



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie
für Charm-Quarks auf der Z -Resonanz**

Diplomarbeit

vorgelegt von

Markus Elsing

WUD 93-3

Januar 1993

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Standardmodell	2
2.1 Vorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	4
2.1.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt	5
2.1.2 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	6
2.1.3 Strahlungskorrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	8
3. Die Physik der D-Mesonen	10
3.1 Das Massenspektrum der D -Mesonen	10
3.2 Die Produktion von D -Mesonen in hadronischen Z -Ereignissen	12
3.2.1 Der Prozeß der Hadronisierung	12
3.2.2 Die Fragmentierung schwerer Quarks	13
3.3 Methoden zur Messungen von A_{FB}^c	16
4. Das DELPHI-Experiment	17
4.1 Aufbau des Detektors	17
4.2 Der Analyseweg und die Simulation des Detektors	21
5. Die Rekonstruktion von D^{*+}-Zerfällen	23
5.1 Auswahl der analysierten D^0 -Zerfallskanäle	26
5.2 Methode der Vertexrekonstruktion zur Verbesserung der Spurparameter	27
5.3 Die Bestimmung des mittleren Wechselwirkungspunktes	29
5.4 Die Selektion hadronischer Z -Ereignisse	31
5.4.1 Selektion und Refit der Spuren	31
5.4.2 Die Ereignisselektion	34
5.5 Die Selektion von D^{*+} -Zerfällen	35
5.5.1 Bestimmung der Zerfallsvertizes	35
5.5.2 Schnitte an die D^0 -Kandidaten	37
5.6 Ergebnisse der D^{*+} -Rekonstruktion	39
5.6.1 Das D^0 -Massenspektrum	43
5.6.2 Die D^{*+} -Energiespektren für beide Zerfallskanäle	46
6. Die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	50
6.1 Die differentielle Asymmetrie	51
6.2 Diskussion der systematischen Fehlerquellen	52
6.3 Die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	53
6.4 Die Beiträge durch D^{*+} -Mesonen aus b -Ereignissen	56
6.5 Die Bestimmung des effektiven Weinbergwinkels	57
6.6 Vergleich mit anderen Experimenten	58

7. Zusammenfassung	62
A Die Rekonstruktion von Zerfällen schwerer Hadronen	63
A1 Die Parametrisierung der Spuren	63
A2 Die Bestimmung der Vertexposition aus der Spurinformatio	64
A3 Die Vertexrekonstruktion für kurzlebige Teilchen	66

1. Einleitung

Der e^+e^- -Speicherring LEP¹ am CERN² in der Nähe von Genf wurde im August 1989 in Betrieb genommen. In der ersten Ausbauphase werden Elektronen- und Positronenstrahlen auf eine Energie von ungefähr 46 GeV beschleunigt, um in der e^+e^- -Annihilation Z -Bosonen zu produzieren und deren Eigenschaften anhand ihrer Zerfallsprodukte zu untersuchen.

Das Z -Boson ist neben den geladenen W -Bosonen und dem neutralen Photon eines der Austauschteilchen in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung. Diese Theorie wurde 1967 von Glashow, Weinberg und Salam formuliert und bildet zusammen mit der QCD³, der Theorie der starken Wechselwirkung, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Der Nachweis der massiven Z - und W -Bosonen 1983 am Proton-Antiproton-Speicherring $Spp\bar{S}$ am CERN gilt als Erfolg dieses Modells.

Die Überprüfung des Standardmodells und insbesondere die Messung der Z -Resonanz ist Ziel der vier Experimente ALEPH, DELPHI⁴, L3 und OPAL am LEP-Speicherring. Bis Ende 1991 wurden hierzu mit dem DELPHI-Detektor etwa eine halbe Millionen Z -Ereignisse registriert, womit die Resonanzparameter des Z -Bosons mit großer Genauigkeit gemessen worden sind.

Das Z -Boson koppelt an Quarks und Leptonen, den elementaren Fermionen im Standardmodell. Die Vektor- und Axialvektorkopplungen der Fermionen an das Z -Boson lassen sich aus den partiellen Breiten und Asymmetrien bestimmen. Für Zerfälle von Z -Bosonen in Elektronen, Myonen und Tau-Leptonen werden diese Größen aus den Produktionsraten und Winkelverteilungen der Leptonen im Endzustand gewonnen. Da Quarks keine freien Zustände sind, kann deren Produktion im Experiment nicht direkt beobachtet werden, sondern führt zu multihadronischen Ereignissen. Zerfallsprodukte von Charm- und Bottom-Quarks lassen sich in hadronischen Z -Ereignissen nachweisen. Messungen der partiellen Breite für Charm- und Bottom-Quarks [1] [2] und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Bottom-Quarks [3] sind von DELPHI bereits veröffentlicht worden. Gegenstand dieser Arbeit ist die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks aus der Produktionswinkelverteilung rekonstruierter D^{*+} -Mesonen⁵.

Nach einer kurzen Einführung in das Standardmodell und dessen Vorhersage für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, wird die Produktion von D -Mesonen in der Fragmentierung schwerer Quarks diskutiert. Der Beschreibung des DELPHI-Detektors folgt dann die Selektion hadronischer Z -Ereignisse und die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen aus den gemessenen Spuren der Zerfallsprodukte im Detektor. Abschließend wird die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks vorgestellt und mit den Ergebnissen aller LEP-Experimente sowie der Vorhersage des Standardmodells verglichen.

¹Large Electron Positron collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire

³Quanten-Chromo-Dynamik

⁴DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

⁵Hier, wie auch in der ganzen Arbeit, sind ladungskonjugierte Zustände implizit eingeschlossen.

2. Das Standardmodell

Die elementaren Fermionen im Standardmodell bestehen aus Quarks und Leptonen. Diese sind durch ihre Quantenzahlen charakterisiert, die für rechts- und linkshändige Zustände unterschiedlich sein können und die Kopplung der Fermionen an die Eichbosonen bestimmen. Die Eichbosonen vermitteln die elektromagnetische, schwache und starke Kraft. Die Eigenschaften der Eichbosonen sind definiert durch die zugrunde liegende Symmetrie der Eichgruppe. Im Standardmodell werden die drei Kräfte durch die Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ beschrieben. Eine Übersicht der fundamentalen Teilchen des Standardmodells ist in Tabelle 1 gegeben.

	<i>Farben</i>	<i>I</i>	<i>I₃</i>	Υ	<i>Q</i>	
<i>Fermionen</i>						
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1/2 \\ -1 \end{matrix}$
e_R	μ_R	τ_R	0	0	0	$\begin{matrix} -1 \\ -1 \end{matrix}$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	3	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1/6 \\ -1/3 \end{matrix}$
u_R	c_R	t_R	3	0	0	$\begin{matrix} 2/3 \\ 2/3 \end{matrix}$
d_R	s_R	b_R	3	0	0	$\begin{matrix} -1/3 \\ -1/3 \end{matrix}$
<i>Eichbosonen</i>						
<i>Gluonen</i>			8	0	0	$\begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$
W^\pm			0	1	± 1	$\begin{matrix} 0 \\ \pm 1 \end{matrix}$
W_3			0	1	0	$\begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$
B_Y			0	0	0	$\begin{matrix} 0 \\ 0 \end{matrix}$
<i>Higgsbosonen</i>						
$\begin{pmatrix} \phi_*^+ \\ \phi_*^0 \end{pmatrix}$			0	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1/2 \\ 0 \end{matrix}$

$I \sim$ schwacher Isospin, $\Upsilon \sim$ Hyperladung, $Q \sim$ elektrische Ladung

Tabelle 1: Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells

Die $SU(3)$ der QCD beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen Quarks. Die Eichbosonen der $SU(3)$ sind die Gluonen, die an die Quantenzahl Farbe koppeln und in acht Farbzuständen auftreten. Jedes Quark tritt als Triplet in drei Farbzuständen auf. Leptonen sind Farb-Singlets und nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Da Gluonen selber Farbe tragen, existiert neben der Quark-Gluon-Kopplung auch die Gluon-Gluon-Kopplung. Die Kopplungsstärke in der QCD ist gegeben durch den Parameter α_s , der vom Energieübertrag in der Wechselwirkung abhängt.

Die $SU(2) \times U(1)$ ist die Eichgruppe des Weinberg Salam Modells, das die elektromagnetische und schwache Kraft vereinigt. Bezüglich der $SU(2)$ sind die linkshändige Fermionen Isospin-Doublets, rechtshändige Fermionen hingegen Singlets. Die drei Eichbosonen W^\pm, W_3 der $SU(2)$ bilden ein Isospin-Triplet. Das Eichboson B_Y der $U(1)$ ist ein Isospin-Singlet und koppelt an die Hyperladung Y . Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ladung, der dritten Komponente des Isospins I_3 und der Hyperladung ist durch die Gell-Mann-Nishijima Formel gegeben:

$$Q = I_3 + Y$$

Die Kopplung der $SU(2)$ Eichbosonen an die Fermionen besitzt eine Vektor-Axialvektor-Struktur, die des $U(1)$ Eichbosons ist eine reine Vektor-Kopplung. Alle Eichbosonen im Standardmodell sind zunächst noch masselos. Beobachtet werden jedoch massive Vektorbosonen W^\pm, Z_μ der schwachen Wechselwirkung und das masselose Photon A_μ der elektromagnetischen Kraft. Das Z_μ und das A_μ sind Mischungszustände des W_3 und B_Y :

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos \theta_W W_{3,\mu} - \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin \theta_W W_{3,\mu} + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned}$$

Der Mischungswinkel $\sin \theta_W$ wird Weinberg Winkel genannt. Da das Photon eine reine Vektorkopplung besitzt, erhält man zwischen den Kopplungskonstanten g der $SU(2)$ und g' der $U(1)$ sowie der Elementarladung e die Beziehung:

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$$

Durch spontane Symmetriebrechung werden im Weinberg Salam Modell die Massen der Vektorbosonen erzeugt. Hierzu fordert man die Existenz eines skalaren Higgsfeldes, das im Minimalen Standardmodell aus einem komplexen Isospin-Dublet $\Phi = (\phi_*^+, \phi_*^0)$ besteht. Dieses Feld besitzt einen Vakuumerwartungswert $\Phi(0) = (0, \nu)$. Durch die Kopplung an das Higgsfeld erhalten W^\pm und Z ihre Masse. Das Photon bleibt der Beobachtung entsprechend masselos. Durch die Massenerzeugung verschwinden drei der vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes in den longitudinalen Anteilen der W - und Z -Bosonen. Es verbleibt ein neutrales Higgsteilchen H , das bisher nicht im Experiment nachgewiesen werden konnte. Für das Verhältnis der W - und Z -Masse erhält man die als Definition für den schwachen Mischungswinkel geltende Beziehung:

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}.$$

Im Gegensatz zu den Leptonen sind die Masseneigenzustände der Quarks nicht die schwachen Isospineigenzustände. Die Isospinpartner der up-artigen Zustände u, c, t sind die Zustände d', s', b' , die über die Transformation:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

mit den down-artigen Masseneigenzuständen d, s, b zusammenhängen. Aufgrund der masselosen Neutrinos existiert eine derartige Mischung für die Leptonen nicht. Die Kobayashi-Maskawa-Matrix V besitzt vier freie Parameter, die in der üblichen Darstellung durch drei Mischungswinkel und eine komplexe Phase parametrisiert werden. Die komplexe Phase führt zu einer CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung.

Insgesamt besitzt das Standardmodell 18 freie Parameter. Neben den Massen der Quarks und Leptonen und den Parametern der Kobayashi-Maskawa-Matrix, sind die Bosonmassen m_W und m_H sowie die Kopplungskonstanten $\alpha_s, e, \sin \theta_W$ freie Parameter der Theorie.

2.1 Vorhersagen für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Das Standardmodell sagt für die e^+e^- -Vernichtung in ein Fermion-Antifermion Paar voraus, daß bei Schwerpunktsenergien in der Nähe der Z Masse der Austausch eines Z Bosons über den Photonaustausch dominiert. Der Feynman Graph der Born Näherung für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z, (\gamma) \rightarrow f\bar{f}$ ist in Abbildung 1 zu sehen. Der Spezialfall $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ist komplizierter, soll hier aber nicht diskutiert werden.

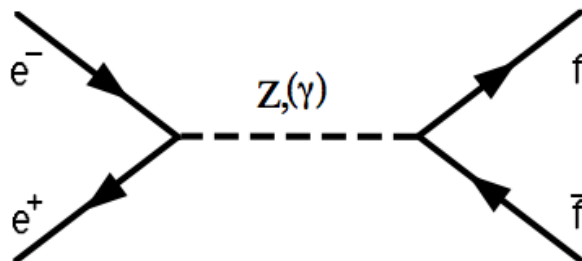


Abbildung 1: *Feynmangraph in Born'scher Näherung für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z, (\gamma) \rightarrow f\bar{f}$*

Die Messung des Wirkungsquerschnittes $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, sowie der daraus ableitbaren Größen ermöglicht die Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells. Aufgrund der bei LEP erreichbaren Genauigkeit ist es notwendig, Korrekturen höherer Ordnungen zu berücksichtigen.

2.1.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Berücksichtigt man Fermionmasseneffekte, so läßt sich der spingemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt für den Z - und Photonaustausch im Annihilationsprozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in Born'scher Näherung schreiben als [4]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1 - 4\mu_f} \cdot \left\{ G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s) \cdot 2 \cos \theta \right\}$$

Dabei ist \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie und $\cos \theta$ der Streuwinkel des Fermions relativ zur Flugrichtung des e^- . Die Feinstrukturkonstante ist definiert als $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ und $\mu_f = \frac{m_f^2}{s}$ ist über die effektiven Fermionmassen gegeben. Der Faktor N_c^f berücksichtigt die Zahl der Farbfreiheitsgrade, er ist 1 für Leptonen und 3 für Quarks. Man findet folgende Ausdrücke für G_1 bis G_3 :

$$\begin{aligned} G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2 \end{aligned}$$

Die Funktionen G_1 bis G_3 sind abhängig von den Axialvektor- und Vektor-Kopplungen der Fermionen an das Z :

$$\begin{aligned} a_f &= \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ v_f &= \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \end{aligned}$$

Der Z -Propagator $\chi_0(s)$ ist in niedrigster Ordnung der Breit-Wigner-Näherung gegeben durch:

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z^0},$$

Die totale Zerfallsbreite Γ_Z^0 ist definiert als Summe der partiellen Breiten:

$$\Gamma_f^0 = N_c^f \frac{\alpha}{3} m_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} \left(v_f^2(1 + 2\mu_f) + a_f^2(1 - 4\mu_f) \right)$$

Die Terme ohne eine Abhängigkeit von $\chi_0(s)$ entstehen durch Photonaustausch, der bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Z -Masse dominiert. Im Bereich der Z -Resonanz dominieren die Z -Austauschterme proportional $\chi_0(s)$. Terme proportional $\operatorname{Re} \chi_0(s)$ entstehen durch $\gamma - Z$ -Interferenz und verschwinden bei m_Z . Oberhalb der Z -Resonanz sind die Beiträge durch Photon und Z -Austausch von vergleichbarer Größenordnung. Man spricht in diesem Zusammenhang von der "Elektroschwachen Vereinheitlichung".

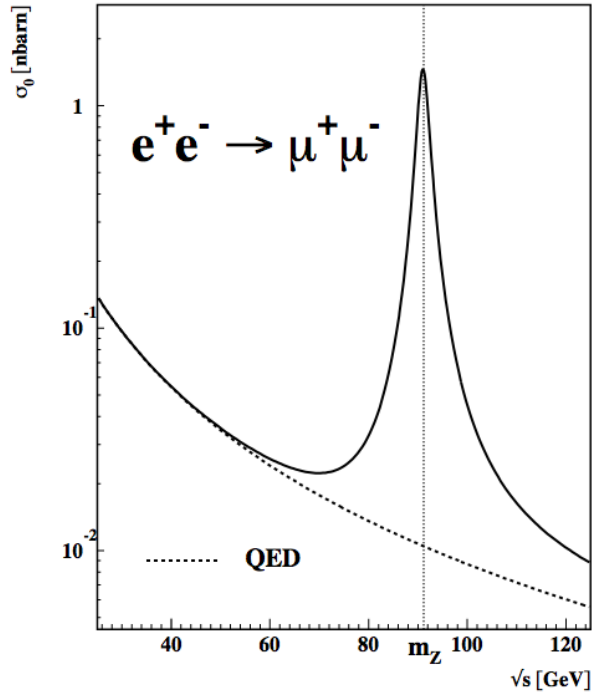


Abbildung 2: *Der Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ als Funktion der Schwerpunktsenergie*

Abbildung 2 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. In Born'scher Näherung und unter Vernachlässigung von Fermionmasseneffekten erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_0(s) = \frac{4}{3}\pi \frac{\alpha^2}{s} N_c^f G_1(s).$$

2.1.2 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in einer anderen Form schreiben, bei der man Fermionmasseneffekte vernachlässigt:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = N(1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}^f \cos\theta) \quad (2.1)$$

Der Term proportional zum Streuwinkel $\cos\theta$ des Fermions heißt Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB}^f und stellt eine Abweichung von der, für den Zerfall eines Vektorbosons in zwei Spin-1/2-Teilchen typischen, $(1 + \cos^2\theta)$ Abhängigkeit dar. Der Winkel $\cos\theta$ ist im Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ über die Richtung des gestreuten Fermions (Abbildung 3) definiert.

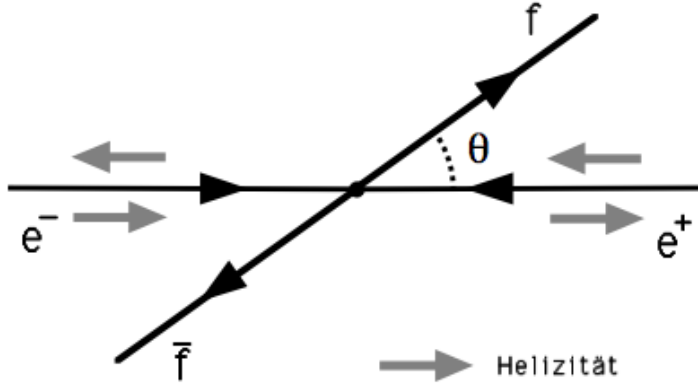


Abbildung 3: Die Definition des Streuwinkels $\cos\theta$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie folgt aus der Interferenz der Axialvektor- und Vektor-Kopplungen der Austauschbosonen an die Fermionen. Die γ - Z -Interferenz liefert unterhalb und oberhalb der Z -Resonanz den dominanten Beitrag. Bei $\sqrt{s} = m_Z$ kann der Photonaustausch vernachlässigt werden. Hier resultiert die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie aus der Interferenz der Vektor- und Axialvektor-Kopplungen des Z . Diese Interferenz ist eine Folge der paritätsverletzenden Struktur der schwachen Wechselwirkung.

Definiert man den Wirkungsquerschnitt für die Streuung des Fermions in Vorwärtsrichtung σ_F bzw. in Rückwärtsrichtung σ_B in der Form:

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d\cos\theta \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \quad \text{und} \quad \sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d\cos\theta \frac{d\sigma}{d\cos\theta}$$

so erhält man für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Born'scher Näherung:

$$A_{FB}^{Born} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3 G_3(s)}{4 G_1(s)}$$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie auf der Z -Resonanz ist in erster Näherung eine Funktion der Axialvektor- und Vektor-Kopplungskonstanten der Fermionen an das Z . Wird der Photonaustausch vernachlässigt, so erhält man bei $\sqrt{s} = m_Z$:

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_e A_f \quad \text{mit} \quad A_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}$$

Eine Messung von A_{FB}^f erlaubt folglich die Bestimmung des schwachen Mischungswinkels. Eine direkte Messung der Paritätsverletzung in der e^+e^- -Vernichtung in Quarks ist möglich, wenn man die Polarisierung des Anfangszustandes kennt, da das Produkt aus Polarisationsrichtung des Anfangszustandes (Abbildung 3) und der Richtung des auslaufenden Quarks eine pseudoskalare Größe unter Paritätstransformation ist.

2.1.3 Strahlungskorrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Aufgrund der bei LEP erreichbaren Genauigkeit müssen für die Interpretation der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie Effekte durch Strahlungskorrekturen zum Born-Niveau berücksichtigt werden. Bei der Berechnung der Feynmandiagramme höherer Ordnung treten zusätzliche Divergenzen auf. Um eine physikalische Interpretation der Ergebnisse zu ermöglichen, werden diese Divergenzen durch Renormierung der Parameter der Theorie kompensiert. Der Einfluß der Strahlungskorrekturen auf die Voraussagen des Standardmodells wird in der Literatur ausführlich diskutiert. Eine Zusammenfassung findet sich zum Beispiel in den Artikeln des Reports “*Z Physics at LEP I*” [4].

Auf 1-Loop-Niveau gehen die Feynmandiagramme der QED⁶-Korrekturen aus dem Borngraph durch hinzufügen eines Bremsstrahlungsphotons oder einer inneren Photonlinie hervor. Da die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Nähe der Z -Resonanz stark von der Schwerpunktsenergie abhängt, sind insbesondere die Korrekturen durch Bremsstrahlung im Anfangszustand groß, die zu einer Verminderung der für den Bosonaustausch zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie.

