpaares kleiner als 20 MeV und der Abstand der Spuren am Vertex in x, y und z kleiner als 1 cm, so wird der Elektron–Kandidat nicht akzeptiert. Außerdem fordert man, daß mindestens fünf der 8 ITC–Zellen, durch die die Spur des Elektron–Kandidaten verläuft, ansprechen. Die daraus resultierenden Koordinaten müssen jedoch nicht notwendigerweise mit der Spur des Elektron–Kandidaten assoziiert werden. Schließlich wird ein Minimalimpuls von 2 $\frac{\text{GeV}}{c}$ verlangt.

[4] d.h. Elektronen und Myonen aus b– oder c–Zerfällen

Um ein Elektron positiv zu identifizieren, betrachtet man das transversale und longitudinale Schauerprofil im ECAL, sowie die spezifische Ionisation $< \frac{dE}{dx} >$. Dazu werden drei dimensionslose Estimatoren gebildet, die die Abweichung einer Meßgröße von ihrem Erwartungswert, dividiert durch den Fehler der Meßgröße, angeben. Diese werden im folgenden beschrieben.

1. Die transversale Kompaktheit

   Der von einem Elektron erzeugte Schauer im ECAL ist sehr kompakt. Eine geeignete Variable, um diese Eigenschaft zu untersuchen, ist der Estimator

   $$R_2 = \frac{X - X_0}{\sigma} \quad \text{mit} \quad X = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4}{p} .$$

   Dabei ist E_i^4 die Energiedeposition in den vier der Spurextrapolation nächstgelegenen "Storeys" i; X_0 stellt den für Elektronen erwarteten Anteil der deponierten Energie im ECAL dar. Dieser Anteil wurde mit Hilfe eines Teststrahls bestimmt. Er beträgt (82.4 ± 0.4) %.

2. Das longitudinale Schauerprofil

   Das longitudinale Schauerprofil eines Elektrons wird durch

   $$\frac{dE}{dS} \propto \quad S^{\alpha} e^{-\beta S}$$

   beschrieben, mit den Parametern a und b. Dabei ist S die Weglänge in Vielfachen der Strahlungslänge. Geht man zu den transformierten Größen $a = \frac{1}{\alpha}$ und $b = \frac{\beta}{\alpha}$ über, so ergeben sich für a und b die einfachen Beziehungen:

   $$a = \frac{< S^2 > - < S >^2}{< S >^2} \quad \text{und} \quad b = \frac{1}{< S >} .$$

   $< S >$ und $< S^2 >$ ergeben sich zu

   $$< S > = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4 S_i}{\sum_{i=1}^{3} E_i^4} \quad \text{und} \quad < S^2 > = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i^4 S_i^2}{\sum_{i=1}^{3} E_i^4} .$$

   Dabei ist S_i der Energieschwerpunkt des Storey i. Ausgehend von der erwarteten Verteilung $\frac{dE}{dS}|_{(a_0 b_0)}$, werden zunächst die Energieschwerpunkte S_i und anschließend, mit der oben angegebenen Formel, die neuen Parameter a und b berechnet. Das Verfahren konvergiert nach drei Iterationen und man erhält so die gesuchten Größen a und b.

   Um das longitudinale Schauerprofil zu charakterisieren, verwendet man den Estimator

   $$R_3 = \frac{a - a_0}{\delta a} .$$

3. Die spezifische Ionisation

   Die spezifische Ionisation $< \frac{dE}{dx} >$ist bei bekanntem Impuls charakteristisch für die verschiedenen Teilchen. Man verwendet als Estimator die Größe $R_5 = \chi$, wie sie in Kapitel 4.3.2. definiert wird. Der Estimator R_5 wird nur verwendet, wenn die $< \frac{dE}{dx} >$–Information für die betrachtete Spur vorliegt.

   Ein Elektron–Kandidat wird als Elektron akzeptiert, wenn außer den oben angegebenen Bedingungen für die drei Estimatoren gilt:

$$\begin{aligned} R_2 &> -1.6 \\ -1.8 < R_3 &< 3.0 \\ R_5 > -2.5 \quad \text{und} \quad N &\geq 50\,. \end{aligned}$$

4.2.2 Die Identifikation von Myonen

Myonen werden mit Hilfe des HCAL und der Myonkammern nachgewiesen. Zunächst werden die Spuren aus der TPC zu den Myonkammern hin extrapoliert. Dabei werden das Magnetfeld und die Vielfachstreuung an der dazwischenliegenden Materie berücksichtigt. Durch die Vielfachstreuung erhält die Spurextrapolation einen statistischen Fehler σ_{VS}. Anschließend werden die gemessenen Koordinaten des HCAL den extrapolierten Spuren zugeordnet. Die Zuordnung erfolgt dann, wenn der Abstand der Koordinate von der extrapolierten Spur kleiner als $3\sigma_{VS}$ (Myonkammern $4\sigma_{VS}$) ist.

Da bei kleinen Impulsen die Wahrscheinlichkeit groß ist, daß die HCAL–Koordinaten eines Myons einer in der Nähe verlaufenden Spur zugeordnet werden, wird für die Myonidentifikation ein Mindestimpuls von 3 $\frac{\text{GeV}}{c}$ verlangt. Werden dennoch HCAL–Koordinaten zu zwei extrapolierten Spuren zugeordnet, so ist entscheidend, ob eine Koordinate aus den Myonkammern für eine Spur vorliegt. Wird eine Koordinate aus den Myonkammern zu zwei verschiedenen Spuren assoziiert, so erhält diejenige Spur den Vorzug, deren Abstand zu der Koordinate in Vielfachen von σ_{VS} kleiner ist. Bei zwei Koordinaten von den Myonkammern wird zusätzlich die Richtung der Verbindung der beiden Koordinaten mit der Eintrittsrichtung der Spuren in die Myonkammern verglichen.

Ein Myon–Kandidat wird als Myon akzeptiert, falls die folgenden zusätzlichen Kriterien erfüllt sind:

$$\begin{aligned} N_{erw} &\geq 10 \\ \frac{N_{gef}}{N_{erw}} &> 0,4 \\ N_{10} &\geq 5 \\ N_{Mk} &\geq 1 \\ x_M &< 1,25 \end{aligned}$$

Dabei sind
N_{erw}: Die aus der Spurextrapolation maximal mögliche Anzahl der ansprechenden HCAL–Ebenen
N_{gef}: Die tatsächliche Anzahl HCAL–Ebenen, die angesprochen haben
N_{10}: Die Anzahl der ansprechenden HCAL–Ebenen unter den letzten Zehn
N_{Mk}: Die Anzahl der Koordinaten aus den Myonkammern
x_M: Die mittlere Anzahl der Koordinaten pro HCAL–Ebene

4.3 Die Rekonstruktion der D^{*+}–Mesonen

Das geladene D^{*+} wird aus verschiedenen Zerfallskanälen rekonstruiert. Das D^{*+} zerfällt nach $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, wobei das D^0 aus den Zerfallskanälen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$, und $D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-$ mit $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$rekonstruiert wird [5]. Zunächst wird ein identifiziertes Lepton gesucht, das den folgenden Schnitten genügt.

- Transversalimpuls relativ zum Jet $p_T \geq 0,0 \ldots 1,0 \frac{\text{GeV}}{c}$
- Impuls $p \geq 3{,}0\ \frac{\text{GeV}}{c}$
- Zahl der TPC–Koordinaten ≥ 5
- Zahl der ITC–Koordinaten ≥ 1

Die Analyse wurde mit verschiedenen Schnitten im Transversalimpuls durchgeführt. Um das Signal– zu Untergrundverhältnis zu optimieren, wurde schließlich $p_T \geq 0,5 \frac{\text{GeV}}{c}$ für $x_E(D^{*+}) \geq 0,3$ und $p_T \geq 1,0 \frac{\text{GeV}}{c}$ für $x_E(D^{*+}) < 0,3$ gewählt. Anschließend wird das D^0–Meson aus einer, (je nach Zerfallskanal verschiedenen), Anzahl von geladenen Spuren rekonstruiert und als D^0–Kandidat akzeptiert, sofern für seine invariante Masse m_{D^0} gilt:

$$1,840 \frac{\text{GeV}}{c^2} \leq m_{D^0} \leq 1,890 \frac{\text{GeV}}{c^2} .$$

Diese Grenzen wurden mit Hilfe von Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt. Abbildung 4.4 zeigt die D^0–Breite für zwei Zerfallskanäle. Zu dem D^0 wird aus dem gleichen Jet ein Pion der korrekten Ladung addiert, dessen Impuls durch die kleine Massendifferenz zwischen dem D^0 und dem D^{*+} stark eingeschränkt ist. Der Impuls dieses "weichen" Pions wird auf das Intervall des minimalen und des maximalen Impulses eingeschränkt. Dieser Schnitt ist rein kinematischer Art und führt zu keinen Verlusten. Zur Darstellung des D^{*+}–Signals verwendet man wegen der besseren Massenanauflösung nicht direkt die invariante Masse des D^{*+} sondern die Größe

$$\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = m_{D^0,\pi} - m_{D^0} .$$

[5] Hier wie auch im folgenden ist mit der Angabe eines Kanals auch gleichzeitig der zugehörige Antikanal gemeint.