Die schwachen Korrekturen erster Ordnung bilden die Loopdiagramme zum Bosonpropagator, Vertexkorrekturen und Boxdiagramme mit zwei massiven Austauschbosonen. Im Gegensatz zu den photonischen sind die schwachen Korrekturen unabhängig von kinematischen Schnitten an die Ereignisgrößen. Beträge durch virtuelle Loops sind von besonderem Interesse, da sie von den bisher unbekanntenen Massen des Top-Quarks und des Higgs abhängen und so einen indirekten Zugriff auf diese Parameter des Standardmodells erlauben. Vertexkorrekturen sind abhängig vom Fermionenzustand. Während bei leichten Quarks nur virtuelle W - und Z -Bosonlinien beitragen, sind aufgrund der größeren Masse für b -Quarks auch Beiträge durch Higgs- und Top-Linien (Abbildung 4) zu berücksichtigen.

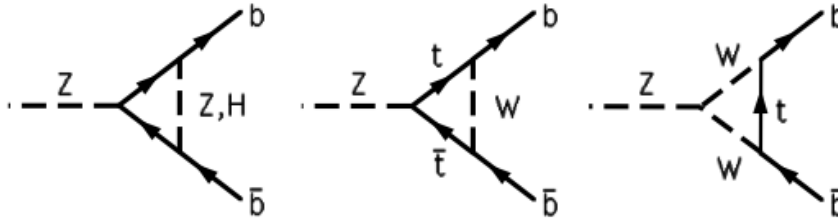


Abbildung 4: Zusätzliche Vertexkorrekturen für b -Quarks

Für schwere Quarks sind QCD-Korrekturen zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in zweiter Ordnung bekannt [5]. Der Einfluß dieser Korrekturen ist klein gegen die photonischen und schwachen Korrekturen. In Abbildung 5 ist die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen. Die Strahlungskorrekturen zur Born-Asymmetrie sind mit dem Programm ZFITTER [6] berechnet. Als Parameter für die schwachen Korrekturen sind $m_{top} = 130 \text{ GeV}/c^2$ und $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ gewählt.

⁶Quanten-Elektro-Dynamik

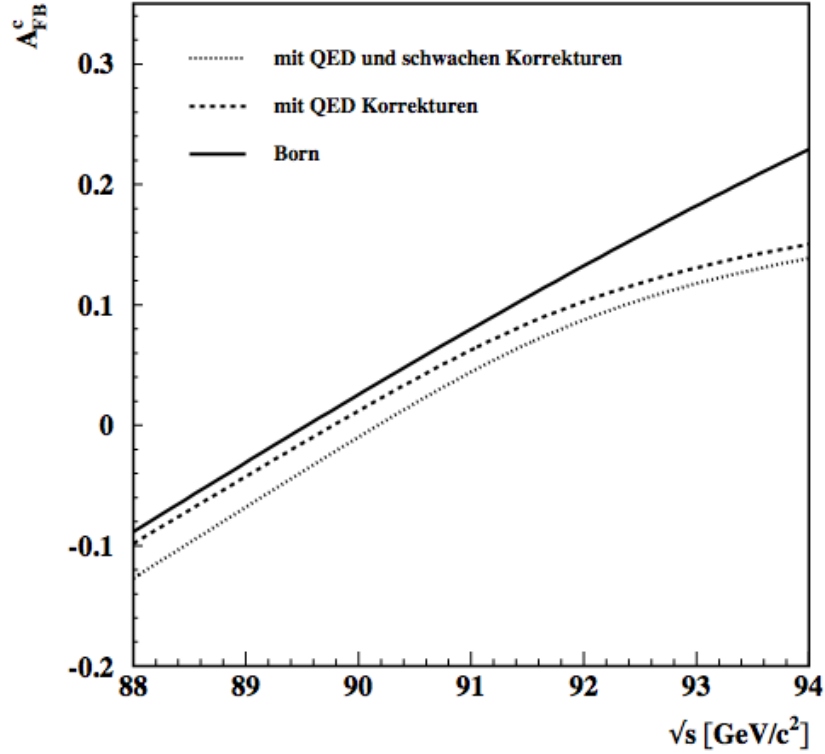


Abbildung 5: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks als Funktion der Schwerpunktsenergie. ($m_Z = 91.175 \text{ GeV}/c^2$, $m_{top} = 130 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$)

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist abhängig von den Kopplungen der Fermionen an das Z . Auf Born-Niveau sind die Kopplungen Funktionen des schwachen Mischungswinkels $\sin \theta_W$. Durch die Strahlungskorrekturen werden die einzelnen Ausdrücke modifiziert. Insbesondere die Definition von $\sin \theta_W$ erhält Korrekturen zum Born-Niveau. Ein Großteil der elektroschwachen Korrekturen läßt sich absorbieren [7], wenn man zu effektiven Kopplungen mit einem effektiven Mischungswinkel $\sin \theta_{eff}$ übergeht. Die Definition des effektiven Mischungswinkels ist abhängig vom Quarkenzustand. Bedeutend sind hierbei die bereits diskutierten Vertexkorrekturen für Top-Quarks in b -Ereignissen. Berücksichtigt man diese, so erhält man für das Verhältnis der Vektor- zu Axialvektor-Kopplung den Ausdruck:

$$\frac{v_f}{a_f} = 1 - \frac{2Q_f}{I_3^f} \cdot \sin^2 \theta_{eff} \cdot \left(1 + \delta_b \frac{2}{3} \Delta\rho_t\right). \quad (2.2)$$

mit

$$\Delta\rho_t = 3 \frac{G_\mu m_{top}^2}{8\pi^2 \sqrt{2}}.$$

Hierbei ist $\delta_b = 1$ für b -Quarks, in den anderen Fällen ist $\delta_b = 0$.

3. Die Physik der D -Mesonen

Quarks und Gluonen sind keine farbneutralen Zustände und werden deshalb im Experiment nicht als freie Teilchen beobachtet. Nur Bindungszustände aus mehreren Quarks können farbneutral sein und bilden das Spektrum der bekannten Hadronen. Man unterscheidet hierbei zwischen Baryonen, die aus drei Quarks aufgebaut werden, und Mesonen, bei denen es sich um Quark-Antiquark-Zuständen handelt. Hadronen, die ein Charm-Quark und ein leichtes Quark (uds) als Valenzquarks haben, heißen D -Mesonen.

3.1 Das Massenspektrum der D -Mesonen

Eine Übersicht des bekannten Spektrums der D -Mesonen ist in Tabelle 2 gegeben. Die leichtesten S-Wellenzustände sind D^+ ($c\bar{d}$), D^0 ($c\bar{u}$) und D_s^+ ($c\bar{s}$). Diese sind pseudoskalare Zustände mit $J^P = 0^-$. Die nächst schwereren Zustände mit $J^P = 1^-$ sind die Vektormesonen D^{*+} , D^{*0} und D_s^{*+} . Die Masse der Vektormesonen liegt mit $\sim 140 \text{ MeV}/c^2$ nur ungefähr 7.5% höher als die der pseudoskalaren D -Mesonen. Darin unterscheiden sich Charm-Mesonen deutlich von Mesonen leichter Quarks. Das K^{*+} ist zum Beispiel etwa 80% schwerer als sein pseudoskalarer Partner K^+ .

Name	$I(J^P)$	Masse in MeV/c^2	Zerfall	Quelle
D^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.3 ± 0.5	...	PDG [8]
D^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.5 ± 0.5	...	PDG [8]
D_s^+	$0(0^-)$	1968.8 ± 0.7	...	PDG [8]
D^{*+}	$\frac{1}{2}(1^-)$	2010.1 ± 0.6	$D^+\gamma, D^+\pi^0, D^0\pi^+$	PDG [8]
D^{*0}	$\frac{1}{2}(1^-)$	2007.1 ± 1.4	$D^0\gamma, D^0\pi^0$	PDG [8]
D_s^{*+}	$0(1^-)$	2110.3 ± 2.0	$D_s^+\gamma$	PDG [8]
D_0^{**+}	$\frac{1}{2}(0^+)$	2340 ± 30	$D^0\pi^+$	CLEO [11]
D_1^{**+}	$\frac{1}{2}(1^+)$	$2443 \pm 7 \pm 5$	$D^{*0}\pi^+$	E691 [12]
D_2^{**+}	$\frac{1}{2}(2^+)$	$2469 \pm 4 \pm 6$	$D^0\pi^+$	ARGUS [13]
D_1^{**0}	$\frac{1}{2}(1^+)$	$2428 \pm 3 \pm 2$	$D^{*+}\pi^-$	CLEO [10]
		$2414 \pm 2 \pm 5$	$D^{*+}\pi^-$	ARGUS [13]
		$2428 \pm 8 \pm 5$	$D^{*+}\pi^-$	E691 [12]
D_2^{**0}	$\frac{1}{2}(2^+)$	$2461 \pm 3 \pm 1$	$D^+\pi^-, D^{*+}\pi^-$	CLEO [10]
		$2455 \pm 3 \pm 5$	$D^+\pi^-, D^{*+}\pi^-$	ARGUS [13]
		$2459 \pm 3 \pm 2$	$D^+\pi^-$	E691 [12]
D_s^{**0}	$0(?^+)$	$2535 \pm 0.7 \pm 0.4$	$D^{*+}K_S^0$	CLEO [10]

Tabelle 2: Das Massenspektrum der D -Mesonen

Neben den S-Wellenzuständen D und D^* sind in den letzten Jahren von ARGUS, CLEO und E691 vermehrt schwerere Resonanzen gefunden worden. Diese werden den P-Wellenzuständen zugeordnet und D^{**} genannt. Gemäß den Additionsregeln der Quantenmechanik erwartet man, daß es vier Zustände mit $L=1$ gibt. Ein Spin-Triplet 0^+ , 1^+ und 2^+ und den Singletzustand 1^+ . Die beiden 1^+ -Zustände mischen [9], da sie die gleichen Quantenzahlen haben.

Betrachtet man das D^{**} -System unter der Annahme, daß das schwere Quark nahezu ruht, so sollte der Spin des leichten Quarks an den Drehimpuls L zu den Zuständen $j = L + S_{\text{leicht}} = 1/2$ und $3/2$ koppeln. Die physikalischen Zustände sind damit $(J_j^P) 0_{1/2}^+, 1_{1/2}^+, 1_{3/2}^+$ und $2_{3/2}^+$. In Tabelle 2 sind die im Experiment anhand von Zerfällen in leichtere D -Mesonen nachgewiesenen D^{**} -Zustände zusammengestellt. Abbildung 6 zeigt das von CLEO [10] gemessene Massendifferenzspektrum für den Zerfall $D_s^{**+} \rightarrow D^{*+} K_S^0$.

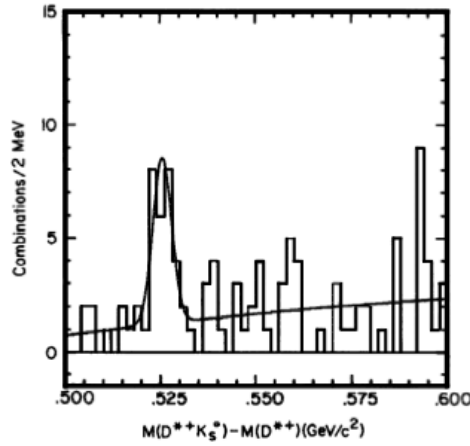


Abbildung 6: Von CLEO [10] gemessenes Massendifferenzspektrum für den Zerfall $D_s^{**+} \rightarrow D^{*+} K_S^0$

Aufgrund der Spin- und Paritätserhaltung können nur die Zustände 1^+ und 2^+ in $D^* \pi$ zerfallen. Der Anteil der D^{*+} aus D_1^{**0} wurde von ARGUS und CLEO bestimmt zu $9.2 \pm 1.2\%$ und für den Anteil der D^{*+} aus dem Zerfall $D_2^{**0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ erhält CLEO $3.6 \pm 1.3\%$. Nimmt man an, daß die Produktionsraten der D^{**0} und D^{**+} gleich sind und daß ferner die Isospin-Regeln:

$$\begin{aligned} BR(D^{**0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) &= BR(D^{**+} \rightarrow D^{*0} \pi^+) \\ BR(D^{**+} \rightarrow D^{*0} \pi^+) &= 2 * BR(D^{**+} \rightarrow D^{*+} \pi^0) \end{aligned}$$

gelten, so erhält man einen Anteil von ca. $5 - 8\%$ D^{*+} aus D^{**+} . Zusammen mit den $2.6 \pm 0.7\%$ aus D_s^{**+} [10] lassen die Ergebnisse von ARGUS und CLEO auf dem $\Upsilon 4S$ den Schluß zu, daß $20 - 25\%$ aller D^{*+} aus D^{**} -Zerfällen stammen. Aus einer ersten Messung von D^{**} -Mesonen bei LEP [14] erhält man ein mit diesem Resultat konsistentes Ergebnis.

3.2 Die Produktion von D -Mesonen in hadronischen Z -Ereignissen

Bei LEP werden D -Mesonen in dem Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

produziert. Sie entstehen entweder in der Hadronisierung eines Charm-Quarks in c -Ereignissen, oder sind Zerfallsprodukte aus schwachen Zerfällen von B -Hadronen in b -Ereignissen. Die Produktion von D -Mesonen bei LEP ist ein Nachweis für den Zerfall des Z in schwere Quarks. Das Verständnis des Übergangs von schweren Quarks in Hadronen ist Voraussetzung dafür, die Kopplung der Quarks an das Z zu verstehen.

3.2.1 Der Prozeß der Hadronisierung

Für die Beschreibung der Hadronproduktion in e^+e^- -Experimenten existieren verschiedene Modelle [15], welche in Monte Carlo Programmen implementiert sind. Den Modellen liegt die in Abbildung 7 dargestellte Vorstellung der Prozesse in multihadronischen Ereignissen zugrunde.

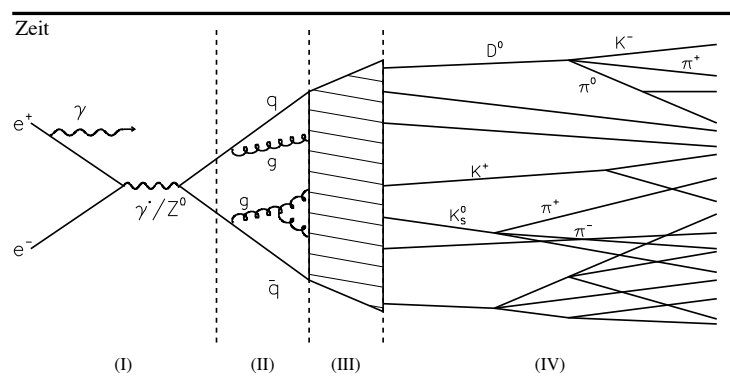


Abbildung 7: Schematische Darstellung eines hadronischen Z -Ereignisses

In Phase I wird durch e^+e^- -Vernichtung ein Z produziert, das mit großer Wahrscheinlichkeit in Quarks zerfällt. Das Standardmodell sagt voraus, daß in etwa 15% aller Fälle ein Z an ein Bottom- und in etwa 12% aller Fälle an ein Charm-Quark-Antiquark-Paar koppelt. Daran anschließend (Phase II) wird durch harte QCD-Prozesse der Partonzustand aus Quarks q und Gluonen g erzeugt. In den sogenannten QCD-Matrix-Element Monte Carlos werden zur Generierung des partonischen Endzustandes Rechnungen in zweiter Ordnung Störungstheorie verwendet. Dieses entspricht maximal vier Quarks und Gluonen. Einen zweiten Zugang bilden die Partonschauer Monte Carlos, die den Prozeß mit einer Art Partonkaskade beschreiben und zu einer größeren Anzahl an Partonen führen. Aufgrund der größeren Stärke der Gluon-Gluon-Kopplung verglichen mit der Quark-Gluon-Kopplung, dominiert hierbei der Prozeß $g \rightarrow gg$. Die Partonevolution ist charakterisiert durch die QCD-Skala

$\Lambda \approx 400 \text{ MeV}$ und der minimalen Virtualität $Q_0 \approx 1 \text{ GeV}$ der Partonen, bei der dieser Prozeß abbricht.

Für die Beschreibung der Fragmentierung (Phase *III*) von Partonen in freien Teilchen, die Hadronen, existieren ebenfalls mehrere Modelle. In den sogenannten QCD-Cluster Modellen werden die Partonen, nachdem die Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare zerfallen sind, in farbneutrale Gruppen zusammengefaßt. Diese sogenannten Cluster zerfallen dann in die experimentell nachweisbaren Hadronen. In den String Modellen wird im Gegensatz dazu eine Analogie zu klassischen, nicht quantisierten, Feldern benutzt. Motiviert durch die Gluonselfwechselwirkung wird das Farbfeld, welches zwischen den inertialen Quarks aufgespannt wird, als nahezu eindimensionaler String angesehen. Die übrigen Partonen werden dann als Impulskonzentrationen im diesem Farbfeld interpretiert. Durch $q\bar{q}$ -Produktion im Feld bricht der String schließlich in farbneutrale Hadronen auf.

In der letzten Phase (*IV*) zerfallen instabile Hadronen in die stabilen Teilchen, die im Experiment nachgewiesen werden. Es hat sich gezeigt, daß sich schwere Quarks in der Fragmentierung deutlich von leichten Quarks unterscheiden.

3.2.2 Die Fragmentierung schwerer Quarks

Der Prozeß der Fragmentierung von Quarks in Hadronen wird üblicherweise parametrisiert in Form der Skalenfunktion $f(z)$, mit

$$z = \frac{(E + P_{\parallel})_{\text{Hadron}}}{(E + P_{\parallel})_{\text{Quark}}}.$$

Hierbei ist E die Energie und P_{\parallel} die Impulskomponente parallel zur Fragmentierungsrichtung. Für leichte Quarks [15] ist die Skalenfunktion gegeben durch:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-\frac{bm^2}{z}\right).$$

m ist die Masse des Hadrons, a und b sind freie Parameter. Diese Skalenfunktion beschreibt nicht die Fragmentierung schwerer Quarks. Man erwartet hier ein deutlich anderes Verhalten, da nur Hadronen, die das primäre Quark enthalten, betrachtet werden. Die Produktion von b - und c -Quarks ist in der Fragmentierung stark unterdrückt. Bedingt durch die große Masse verliert ein c -Quark beim Übergang in ein D -Meson nur wenig Energie an das Restsystem. Dieser kinematische Effekt dominiert das Verhalten schwere Quarks in der Fragmentierung. Die quantenmechanischen Eigenschaften für die Übergang eines c -Quarks in ein D -Meson und ein leichtes Quark q (Abbildung 8) ist im wesentlichen bestimmt durch den Energietransfer $\Delta E = E_c - (E_D + E_q)$ im Prozeß.

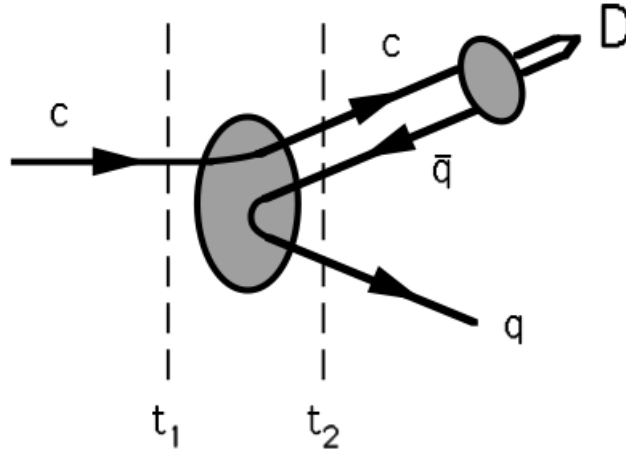


Abbildung 8: Fragmentierung eines c -Quarks in ein D -Meson

Für die Übergangsamplitude gilt:

$$\text{Amplitude}(c \rightarrow D + q) \propto \Delta E^{-1}$$

Drückt man ΔE durch die Massen und Impulse aus und setzt $m_D \simeq m_c$, so erhält man:

$$\begin{aligned} \Delta E &= (m_c^2 + P^2)^{\frac{1}{2}} - (m_c^2 + z^2 P^2)^{\frac{1}{2}} - (m_q^2 + (1-z)^2 P^2)^{\frac{1}{2}} \\ &\propto 1 - (1/z) - \epsilon_c/(1-z) \end{aligned}$$

Berücksichtigt man noch einen Phasenraumfaktor z^{-1} , so erhält man den von Peterson et al. [16] angegebenen Ansatz für die Skalenfunktion schwerer Quarks:

$$f(z) = \frac{1}{z \cdot (1 - 1/z - \epsilon_c/(1-z))^2}$$

Der Parameter ϵ_c ist in etwa bestimmt durch das Verhältnis der effektiven Quarkmassen $\epsilon_c = (m_q/m_c)^2$. Im Experiment kann $f(z)$ nicht direkt gemessen werden, sondern nur die Abhängigkeit der D -Produktionsrate von der auf die Schwerpunktsenergie skalierten Energie der Mesonen $\langle X_E \rangle = \frac{2 \cdot E_{D^*}}{\sqrt{s}}$. Diese Verteilung wird dann mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen auf den störungstheoretischen QCD-Anteil und auf Photonabstrahlung im Anfangszustand korrigiert. Ein typisches D^* -Energiespektrum, wie es von TASSO [17] gemessen wurde, ist in Abbildung 9 zu sehen.