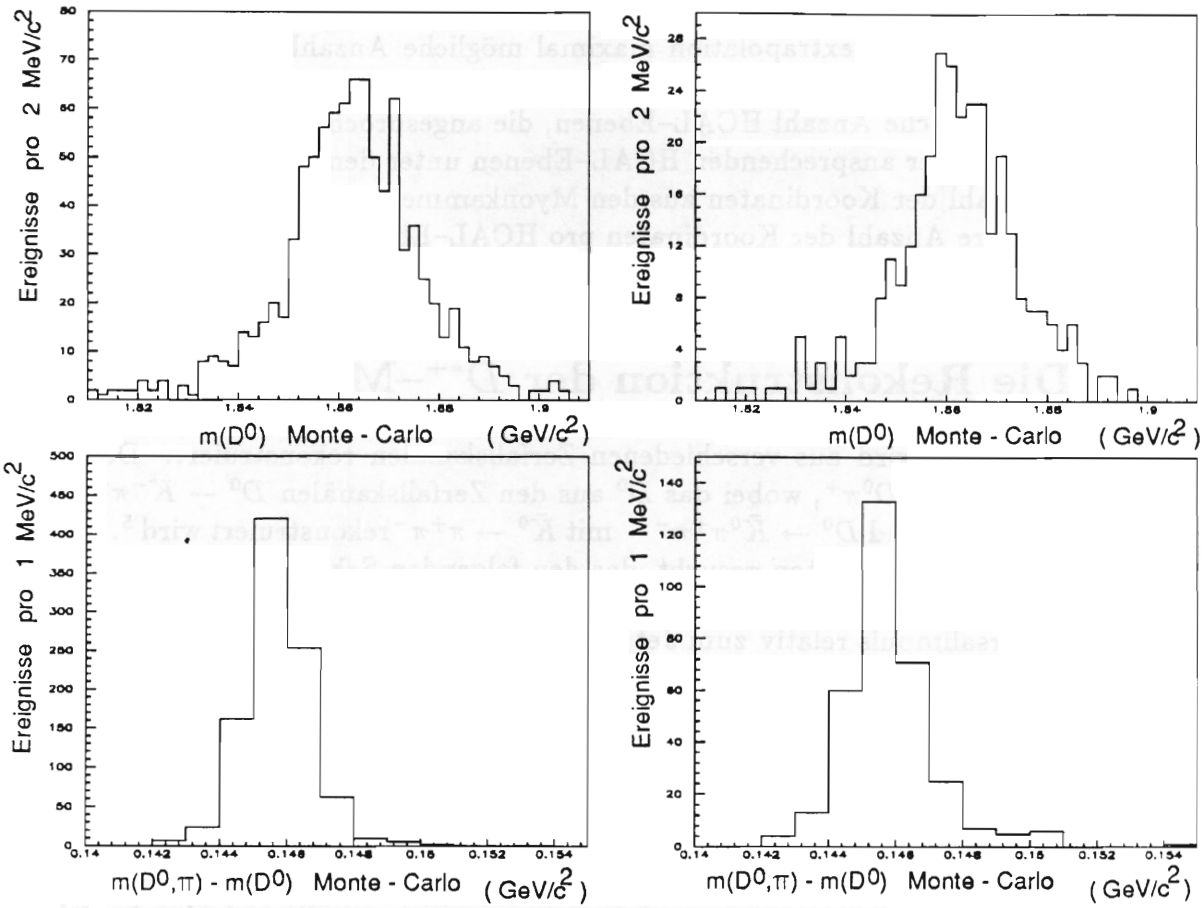

Abbildung 4.4: *Die erwarteten Signalbreiten für D^0 (oben) und Δm (unten) für die Zerfallskanäle $D^0 \to K^-\pi^+$(links), und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$(rechts)*

Eine Spurkombination wird als D^{*+}–Kandidat akzeptiert, wenn für die Größe Δm gilt:

$$0,140\frac{\text{GeV}}{c^2} \leq \Delta m \leq 0,150\frac{\text{GeV}}{c^2} .$$

Auch diese Grenzen wurden aus Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt. Abbildung 4.4 zeigt die Δm–Signalbreiten wie sie mit Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt wurden. Um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, wird in der Größe $x_E(D^{*+}) = \frac{2E(D^{*+})}{E_{cms}}$ der folgende Schnitt angewendet:

$$x_E(D^{*+}) \geq 0,1 \ldots 0,2 .$$

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Besonderheiten in der Selektion für die drei Kanäle.

4.3.1 Der Kanal $D^0 \to K^-\pi^+$

Dies ist der Kanal mit dem geringsten kombinatorischen Untergrund, da es sich um einen Zweikörperzerfall handelt. Eine Teilchenidentifikation ist daher nicht notwendig. Zusätzlich zu den bereits oben angegebenen Schnitten wird auf den Zerfallswinkel

des K^- im Ruhesystem des D^0 wie folgt geschnitten:

$$| \cos \Theta_K^{*+} | \leq 0,80 \ .$$

Da die Zerfallswinkelverteilung des K^- im Ruhesystem des D^0 isotrop ist und der Untergrund bei $\cos \Theta_K^{*+} = \pm 1.0$ stark anwächst, unterdrückt man durch diesen Schnitt den kombinatorischen Untergrund bei einer Akzeptanz von 80% [24,2]. Abbildung 4.5 zeigt die unkorrigierten Verteilungen. Um den Untergrund klein zu halten, wird zusätzlich der folgende Schnitt angewendet:

$$x_E(D^{*+}) \geq 0,1 \ .$$

Abbildung 4.6 zeigt ein unter diesen Schnitten gefundenes Ereignis.

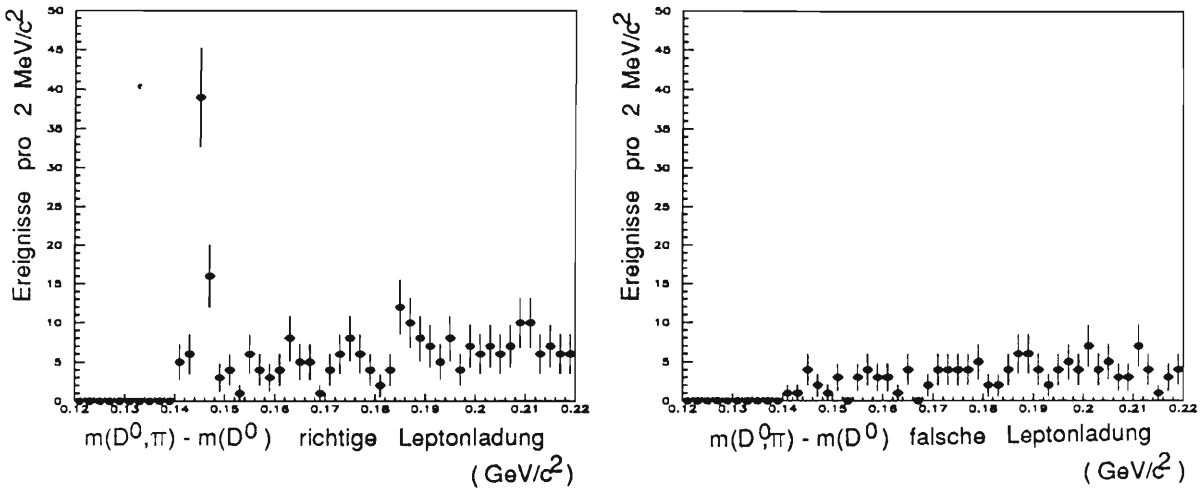

Abbildung 4.5: *Die unkorrigierte Δm–Verteilung für den Fall der korrekten (links) bzw. der falschen (rechts) Leptonladung für den Kanal $D^0 \to K^-\pi^+$*

4.3.2 Der Kanal $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$

Dieser Kanal ist wegen seines hohen Verzweigungsverhältnisses besonders interessant. Aufgrund der vier geladenen Spuren im Endzustand ist jedoch der kombinatorische Untergrund sehr groß. Um diesen zu reduzieren, wird für die Zerfallsprodukte des D^0 Teilchenidentifikation [25] mit Hilfe der spezifischen Ionisation angewendet, sofern diese für das betreffende Ereignis vorliegt. Es wird gefordert, daß

$$| \chi(K) | \leq 3,0 \qquad \text{und} \qquad | \chi(\pi) | \leq 3,0$$

gilt, wobei

$$\chi = \frac{< \frac{dE}{dx} > |_{gem} - < \frac{dE}{dx} > |_{erw}}{\sigma(N)}$$

ist. Dabei ist $< \frac{dE}{dx} > |_{gem}$ die gemessene, $< \frac{dE}{dx} > |_{erw}$ die erwartete spezifische Ionisation und $\sigma(N)$ die Auflösung für die spezifische Ionisation für ein Teilchen bei N gemessenen $< \frac{dE}{dx} >$–Werten. Um die Auflösung für die spezifische Ionisation zu