Die D -Produktion in schwachen Zerfällen von B Hadronen in b -Ereignissen bildet den Hauptuntergrund für die Bestimmung des Energiespektrums von D -Mesonen aus c -Ereignissen. Unterhalb der Z -Resonanz dominiert der Photonaustausch. Da die Kopplungsstärke des Photons an die Fermionen proportional zum Quadrat der Ladung ist, ergibt sich eine Produktionsrate von c - zu b -Quarks von $\frac{R_{c\bar{c}}}{R_{b\bar{b}}} \simeq \frac{(2/3)^2}{(1/3)^2} = 4$. Die in B -Zerfällen produzierten D -Mesonen haben allerdings ein im Mittel weiches Energiespektrum (Abbildung 9), da

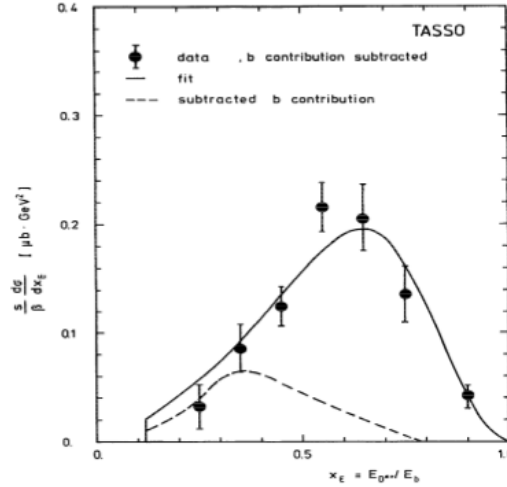


Abbildung 9: Von TASSO [17] gemessenes X_E -Spektrum von D^* -Mesonen aus c -Ereignissen. Der b -Anteil ist abgezogen.

ein großer Teil der Energie von den übrigen Zerfallsprodukten des B -Hadrons aufgenommen wird. Aus Analysen der Energiespektren von D^* -Mesonen bei früheren e^+e^- -Experimenten erhält man für das mittlere $\langle z_c \rangle = 0.71 \pm 0.014 \pm 0.03$ [18]. Dieses Ergebnis ist im Bereich von 10 GeV bis 34 GeV skaleninvariant.

Experiment	$\langle X_E \rangle_c$
ALEPH [20]	$0.504^{+0.013}_{-0.017} \pm 0.008$
DELPHI [21]	$0.52 \pm 0.03 \pm 0.01$
OPAL [22]	$0.505 \pm 0.025 \pm 0.019$
LEP-Mittelwert	0.507 ± 0.013

Tabelle 3: Die mittlere Energie der D^* -Mesonen bei LEP

Bei LEP wurde das Energiespektrum der D^* -Mesonen bereits analysiert. Auf der Z -Resonanz entspricht der Anteil von D -Mesonen aus B -Zerfällen ungefähr der direkten Produktion in c -Ereignissen, da die Kopplungen der Quarks an das Z vergleichbar sind. In Tabelle 3 sind die gemessenen mittleren Energien $\langle X_E \rangle_c$ für D^* -Mesonen aus Charm-Quarks aufgetragen. Für den angegebenen LEP-Mittelwert wurden die statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Die mittlere Energie von B -Hadronen bei LEP wurde anhand von Leptonen aus semileptonischen Zerfällen bestimmt zu $\langle X_E \rangle_b = 0.705 \pm 0.011$ [19]. Der Mittelwert liegt wie erwartet höher als für D -Mesonen. Durch die harte Fragmentierung schwerer Quarks ist es möglich, durch Nachweis der Charm-Hadronen die Kopplungen der Quarks an das Z zu studieren.

3.3 Methoden zur Messungen von A_{FB}^c

In der Vergangenheit wurden drei verschiedene Verfahren zur Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks entwickelt. Sie beruhen auf der Analyse von inklusiven Spektren der Zerfallsprodukte von Charm-Hadronen bzw. auf der vollständigen Rekonstruktion signifikanter Zerfallskanäle. Die Verfahren werden im folgenden kurz erklärt:

- **Der Nachweis von Leptonen (μ, e) aus semileptonischen Zerfällen von Hadronen, die das primäre c Quark enthalten.**

Hierbei werden Impulsspektren dieser Leptonen bezüglich einer definierten Ereignisachse zur Separierung von Untergrundereignissen benutzt. Man verwendet üblicherweise die Thrust- oder Sphärizitätsachse, die die initiale Flugrichtung des c -Quarks beschreibt. Dominante Beiträge zum Untergrund liefern semileptonische Zerfälle von Hadronen leichter Quarks, fehlidentifizierte Hadronen und vor allem Zerfallskanäle schwerer b -Hadronen. Der verbleibende Anteil kann nur durch Monte Carlo Studien bestimmt werden. Aufgrund der größeren Masse relativ zu den c -Hadronen lassen sich die b -Hadronen nur schlecht unterdrücken. Mit dieser Methode ist eine Bestimmung der Charm-Asymmetrie nur gemeinsam mit der Bottom-Asymmetrie möglich.

- **Der inklusive Nachweis des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ über das Impulsspektrum des niederenergetischen Pions.**

Dieser Zerfall findet an der unteren Grenze des kinematisch erlaubten Bereichs statt. Maximal stehen $\sim 5.9 \text{ MeV}$ kinetische Energie im Ruhesystem des D^* zu Verfügung, so daß das Pion nur einen sehr kleinen Transversalimpuls bezüglich der Flugrichtung des D^* besitzt. Das Verfahren zeichnet sich gegenüber exklusiven Methoden durch seine hohe Effizienz aus. Die Genauigkeit der Analyse ist aber limitiert durch das Verständnis der Fragmentierungsmodelle in den Monte Carlo Simulationen.

- **Der exklusive Nachweis der Zerfälle von Charm-Quarks über die vollständige Rekonstruktion der Charm-Hadronen aus den Zerfallsprodukten.**

Hier bietet sich besonders der Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ an, der durch seine kinematischen Besonderheiten ein scharfes Massensignal über geringen Untergrund erwarten läßt. Direkt produzierte D -Mesonen aus Charm-Ereignissen tragen im Mittel mehr Energie als jene aus Zerfällen der b -Hadronen, so daß ein Schnitt im Energiespektrum zur Reduktion des b -Untergrundes benutzt werden kann. Die Charm-Asymmetrie wird durch die Winkelverteilung der rekonstruierten D -Mesonen gewonnen.

Der Vorteil der exklusiven Rekonstruktion zur Messung der Charm-Asymmetrie gegenüber den inklusiven Methoden liegt in der relativ geringen Abhängigkeit von der Monte Carlo Simulation, wodurch kleinere systematische Unsicherheiten zu erwarten sind. Die geringere Effizienz dieser Methode kann durch Analyse mehrerer Zerfallskanäle teilweise wieder ausgeglichen werden. In dieser Arbeit wird die Analyse exklusiv nachgewiesener Zerfälle für die Messung der Charm-Quark Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie benutzt.

4. Das DELPHI-Experiment

Ziel des DELPHI-Experiments am e^+e^- -Speicherring LEP ist die Vermessung der Z -Resonanz und die präzise Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells. Die sich daraus ergebenden hohen meßtechnischen Anforderungen wurden bei der Konzeption des Detektors berücksichtigt. Besonderen Wert wurde auf die Teilchenidentifikation in hadronischen Ereignissen gelegt. Zu diesem Zweck wurden neuartige ringabbildende Cherenkovzähler entwickelt, die eine Identifikation geladener Hadronen und Leptonen über einen großen Impulsbereich ermöglichen. Durch seine Konstruktion erlaubt der DELPHI-Detektor in über 90 % des Raumwinkels eine Ereignisrekonstruktion unter verschiedenen Aspekten :

- Messung der Spurparameter geladener Teilchen durch ein System von Spurdetektoren im zentralen Bereich des Detektors.
- Einsatz eines hochauflösenden Siliziumstreifendetektors in unmittelbarer Nähe des primären Wechselwirkungspunktes zur Rekonstruktion von Zerfällen in komplexen hadronischen Ereignissen und zur Messung der Lebensdauer kurzlebiger Teilchen.
- Identifikation geladener Hadronen und Leptonen durch den Einsatz ringabbildender Cherenkovzähler.
- Nachweis von elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkenden Teilchen in Kalorimetern hoher Granularität.
- Präzise Bestimmung der Luminosität durch den Nachweis von Bhabha-Ereignissen bei kleinen Winkeln.

Im folgenden wird die Funktion der wesentlichen Detektorkomponenten kurz dargestellt. Da in der Arbeit ausschließlich Spuren geladener Teilchen verwendet werden, liegt der Schwerpunkt auf dem Spurrekonstruktionssystem. Weitergehende Informationen sind in Referenz [23] zu finden.

4.1 Aufbau des Detektors

Der schematische Aufbau des DELPHI-Detektors ist in Abbildung 10 zu sehen. Der Detektor gliedert sich in zwei Baugruppen, den zylinderförmigen Zentralbereich und den konusförmigen Endkappen im Vorwärtsbereich. Im Zentralbereich befindet sich die supraleitende Spule, die ein Magnetfeld von 1.2 Tesla in axialer Richtung bei einem Strom von 5000 A produziert. An den Enden sind zur Verbesserung der Feldhomogenität Korrekturspulen angebracht. Innerhalb des Magnetfeldes befinden sich die meisten Spurdetektoren, so daß aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen deren Impuls bestimmt werden kann. Durch den Einbau der ringabbildenden Cherenkovzähler war es notwendig, eine Vielzahl von unabhängigen Spurdetektoren zu verwenden. Dieses stellt hohe Anforderungen an die Kalibration der Detektoren und an die Justierung zueinander.

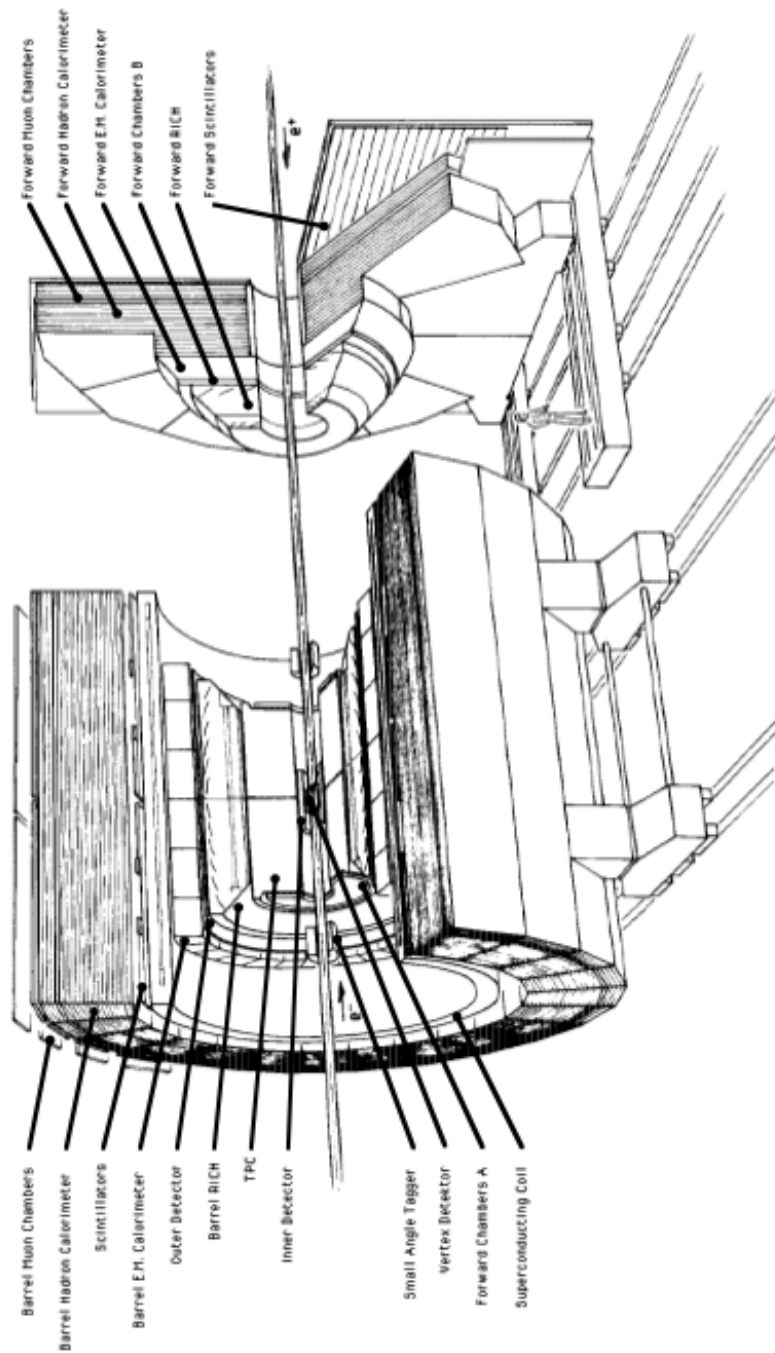


Abbildung 10: Aufbau des DELPHI-Detektors

Der vom Strahlrohr aus gesehen erste Spurdetektor ist der Mikrovertexdetektor **VD**. Er besteht aus drei konzentrischen Lagen aus Siliziumstreifendetektoren mit Radien von 6.3 cm , 9 cm und 11 cm . Die insgesamt 3×24 Module mit ungefähr 74000 Mikrostreifen sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Eine Überlappung von 10% zwischen benachbarten Modulen erlaubt die präzise Positionierung zueinander. Die Genauigkeit, mit der ein Teilchendurchgang in der $R\phi$ -Ebene senkrecht zur Strahlachse gemessen werden kann, beträgt $8\text{ }\mu\text{m}$, die Zweispurauflösung liegt bei $100\text{ }\mu\text{m}$. Dieses erlaubt eine präzise Vertexmessung mit einer Impaktparameterauflösung von $\sqrt{(69/P_t)^2 + 24^2}\text{ }\mu\text{m}$ [24] für Spuren in hadronischen Ereignissen.

Als nächste Komponente folgt der aus einer Jet- und einer Proportionalkammer bestehende innere Detektor **ID**. Die innen liegende Jetkammer deckt einen Polarwinkelbereich von $17^\circ < \theta < 163^\circ$ ab und ist in 24 Sektoren mit jeweils 24 Auslesedrähten parallel zur Strahlachse aufgeteilt. Die Ortsauflösung beträgt $90\text{ }\mu\text{m}$ in $R\phi$ bei einer mittleren Beteiligung von 20 Drähten pro Spur. Die außen liegende Proportionalkammer besteht aus fünf Lagen mit jeweils 192 Signaldrähten. Sie dient dazu, die Rechts-Links-Ambiguitäten in der Jetkammerinformation zu lösen. Durch die Kathodenauslese erhält man zusätzlich eine Information in Strahlrichtung z mit einer Auflösung $\sigma_z = 600\text{ }\mu\text{m}$. Beide Subdetektoren bilden zusätzlich einen schnellen Spurtrigger mit einer Effizienz von 95% für hadronische Spuren.

Der wichtigste Spurdetektor in DELPHI ist die große Zeitprojektionskammer **TPC** mit einer radialen Ausdehnung von 35 bis 111 cm und einer Länge von 3 m . Der Detektor ist in zwei Hälften in Strahlrichtung z geteilt, die wiederum aus je 6 Sektoren bestehen. Die Endplatten sind mit je 192 Signaldrähten und mit 16 in konzentrischen Kreisen angeordneten Kathodenstreifen bestückt. Durch Schwerpunktsbestimmung der induzierten Ladung auf den Kathodenstreifen erreicht man eine Auflösung von $230\text{ }\mu\text{m}$ in $R\phi$. Aus der Messung der Driftzeit zu den Anodendrähten erhält man eine Genauigkeit von 0.9 mm in Strahlrichtung z . Die Doppelspurseparation liegt bei 1.5 cm . Eine Pulshöhenanalyse bei der Auslese der Signaldrähte erlaubt die Bestimmung der spezifischen Ionisation dE/dx entlang der Teilchenbahn, die zur Identifikation benutzt werden kann. Für minimal ionisierende Teilchen wird eine Auflösung von 6.2% erreicht, für Elektronen liegt der Wert bei 5.7% [25]. Bei der Spurrekonstruktion dominiert die TPC die Messung des Polarwinkels θ und der Position der Spur in z .

In einem Abstand von 2 m von Strahlrohr folgt der äußere Detektor **OD**. Er besteht aus 24 Modulen mit je 145 Driftröhren, die in 5 zueinander versetzten Ebenen angeordnet sind und im "limited streamer mode" betrieben werden. Die Auflösung in $R\phi$ beträgt $100\text{ }\mu\text{m}$. Durch den großen Hebelarm erreicht man für schnelle Spuren in dem überdeckten Polarwinkelbereich von 43° bis 137° eine Verbesserung der Impulsauflösung um einen Faktor fünf. Drei der fünf Ebenen werden beidseitig ausgelesen und erlauben durch Zeitmessung eine z -Bestimmung mit einer Genauigkeit von 2 cm . Zusammen mit dem inneren Detektor ID stellt der äußere Detektor OD einen schnellen Spurtrigger bereit.

In Vorwärtsrichtung befinden sich die Driftkammern A (**FCA**) und die in Wuppertal gebaute Kammer B (**FCB**). Die Driftkammer A ist direkt auf der TPC-Endplatte montiert und deckt einen Polarwinkelbereich von $11^\circ < \theta < 33^\circ$ ab. Die 6 Drahtebenen sind paarweise um jeweils 60° gegeneinander gedreht. Es wurde eine Auflösung von $300 \mu m$ in $R\phi$ erreicht. Zusammen mit FCB dient die Kammer A als Spurtrigger im Vorwärtsbereich. Die Kammer B befindet sich bei $z = \pm 275 cm$ und deckt mit einer sensitiven Fläche von $7 m^2$ einen Polarwinkelbereich von $11^\circ < \theta < 36.5^\circ$ ab. In den zwei Modulen auf jeder Seite befinden sich jeweils 12 Drahtebenen. Wie bei FCA sind jeweils zwei benachbarte Ebenen um 60° gegen die nächsten Ebenen gedreht. Rechts-Links-Ambiguitäten können in der dreidimensionalen Rekonstruktion gelöst werden. Der Ort eines Teilchendurchgangs kann mit einer Genauigkeit von $180 \mu m$ rekonstruiert werden.

Zwischen der TPC und dem äußeren Detektor OD befindet sich der zentrale ringabbildende Cherenkovzähler **BRICH**. Dieser technisch aufwendigste Detektor ist in zwei Hälften mit je 24 Modulen unterteilt. Geladene Teilchen emittieren in einem Flüssigkeits- und einen Gasradiator Photonen im UV -Bereich. Zwischen den Radiatoren befindet sich eine Driftröhre, in der die Cherenkovphotonen nachgewiesen werden. Hierzu müssen die Photonen im Fall des Gasradiators über eine fokussierende Optik reflektiert werden. Die durch Photoeffekt entstandenen freien Elektronen werden in Vieldrahtkammern an den Endkappen nachgewiesen. In Verbindung mit der externen Impulsmessung findet bei genauer Kalibration die Teilchenidentifikation über den Öffnungswinkel der Photonen zur Spur statt. In ersten Analysen konnte für etwa 30% der Statistik des Jahres 1991 diese Information zum Nachweis von Strange-Hadronen ausgenutzt werden [26]. Ein weiterer ringabbildender Cherenkovzähler befindet sich im Vorwärtsbereich zwischen FCA und FCB, der während der Datennahme 1992 teilweise zum Einsatz kam.

Der DELPHI-Detektor verfügt über ein System von Kalorimetern zum Nachweis von elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkenden Teilchen. Im zentralen Bereich befindet sich eine hochauflösende Projektionskammer **HPC** zwischen dem äußeren Detektor OD und der Spule. Die Verwendung des Zeitprojektionsprinzips in einem Samplingkalorimeter erlaubt eine dreidimensionale Schauerrekonstruktion mit einer feinen Granularität von $10 mm$ in $R\phi$ und $4 mm$ in z . Die Energieauflösung ist begrenzt auf $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(29 \pm 7.8)\%}{\sqrt{E}} + (6.9 \pm 0.7)\%$ [27]. Die HPC deckt einem Polarwinkelbereich von $43^\circ < \theta < 137^\circ$ ab. In dem Winkelbereich von $11^\circ < \theta < 36.5^\circ$ werden elektromagnetische Schauer in dem Bleiglas Kalorimeter **FEMC** mit einer Auflösung von $1^\circ \times 1^\circ$ nachgewiesen. Die Energieauflösung wurde mit $e^+e^- \gamma$ -Ereignissen zu $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{(20 \pm 9)\%}{\sqrt{E}} + (4.7 \pm 1.5)\%\right)^2 + \left(\frac{0.2\%}{E}\right)^2}$ bestimmt [28]. Das Hadronkalorimeter **HAC** zur Messung der Energie hadronisch wechselwirkender Teilchen ist in das Eisenjoch des Magneten eingearbeitet. In der Samplingbauweise wechseln Absorberlagen aus Eisenplatten mit Proportionalkammern ab. Das Kalorimeter arbeitet in einem Polarwinkelbereich von $11.2^\circ < \theta < 168.8^\circ$ und hat eine Energieauflösung von $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{120\%}{\sqrt{E}}$.

Für den Nachweis von Myonen befinden sich zwei Lagen Driftkammern im Endbereich des Hadronkalorimeters HAC. Die zentralen Myonkammern **MUB** haben einen Abstand von 445 und 485 *cm* von der Strahlachse. Jede Lage besteht aus drei Ebenen mit einer Auflösung von 4 *mm* in $R\phi$ und 2.5 *cm* in z . Im Vorwärtsbereich sind zwei Lagen Driftkammern (**MUF**) mit je zwei Ebenen montiert, die einen Teilchendurchgang mit einer Genauigkeit von 1 *mm* rekonstruieren können.

Der DELPHI-Detektor verfügt über ein System von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung. Im Polarwinkelbereich von 41° bis 139° dient eine Lage mit Szintillatoren (**TOF**) zur Bereitstellung von Triggerinformation und zur Unterdrückung von kosmischen Ereignissen. Im Vorwärtsbereich befinden sich Szintillatorhodoskope zwischen HAC und der äußeren Lage der Myonkammern MUF. Sie dienen insbesondere als Trigger für strahlbegleitende Myonen, die zur Kalibration der Vorwärtskammern benutzt werden.

Zur Luminositätsmessung werden Bhabha-Ereignisse im extremen Vorwärtsbereich mit zwei unabhängigen Detektoren nachgewiesen. Einen Winkelbereich von $2.5^\circ < \theta < 7.7^\circ$ deckt der aus einem Samplingkalorimeter und einem Tracker bestehende **SAT** ab. Eine Bleimaske sorgt auf einer Seite für einen scharf definierten Akzeptanzbereich. Ein zweiter Detektor **VSAT**, der einem Winkelbereich von $5 - 7 \text{ mrad}$ abdeckt, befindet sich bei $z = \pm 7.7 \text{ m}$. Durch die unterschiedliche Arbeitsweise der Detektoren werden systematische Fehlerquellen minimiert.

Aufgabe des Triggers ist es, die physikalisch interessanten Ereignisse zur Datennahme freizugeben. An der Triggerentscheidung nehmen die meisten Detektorkomponenten von DELPHI teil, die zu logischen Koinzidenzgruppen zusammengefaßt sind. Die Triggerlogik ist mit hoher Redundanz ausgelegt, um einen konstanten Betrieb auch nach Ausfall eines Subtriggers sicherzustellen und die Bestimmung der Triggereffizienz zu ermöglichen. Während der Datennahme 1991 wurde ein zweistufiges Triggersystem verwendet, mit dem die Triggerrate von $\sim 500 \text{ Hz}$ nach der ersten Stufe auf eine für das Datennahmesystem verträgliche Rate von $2 - 3 \text{ Hz}$ reduziert wurde.

4.2 Der Analyseweg und die Simulation des Detektors

Während der Meßperiode im Jahr 1991 wurden ungefähr 9.4 Millionen Trigger bei einer mittleren Rate von 2.9 Hz aktiviert [29]. Jedes Ereignis wurde kurz nach der Datennahme erstmalig prozessiert, um die physikalisch interessanten Ereignisse der Kollaboration zur Verfügung zu stellen. Verbesserungen in der Kalibration der einzelnen Detektoren und in der Justierung der Komponenten zueinander führten nach mehrmaligem Reprozessieren zu dem DELANA-D Datensatz, der die Grundlage dieser Analyse ist.

Die Analyse der DELPHI-Rohdaten wird durch das Programm DELANA⁷ [30] gesteuert. Die Ergebnisse der Analyse werden nach jedem Schritt in sogenannten TANAGRA⁸-Bänken

⁷DELphi ANALysis program

⁸Track ANALysis and GRAphic program

[31] abgelegt. In den TD-Bänken sind die kalibrierten Rohdaten abgelegt, aus denen Mustererkennungsprogramme der einzelnen Detektoren Spurstücke rekonstruieren. Mit Spurerkennungsprogrammen werden die in TE-Bänken abgespeicherten Spurstücke der verschiedenen Detektoren zu Spurkandidaten in TS-Bänken zusammengefaßt. Mit einem Rekonstruktionsprogramm werden die Spurparameter bestimmt und in TK-Bänken abgelegt. In einer zweiten Stufe werden die Spuren auf die Referenzflächen aller Detektoren extrapoliert, um in einem begrenzten Bereich nach weiteren Spurstücken zu suchen. Außerdem werden Kalorimeterinformationen und Treffer in den Myonkammern mit den Spuren der geladenen Teilchen assoziiert. Nicht assoziierte Schauer in den Kalorimetern werden als neutrale Teilchen gekennzeichnet. In einem letzten Schritt werden die Spuren geladener Teilchen zu Vertexbänken TV zusammengefaßt.

Die Ergebnisse der einzelnen Schritte können mit dem Programm DELGRA⁹ [32] graphisch dargestellt werden, wodurch ein bildliches Verständnis auftretender Analyseprobleme ermöglicht wird.

Für eine physikalische Interpretation der Ereignisse ist eine Monte Carlo Simulation unerlässlich. Die Simulation zerfällt in zwei unabhängige Teile. Die Physikgeneratoren beschreiben den Prozeß der e^+e^- -Vernichtung und die Produktion der Zerfallsprodukte im Endzustand. Im zweiten Teil wird die Antwort des Detektors auf das Ereignis generiert. Die Simulation des DELPHI-Detektors wird mit dem Programm DELSIM¹⁰ [33] durchgeführt, in dem verschiedene Standardgeneratoren wie JETSET und HERWIG zur Erzeugung des hadronischen Endzustandes implementiert sind. Photonabstrahlung im Anfangszustand wird mit dem Programm DYMU3 [34] in erster Ordnung Störungstheorie berechnet. Die generierten Teilchen werden dann auf ihrer Bahn durch den Detektor verfolgt und die realistische Detektormessung simuliert. Dabei werden Wechselwirkungen mit dem Material des Detektors und Zerfälle instabiler Teilchen berücksichtigt. Das Ergebnis der Simulation wird in dem Datenformat abgelegt, in dem auch die experimentell gemessenen Rohdaten vorliegen. Dieses erlaubt, daß der Monte Carlo Datensatz ebenfalls durch das DELANA-Rekonstruktionsprogramm analysiert werden kann. Experimentell gemessene Verteilungen können so direkt mit der Simulation verglichen und auf Detektoreffekte korrigiert werden.

⁹DELphi GRAphic package

¹⁰DELphi SIMulation program

5. Die Rekonstruktion von D^{*+} -Zerfällen

Die Identifikation von D^{*+} -Mesonen geschieht über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, wobei das D^0 -Meson aus seinen Zerfallsprodukten rekonstruiert wird. Das prinzipielle Vorgehen wird anhand des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ dargestellt.

Aus den Spuren der geladenen Teilchen im Detektor werden Impulsbetrag und Richtung bestimmt. Da die Teilchen nicht direkt identifiziert werden können, wird ihnen abwechselnd die Kaon- und Pionmasse zugewiesen. Man erhält über die Massenschalenbedingung die Viererimpulse:

$$\begin{pmatrix} E_K \\ \vec{P}_K \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} E_\pi \\ \vec{P}_\pi \end{pmatrix}$$

Die invariante Masse des Spurpaares, die der D^0 -Masse entsprechen sollte, ist gegeben durch:

$$m_{K\pi} = \sqrt{(E_K + E_\pi)^2 - (\vec{P}_K + \vec{P}_\pi)^2}$$

Aufgrund der hohen mittleren Multiplizität in hadronischen Z -Ereignissen ist ein direkter Nachweis von D^0 -Mesonen allerdings nur schwer möglich, da der kombinatorische Untergrund dominiert. Hinzu kommt, daß die Genauigkeit der Spurmessung im Detektor die Auflösung in den invarianten Massenspektren begrenzt und nur ein kleiner Teil der D^0 -Mesonen in $K^-\pi^+$ zerfällt. In dem überwiegenden Teil der Zerfälle werden drei oder mehr Hadronen produziert. Hierzu gehören auch eine Vielzahl von neutralen Teilchen, die sich nicht oder nur begrenzt im DELPHI-Detektor nachweisen lassen. Eine Übersicht der wichtigsten Zerfallskanäle ist in Tabelle 4 gegeben.

$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	$BR = 3.65 \pm 0.21 \%$
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	$BR = 11.3 \pm 1.1 \%$
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0\pi^0$	$BR = 15.0 \pm 5.0 \%$
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	$BR = 7.5 \pm 0.5 \%$
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^0$	$BR = 3.5 \pm 0.6 \%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0$	$BR = 2.1 \pm 0.5 \%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0\pi^+\pi^-$	$BR = 5.4 \pm 0.5 \%$
$D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0(\pi^0)$	$BR = 12.7^{+3.5}_{-2.4} \%$
$D^0 \rightarrow e^+\nu_e + X$	$BR = 7.7 \pm 1.2 \%$
$D^0 \rightarrow \mu^+\nu_\mu + X$	$BR = 8.8 \pm 2.5 \%$

Tabelle 4: Übersicht der D^0 -Zerfallskanäle. Zerfallsraten aus [8]

Nimmt man zu dem D^0 das π^+ hinzu, um das D^{*+} zu rekonstruieren, so erhält man die invariante Masse $m_{K\pi\pi}$. Der auf diese Weise rekonstruierte Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ($BR = 55 \pm 4\%$ [8]) weist einige kinematische Besonderheiten auf, die für das weitere Vorgehen von Bedeutung sind. Die Ruhemassen des D^{*+} - und des D^0 -Mesons sind:

$$\begin{aligned} m_{D^*} &= 2010.1 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2 [8] \\ m_{D^0} &= 1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2 [8] \end{aligned}$$

Das heißt, die Differenz der Ruhemassen ist:

$$\Delta m = m_{D^*} - m_{D^0} = 145.44 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2 [8]$$

Die Differenz der Ruhemasse ist folglich nur um $\sim 5.9 \text{ MeV}$ größer als die Masse des im Zerfall erzeugten π^+ . Dieses hat drei wichtige Folgen:

- Der Zerfall liegt an der Phasenraumgrenze und läßt deshalb einen niedrigen Untergrund erwarten.
- Der Transversalimpuls des π^+ zum D^0 ist sehr klein.
- Der Impuls des π^+ ist deutlich kleiner als der D^0 -Impuls. Nach dem Boosten aus dem Ruhesystem des D^{*+} erhält man im Mittel für das Verhältnis:

$$\left\langle \frac{P_{D^0}}{P_{\pi^+}} \right\rangle \simeq \frac{m_{D^0}}{m_{\pi^+}} \simeq 13$$

Das heißt, das π^+ , im folgenden π_{sl} genannt, hat verglichen mit dem D^0 einen sehr kleinen Impuls. Betrachtet man statt dem D^{*+} -Massenspektrum die Massendifferenz $\Delta m = m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$, so findet man ein sehr scharfes Signal. Um dieses zu verstehen, ist es nützlich, daß Verhalten von $\Delta m(\vec{P}_i)$ für kleine Meßfehler $\delta\vec{P}_i$ der Spuren zu betrachten. Hierzu entwickelt man $\Delta m(\vec{P}_i)$ um die Impulse $\vec{P}_{i,0}$ der Zerfallsprodukte $i = K, \pi, \pi_{sl}$:

$$\Delta m(\vec{P}_{i,0} + \delta\vec{P}_i) = \Delta m(\vec{P}_{i,0}) + \vec{\nabla}_{\vec{P}_i} \Delta m(\vec{P}_i) \Big|_{\vec{P}_i = \vec{P}_{i,0}} \cdot \delta\vec{P}_i + \dots$$

Für den linearen Term der Taylorreihe findet man:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_{\vec{P}_{\pi_{sl}}} \Delta m(\vec{P}_i) \Big|_{\vec{P}_i = \vec{P}_{i,0}} \cdot \delta\vec{P}_{\pi_{sl}} &= \frac{1}{m_{D^*}} \left(\overbrace{\frac{E_{\pi_{sl}}}{E_{D^0}} \cdot \frac{\vec{P}_{\pi_{sl}}}{E_{\pi_{sl}}}}^{\gg E_{\pi_{sl}}} - \overbrace{\frac{\vec{P}_{\pi_{sl}}}{E_{D^0}}}^{\gg \vec{P}_{\pi_{sl}}} \right) \cdot \delta\vec{P}_{\pi_{sl}} \\ \vec{\nabla}_{\vec{P}_K} \Delta m(\vec{P}_i) \Big|_{\vec{P}_i = \vec{P}_{i,0}} \cdot \delta\vec{P}_K &= \left(\overbrace{\frac{1}{m_{D^*}} - \frac{1}{m_{D^0}}}^{\simeq 0.04} \right) \left(E_\pi \cdot \frac{\vec{P}_K}{E_K} - \vec{P}_\pi \right) \cdot \delta\vec{P}_K \\ &\quad + \frac{1}{m_{D^*}} \left(\overbrace{\frac{E_{\pi_{sl}}}{E_K} \cdot \frac{\vec{P}_K}{E_K}}^{\ll E_{D^0}} - \overbrace{\frac{\vec{P}_{\pi_{sl}}}{E_K}}^{\ll \vec{P}_{D^0}} \right) \cdot \delta\vec{P}_K \end{aligned}$$

Man erkennt, daß die Abweichungen durch Meßfehler der Spur des hochenergetischen Kaons aus dem D^0 -Zerfall um etwa eine Größenordnung unterdrückt werden. Dieses gilt ebenfalls für das Pion aus dem D^0 . Das heißt, die Auflösung in der Massendifferenzverteilung wird durch die Meßgenauigkeit der Spuren der langsamen Pionen bestimmt. Da die Impulse der Teilchen über den Kehrwert der Krümmung der Spuren im Magnetfeld bestimmt werden, sind die Impulse langsamer Teilchen relativ genauer gemessen. In Abbildung 11 ist ein 1990 von DELPHI gemessenes Ereignis gezeigt, in dem ein typischer Kandidat für den Zerfall $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi^-$ in einem zwei-Jet-Ereignis zu sehen ist. Die Spur des langsamen Pions ist deutlich von den zwei Spuren aus dem D^0 durch seine größere Krümmung zu unterscheiden.

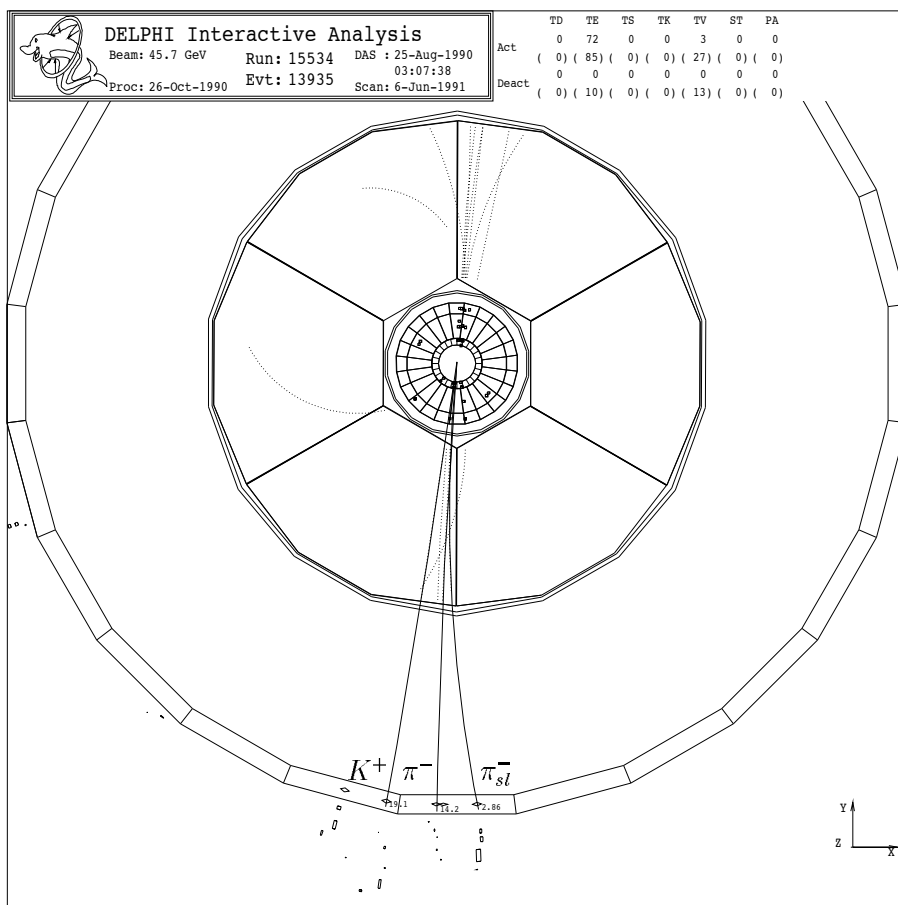


Abbildung 11: Kandidat für den Zerfall $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi^-$ in einem 2-Jet-Ereignis, 1990 gemessen von DELPHI.

5.1 Auswahl der analysierten D^0 -Zerfallskanäle

In dieser Arbeit werden zwei Zerfallskanäle des D^0 verwendet, um später das D^{*+} zu rekonstruieren. Der Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ist der am besten zugängliche Kanal, da es sich um einen Zerfall mit zwei geladenen Spuren handelt und man deshalb eine gute Auflösung im D^0 -Massenspektrum erwarten kann. Das geringe Verzweigungsverhältnis führt aber zu einer kleinen Rate pro hadronischen Z . Diese wurde u.a. von DELPHI [21] gemessen zu:

$$P(Z_{had.} \rightarrow D^{*+} X) \cdot BR_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+} \cdot BR_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} = (4.76 \pm 0.35(stat) \pm 0.49(sys)) \cdot 10^{-3}$$

Eine größere Statistik erhalten man, in dem man noch weitere Zerfallskanäle ausnutzen. Hierzu bietet sich der Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ an. Aufgrund der speziellen Kinematik des Zerfalls ist die schwierige Rekonstruktion des π^0 nicht notwendig. Im Zerfall in den Endzustand $K^- \pi^+ \pi^0$ werden mit hoher Wahrscheinlichkeit entweder ρ^+ - oder K^{*0} -Resonanzen produziert. Diese Zwischenresonanzen sind die Ursache für eine Überhöhung bei 1.62 GeV im $K^- \pi^+$ -Massenspektrum.

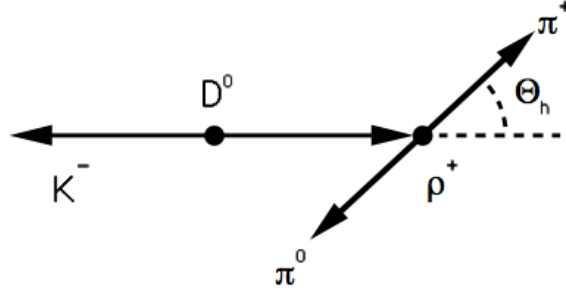


Abbildung 12: Darstellung des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- \rho^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$

Der in Abbildung 12 dargestellte Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \rho^+$, wobei dann das ρ^+ in $\pi^+ \pi^0$ zerfällt, hat ein Verzweigungsverhältnis von $7.3 \pm 1.1 \%$. Das D^0 ist ein pseudoskales Teilchen und zerfällt in ein pseudoskales K^- und ein Vektor-Teilchen ρ^+ . Wegen der Drehimpulserhaltung muß das ρ^+ transversal zur Flugrichtung polarisiert sein. Der Zerfall $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ist dann nicht mehr isotrop, sondern hat eine Winkelverteilung:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \cos^2 \theta_h$$

Somit wird das π^+ bevorzugt in oder entgegengesetzt zur Flugrichtung der ρ^+ emittiert. Drückt man die invariante Masse des $K^- \pi^+$ -Systems durch den Zerfallswinkel im ρ^+ -System aus, so erhält man [35] :

$$m_{K\pi} = \sqrt{1.58 + 1.18 \cdot \cos \theta_h} [\text{GeV}/c^2]$$

Wird das geladene Pion im ρ^+ -System in Flugrichtung emittiert, so ist $\cos \theta_h$ positiv und die invariante Masse der $K^- \pi^+$ -Kombination nur wenig kleiner als $m_{D^0} - m_{\pi^0}$. Da dieses

aber eine der beiden bevorzugten Zerfallsrichtungen des ρ^+ ist, kommt es hierdurch zu der oben beschriebenen Überhöhung im $K^-\pi^+$ -Massenspektrum. Die zur vollständigen Rekonstruktion des D^0 fehlende invariante Masse des π^0 fehlt ebenfalls bei der Berechnung der D^{*+} -Masse, führt aber nur zu einer Verbreiterung des Signals im Massendifferenzspektrum.

Neben diesen beiden Kanälen, die in dieser Arbeit benutzt werden, sollten die Kanäle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ in Zukunft ebenfalls zugänglich sein. Im Fall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ ist aufgrund der hohen Kombinatorik eine, zum Zeitpunkt der Analyse nicht ausreichend vorhandene, Teilchenidentifikation notwendig. Im Zerfall $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ ist die geringe K_S^0 Nachweiswahrscheinlichkeit bei hohen Impulsen [36] das größte Problem. Die klare K_S^0 -Signatur im Detektor sollte es aber bei zunehmender Statistik möglich machen, diesen Kanal zu verwenden.

5.2 Methode der Vertexrekonstruktion zur Verbesserung der Spurparameter

Das D^{*+} wird aus seinen Zerfallsprodukten rekonstruiert. Die Genauigkeit, mit der dieses möglich ist, hängt somit direkt von der Qualität der Messung der Zerfallsprodukte ab. Eine Verbesserung der Spurmessung ist zum Nachweis von D^{*+} -Zerfällen notwendig und kann erreicht werden, indem man die Zerfallsorte des D^{*+} und des D^0 berechnet und mit dieser Information die Spurparameter neu bestimmt. Hierzu wird in dieser Analyse der VD nicht direkt benutzt, der die Winkelakzeptanz und damit die statistische Genauigkeit der Asymmetriemessung begrenzt. Das im folgendem erläuterte Verfahren basiert auf der genauen Kenntnis des primären Wechselwirkungspunktes, der aus diesem Grund mit großer Präzision für jedes Ereignis bestimmt wird.