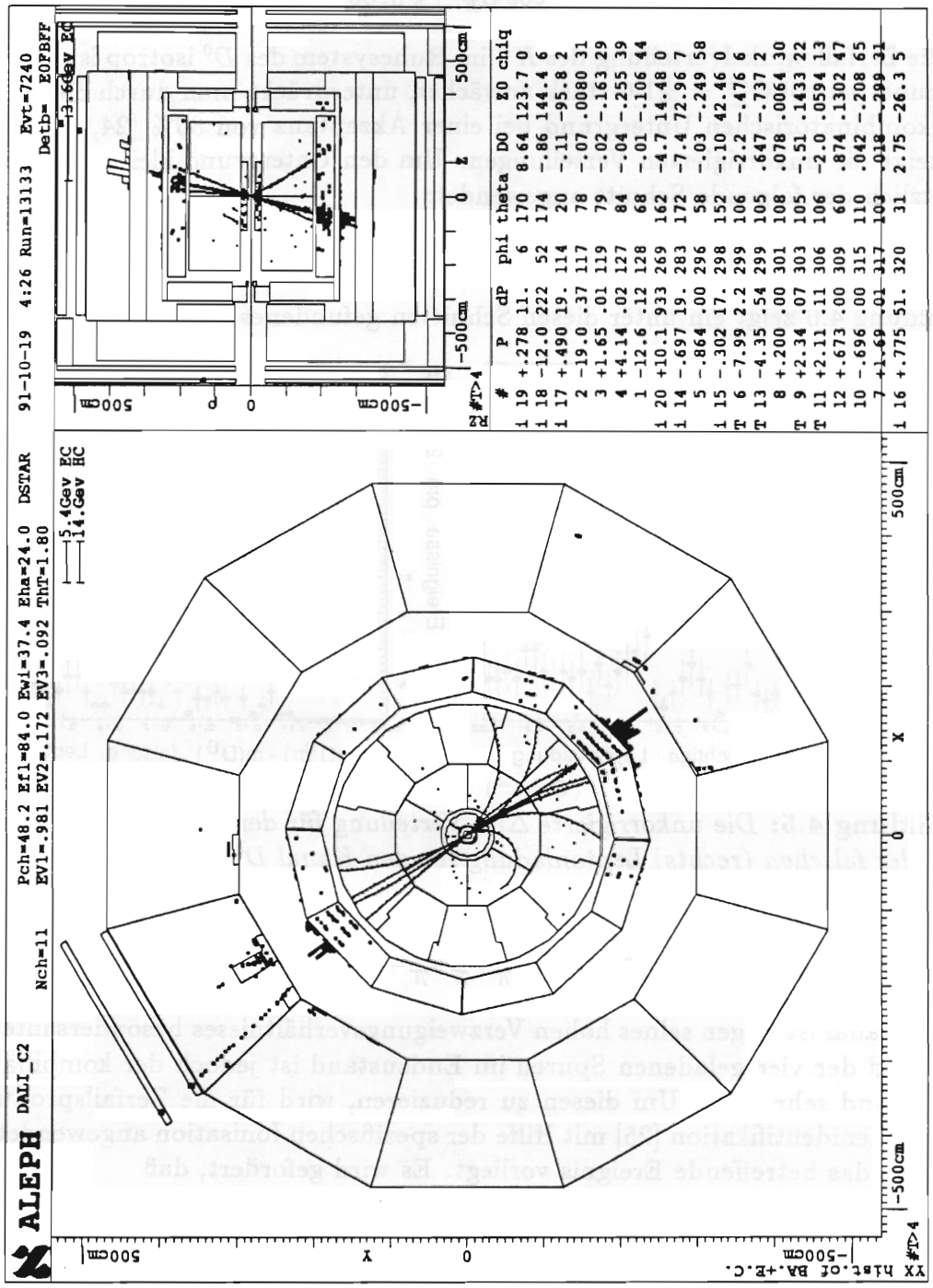

Abbildung 4.6: *Der Zerfall eines b–Hadrons: "X_b"$\rightarrow D^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu X$; $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$; $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Das Myon hat ein hohes Durchdringungsvermögen und wird durch die Myonkammern nachgewiesen. Die Tabelle enthält einige Spurinformationen.*

verbessern, wird $N \geq 50$ gefordert. Zusätzlich wird für die Zerfallsprodukte des

D^0 $p(K) \geq 1,0$ und $p(\pi) \geq 1,0$ verlangt. Der statistische Fehler für die $x_E(D^{*+})$–Verteilung erweist sich im Bereich unter 0,2 als sehr groß. Ursache dafür sind die Schnitte in $x_E(D^{*+})$ und in den Impulsen der Zerfallsprodukte des D^0. Daher wird die Analyse für diesen Kanal auf den Bereich $x_E(D^{*+}) \geq 0,2$ beschränkt. Man erhält auf diese Weise die in Abbildung 4.7 gezeigten Verteilungen.

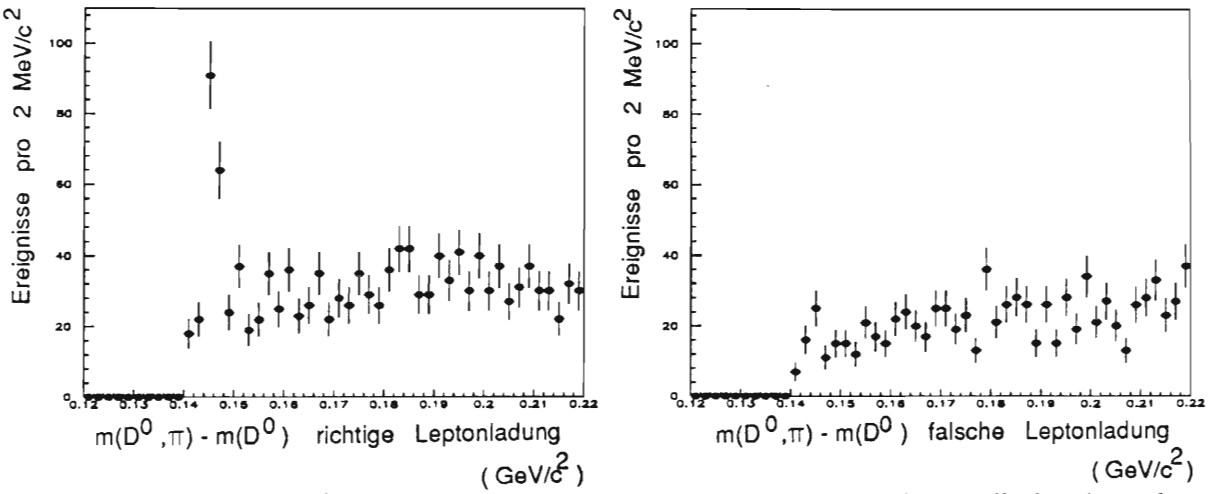

Abbildung 4.7: *a) Die unkorrigierte Δm–Verteilung für den Fall der korrekten (links) bzw. der falschen (rechts) Leptonladung für den Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$*

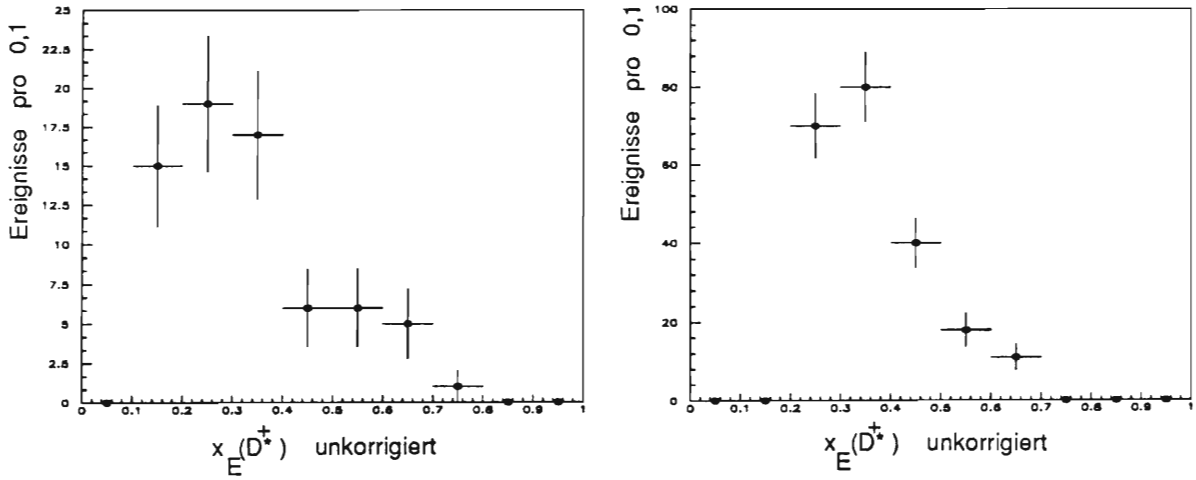

Abbildung 4.8: *Die unkorrigierte $x_E(D^{*+})$–Verteilung für den Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$(links) und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$(rechts)*

4.3.3 Der Kanal $D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-$

Für diesen Kanal wird keine Teilchenidentifikation verwendet. Das $\bar{K}^0$ wird mit Hilfe des Programmpaketes YRMIST [26] aus zwei geladenen Pionen rekonstruiert. Das Programm YRMIST macht für die beiden Pionspuren einen Helix–Fit und stellt unter

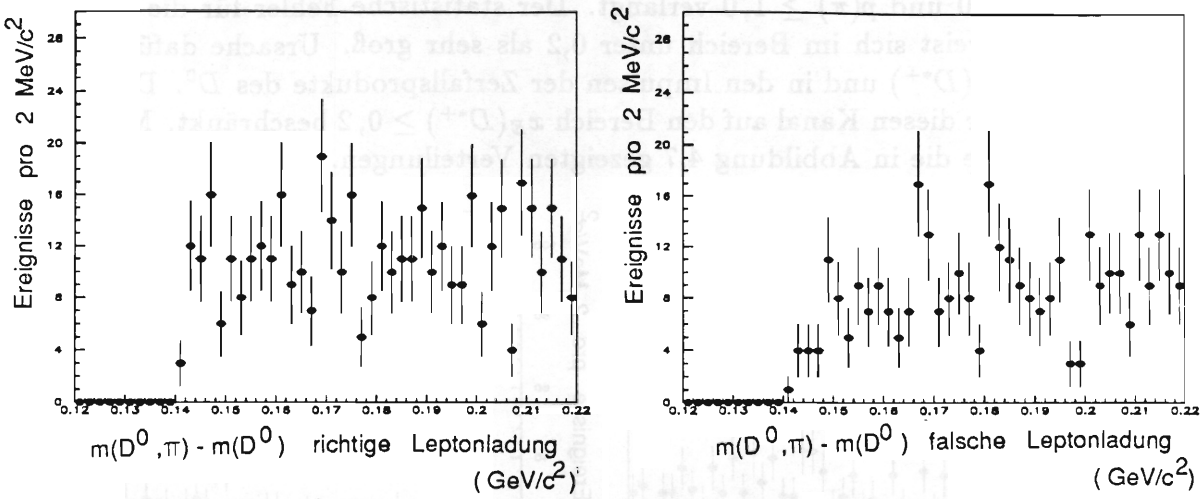

Abbildung 4.9: *a) Die unkorrigierte Δm–Verteilung für den Fall der korrekten (links) bzw. der falschen (rechts) Leptonladung für den Kanal $D^0 \to \bar{K}^0\pi^+\pi^-$*

Annahme einer Teilchenhypothese fest, ob sie aus einem gemeinsamen Sekundärvertex stammen, und, ob das Mutterteilchen mit der Teilchenhypothese verträglich ist. Abbildung 4.9 zeigt die resultierenden Verteilungen. Wegen der geringen Statistik, wurde dieser Kanal zur Bestimmung der $x_E(D^{*+})$–Verteilung nicht weiter verfolgt.