Ziel des Vertexfits ist es, D^{*+} -Zerfälle aus direkter Produktion in Charm-Ereignissen zu rekonstruieren. Das D^{*+} zerfällt stark in $D^0\pi^+$, ist also ein sehr kurzlebiges Teilchen, welches unmittelbar in der Nähe der primären Vertex zerfällt. Das D^0 kann nur mittels der Flavour ändernden schwachen Wechselwirkung in $K^-\pi^+$ bzw. $K^-\pi^+\pi^0$ zerfallen. Es ist mit einer mittleren Lebensdauer von:

$$\tau_{D^0} = 0.420 \pm 0.008 \text{ ps} [8]$$

ein langlebiges Teilchen. Das heißt, ein D^0 mit einem Impuls von zum Beispiel $30 \text{ GeV}/c$ wird im Mittel etwa eine Strecke von:

$$\Delta L_{D^0} = c\tau_{D^0} \cdot \frac{P_{D^0}}{m_{D^0}} \simeq 2 \text{ mm}$$

zurücklegen, bevor es zerfällt. Dieser Zerfallstopologie trägt die in Abbildung 13 dargestellte Methode der Vertexrekonstruktion Rechnung.

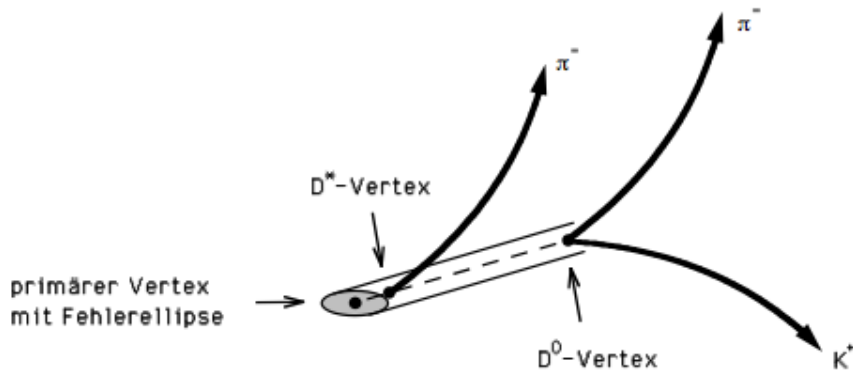


Abbildung 13: Methode der Vertexrekonstruktion für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$

Ausgehend vom primären Vertex wird unter Verwendung der K^- - und π^+ -Spuren der D^0 -Vertex bestimmt. Hierbei läßt man die Vertexposition des primären Vertex in Flugrichtung des D^0 frei variieren ¹¹. Für den D^{*+} -Vertex verlangt man, daß er zwischen dem primären und dem D^0 -Vertex liegt. Man beschränkt die Variation in Richtung des D^0 -Vertex auf ein Fehlerintervall, das dem geometischen Abstand des D^0 -Vertex zum primären Vertex entspricht. Die so bestimmten Zerfallsvertizes werden zur Verbesserung der Spur benutzt. Die Spurparameter werden mit der Nebenbedingung, daß die Teilchen an den Vertizes entstanden sind, neu bestimmt.

Das verwendete Verfahren rekonstruiert ebenfalls D^{*+} -Zerfälle in b -Ereignissen. Die D^{*+} -Mesonen sind in diesem Fall Zerfallsprodukte der mit $\tau_B = 1.29 \pm 0.05 \text{ ps}$ [8] langlebigen B -Mesonen, die zudem mit $m_{B^0} = 5278.7 \pm 2.1 \text{ MeV}/c^2$ [8] schwer sind. Deshalb zeigt das D -Meson nicht mehr direkt auf den primären Vertex. Die hierdurch verursachten Fehler bei der Bestimmung der Spurparameter sind aber klein gegen die Meßfehler der Spuren. Vergleicht man die Breite der D^0 -Massensignale, die auf Fehler bei der Spurmessung sensitiv sind, für Monte Carlo b - und c -Ereignisse nach dem Vertexfit, so erhält man mit $\sigma_c = 27.1 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ und $\sigma_b = 27.2 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ im Rahmen der Fehler gleiche Ergebnisse.

¹¹Siehe Anhang A zur genaueren Erläuterung der mathematischen Methode

5.3 Die Bestimmung des mittleren Wechselwirkungspunktes

Grundlage der genauen Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes für jedes Ereignis ist die Kenntnis des mittleren Wechselwirkungspunktes (Beam Spot). Der Beam Spot bezeichnet den Punkt, an dem die beiden Teilchenpakete aufeinander treffen. Dieser wird für jeden Fill, pro Meßperiode einer LEP-Maschinenfüllung, durch Mittelung über die primären Wechselwirkungspunkte der Ereignisse bestimmt. Dieses ist notwendig, um mögliche Wanderungen durch Änderung der LEP-Maschinenparameter zu berücksichtigen. Es wird hierbei nur zum Teil auf bereits vorhandene VD-Messungen mit $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen [37] zurückgegriffen, da diese nicht für den vollständigen Datensatz vorhanden ist. Zudem kann die mittlere Position in z , also in Richtung der Strahlachse, mit den VD nicht bestimmt werden. Die Kenntnis der z -Position des gemeinsamen Vertex mehrerer Spuren ist aber für die Berechnung invarianter Massen notwendig, da hierdurch die exakte Bestimmung der Winkel zwischen den Spuren möglich wird.

Die Genauigkeit der VD-Information ist gegeben durch die Ausdehnung der Teilchenpakete in x und in y , sowie durch die Fehler der Impaktbestimmung aus der Messung der Spurpunkte. Die größere Ausdehnung in radialer Richtung x relativ zur Breite in Richtung senkrecht zur LEP-Ebene y ist eine Folge der Synchrotronstrahlung. Es ergeben sich folgende Werte [37]:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 144 \pm 5 \mu m \\ \sigma_y &= 28 \pm 1 \mu m\end{aligned}$$

Für die vollständige Bestimmung der Beam Spot Positionen werden die hadronischen Ereignisse eines Fills und, soweit vorhanden, die VD-Messungen verwendet. In einem iterativen Verfahren wird zuerst, mittels der Routine PXFVVTX aus dem PXDST-Programm, für jedes Ereignis mit mehr als 10 Spuren der primäre Vertex bestimmt. Um sekundär produzierte Teilchen zu entfernen, wird in jedem Schritt die Spur mit dem größten Beitrag zum χ^2 verworfen, bis das $\chi^2/Spur \leq 2$ ist. Im Anschluß daran wird über die Ereignisse eines Fills, bei denen mehr als 5 Spuren diese Bedingung erfüllen, gewichtet gemittelt. In Abbildung 14 ist die Position des Beam Spots für jeden Fill aufgetragen. Deutlich erkennbar ist eine Wanderung in y über die Meßperioden hinweg. Die Ausdehnung des Beam Spots in Richtung der Strahlachse beträgt $\sigma_z = 1 cm$ und wurde anhand von $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen [38] bestimmt.

Um Effekte durch schlechte Kalibration und Justierung des Detektors zu kompensieren, wird in der Analyse die Beam Spot Information mit einem künstlich vergrößerten Fehler gewichtet:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 200 \mu m \\ \sigma_y &= 50 \mu m \\ \sigma_z &= 1 cm\end{aligned}$$

Für Monte Carlo Ereignisse wird der generierte primäre Vertex mit diesen Fehlern gaußförmig geschmiert, um eine vergleichbare Information zu erhalten.

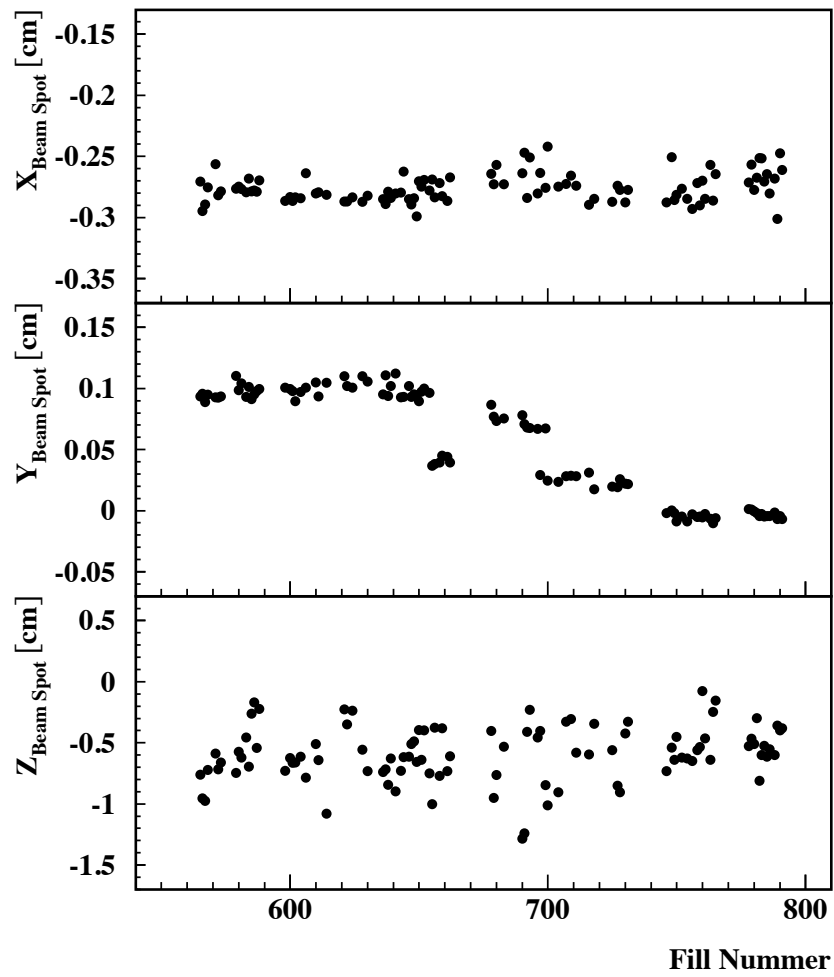


Abbildung 14: Die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes

5.4 Die Selektion hadronischer Z -Ereignisse

Eine Ereignisselektion wird durchgeführt, um aus den gemessenen Daten die Ereignisse von Typ $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ zu filtern und um Untergrundereignisse aus folgenden Prozessen zu unterdrücken:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen
- leptonische Z -Zerfälle (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$)
- zwei-Photon-Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$)
- kosmische Strahlung

Es soll sichergestellt werden, daß die selektieren Ereignisse gut gemessen sind. Hierzu werden in einem ersten Schritt nur die Meßperioden ausgewählt, bei denen die ordnungsgemäße Funktion der wichtigsten Detektorkomponenten sichergestellt ist. Zusätzlich wird für jedes Ereignis der primäre Vertex bestimmt. Diese Information wird zum Refit der Spuren verwendet, um die Impulsmessung aller geladenen Teilchen zu verbessern. Zudem ist die genaue Kenntnis des primären Vertex auch Grundlage der späteren Rekonstruktion der D^{*+} - und D^0 -Zerfallsvertices.

5.4.1 Selektion und Refit der Spuren

In der Analyse werden nur geladene Spuren verwendet, die eine Reihe von Schnitten an die Qualität der Spurmessung erfüllen:

- Impulsbetrag größer als $0.5 \text{ GeV}/c$
- relativer Fehler der Impulsmessung kleiner als 100%
- gemessene Spurlänge größer als 30 cm
- Polarwinkel (θ) der Spur zwischen 20° und 160°

Nach diesen Schnitten wird, mit den akzeptierten Spuren und unter Verwendung der Beam Spot Information, der primäre Vertex des Ereignisses bestimmt. Hierfür ist es notwendig, den Fit separat für beide Hemisphären ($z > 0$ und $z < 0$) durchzuführen. Wieder wird jeweils iterativ die Spur mit dem schlechtesten χ^2 für den Fit verworfen, bis das $\chi^2/\text{Spur} \leq 5$ ist oder mindestens 3 Spuren übrig sind.

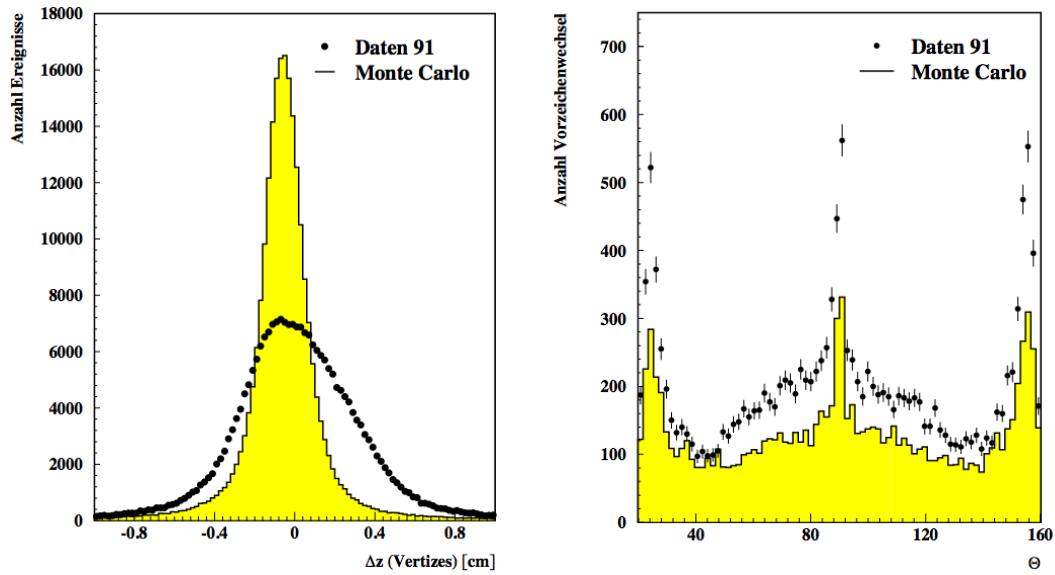


Abbildung 15: *Die Differenz der z -Position (links) der primären Vertizes der Hemisphären und (rechts) die Anzahl der Ladungsvorzeichenwechsel im späteren kinematischen Fit gegen den Polarwinkel der Spuren*

Wie in dem linken Bild in Abbildung 15 zu sehen ist, variieren die so bestimmten z -Positionen der beiden Hemisphären relativ zueinander. Der Effekt ist ebenfalls in der Monte Carlo Simulation zu erkennen. Die Verteilung ist hier aber symmetrisch und hat mit 0.12 cm eine Breite, die man aufgrund der Genauigkeit der Messung in Strahlrichtung erwartet. Diese liegt im Monte Carlo etwa bei 0.1 cm . Auch der geringe Versatz von im Mittel $-550\text{ }\mu\text{m}$ liegt im Rahmen der Erwartung. Er hat seine Ursache darin, daß die Spuren der einen Hemispäre in Richtung der anderen zeigen. Kleine Fehler in der Messung des Polarwinkels θ führen so dazu, daß im Fit der primäre Vertex mehr in Richtung der anderen Hemisphäre verschoben wird. In den Daten ist die Verteilung hingegen zu breit und nicht symmetrisch. Die Genauigkeit, mit der die z -Position pro Hemisphäre bestimmt werden kann, liegt im Mittel etwa bei 0.14 cm . Dies reicht nicht aus, um die mit 0.3 cm fast dreimal so breite Verteilung zu erklären. Um dieses Problem zu kompensieren, werden in der Analyse immer zwei primäre Vertizes verwendet. Durch Mittelung über die beiden Hemisphären würde man im folgenden schlechtere Ergebnisse erzielen, da die Messung der z -Position wie auch der Spurparameter in DELPHI durch die TPC dominiert wird. Kalibrationsprobleme in den beiden Hälften der TPC könnten zu Problemen führen, die nicht durch einfache Mittelung der z -Positionen in der Analyse auszugleichen wären.

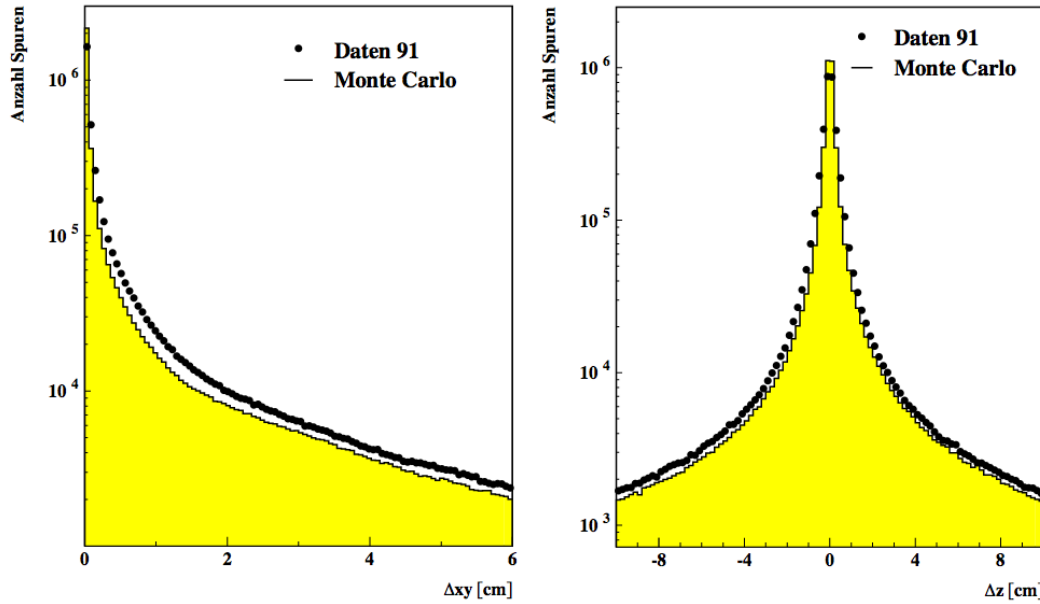


Abbildung 16: Die Impaktparameter (links) in xy und (rechts) in z zum primären Vertex

Im nächsten Schritt werden alle Spuren verworfen, die nicht aus der Region um den primären Vertex stammen. Dieses gilt hauptsächlich für Spuren aus sekundären Wechselwirkungen im Detektor. In Abbildung 16 sind die entsprechenden Impaktparameter-Verteilungen zu sehen. Der Abstand zum primären Vertex soll:

- in radialer Richtung xy kleiner als 6 cm und
- in Strahlrichtung z kleiner als 10 cm sein.

Die Spurparameter aller Teilchen, die diese Schritte überlebt haben, werden nun einzeln, durch einen kinematischen Fit in den primären Vertex der Hemisphäre, neu bestimmt. Hierdurch erreicht man eine deutliche Verbesserung der Spurqualität nicht nur für Teilchen aus dem primären Vertex, sondern auch für Teilchen aus Zerfällen kurzlebiger Hadronen. Man erhält insbesondere eine bessere Auflösung in den invarianten Massenspektren, die zum Nachweis der D^{*+} -Mesonen verwendet werden. Wie im rechten Bild in Abbildung 15 zu sehen ist, wird in einigen Fällen das Ladungsvorzeichen der Spurmessung, durch den Wechsel des Krümmungssinns im kinematischen Fit, neu bestimmt. Diese passiert bei ca. 0.4% der Spuren. Es handelt sich dabei um Teilchen, die den Bereich der Trennwand zwischen den TPC-Hälften oder die TPC-Sektorgrenzen treffen, sowie um Teilchen, die in Richtung kleiner bzw. großer Polarwinkel fliegen. Dieser Effekt wird qualitativ von der Detektorsimulation beschrieben.

5.4.2 Die Ereignisselektion

Nach der Selektion und dem Refit der Spuren wird die Ereignisselektion durchgeführt. Die Ereignisse werden in der Analyse verwendet, bei denen:

- die geladene Energie größer als 12 % der Schwerpunktsenergie und
- die Anzahl der geladenen Spuren größer als 4 ist.

In Abbildung 17 sind die beiden Verteilungen zu sehen. Der Schnitt auf die geladene Multiplizität entfernt, bis auf wenige τ -Zerfälle, praktisch alle leptonischen Ereignisse und den Untergrund aus kosmischer Strahlung. Der Schnitt auf die geladene Energie unterdrückt Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sowie $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Der verbleibende geringe Untergrund aus τ -Zerfällen und $\gamma\gamma$ -Ereignissen hat keinen Einfluß auf die Analyse.

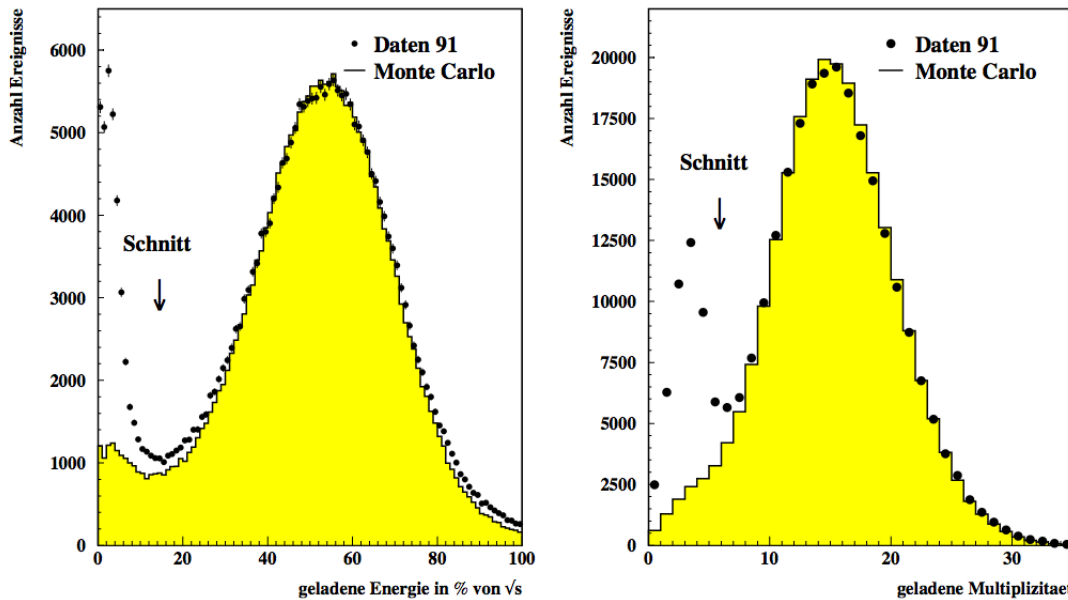


Abbildung 17: Die auf die Schwerpunktsenergie normierte geladene Energie (links) und (rechts) die geladene Multiplizität

Nach diesen Schnitten verbleiben 238.000 Ereignisse in den Daten, die DELPHI 1991 gemessen hat. Diese entsprechen ungefähr einer integrierten Luminosität von $10.7pb^{-1}$, bei einer Triggereffizienz von mehr als 99.9% für hadronische Z -Ereignisse während der Datennahme 1991 [39]. Die Effizienz, mit der ein hadronisches Ereignis in der Selektion akzeptiert wird, bestimmt sich mit Hilfe der Monte Carlo Simulation zu 95%. Von den selektierten Ereignissen wurden 187.000 auf der Resonanz genommen.