Kapitel 5

Die Untergrund– und Akzeptanzkorrektur

5.1 Die verwendeten Monte–Carlo–Ereignisse

Sowohl für die Akzeptanzkorrektur als auch für die Untersuchung des Untergrundes wurden Monte–Carlo–Methoden verwendet. Für diese Analyse standen 308104 hadronische Monte–Carlo–Ereignisse zur Verfügung, die die volle Detektorsimulation [23], sowie die Spurrekonstruktion [23], durchlaufen haben. Für die Ereignissimulation wurde der LUND–Generator [28,29] JETSET 7.3 verwendet, dessen Parameter an die Daten angepaßt wurden.

Die Simulation der b– Meson Zerfälle basiert auf dem BSW–Modell und beinhaltet auch die Produktion von D^{**}. Darüber hinaus sind auch die Zerfälle $\bar{B}^0 \to D^{*+}l^-\bar{\nu}X$ sowie die entsprechenden Zerfälle von B^+ und B_s im Monte–Carlo–Generator enthalten.

Um für die Akzeptanzkorrektur über eine höhere Statistik zu verfügen, wurden für die betrachteten Kanäle zusätzlich Ereignisse generiert. Auch für diese Signal–Monte–Carlo–Ereignisse wurde der vollständige Detektor simuliert. Tabelle 5.1 gibt die Zahl der pro Kanal zur Verfügung stehenden Zerfälle an. Dabei wurden auch die entsprechenden Zerfälle aus den $q\bar{q}$ –Monte–Carlo–Ereignissen mitgezählt. Tabelle 5.2 macht Angaben über die Art des Zerfalls.

Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi^+$	Zahl der simulierten Monte–Carlo–Zerfälle
$D^0 \to K^-\pi^+$	3547
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	2437

Tabelle 5.1: *Zahl der pro Kanal zur Verfügung stehenden simulierten Zerfälle*

Art des Zerfalls	[%]
$B \to D^{*+}l^-\bar{\nu}$	87,6
$B \to D^{*+}l^-\bar{\nu}X$	10,0
$B \to D^{**0}l^-\bar{\nu}; D^{**0} \to D^{*+}\pi^-$	2,4

Tabelle 5.2: *Die drei kinematisch verschiedenen Klassen der semileptonischen B–Zerfälle in den verwendeten Monte–Carlo–Ereignissen.*

5.2 Die Untergrundsubtraktion

Um von der korrekten Simulation von Monte–Carlo–Ereignissen unabhängig zu sein, wird der Untergrund aus den Daten bestimmt. Die Bestimmung des Untergrundes mit Hilfe von Monte–Carlo–Ereignissen ist in zweierlei Hinsicht problematisch: Zum einen ist die zur Verfügung stehende Statistik für die benötigten Zwecke nicht ausreichend; Zum anderen wäre eine Produktion von zusätzlichen Monte–Carlo–Ereignissen sehr zeitaufwendig. Außerdem ist, da sich das Δm–Signal am Rand des Phasenraumes befindet, die korrekte Extrapolation des Untergrundes durch Monte–Carlo–Ereignisse zweifelhaft. Voraussetzung für eine korrekte Extrapolation wäre eine richtige Beschreibung der Daten durch die Monte–Carlo–Ereignisse, wofür es keine Gewähr gibt.

Zunächst wurde daher versucht, den Untergrund der Δm–Verteilung durch das Δm–Spektrum mit der falschen Leptonladung zu beschreiben. Diese Methode scheiterte daran, daß die Form der Δm–Verteilungen der richtigen und der falschen Leptonladung bei kleinen $x_E(D^{*+})$–Werten nicht übereinstimmt. Ursache hierfür ist die durch die unterschiedliche Leptonkorrelation hervorgerufene Ereignisstruktur in den beiden Spektren. Haben das Lepton und das K^- verschiedene Ladungsvorzeichen, so werden, im Gegensatz zu dem Fall, daß sie gleiche Ladungsvorzeichen haben, c–Zerfälle begünstigt, da für sie die Leptonkorrelation korrekt ist.

Da die Beschreibung des Untergrundes durch das Δm–Spektrum mit der falschen Leptonladung nicht funktioniert, wurde folgende Methode verwendet: Der Untergrund der Δm–Verteilung wird mit Hilfe der Seitenbänder des D^0 für jedes $x_E(D^{*+})$–Intervall getrennt bestimmt. Da die kinematischen Eigenschaften der sich an das D^0–Fenster anschließenden Seitenbänder gleicher Breite nur wenig verschieden von denen des D^0–Fensters sind und außerdem entgegengesetzte Tendenzen aufweisen, ist die Annahme gerechtfertigt, daß die Mittelung des linken und rechten Seitenbandes eine Beschreibung für den Untergrund des D^0–Signals liefert. Da die Bänder die gleiche Breite wie das D^0–Fenster haben und sich der Untergrund des D^0–Signals lokal durch eine Gerade approximieren läßt, ergibt dieses Verfahren auch die absolute Normierung.

Unter der Annahme, daß das Pion aus dem D^{*+}–Zerfall richtig identifiziert wird, kann mit dieser Methode auch der Untergrund der Δm–Verteilung beschrieben werden. Daß dies so ist, wird in Kapitel 5.4.1 verifiziert. Abbildung 5.1 zeigt die Δm–Verteilung der Seitenbänder und die des D^0–Fensters stellvertretend am Beispiel des Zerfalls $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ für das $x_E(D^{*+})$– Intervall [0,3;0,4]. Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens ist, daß die Untergrundprozesse in den Seitenbändern die gleichen sind wie die des D^0–Fensters. Da die äußeren Ränder der Seitenbänder um weniger als eine Pionmasse vom D^0–Fenster entfernt sind, kann es nicht vorkommen, daß ein anderer Zerfallskanal des D^0 durch Hinzufügen oder Weglassen eines Pions in den Seitenbändern zusätzlichen Untergrund erzeugt, der im D^0–Fenster nicht vorhanden ist.

Die oben genannte Voraussetzung für die Untergrundkorrektur ist nicht erfüllt, wenn eine der folgenden Situationen eintritt:

- Ein echtes D^0 liegt in einem Seitenband und wird als Untergrund behandelt.

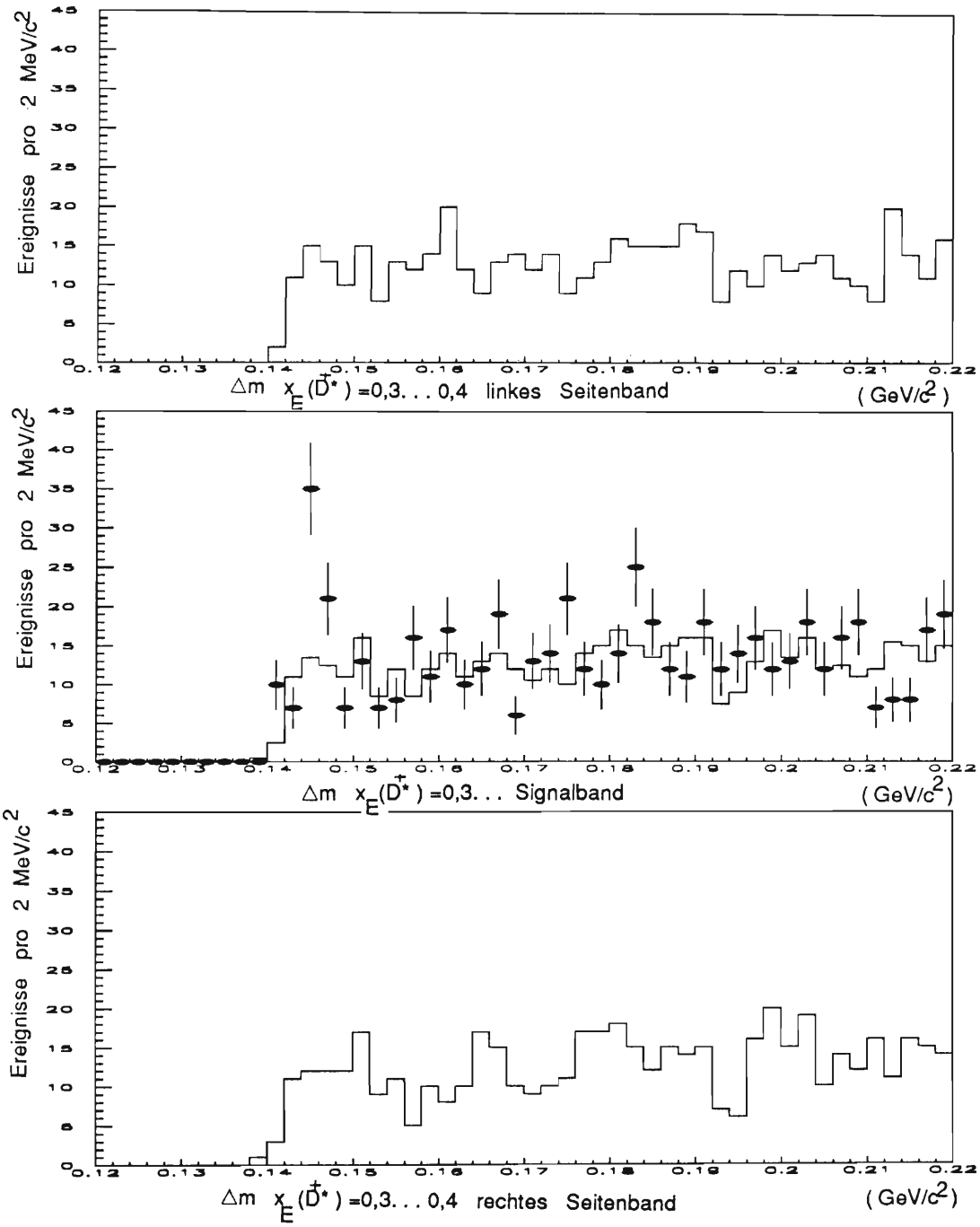

Abbildung 5.1: *Die Seitenbänder, sowie die Signalverteilung mit dem aus den Seitenbändern bestimmten Untergrund für das $x_E(D^{*+})$–Intervall [0,3;0,4]*

- Das π aus dem D^{*+} wird nicht akzeptiert.
- Das K^- und das π^+ aus dem D^0 werden untereinander vertauscht.
- Das Lepton wird nicht akzeptiert.