5.5 Die Selektion von D^{*+} -Zerfällen

Um $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ Zerfälle zu rekonstruieren sind optimale Spurparameter und ein möglichst kleiner kombinatorischer Untergrund entscheidend. Um dieses zu erreichen, werden die Zerfalls-Vertizes des D^{*+} und des D^0 unter Verwendung der Position des primären Vertex bestimmt und zur Verbesserung der Spurmessung der Zerfallsprodukte ausgenutzt.

Um die $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ Kandidaten aus der Menge aller möglichen drei-Spur-Kombinationen zu filtern, wird eine Vorselektion durchgeführt. Jeder Kombination aus zwei entgegengesetzt geladenen Spuren wird abwechselnd die Kaon- und die Pionmasse zugeordnet und damit die invariante Masse $m_{K\pi}$ des Spurpaars berechnet. Das so resultierende Pseudoteilchen wird als möglicher D^0 -Kandidat behandelt, wenn die invariante Masse zwischen $1.5\text{ GeV}/c^2$ und $2.5\text{ GeV}/c^2$ liegt. Durch Hinzunehmen eines langsamen Pions erhält man einen D^{*+} -Kandidaten. Hierbei verlangt man für das Pion, daß es entgegengesetzt zum Kaon geladen ist und daß der Impuls unterhalb der kinematischen Grenze von $4.5\text{ GeV}/c$ liegt. Der Vertexfit wird durchgeführt, wenn die Differenz der invarianten Massen $m_{K\pi\pi}$ und $m_{K\pi}$ kleiner als $200\text{ MeV}/c^2$ ist.

5.5.1 Bestimmung der Zerfallsvertizes

Ziel des Vertexfits nach dem in Abbildung 13 dargestellten Verfahren ist es, D^{*+} -Zerfälle aus direkter Produktion in Charm-Ereignissen zu rekonstruieren. Es werden die D^{*+} - und D^0 -Zerfallsvertizes unter direkter Verwendung der primären Vertexposition bestimmt.

Anschließend werden Schnitte an die Verteilungen der Impaktparameter (siehe Abbildung 18) und der Abstände der Vertizes zum primären Vertex angewendet. Hierdurch wird Untergrund aus Zerfällen langlebiger Hadronen und schlecht gemessener Spuren unterdrückt. Aufgrund der größeren Genauigkeit und den systematischen Unsicherheiten in der Messung von Δz , bestimmt man den Abstand der Vertizes vom primären Vertex nur in der xy -Ebene. Dieser wird dann in z -Richtung, unter Verwendung des Polarwinkels $\sin\theta$ des D -Mesons, projiziert:

$$\Delta L = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sin\theta} \cdot \text{sign}$$

(sign ist positiv, wenn der D -Vertex in Flugrichtung vom primären Vertex aus liegt.)

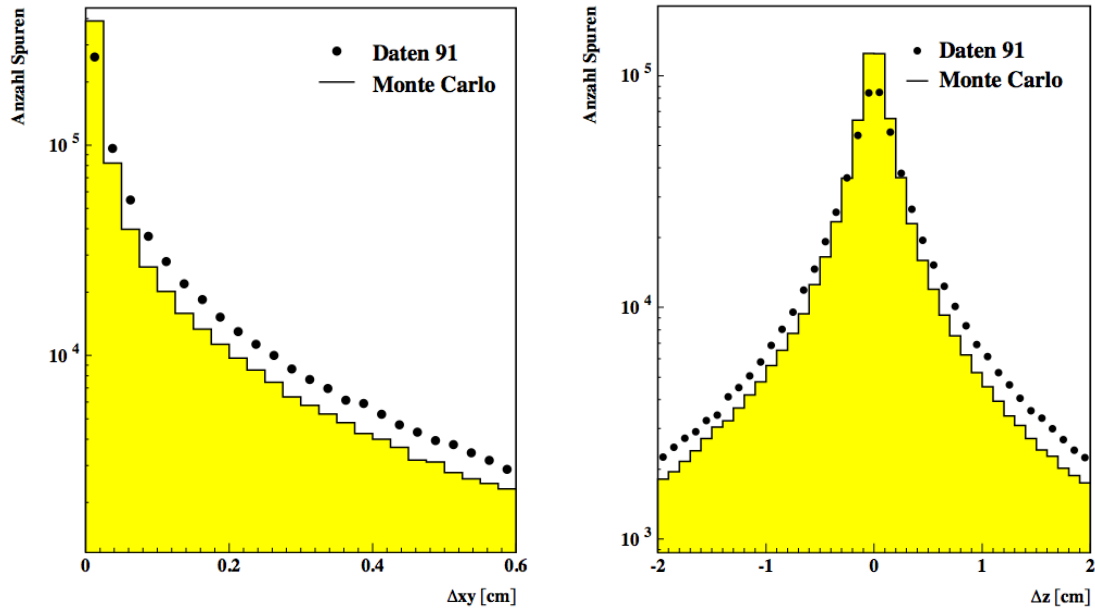


Abbildung 18: Die Impaktparameter der Spuren (links) in xy und in z (rechts) zum D^0 -Vertex

Eine Vertexkombination wird akzeptiert, wenn:

- der Abstand des D^0 zum primären Vertex ΔL_{D^0} zwischen -1.5 cm und 2 cm liegt
- der Abstand des D^{*+} zum primären Vertex ΔL_{D^*} zwischen -1 cm und 1.5 cm liegt
- der Abstand in der xy -Ebene Δxy der K^- - und π^+ -Spuren zum D^0 -Vertex kleiner als 6 mm und für das langsame π^+ zum D^{*+} -Vertex kleiner als 10 mm ist ¹²
- der Abstand Δz in z der Spuren zu den jeweiligen Vertices kleiner als 2.5 cm ist.

Die so bestimmten sekundären Vertices werden benutzt, um durch einen erneuten kinematischen Fit die Spurparameter zu verbessern.

¹²Das Monte Carlo überschätzt die Genauigkeit der Spurmessung. Die Impaktschnitte werden deshalb im Monte Carlo auf $\Delta xy < 2.5\text{ mm}$ ($\Delta xy < 4\text{ mm}$ für das langsame Pion) und auf $\Delta z < 1.5\text{ cm}$ festgelegt.

5.5.2 Schnitte an die D^0 -Kandidaten

Nach durchgeführter Bestimmung der Zerfallsvertices und der Neuberechnung der Teilchen-
spuren werden weitere Schnitte zur Reduktion des Untergrundes auf die verbleibenden D -
Kandidaten angewendet. Es handelt sich hierbei um Schnitte an die Zerfallswinkelverteilung
der Kaonen im Ruhesystem des D^0 und an die invariante Masse der D^0 -Kandidaten.

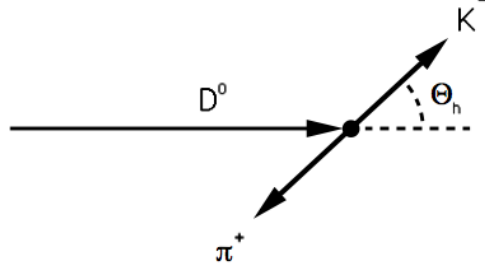


Abbildung 19: Definition des Helizitätswinkels im Ruhesystem des D^0

Der Helizitätswinkel der Kaonen im Ruhesystem des D^0 ist relativ zur Flugrichtung des D^0 (siehe Abbildung 19) definiert. Da es sich bei dem D^0 um ein pseudoskalares Teilchen handelt, zerfällt dieses isotrop in $K^-\pi^+$. Die Helizitätswinkelverteilung $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ ist folglich flach für D^0 -Zerfälle. Dieses gilt jedoch nicht für den kombinatorischen Untergrund. Aufgrund der Impulsverteilung der Hadronen, die nahezu exponentiell zu kleinen Impulsen hin ansteigt, treten Kombinationen, in denen der K^- - oder der π^+ -Kandidat sehr langsam ist, vermehrt auf. Die in Abbildung 20 dargestellte Helizitätsverteilung zeigt deutliche Überhöhungen bei $\cos\theta_h = -1$, was einem langsamen Kaon entsprechen würde, und auch bei $\cos\theta_h = +1$. Allerdings ist letztere wesentlich schwächer, da das Pion leichter als das Kaon ist und sich der minimale Impulsschnitt von $0.5\text{ GeV}/c$ auf alle Spuren folglich deutlicher bemerkbar macht.

$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$		$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$	
X_E	$ \cos\theta_h $	X_E	$ \cos\theta_h $
0.2 – 0.3	< 0.8	0.2 – 0.3	< 0.5
0.3 – 0.5	< 0.85	0.3 – 0.4	< 0.6
0.5 – 1.0	< 0.9	0.4 – 0.5	< 0.7
		0.5 – 0.6	< 0.8
		0.6 – 1.0	< 0.9

Tabelle 5: Helizitätswinkelschnitte

Für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ unterdrückt man diesen Untergrund durch Schnitte auf $|\cos\theta_h|$. Etwas anders ist die Situation für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, da hier der Helizitätswinkel auch nur im $K^-\pi^+$ -System bestimmt wird. Wie Monte Carlo Simulationen zeigen, hilft einem auch hier die oben beschriebene Kinematik im ρ^+ -System, wenn man sich

auf die Überhöhung kurz unterhalb der D^0 -Masse beschränkt. Hier wird das π^+ im Zerfall in Flugrichtung der ρ^+ emittiert und man erhält so ebenfalls eine fast flache Helizitätswinkelverteilung im $K^-\pi^+$ -System.

Wie in Tabelle 5 zu sehen ist, sind die Helizitätswinkelschnitte für die beiden Zerfallskanäle in Energieintervalle gestaffelt. Die auf die Strahlenergie normierte Energie der D^{*+} -Mesonen ist für beide Zerfallskanäle definiert als:

$$X_E = \frac{2 \cdot E_{K\pi\pi}}{\sqrt{s}}$$

Die Schnitte sind im Bereich kleiner Energien relativ hart gewählt und werden mit steigender Energie der D^{*+} -Mesonen weicher. Der Grund für dieses Vorgehen liegt in der Energieverteilung des kombinatorischen Untergrundes, der als Folge des Impulsspektrums der Spuren bei kleinen Energien exponentiell anwächst.

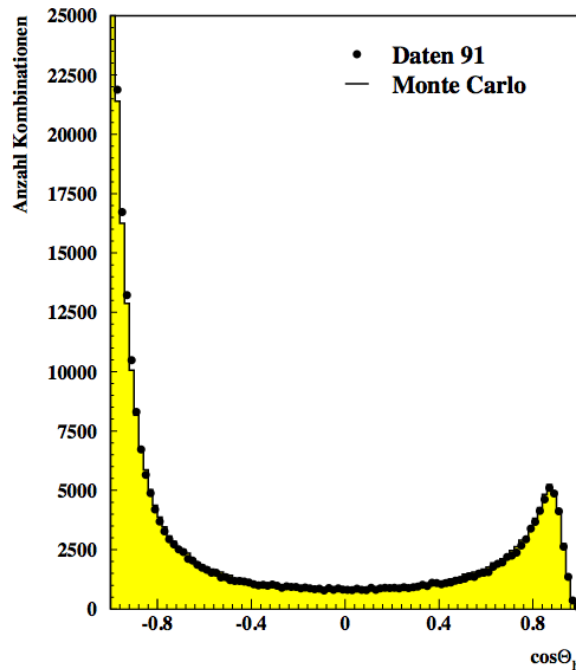


Abbildung 20: Die Helizitätswinkelverteilung aller D^0 -Kandidaten nach dem Vertexfit für die Daten und die Monte Carlo Simulation

Als letztes schneidet man auf die invariante Masse der $K^-\pi^+$ -Kombinationen, um die Kandidaten für die jeweiligen D^0 -Zerfallskanäle zu erhalten. Im Fall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ verlangt man, daß die invariante Masse im Bereich von zwei Standardabweichungen um die D^0 -Masse liegt. Das entspricht einem Massenintervall von $1.79 \text{ GeV}/c^2 < m_{K\pi} < 1.94^2 \text{ GeV}/c$. Für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ beschränkt man sich auf die oben beschriebene Überhöhung und schneidet auf $1.55 \text{ GeV}/c^2 < m_{K\pi} < 1.75 \text{ GeV}/c^2$. Die verbleibenden Kandidaten werden in die Massendifferenz-Spektren eingetragen.

5.6 Ergebnisse der D^{*+} -Rekonstruktion

In Abbildung 21 sind die Massendifferenzverteilungen $\Delta m = m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$ für die beiden Zerfallskanäle zu sehen. Hierzu werden im linken Bild alle Kandidaten für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ mit $X_E > 0.3$ und im rechten Bild alle Kandidaten für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$ mit $X_E > 0.4$ verwendet. Zum Vergleich ist jeweils die Monte Carlo Vorhersage (Histogramm) sowie der reine kombinatorischen Untergrund eingetragen. Die Differenz der Histogramme sind die simulierten D^{*+} -Zerfälle, die ein deutliches Signal bei der erwarteten Massendifferenz $\Delta m = 145.44 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2$ [8] zeigen.

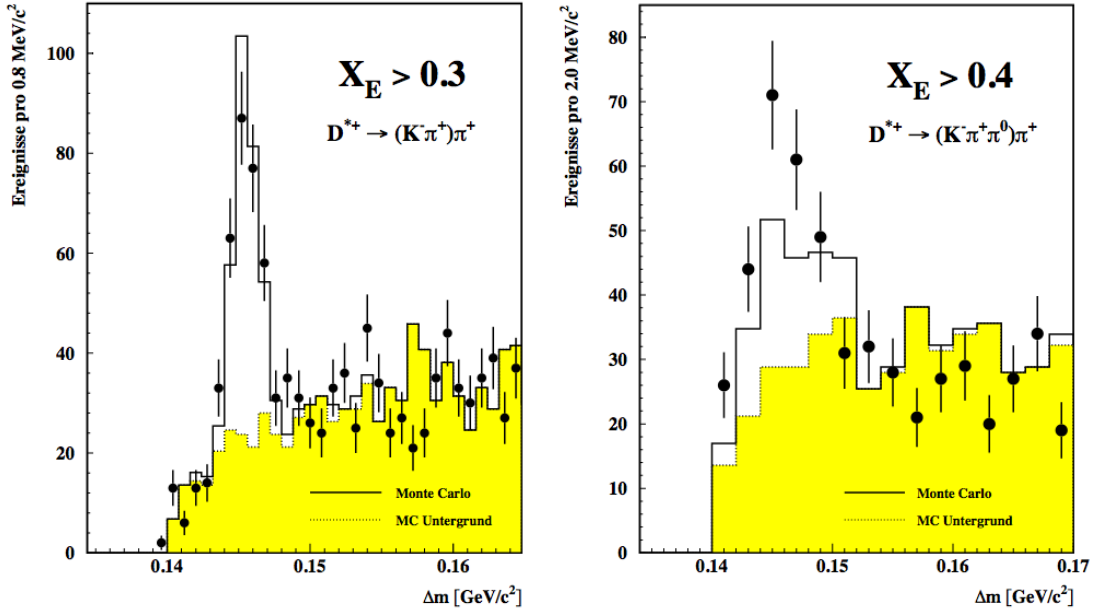


Abbildung 21: Die Massendifferenzverteilung für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ (links) und den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$ (rechts).

Für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ (linkes Bild) sind die Daten und die Monte Carlo Vorhersage in guter Übereinstimmung. Sowohl der Untergrund als auch das Signal werden gut beschrieben. Für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$ (rechtes Bild) ist eine deutliche Verbreiterung des Signals erkennbar. Die Ursache hierfür liegt in dem nicht nachgewiesenen π^0 , das zur vollständigen Rekonstruktion des D^{*+} fehlt. Der Effekt ist qualitativ ebenfalls in der Monte Carlo Simulation zu beobachten, wird hier aber überschätzt. Auch der kombinatorische Untergrund liegt in den Daten niedriger als erwartet.

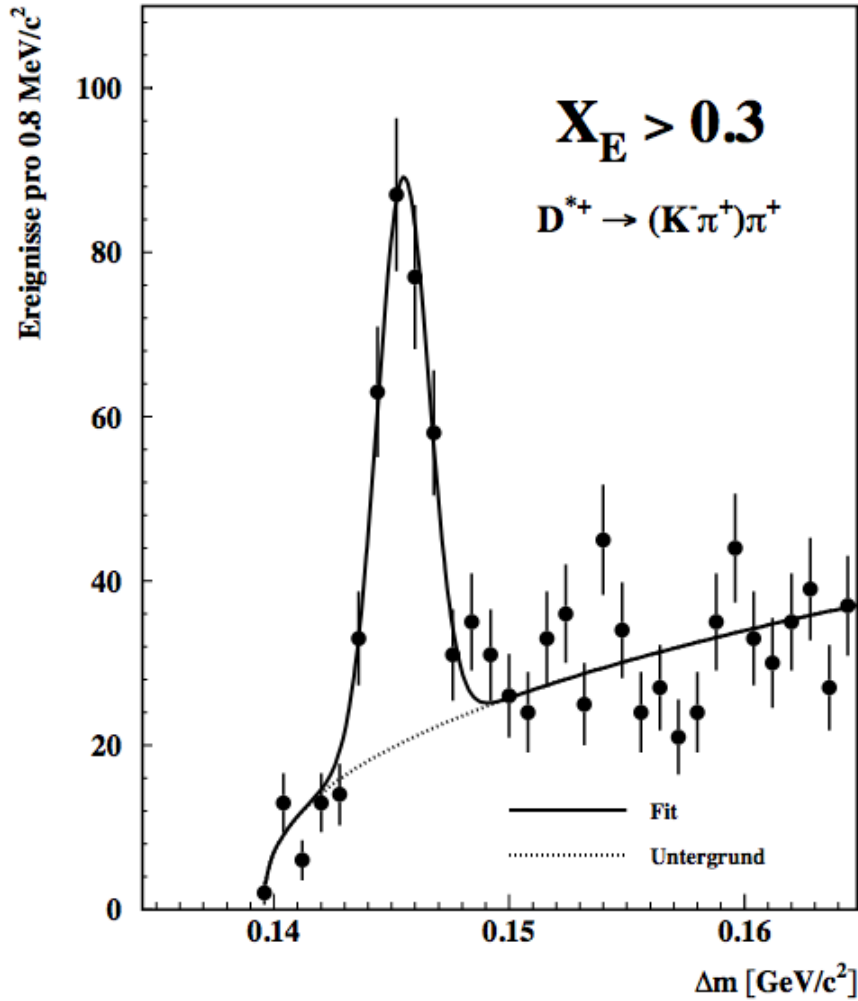


Abbildung 22: *Fit an die Massendifferenzverteilung für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$*

Mit einem Fit an die Massendifferenzverteilung werden Signal und Untergrund direkt bestimmt. Für die Parametrisierung wird als Ansatz ein gaußförmiges Signal über einem, mit einer Wurzelfunktion dargestellten, Untergrund gewählt:

$$f(\Delta m) = n(N_{D^*}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta m - \overline{\Delta m})^2}{\sigma^2}} + N_{back} \cdot (\Delta m - m_{\pi^+})^\alpha \quad (5.1)$$

Die Normierung n der Gaußkurve ist so gewählt, daß die Anzahl der D^{*+} als freier Parameter direkt bestimmt wird. Weitere freie Parameter sind der Mittelwert $\overline{\Delta m}$ und die Breite (σ) des Signals, sowie die Normierung N_{back} und der Exponent α für den Untergrund. Die Phasenraumgrenze für den kombinatorischen Untergrund ist gegeben durch die Pion-Masse $m_{\pi^+} = 139.5679 \pm 0.0007 \text{ MeV}/c^2$ [8].