Die sich aus den aufgeführten Punkten ergebenden Unsicherheiten und Korrekturen

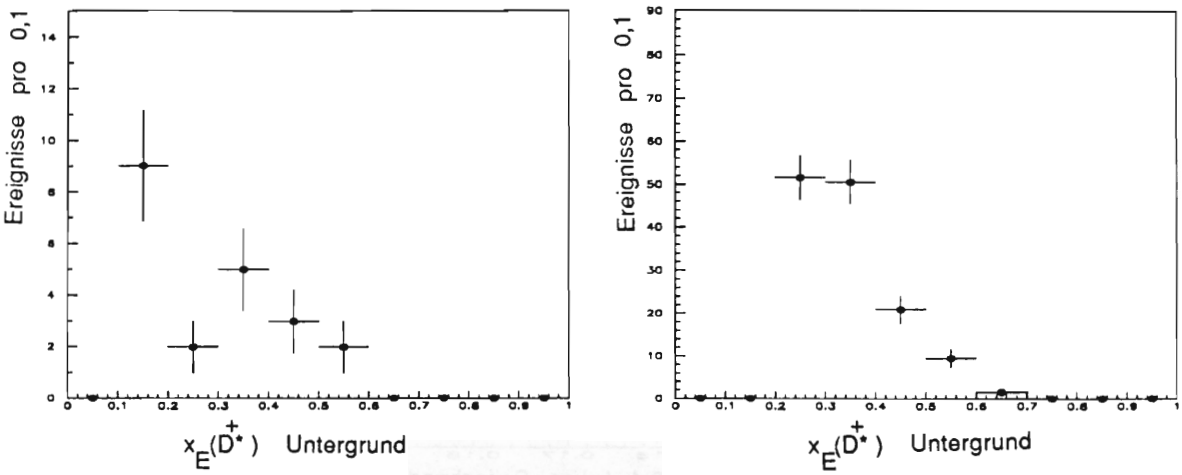

Abbildung 5.2: *Der Untergrund der $x_E(D^{*+})$–Verteilung für die Kanäle $D^0 \to K^-\pi^+$(links) und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$(rechts)*

werden in Kapitel 5.4. diskutiert. Abbildung 5.2 zeigt die aus diesem Verfahren resultierenden Untergrundverteilungen für die betrachteten Zerfallskanäle.

5.3 Die Akzeptanzkorrektur

Um die Verluste, die durch die angewendeten Schnitte entstehen, zu korrigieren, werden die untergrundkorrigierten $x_E(D^{*+})$–Verteilungen in Abhängigkeit von $x_E(D^{*+})$ akzeptanzkorrigiert. Da für die Akzeptanzkorrektur nicht genügend $q\bar{q}$–Monte–Carlo–Ereignisse zur Verfügung stehen, werden die bereits beschriebenen Signal–Monte–Carlo–Ereignisse verwendet. Damit die Akzeptanzkorrektur stimmt, müssen alle anderen Variablen, von denen die Analyse abhängt, richtig durch die Monte–Carlo–Ereignisse beschrieben werden, da sonst durch einen Schnitt in einer Variablen in den Daten und in den Monte–Carlo–Ereignissen unterschiedlich viele Ereignisse verlorengehen.

Bei Durchführung der Akzeptanzkorrektur wird mit Hilfe von Signal–Monte–Carlo–Ereignissen die Anzahl $N_a(x_E(D^{*+}))$ der in einem $x_E(D^{*+})$–Intervall durch die Analyse akzeptierten D^{*+}–Mesonen gezählt, ausgehend von $N_g(x_E(D^{*+}))$ generierten Zerfällen im gleichen $x_E(D^{*+})$–Intervall. Das Lepton muß ebenfalls akzeptiert werden. Die Akzeptanz ist dann durch

$$\epsilon(x_E(D^{*+})) = \frac{N_a(x_E(D^{*+}))}{N_g(x_E(D^{*+}))}$$

gegeben. Da die generierten und die akzeptierten Ereignisse voneinander statistisch abhängig sind, ist der statistische Fehler[1] der Akzeptanz binomialverteilt. Er ist

[1] Wenn nicht anders erwähnt, wird von den auftretenden Fehlern angenommen, daß sie gaußverteilt sind.

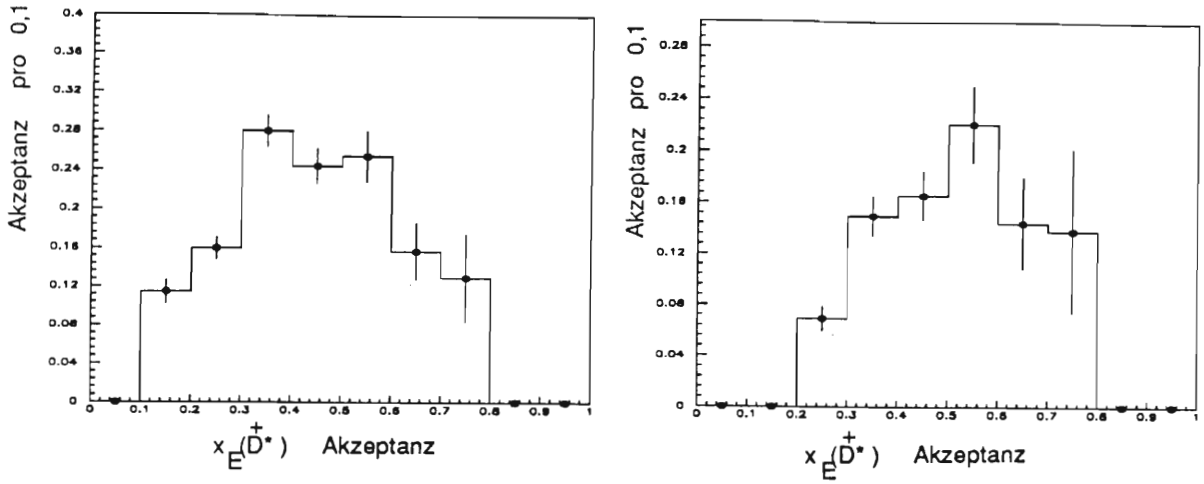

Abbildung 5.3: *Die Akzeptanzkurven für die Zerfallskanäle $D^0 \to K^-\pi^+$ (links), und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (rechts)*

gegeben durch

$$\Delta\epsilon(x_E(D^{*+})) = \sqrt{\frac{\epsilon(x_E(D^{*+}))(1-\epsilon(x_E(D^{*+})))}{N_g(x_E(D^{*+}))}} \, .$$

Indem man die untergrundkorrigierte $x_E(D^{*+})$–Verteilung durch die Akzeptanz dividiert, erhält man die akzeptanzkorrigierte $x_E(D^{*+})$–Verteilung. Abbildung 5.3 zeigt die Akzeptanzkurven für die beiden Zerfallskanäle.

5.4 Die Korrekturen und systematische Fehler

5.4.1 Die Korrekturen und systematische Fehler bei der Untergrundsubtraktion

Im folgenden werden die in Kapitel 5.2 aufgeführten Fehlerquellen bei der Untergrundsubtraktion diskutiert.

1. Ein echtes D^0 liegt in einem Seitenband und wird als Untergrund behandelt.

   Um diesen Effekt zu korrigieren, werden für die Analyse die Daten durch Signal–Monte–Carlo–Ereignisse ersetzt. Außerdem wird die Analyse nur auf die Spuren der Teilchen aus den gesuchten Zerfällen angewendet. Da in diesem Fall der Untergrund ausschließlich aus den fraglichen D^0–Mesonen besteht, sind diese auch für die Abweichung in der resultierenden $x_E(D^{*+})$–Verteilung verantwortlich. Aus der Abweichung wird ein Korrekturfaktor berechnet, durch den die $x_E(D^{*+})$–Verteilung aus den Daten dividiert wird. Der Fehler wird dem systematischen Fehler zugeschlagen. Abbildung 5.4 zeigt die vorgegebene und die nach Durchführung der Analyse mit Monte–Carlo–Ereignissen erhaltene $x_E(D^{*+})$–Verteilung. Dieses Verfahren setzt eine korrekte Beschreibung

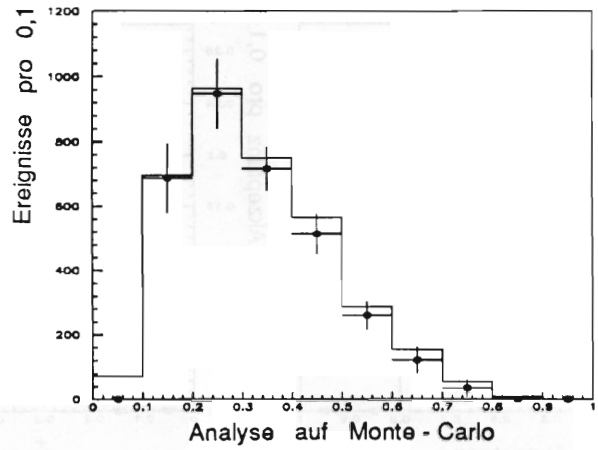

Abbildung 5.4: *Die Analyse, auf die Signal–Monte–Carlo–Ereignisse angewendet. Die Differenz zwischen der $x_E(D^{*+})$–Verteilung vor und nach der Analyse ist durch die D^0 außerhalb des D^0–Fensters verursacht, die als Untergrund behandelt wird.*

der D^0–Breite durch die Monte–Carlo–Ereignisse voraus. Dies ist innerhalb der ALEPH–Kollaboration nachgeprüft und für korrekt befunden worden. Tabelle 5.3 gibt die zugehörigen Korrekturfaktoren an, deren Fehler wegen ihres Akzeptanzcharakters als binomialverteilt angenommen wurde. Die $x_E(D^{*+})$–Intervall–Nr. numeriert die Intervalle der $x_E(D^{*+})$–Verteilung von Eins bis Zehn durch.

$x_E(D^{*+})$–Intervall–Nr.	2	3	4	5	6	7	8
$D^0 \to K^-\pi+$	0,988 ±0,004	0,984 ±0,004	0,955 ±0,008	0,909 ±0.012	0,904 ±0,017	0,792 ±0,033	0,643 ±0,065
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	– –	0,979 ±0,006	0,934 ±0,011	0,952 ±0,011	0,944 ±0,016	0,893 ±0,031	0,875 ±0,061

Tabelle 5.3: *Die Korrekturfaktoren, die sich für die D^0 außerhalb des D^0–Fensters ergeben.*

2. Das Pion aus dem D^{*+} wird nicht akzeptiert

   Ursache dafür kann sein, daß das Pion durch Teilchen aus der Fragmentation ersetzt wird, oder aber, daß es gar nicht auftritt, wie in dem Zerfall $B \to D^0 l\nu X$.

   Die Größe dieses Untergrundes, der bei der Untergrundsubtraktion nicht berücksichtigt ist, wird mit den $q\bar{q}$–Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt, indem man verlangt, daß das entsprechende Pion nicht akzeptiert wird. Es stellt sich heraus, daß dieser Untergrund vernachlässigt werden kann.

3. Das K^- und das π^+ aus dem D^0 werden untereinander vertauscht.
   Dieser Untergrund erzeugt eine stark verbreiterte Resonanz an der Stelle des

D^0, so daß keine große Differenz zwischen der Zahl der Einträge in den Seitenbändern und im D^0–Fenster zu erwarten ist. Die Größe dieses Untergrundes wird bestimmt, indem verlangt wird, daß in der Analyse mit Monte–Carlo–Ereignissen das K^- als π^+ und das π^+ als K^- akzeptiert wird. Der Untergrund erweist sich als vernachlässigbar.

4. Das Lepton wird nicht akzeptiert
   Auch dieser Untergrund wird dadurch bestimmt, daß in der Analyse mit Monte–Carlo–Ereignissen gefordert wurde, daß das Lepton nicht akzeptiert wird. Es ergibt sich keine Differenz zwischen der Zahl der Einträge in den Seitenbändern und im D^0–Fenster. Damit ist dieser Untergrund vernachlässigbar.

5.4.2 Der Systematische Fehler bei der Akzeptanzkorrektur

Voraussetzung für die in 5.3 beschriebene Akzeptanzkorrektur ist, daß das zahlenmäßige Verhältnis der Zerfälle $B \rightarrow D^{*+}l^-v$, $B \rightarrow D^{*+}l^-\nu X$ und $B \rightarrow D^{**}lv$; $D^{**} \rightarrow D^{*+}\pi^+$ im Monte–Carlo–Generator richtig implementiert ist.

Die Verschiedenheit der Zerfälle in der Kinematik und die Korrelation zwischen dem Impuls bzw.dem Transversalimpuls des Leptons und dem des D^{*+}–Mesons führt dazu, daß bei einem falsch implementierten Verzweigungsverhältnis im Monte–Carlo–Generator, die aus den Daten und aus den Monte–Carlo–Ereignissen gewonnenen Leptonspektren nicht übereinstimmen. Dies hat eine fehlerhafte Leptonakzeptanz zur Folge, da durch einen Schnitt im Impuls oder im Transversalimpuls in den Daten und den Monte–Carlo–Ereignissen unterschiedlich viele Ereignisse verlorengehen. Die Folge ist eine fehlerhafte Gesamtakzeptanz. Abbildung 5.5 zeigt die Leptonspektren, wie sie in den Daten und in Monte–Carlo–Ereignissen beobachtet werden.

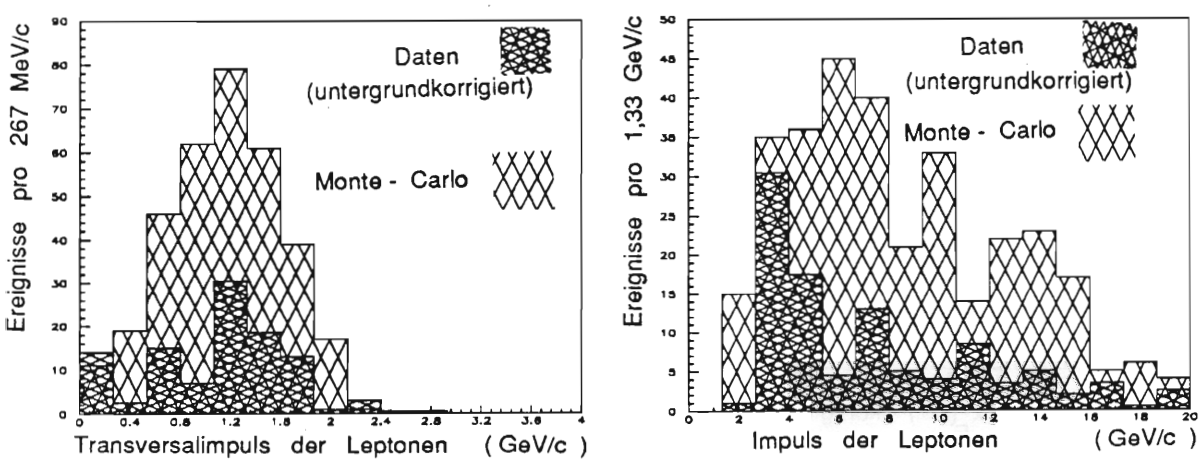

Abbildung 5.5: *Die Transversalimpuls– (links) und Impulsverteilung (rechts) der Leptonen für Daten und Monte–Carlo–Ereignisse übereinandergelegt. Die Daten sind mit Hilfe der Seitenbänder untergrundkorrigiert.*

Um die Größe dieses Effektes abzuschätzen, wird die Analyse noch einmal durchgeführt, indem für die Akzeptanz ausschließlich der Dreikörperzerfall $B \rightarrow D^{*+}lv$

$x_E(D^{*+})$–Intervall–Nr.	2	3	4	5	6	7	8
$D^0 \to K^-\pi+$	0,49	7,0	1,5	0,6	0,3	2,1	0,9
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	–	17,6	1,16	5,50	1,80	6,1	0,0

Tabelle 5.4: *Differenzen, die sich ergeben, wenn man die Akzeptanzkorrektur ausschließlich mit D^{*+} aus Dreikörperzerfällen durchführt.*

verwendet wird. Die dadurch entstehende Differenz wird als systematische Fehler behandelt. Tabelle 5.4 gibt die daraus resultierenden absoluten Fehler an.

Um derartige Fehler zu vermeiden, wäre es notwendig, entweder nicht in den Impulsen zu schneiden — was wegen des dadurch stark anwachsenden Untergrundes nicht möglich ist — oder eine zwei- bzw. dreidimensionale Akzeptanzkorrektur in (x_E, p_T) bzw. (x_E, p_T, p) durchzuführen, was wegen der dazu erforderlichen Menge an Monte–Carlo–Ereignissen unterlassen wurde. Auch eine Anpassung der drei kinematischen Anteile der $x_E(D^{*+})$–Verteilung an die untergrundkorrigierte $x_E(D^{*+})$–Verteilung durch die entsprechenden Verteilungen aus dem Monte–Carlo–Generator wurde, mangels Statistik bei Daten und Monte–Carlo–Ereignissen, nicht durchgeführt.

5.5 Die korrigierten Verteilungen

Nachdem alle Korrekturen durchgeführt sind, erhält man die folgenden akzeptanz– und untergrundkorrigierten $x_E(D^{*+})$–Verteilungen. Abbildung 5.6 zeigt die korrigierten Kurven für die Zerfallskänale $D^0 \to K^-\pi^+$ und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Abbildung 5.7 zeigt die Summe beider Verteilungen.

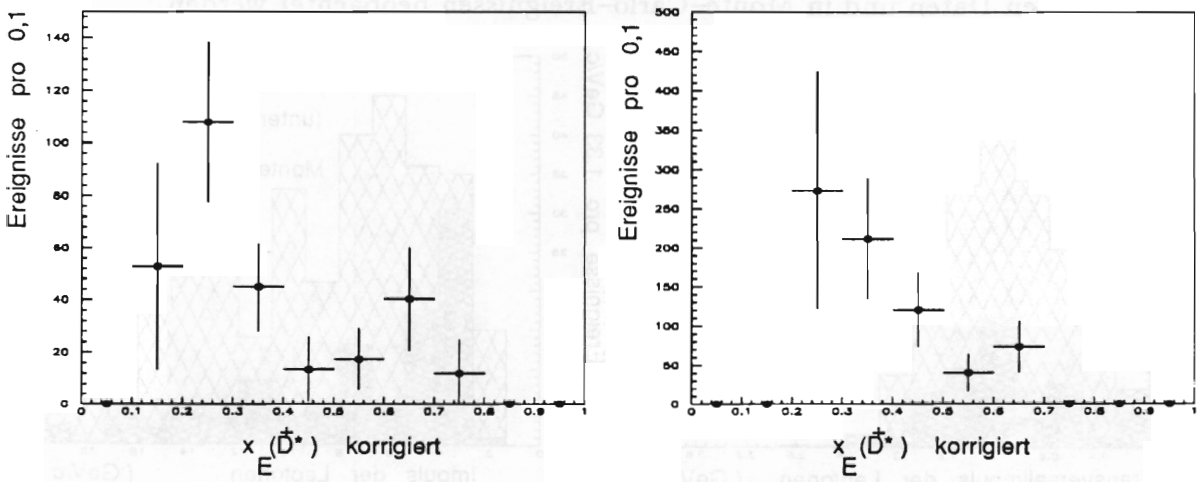

Abbildung 5.6: *Die vollständig korrigierte $x_(D^{*+})$–Verteilung für die Kanäle $D^0 \to K^-\pi^+$ (links) und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (rechts)*

Tabelle 5.5 gibt die erhaltenen Werte und deren Fehler an. Letztere sind in statistischen und systematischen Fehlern aufgespalten, wobei der Statistische klar dominiert.