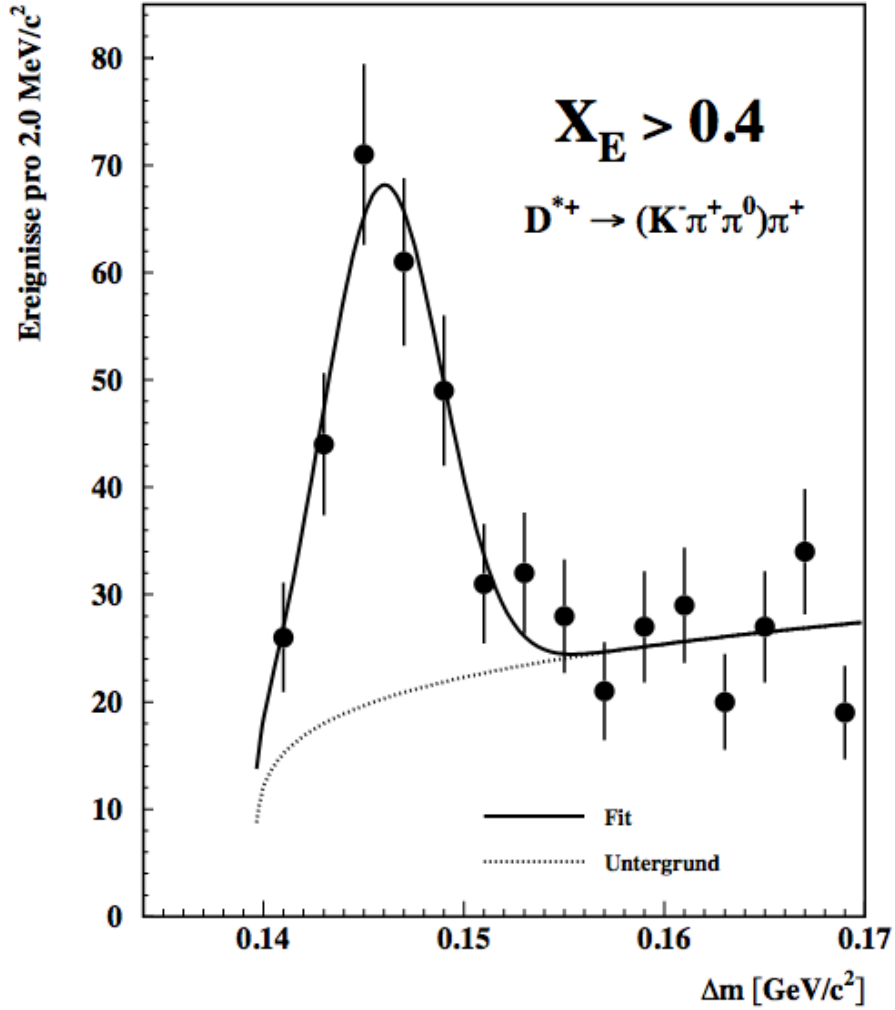


Abbildung 23: *Fit an die Massendifferenzverteilung für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$*

Das Ergebnis des Fits für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ ist in Abbildung 22 gezeigt. Man erhält für die Differenz zwischen D^{*+} - und D^0 -Masse:

$$\overline{\Delta m} = 145.48 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2.$$

Der Wert liegt in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert $\Delta m = 145.44 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2$ [8]. Die Breite des Signals, die im wesentlichen durch die Genauigkeit der Impulsmessung des langsamen Pions aus dem D^{*+} -Zerfall bestimmt ist, liegt bei $\sigma = 1.09 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$. Die totale Anzahl der rekonstruierten D^{*+} -Zerfälle in dem der Analyse zugänglichen Energiebereich von $0.2 < X_E < 1.0$ für diesem Kanal beträgt:

$$N_{D^{*+} \rightarrow (K\pi)\pi} = 342 \pm 26$$

Der Energiebereich von $X_E < 0.2$ ist der Analyse nicht zugänglich, da hier die langsamen Pionen eine Energie kleiner als 0.5 GeV haben und somit durch die Spurselektion verloren gehen. Ein weicherer Energieschnitt ist nicht möglich, da für Spuren unter 0.5 GeV nicht die vollständige Information in dem Wuppertaler Mini-Format vorhanden ist. Mit der Monte Carlo Simulation wird die Rekonstruktionseffizienz für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ im Energiebereich von $0.2 < X_E < 1.0$ bestimmt zu $35 \pm 2 \%$.

In Abbildung 23 ist das Fitergebnis für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ zu sehen. Wie erwartet ist das Signal mit $\sigma = 3.07 \pm 0.45 \text{ MeV}/c^2$ deutlich breiter als für den anderen Zerfallskanal. Der Mittelwert des Signals ist aufgrund des fehlenden π^0 systematisch verschoben und liegt bei:

$$\overline{\Delta m} = 146.61 \pm 0.34 \text{ MeV}/c^2.$$

Dieser Effekt ist auch im Monte Carlo zu beobachten. Auch für diesen Zerfallskanal konnten wegen der fehlenden Informationen für Spuren unter 0.5 GeV nur D^{*+} im Energiebereich von $0.2 < X_E < 1.0$ rekonstruiert werden. Die Effizienz der Rekonstruktion von $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ Zerfällen im $K\pi$ -Massenbereich von $1.55 - 1.75 \text{ GeV}/c^2$ wird mit der Monte Carlo Simulation bestimmt zu $32 \pm 2 \%$. Die totale Zahl der rekonstruierten Zerfälle in diesem Kanal beträgt:

$$N_{D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+} = 343 \pm 47$$

5.6.1 Das D^0 -Massenspektrum

Von besonderem Interesse für die D^{*+} -Rekonstruktion ist die $K\pi$ -Massenverteilung. Die Breite des D^0 -Signals hängt von der Impulsauflösung in Detektor ab. Probleme in der Spurrekonstruktion können zu einer systematischen Verschiebung der D^0 -Masse führen. Da man auf die $K\pi$ -Masse schneidet, ist die Breite des Signals proportional dem zu erwartenden kombinatorischen Untergrund in der Massendifferenzverteilung.

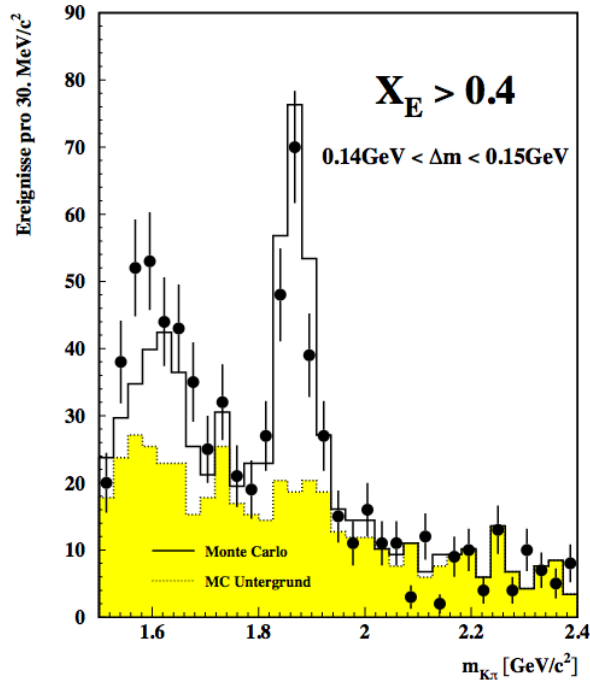


Abbildung 24: $K\pi$ -Massenverteilung nach Schnitt in die Massendifferenz

In Abbildung 24 ist die $K\pi$ -Massenverteilung, für alle D^{*+} -Kandidaten mit einer Energie $X_E > 0.4$ gezeigt. Aufgrund des verbreiterten Massendifferenzsignals für den Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$ verlangt man, daß die Massendifferenz im Intervall $140 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m < 150 \text{ MeV}/c^2$ liegt. Ein deutliches Signal ist bei der erwarteten D^0 -Masse von $1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ [8] zu erkennen. Hierbei handelt es sich um Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Wie erwartet findet man eine zweite Überhöhung im $K\pi$ -Spektrum bei $1.62 \text{ GeV}/c^2$, die durch die $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ Zerfälle verursacht wird.

Um die Massenauflösung und die D^0 -Masse zu bestimmen, wird ein Fit an das $K\pi$ -Spektrum durchgeführt. Für die Bestimmung des Untergrundes wird der $K\pi$ -Massenbereich von $1.75 \text{ GeV}/c^2$ bis $2.4 \text{ GeV}/c^2$ verwendet. Die Anzahl der D^0 -Mesonen im Signal wird auf die in der Massendifferenzverteilung bestimmte Anzahl von 148 ± 15 fixiert.

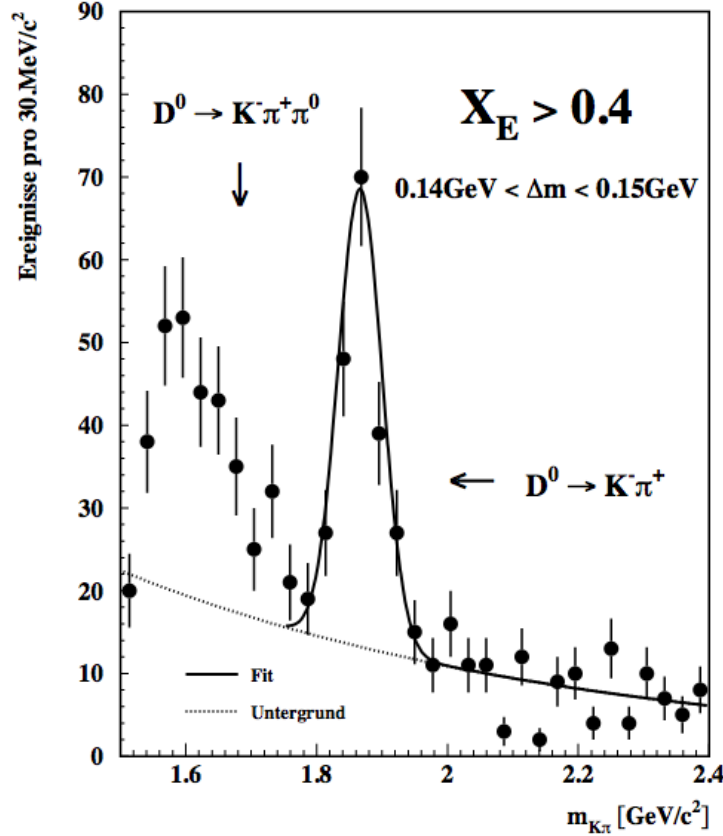


Abbildung 25: Fit an die $K\pi$ -Massenverteilung nach Schnitt an die Massendifferenz.

Als Parametrisierung wird folgender Ansatz gewählt:

$$f(m_{K\pi}) = n(N_D) \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(m_{K\pi} - m_D)^2}{\sigma_D^2}} + N_{back} \cdot e^{-\alpha \cdot m_{K\pi}}$$

Das Ergebnis des Fits ist in Abbildung 25 zu sehen. Der im Massenintervall oberhalb $1.75 \text{ GeV}/c^2$ bestimmte Untergrund ist in den Bereich der Überhöhung aufgrund des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ extrapoliert. Die D^0 -Masse wird bestimmt zu:

$$m_D = 1866.7 \pm 3.9 \text{ MeV}/c^2$$

in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert $1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ [8]. Die bei der Rekonstruktion des Zerfalls $D_s^+ \rightarrow \Phi\pi^+$ [40] gefundene systematische Abweichung der in-

varianten Masse um $7 \text{ MeV}/c^2$ wird im D^0 -Zerfall nicht beobachtet. Für die Breite des D^0 -Signals erhält man:

$$\sigma_D = 33.6 \pm 3.9 \text{ MeV}/c^2$$

Für die Monte Carlo Simulation liegt der entsprechende Wert bei $27 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$. Wie auch bei der Bestimmung des primären Vertex, Abbildung 15, und der Impaktparameter zu den Zerfallsvertizes, Abbildung 18, zu sehen, wird in der Simulation die Genauigkeit der Spurmessung überschätzt.

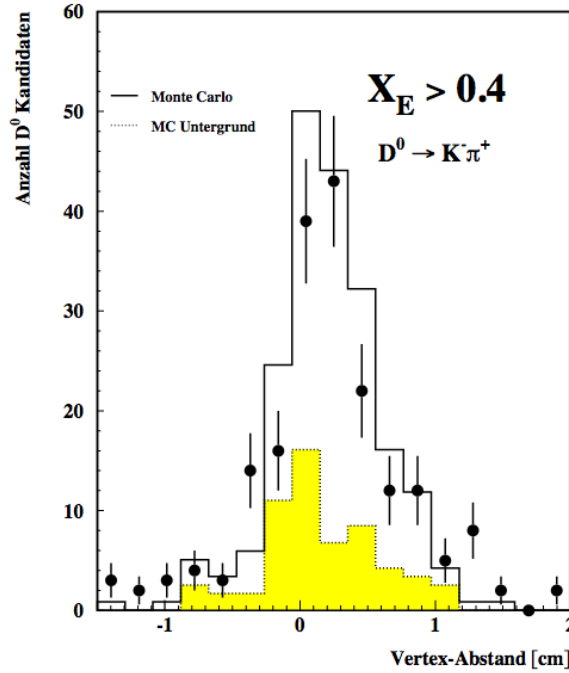


Abbildung 26: Abstand des primären zum D^0 -Vertex für rekonstruierte D^{*+} -Zerfälle

Die Verteilung ΔL_{D^0} des Abstandes der D^0 -Zerfallsvertizes zum primären Vertex ist in Abbildung 26 zu sehen. Verwendet sind D^0 -Kandidaten aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, deren invariante Masse zwischen $1.79 \text{ GeV}/c^2 < m_{K\pi} < 1.94 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Alle Kandidaten stammen aus D^{*+} Zerfällen, bei denen die Energie $X_E > 0.4$ und die Massendifferenz im Intervall $143.5 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m < 147.5 \text{ MeV}/c^2$ ist. Die durch die Vertexrekonstruktion bestimmte Verteilung zeigt das erwartete Verhalten. Eine Bestimmung der D^0 -Lebensdauer ist, aufgrund des Untergrundes von D^0 -Mesonen aus Zerfällen von B -Hadronen, direkt nicht möglich. In [41] ist eine Messung der D^0 -Lebensdauer in Ereignissen mit D -Lepton-Korrelationen zu finden.

5.6.2 Die D^{*+} -Energiespektren für beide Zerfallskanäle

Um das Energiespektrum der rekonstruierten D^{*+} -Mesonen für beide Zerfallskanäle zu bestimmen, wird der Bereich von $0.2 < X_E < 0.9$ in jeweils sieben Intervalle eingeteilt. Oberhalb von $X_E = 0.9$ ist für beide Zerfallskanäle kein signifikantes Signal mehr zu erkennen. Für jedes Intervall wird dann durch einen Fit an die Massendifferenzverteilung die Anzahl der D^{*+} -Mesonen bestimmt. Hierfür wird erneut die in Gleichung 5.1 angegebene Parametrisierung verwendet. Die Breite σ und der Mittelwert $\overline{\Delta m}$ des Signals wird für jeden Zerfallskanal aus allen sieben Verteilungen zusammen bestimmt. Man verbessert so die Konvergenz der Fits für die Intervalle bei kleinen Energien, in denen der kombinatorische Untergrund dominiert.

X_E	$N_{D^{*+}}$	N_{back}	MC-Effizienz
0.2 – 0.3	115 ± 17	129 ± 28	0.33 ± 0.04
0.3 – 0.4	79 ± 13	67 ± 20	0.36 ± 0.04
0.4 – 0.5	38 ± 9	29 ± 13	0.39 ± 0.05
0.5 – 0.6	49 ± 8	12 ± 8	0.36 ± 0.06
0.6 – 0.7	42 ± 7	4 ± 5	0.30 ± 0.06
0.7 – 0.8	15 ± 4	2 ± 3	0.29 ± 0.08
0.8 – 0.9	6 ± 3	1 ± 2	0.44 ± 0.10

Tabelle 6: Anzahl der rekonstruierten $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ Zerfälle

X_E	$N_{D^{*+}}$	N_{back}	MC-Effizienz
0.2 – 0.3	94 ± 29	320 ± 54	0.34 ± 0.04
0.3 – 0.4	80 ± 27	131 ± 66	0.27 ± 0.04
0.4 – 0.5	62 ± 19	69 ± 42	0.37 ± 0.06
0.5 – 0.6	66 ± 14	28 ± 27	0.25 ± 0.05
0.6 – 0.7	26 ± 9	22 ± 17	0.43 ± 0.09
0.7 – 0.8	12 ± 5	7 ± 8	0.40 ± 0.14
0.8 – 0.9	3 ± 2	1 ± 1	0.27 ± 0.19

Tabelle 7: Anzahl der rekonstruierten $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ Zerfälle

Die Ergebnisse der Fits sind für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ in Tabelle 6 und für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ in Tabelle 7 zusammengefaßt. Für die Bestimmung der Anzahl der Untergrundereignisse im Signalbereich wird der Untergrund jeweils über eine Breite von zwei Standardabweichungen integriert. Wie man aus den Tabellen entnehmen kann, fällt der Untergrund für beide Kanäle bei größeren Energien stark ab.

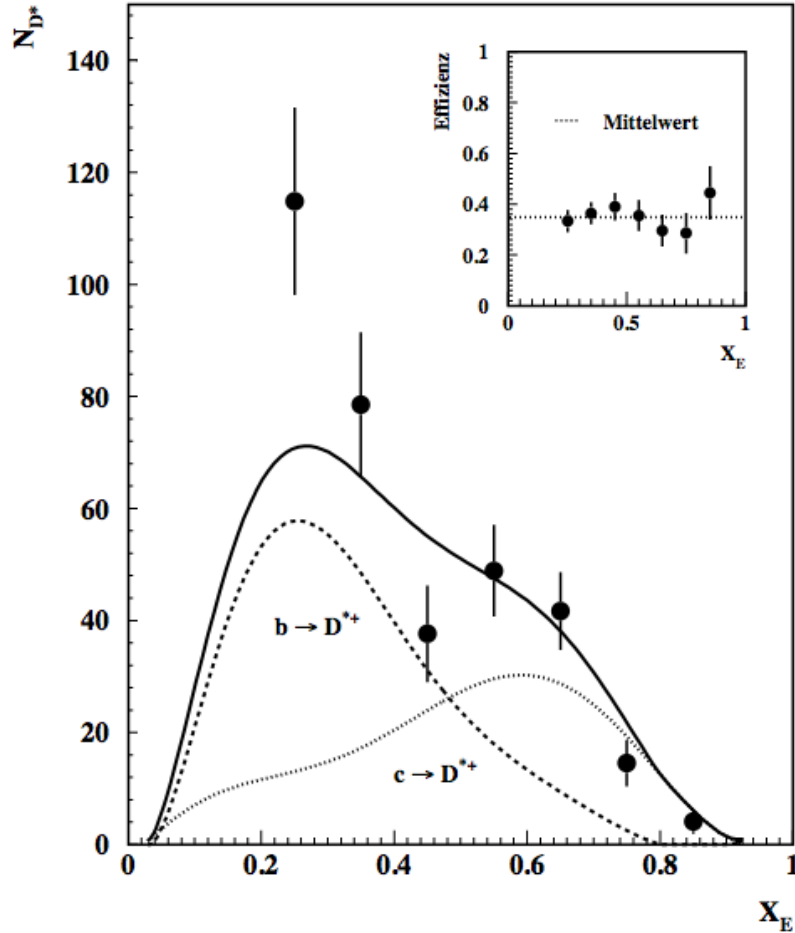


Abbildung 27: X_E -Verteilung (großes Bild) und Effizienzen (kleines Bild) für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$

Durch das breitere Massendifferenzsignal und das größere $K\pi$ -Massenintervall für den Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$, erhält man, verglichen mit dem anderen Zerfall, einen deutlich höheren Untergrund.

Mit der Monte Carlo Simulation des Detektors wird die Rekonstruktionseffizienz für jedes Energieintervall aus dem Verhältnis der rekonstruierten zu den generierten D^{*+} -Mesonen bestimmt. Die Werte sind in den Tabellen 6 und 7 angegeben. Im oberen kleinen Bild in der Abbildung 27 ist die Rekonstruktionseffizienz für den Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ gegen die Energie aufgetragen. In Rahmen der Fehler ist keine Energieabhängigkeit festzustellen. Die mittlere Rekonstruktionseffizienz liegt bei $35 \pm 2\%$. Wie in dem entsprechenden Bild in Ab-

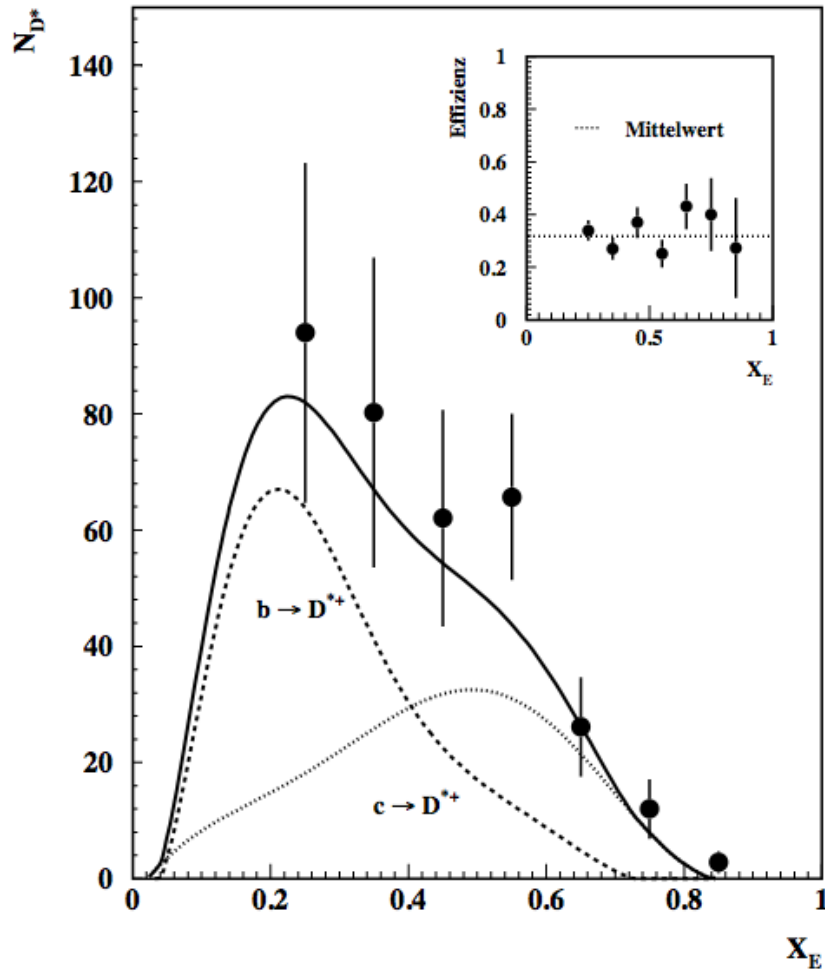


Abbildung 28: X_E -Verteilung (großes Bild) und Effizienzen (kleines Bild) für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$

Abbildung 28 zu sehen ist, ist auch für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ keine signifikante Energieabhängigkeit zu erkennen. Für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz werden in diesem Fall nur Ereignisse aus der Überhöhung bei $1.62 \text{ GeV}/c^2$ im $K\pi$ -Massenspektrum verwendet. Der Mittelwert liegt bei $32 \pm 2\%$.