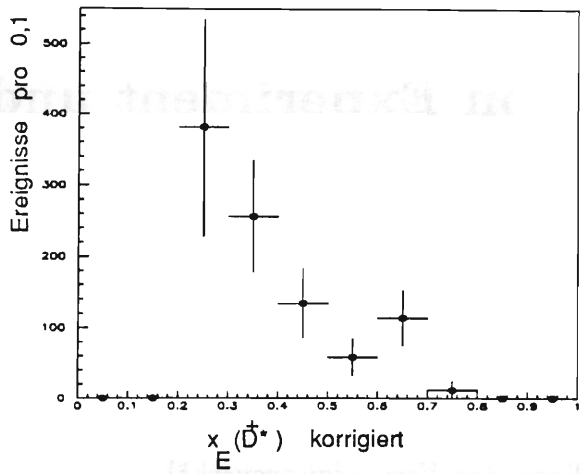

Abbildung 5.7: *Die Summe der betrachteten Kanäle*

$x_E(D^{*+})$–Intervall–Nr.	2	3	4	5	6	7	8
$D^0 \to K^-\pi^+$	52,8	108,0	44,9	13,5	17,4	40,2	12,0
statistischer Fehler	±38,8	±29,0	±16,0	±11,2	±10,5	±15,5	±8,2
systematischer Fehler	±6,2	±8,8	±5,1	±5,3	±4,9	±12,2	±9,8
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	–	273,4	211,6	120,7	40,8	73,7	0,0
statistischer Fehler	–	±146,5	±71,6	±45,0	±22,2	±28,8	±0,0
systematischer Fehler	–	±35,3	±27,5	±15,5	±8,0	±15,9	±0,0
Summe	–	381,4	256,5	134,2	58,2	113,9	12,0
statistischer Fehler	–	149,3	73,4	46,4	24,6	32,7	8,2
systematischer Fehler	–	36,4	28,0	16,4	9,4	20,0	9,8

Tabelle 5.5: *Die gemessenen Werte der $x_E(D^{*+})$–Verteilung mit Fehlern, aufgespalten in statistischen und systematischen Fehler. Der statistische Fehler dominiert.*

Kapitel 6

Vergleich von Experiment und Theorie

6.1 Die erwartete Anzahl von Zerfällen

Die Anzahl der Zerfälle, die man in den betrachteten Kanälen erwartet, wurde mit Hilfe der $q\bar{q}$–Monte–Carlo–Ereignisse bestimmt. Um den Fehler der Vorhersage abzuschätzen, wird für die Zerfälle $D^{*+} \to D^0\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $\bar{K}^0 \to \pi^+\pi^-$, wobei das D^{*+} aus einem b–Zerfall stammt, der experimentelle Fehler aus dem Particle Data Book [30] angenommen. Tabelle 6.1 gibt die erwartete Anzahl mit dem zugrundeliegenden Verzweigungsverhältnis an.

Anzahl der Ereignisse	453440	100%
D^{*+} aus $b \to D^{*+}l\nu X$	12062	2,66%
$D^{*+} \to D^0\pi^+$	8178±482	(67,8±4,0)%
$D^0 \to K^-\pi^+$	321±28	(3,93±0,25) %
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	800±68	(9,78±0,6) %
$\bar{K}^0 \to \pi^+\pi^-$	163±17	5,82±0,5 %

Tabelle 6.1: *Die Zahl der erwarteten Zerfälle in den betrachteten Kanälen*

Bei dem Zerfall $D^0 \to \bar{K}^0\pi^+\pi^-$ gehen die Verzweigungsverhältnisse von $K^0 \to K^0_s$ mit 50% und das von $K^0_s \to \pi^+\pi^-$ mit 68,61% ein. Wie schon erwähnt, wurde dieser Kanal mangels Statistik nicht weiter verfolgt. Für die betrachteten Kanäle erhält man das Zahlenverhältnis $\frac{Anzahl(D^0 \to K^-\pi^+)}{Anzahl(D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-)}$=0,40±0,05.

6.2 Der Vergleich mit der Erwartung

Der Vergleich der gemessenen Kurven mit den Vorhersagen ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Sie zeigt für die beiden Kanäle die gemessenen Verteilungen und die aus den Monte–Carlo–Ereignissen gewonnenen Verteilungen, normiert auf die erwartete Anzahl von Ereignissen. Zusätzlich wurde eine Anpassung an die Daten durchgeführt.

Sowohl die Form der Verteilungen als auch die absolute Anzahl der Zerfälle sind mit der Vorhersage des BSW–Modells verträglich. Allerdings ist, wegen der großen Fehler, über die Form der $x_E(D^{*+})$–Verteilung eine differenzierte Aussage nicht möglich. Diese sind, wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, stark statistisch dominiert. Für das Verhältnis $\frac{Anzahl(D^0 \to K^-\pi^+)}{Anzahl(D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-)}$ erhält man den Wert $(0,32 \pm 0,02)\%$, welcher mit dem in 6.1 angegebenen Wert verträglich ist. Die statistischen Fehler

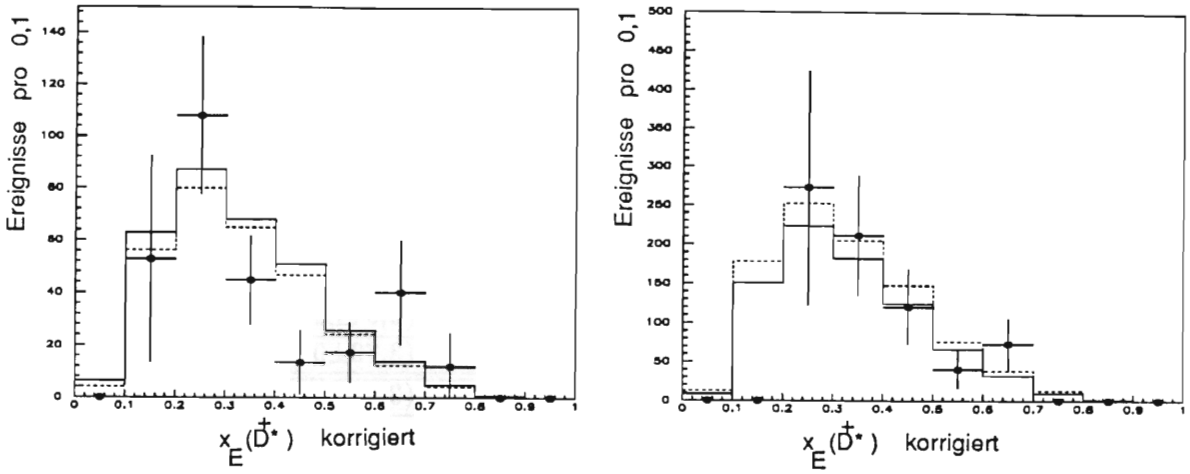

Abbildung 6.1: *Der Vergleich von Daten und Monte–Carlo–Ereignissen für die Kanäle $D^0 \to K^-\pi^+$(links) und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$(rechts). Die gestrichelte Kurve ist eine Likelihood–Anpassung an die Daten.*

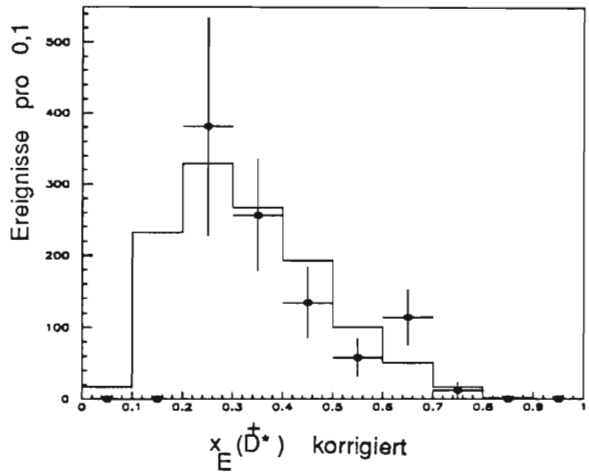

Abbildung 6.2: *Die $x_E(D^{*+})$–Verteilung mit der an die Daten angepaßten Monte–Carlo–Verteilung für die Summe der Kanäle $D^0 \to K^-\pi^+$und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.*

lassen sich etwas reduzieren, indem man die Verteilungen aufaddiert. Abbildung 6.2 zeigt das Resultat, wobei die Monte–Carlo–Verteilung an die Daten angepaßt wurde. Tabelle 6.2 gibt die Zahl der gemessenen D^{*+} an, wie sie mit Hilfe einer Maximum–Likelihood–Anpassung bestimmt wurde. Mit Hilfe den in Kapitel 6.1 angegebenen Verzweigungsverhältnissen läßt sich die gesamte Zahl der $x_E(D^{*+})$ aus semileptonischen b–Zerfällen bestimmen. Diese ist in Tabelle 6.3 angegeben.

Nimmt man für das Verhältnis $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{Hadron}}$ einen Wert von (20,7±1,3)% an, so erhält man, unter der Annahme, daß die Daten durch die Monte–Carlo–Ereignisse korrekt beschrieben werden, für den Zerfall $X_b \to D^{*+}l\nu X$ die in Tabelle 6.3 angegebenen Verzweigungsverhältnisse. Abbildung 6.3 zeigt noch einmal die von der ALEPH–Kollaboration gemessene $x_E(D^{*+})$–Verteilung mit den angepaßten c– und b–

	Anzahl der Ereignisse
$D^0 \to K^-\pi^+$	$294\pm^{18}_{17}$
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$926\pm^{35}_{34}$
Summe	$1208\pm^{40}_{39}$

Tabelle 6.2: *Die gemessene Zahl der D^{*+} in den betrachteten Kanälen*

	Anzahl der Ereignisse	BR($b \to D^{*+}l^-\nu X$)
$D^0 \to K^-\pi^+$	11034±1171	(2,94±0,36)%
$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	13965±1300	(3,72±0,42)%
Summe	12996±1074	(3,46±0,34)%

Tabelle 6.3: *Die Zahl der D^{*+} aus $b \to D^{*+}l\nu X$, extrapoliert aus den betrachteten Kanälen, bzw. deren Summe, und das daraus berechnete Verzweigungsverhältnis für $X_b \to D^{*+}l^-\nu X$.*

Anteilen. Es sind zusätzlich die Datenpunkte der Summe der Kanäle $D^0 \to K^-\pi^+$und $D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$eingetragen. Auch hier ergibt sich im Rahmen der Fehler eine Übereinstimmung.

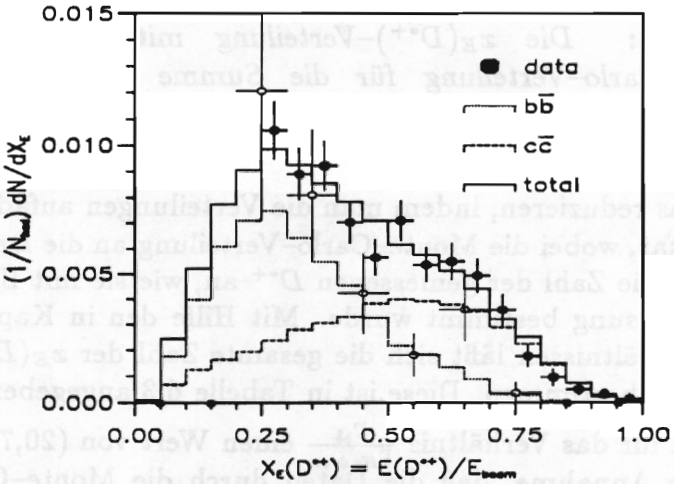

Abbildung 6.3: *Die von der ALEPH–Kollaboration gemessene $x_E(D^{*+})$–Verteilung mit der zusätzlich eingetragenen gemessenen $x_E(D^{*+})$–Verteilung für die Summe der betrachteten Kanäle.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

7.1 Ergebnisse

Die D^{*+}-l–Korrelation wurde bei LEP erstmals von ALEPH verwendet. Inzwischen werden auch die D^0-l– und D_s-l–Korrelation verwendet. Der Vorteil dieser Methode liegt in der starken Reduktion des Untergrundes durch die Forderung nach einem Lepton mit festgelegter Ladung.

Mit Hilfe der D^{*+}-l–Leptonkorrelation wurden D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen beobachtet. Während man durch einen Schnitt in der $x_E(D^{*+})$–Verteilung b–Ereignisse statistisch anreichern kann, gelingt dies mit Hilfe der Leptonkorrelation auf der Basis einzelner Ereignisse. Ein Schnitt im Transversalimpuls des Leptons relativ zur Jetachse erhöht die Reinheit der b–Ereignisse. Die Form der skalierten Energieverteilung $x_E(D^{*+})$ der beobachteten D^{*+}–Mesonen ist mit der Vorhersage des Bauer–Stech–Wirbel–Models verträglich. Genauere Aussagen über die Form der Verteilung sind allerdings wegen der zu geringen Statistik nicht möglich. Die absolute Anzahl der D^{*+}–Mesonen aus semileptonischen b–Zerfällen ist ebenfalls mit der Vorhersage kompatibel. Bei einem gegebenem Verhältnis für $\frac{\Gamma_{bb}}{\Gamma_{Hadron}}$ von (20,7±1,3)% erhält man für das Verzweigungsverhältnis $X_b \rightarrow D^{*+}l^-\nu X$, unter der Annahme, daß die Daten durch die Monte–Carlo–Ereignisse korrekt beschrieben werden, den Wert (3,46±0,34). Die Richtigkeit dieses Wertes ist unter anderem deshalb kritisch, da nicht bekannt ist, wieviele D^{*+}–Mesonen aus Baryonen kommen.

7.2 Ausblick

Die Genauigkeit dieser Messung ist derzeit durch den statistischen Fehler beschränkt. Eine höhere Statistik wäre somit wünschenswert. Alternativ oder ergänzend können weitere Zerfallskanäle des D^0 hinzugenommen werden, wie, zum Beispiel, die neutralen Kanäle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0\pi^0$, die ein hohes Verzweigungsverhältnis von (11,9±1,2)% bzw (15±5)% haben. Hierzu ist allerdings eine gute π^0–Rekonstruktion notwendig. Der Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ wurde bei ALEPH bereits untersucht, und könnte somit hinzugenommen werden.

Wenn die Analyse mit wesentlich höherer Genauigkeit durchgeführt werden könnte, so böten sich weitere Möglichkeiten für Untersuchungen an:

- Ein präziser Test der phänomenologischen Zerfallsmodelle hinsichtlich der Form und der Größe der D^{**}–Anteile und Beiträge von Mehrkörperzerfällen.

- Die Bestimmung des Fragmentationsparameters ϵ_b aus der $x_E(D^{*+})$–Verteilung.
- Die Bestimmung der Anzahl der D^0 aus semileptonischen b–Zerfällen unter Verwendung der Leptonkorrelation und Messung des Verhältnisses $\frac{Anzahl(D^{*+})}{Anzahl(D^0)}$. Ein Vergleich mit dem für den Zerfall eines von Teilchen vorhergesagten Wertes von $\frac{V}{V+P} = \frac{3}{4}$.

Schließlich wird mit Einsatz des Vertex–Detektors eine bessere Trennung von b– und c–Ereignissen möglich sein. Grund hierfür ist zum einen der Nachweis von b–Ereignissen anhand ihrer Sekundärvertices und zum anderen die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes durch die Randbedingung der Existenz von Sekundärvertices für die selektierten Spuren.

Literaturverzeichnis

[1] K. Gaumann, R. Sexl, Die Deutungen der Quantentheorie, Vieweg 1984

[2] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B266 (1991) 218

[3] A. Bencheikh et al. ALEPH 92-39, PHYSIC 92-36 1992

[4] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Z. Phys. C53 (1992) 1

[5] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., CERN-PPE 91-149

[6] O. Nachtmann, Elementarteilchenphysik, Vieweg 1986

[7] H. G. Dosch, Relativistische Quantenphysik 1, Vorlesungsskript Heidelberg, SS 1988

[8] J. Ellis and R. Peccei (Editors), Physics at LEP, CERN 86-02, Vol.1, 1986

[9] J. Ellis and R. Peccei (Editors), Physics at LEP, CERN 86-02, Vol.2, 1986

[10] Dissertation von M. Bauer, Inst. f. theor. Phys., Heidelberg 1987

[11] M. Neubert, HD-THEP-91-13, Heidelberg 1991

[12] M. Neubert et al., HD-THEP-91-28, Heidelberg 1991

[13] M. Neubert et al., New Approach to the Universal Form Factors in Decay of Heavy Quarks, Inst. f. theor. Phys., Heidelberg

[14] M. Wirbel, B.Stech, M. Wirbel, Z. Phys C29 (1985) 637

[15] M. Bauer, B.Stech, M. Wirbel, Z. Phys C34 (1987) 103

[16] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121

[17] "The ℵ Handbook 1989", W. Blum (Editor) ALEPH 89-77, NOTE 89-03

[18] D. Schlatter et al., ℵ in Numbers, Mai 1990

[19] ALEPH–Kollaboration, D. Decamp et al., Z. Phys. C53 (1992) 375

[20] Y. Maumary, ALEPH 91-162, SOFTWR 91-008 1991

[21] D. Cinabro et al., ALEPH 91-35, PHYSIC 91-34 1991

[22] Dissertation von B. Brandl, Inst. f. Hochenergiephysik, Heidelberg 1992

[23] J. Knobloch et al., Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH, Version 3 (Draft), 1991

[24] Dissertation von Y. Maumary, Inst. f. Hochenergiephysik, Heidelberg 1992

[25] R. Johnson, ALEPH 88-51, TPCGEN 88-7, 1988

[26] B.Rensch, ALEPH 90-108, SOFTWR 90-009 1990

[27] F. Ranjard, ALEPH–Note 119 1988

[28] CERN, The Lund Monte Carlo Programs

[29] B. Bloch, ALEPH 91-82, PHYSIC 91-75 1991

[30] Particle Data Group, Phys. Lett. B239 (1990)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Professor Tittel danke ich für die Aufnahme am Institut für Hochenergiephysik.

Herrn Professor Putzer danke ich für seine ständige Diskussionsbereitschaft und die gute Betreuung während des Verlaufs dieser Arbeit. Ihm gilt auch mein Dank für die interessante Themenstellung.

Danken möchte ich auch den Herren Dr. Bernd Brandel, Dr. Wolfgang Funk, Dr. Yves Maumary, Dr. Achim Stahl, Dr. Stefan Werner, und Dr. Martin Wunsch für vielfältige Hilfen und Diskussionen bei physikalischen und technischen Problemen. Das gilt in besonderem Maße für Yves Maumary, der mit seinem Analysepaket SANDY ein schnelles und unkompliziertes Arbeiten ermöglicht hat, und für Achim Stahl, der in Form zahlreicher Seminare, Fragen, die über die eigentliche Themenstellung hinausgehen, behandelt hat.

Danken möchte ich auch meinen Mitdiplomanden Tanja Fischer, Ariane Frey und Gerrit Graefe für viele geführte Diskussionen und für das angenehme Arbeitsklima. Besonders möchte ich Gerrit Graefe für seine Hilfe bei zahlreichen technischen Problemen danken.

Den Operateuren danke ich für ihre erfolgreichen Bemühungen um einen störungsfreien Betrieb der Rechenanlagen.

Frau Konrad danke ich für ihre Hilfe beim Schreiben des Manuskripts.

Allen Mitarbeitern des Instituts für Hochenergiephysik ein Dankeschön für das gute Arbeitsklima.

Dir, liebe Brigitte, danke ich für deine Geduld mit mir und für die vielen beruhigenden Worte, die mir im Verlauf des Entstehens dieser Arbeit zuteil wurden. — Sie haben mir geholfen.