Ein Vergleich der gemessenen Energiespektren mit der Vorhersage des JETSET 7.3 Parton Schauer Monte Carlos ist in den Abbildungen 27 und 28 zu sehen. Die Parameter ϵ_c und ϵ_b der Peterson Fragmentierungsfunktionen für b - und c -Quarks werden so gewählt, daß die bei LEP gemessene mittlere Energie für B -Hadronen und für D^{*+} -Mesonen aus Charm-Ereignissen reproduziert werden. Der gemessene Wert für B -Hadronen liegt bei

$\langle X_E \rangle_b = 0.705 \pm 0.011$ [19]. Die mittlere Energie der D^{*+} -Mesonen aus Zerfällen von B -Hadronen liegt ungefähr bei $\langle X_E \rangle \simeq 0.34$. Der Rest der Energie wird jeweils auf die übrigen Zerfallsprodukte der B -Hadronen verteilt. Für D^{*+} -Mesonen aus Charm-Ereignissen erhält man $\langle X_E \rangle_c = 0.507 \pm 0.013$ als Mittelwert über die Messungen in Tabelle 3. Das heißt, die mittlere Energie der D^{*+} -Mesonen ist für Charm-Ereignisse deutlich höher als für Bottom-Ereignisse.

Die in den Abbildungen gezeigten Monte Carlo Energiespektren für b - und c -Quarks sind auf die Anzahl der selektierten hadronischen Ereignisse normiert und mit der mittleren Rekonstruktionseffizienz für den jeweiligen Zerfallskanal multipliziert. Für beide Zerfallskanäle findet man eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Energiespektren. Da bei dem Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ das π^0 nicht rekonstruiert werden konnte, ist hier das Monte Carlo Energiespektrum ebenfalls nur mit den geladenen Teilchen berechnet. Die in den Daten beobachtete Verschiebung aufgrund der fehlenden Energie des π^0 wird gut beschrieben.

6. Die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks bestimmt man aus der Winkelverteilung der D^{*+} -Mesonen. Besonderen Wert muß dabei auf die Behandlung des kombinatorischen Untergrunds und des Anteils der D^{*+} -Mesonen aus b -Ereignissen gelegt werden.

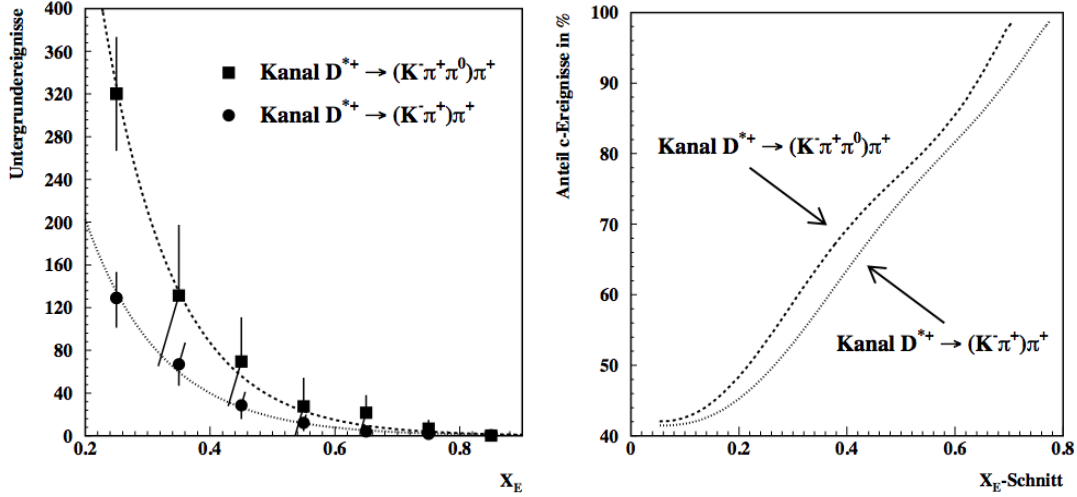


Abbildung 29: Die X_E -Verteilung des kombinatorischen Untergrunds (links) und (rechts) der relative Anteil der c -Ereignisse in Abhängigkeit des X_E -Schnitts

Im linken Bild in Abbildung 29 ist die Energieverteilung des kombinatorischen Untergrunds (vgl. Tabelle 6 und 7) für beide Zerfallskanäle zu sehen. Mit zunehmender Energie fallen die Verteilungen exponentiell ab. Durch das breitere Massendifferenzsignal und das größere $K\pi$ -Massenintervall ist der kombinatorische Untergrund für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ höher als für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$.

Da bei großen Energien der kombinatorische Untergrund klein ist, wird durch einen Schnitt in das Energiespektrum der D^{*+} -Mesonen ein Großteil dieses Untergrunds unterdrückt. Gleichzeitig steigt durch diesen Schnitt der relative Anteil $R_c = \frac{N_c}{N_c + N_b}$ der D^{*+} -Mesonen aus c -Ereignisse an, da diese im Mittel eine höhere Energie haben als D^{*+} -Mesonen aus b -Ereignissen. Die JETSET Vorhersage für R_c in Abhängigkeit vom X_E -Schnitt ist im rechten Bild in Abbildung 29 gezeigt. Da für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ das π^0 nicht rekonstruiert wird, ist das aus den geladenen Spuren berechnete X_E -Spektrum zu kleinen Energien verschoben. Dieses führt zu der Abweichung zwischen den beiden Zerfallskanälen, die in dem Bild zu sehen ist.

Wie in Tabelle 8 angegeben, verwendet man zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie einen härteren Energieschnitt von $X_E > 0.4$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ relative zu $X_E > 0.3$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$. Hierdurch

	$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$	$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$
X_E -Schnitt	0.3	0.4
$R_c = \frac{N_c}{N_c + N_b}$	54.4 %	67.5 %
Anzahl D^{*+} -Mesonen	199 ± 18	121 ± 19
Signal zu Untergrund	2.5 : 1	1.4 : 1

Tabelle 8: Anzahl der D^{*+} -Mesonen für die Messung von A_{FB}^c

wird der Einfluß des höheren kombinatorischen Untergrund zu reduzieren. Der relative Anteil der c -Ereignissen nach diesen Schnitten beträgt 54.4 % für den Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ und 67.5 % für den Kanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$. Variiert man $\langle X_E \rangle_b$ und $\langle X_E \rangle_c$ jeweils eine Standardabweichung um den LEP-Mittelwert, so erhält man für beide Zerfallskanäle eine Unsicherheit von $\Delta R_c = 1\%$.

Im Bereich der Z -Resonanz erwartet man eine große Abhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von der Schwerpunktsenergie. Aus diesem Grund verwendet man nur Ereignisse mit $\sqrt{s} \simeq m_Z$ für die Bestimmung von A_{FB}^c . Nach diesen Schnitten verbleiben 199 ± 18 D^{*+} -Mesonen für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ bei einem Signal zu Untergrund-Verhältnis von 2.5 zu 1. Die Anzahl der D^{*+} -Mesonen für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ beträgt 121 ± 19 . Das Verhältnis von Signal zu Untergrund liegt hier bei 1.4 zu 1. Nach den Schnitten verbleiben von den ursprünglich ca. 700 rekonstruierten D^{*+} -Mesonen insgesamt 320 ± 26 für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie.

6.1 Die differentielle Asymmetrie

Die differentielle Asymmetrie kann direkt aus der unkorrigierten $\cos \theta$ -Verteilung der D^{*+} -Mesonen bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen der differentiellen Asymmetrie und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist gegeben durch:

$$A(\cos \theta) = \frac{N_{total}^+(\cos \theta) - N_{total}^-(\cos \theta)}{N_{total}^+(\cos \theta) + N_{total}^-(\cos \theta)} = \frac{8}{3} A_{FB}^{obs} \frac{\cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (6.1)$$

mit

$$N_{total}^\pm(\cos \theta) = N_{D^{*+}}(\cos \theta) + N_{D^{*-}}(-\cos \theta).$$

N_{total}^+ ist die Summe der D^{*+} -Mesonen in Vorwärtsrichtung und der D^{*-} -Mesonen in Rückwärtsrichtung für ein $\cos \theta$ -Intervall. Die Sensitivität der differentiellen Asymmetrie auf A_{FB}^{obs} skaliert mit dem $\cos \theta$ -Term in Gleichung 6.1, ist also für kleine Streuwinkel am größten.

Für jedes $\cos \theta$ -Intervall erhält man die totale Anzahl der D^{*+} -Mesonen und die differentielle Asymmetrie durch einen kombinierten Fit der Massendifferenzverteilungen, die nach den Ladungskombinationen N_{total}^+ und N_{total}^- getrennt sind. Gleichzeitig wird im Fit

der kombinatorische Untergrund für jede Verteilungen bestimmt und geht daher nicht in die differentielle Asymmetrie ein. Die Parametrisierung für den Fit ist gegeben durch:

$$f(\Delta m) = n(N_{D^*}, A) \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta m - \overline{\Delta m})^2}{\sigma^2}} + N_{back}^{\pm} \cdot (\Delta m - m_{\pi^+})^{\alpha}$$

Die Breite σ und der Mittelwert $\overline{\Delta m}$ des Signal wird für jeden Zerfallskanal auf die Ergebnisse aus Kapitel 5.6 fixiert. Hierdurch verbessert man die Konvergenz der Fits für die einzelnen $\cos\theta$ -Intervalle. Die Normierung des Signals ist so gewählt, daß die Anzahl der D^{*+} -Mesonen N_{D^*} und die differentielle Asymmetrie A direkt im Fit bestimmt werden. Weitere Parameter sind die Normierung N_{back}^{\pm} und der Exponent α für den Untergrund. Fluktuationen im Untergrund werden durch Trennung der Normierung in N_{back}^+ und N_{back}^- berücksichtigt.

6.2 Diskussion der systematischen Fehlerquellen

Die differentielle Asymmetrie ist nicht sensitiv auf Schwankungen der Akzeptanz oder auf Unterschiede bei der Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen zwischen beiden Detektorhemisphären. Nur eine Ladungsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz, die zudem noch unterschiedlich in beiden Hemisphären des Detektors sein muß, kann die Messung der differentiellen Asymmetrie beeinflussen. Da ein D^{*+} -Meson aus einer Kombination unterschiedlich geladener Zerfallsprodukte rekonstruiert wird, sind derartige, ladungsabhängige Akzeptanzprobleme nur schwer vorstellbar.

Akzeptanzprobleme durch Fehler in der Kalibration und in der Justierung des Detektors werden in invarianten Massenspektren sichtbar. In Referenz [42] werden Rekonstruktionsprobleme in den Daten, die DELPHI im Jahr 1990 genommen hat, anhand von D^0 - und Δm -Spektren diskutiert¹³. Die Probleme werden sowohl in der Form der Signale als auch in der Anzahl der rekonstruierten Mesonen deutlich.

Derartige Unterschiede lassen sich nicht in den zur Messung der differentiellen Asymmetrie verwendeten Daten aus dem Jahr 1991 beobachten. Der Anteil der rekonstruierten positiven D^* -Mesonen beträgt $56 \pm 9\%$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ und $55 \pm 13\%$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$. $54 \pm 9\%$ bzw. $53 \pm 12\%$ aller Mesonen werden in positiver z -Richtung im Detektor nachgewiesen. Es ist keine signifikante Abweichung in der Form der Spektren erkennbar.

Ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten D^{*+} -Mesonen beeinflusst die Messung der differentiellen Asymmetrie. Aufgrund der vorhandenen Asymmetrie kann die systematische Abweichung unterschiedlich groß für N_{total}^+ und N_{total}^- sein. In der Monte Carlo Simulation läßt sich der Fehler der Anzahl der D^{*+} -Mesonen direkt bestimmen und mit der erwarteten statistischen Abweichung vergleichen. Man kann die systematische Unsicherheit auch abgeschätzt, indem man die Daten in mehrere Spektren

¹³Die Daten aus dem Jahr 1990 werden aus diesem Grund nicht in der Arbeit verwendet !

aufteilt und das Ergebnis der Fits an die Einzelspektren mit dem Ergebnis der totalen Verteilung vergleicht. In beiden Fällen sind keine Abweichungen festzustellen, die nicht mit dem statistischen Fehler verträglich sind. Eine konservative Abschätzung, bei der die beobachteten Schwankungen als obere Grenze des systematischen Fehlers interpretiert werden, ergibt eine Unsicherheit von $\delta = \pm 3\%$ bzw. $\delta = \pm 10\%$ für die Zerfallskanäle $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ und $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$. Nimmt man an, daß der systematische Fehler bei der Bestimmung der Anzahl der D^{*+} -Mesonen keine Asymmetrie zeigt, so ergibt sich folgende systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der differentiellen Asymmetrie:

$$\Delta A_{FB}^{Obs} = \delta \cdot A_{FB}^{Obs}$$

6.3 Die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die Ergebnisse des Fits zur Bestimmung der unkorrigierten $\cos\theta$ -Verteilung der D^{*+} -Mesonen und der differentiellen Asymmetrie sind in den Tabellen 9 und 10 aufgetragen. Die Werte basieren auf 199 ± 18 bzw. 121 ± 19 nachgewiesenen D^{*+} -Mesonen aus den Zerfallskanälen $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ und $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$ nach Subtraktion des Untergrunds.

$\cos\theta$ -Intervall	Anzahl der D^{*+}	diff. Asymmetrie
0.00 – 0.25	35 ± 8	$+0.086 \pm 0.208$
0.25 – 0.45	47 ± 8	-0.112 ± 0.170
0.45 – 0.60	43 ± 8	-0.105 ± 0.175
0.60 – 0.75	41 ± 8	$+0.196 \pm 0.187$
0.75 – 0.91	33 ± 7	$+0.447 \pm 0.209$

Tabelle 9: Die differentiell Asymmetrie für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$

$\cos\theta$ -Intervall	Anzahl der D^{*+}	diff. Asymmetrie
0.00 – 0.45	39 ± 12	$+0.069 \pm 0.231$
0.45 – 0.65	35 ± 10	$+0.243 \pm 0.228$
0.65 – 0.91	47 ± 11	$+0.083 \pm 0.176$

Tabelle 10: Die differentiell Asymmetrie für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^0) \pi^+$

In Abbildung 30 sind die unkorrigierte und normierte $\cos\theta$ -Verteilungen für beide Zerfallskanäle zu sehen. Die Normierung ist so gewählt, daß das Integral über die $\cos\theta$ -Verteilung für jeden Zerfallskanal 1 ist.

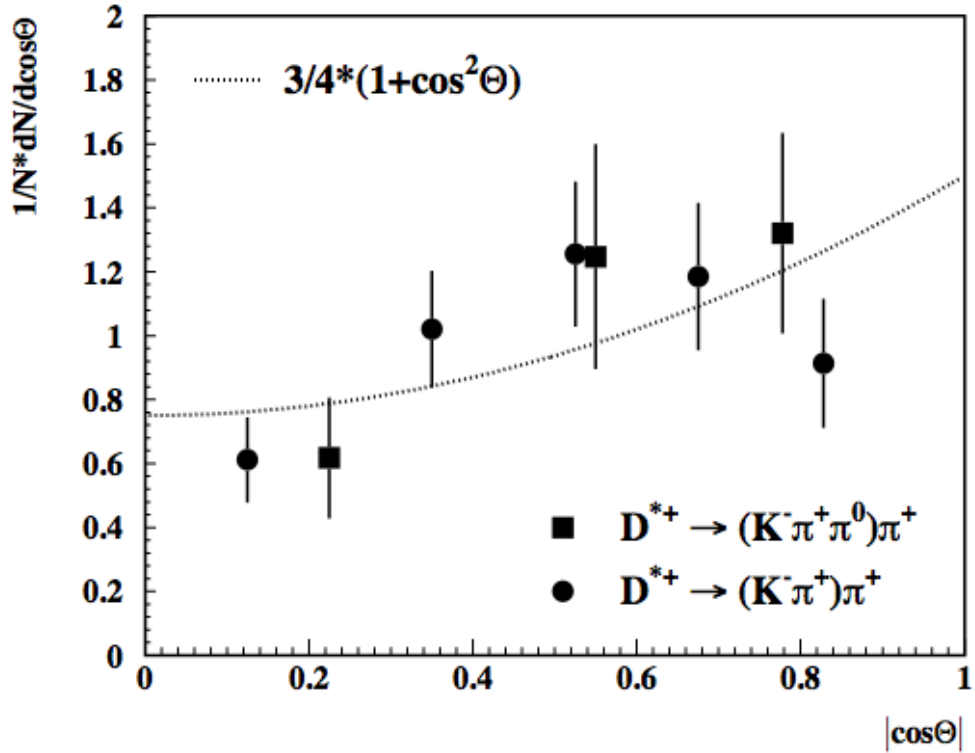


Abbildung 30: Normierte unkorrigierte $\cos\theta$ -Verteilung für beide Zerfallskanäle

Die eingezeichnete Linie ist die erwartete Winkelverteilung:

$$f(\cos\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)$$

Im Rahmen der statistischen Fehler ist eine befriedigende Übereinstimmung der gemessenen $\cos\theta$ -Verteilungen mit dem erwarteten Verlauf festzustellen. Kleine Variationen der Akzeptanz in Abhängigkeit von $\cos\theta$ gehen nicht in die Bestimmung der differentiellen Asymmetrie ein.

In Abbildung 31 sind die differentiellen Asymmetrieverteilungen für beide Zerfallskanäle gezeigt. Die Verteilungen stimmen im Rahmen der Fehler gut mit der funktionalen Abhängigkeit aus Gleichung 6.1 überein.

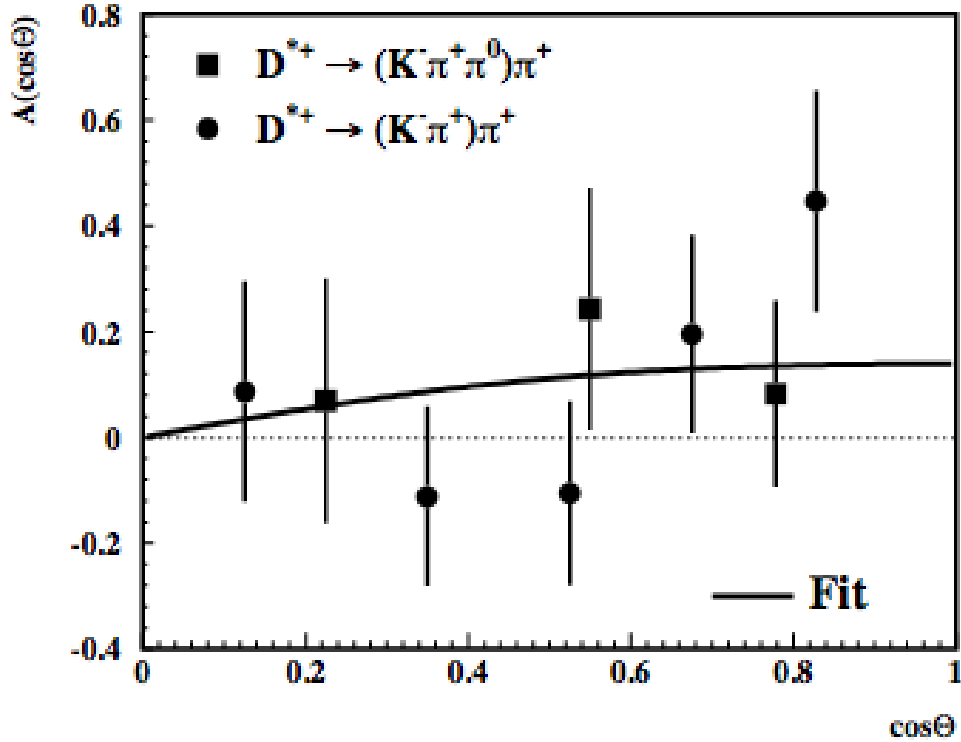


Abbildung 31: *Fit an die differentielle Asymmetrieverteilung für beide Zerfallskanäle*

Aus dem Fit der differentiellen Asymmetrieverteilung an Gleichung 6.1 erhält man $A_{FB}^{obs} = 0.094 \pm 0.082 \pm 0.003$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ und $A_{FB}^{obs} = 0.112 \pm 0.109 \pm 0.011$ für den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$. Kombiniert man die Verteilungen, so ergibt sich die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zu:

$$A_{FB}^{obs} = 0.100 \pm 0.066(stat) \pm 0.010(sys), \quad (6.2)$$

bei einem $\chi^2 = 0.82 \times 7$ Freiheitsgrade. Die beobachtete Asymmetrie enthält Beiträge von c - und b -Ereignissen.

6.4 Die Beiträge durch D^{*+} -Mesonen aus b -Ereignissen

Berücksichtigt man die Beiträge von c - und b -Ereignissen, so läßt sich die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für jeden Zerfallskanal schreiben als:

$$A_{FB}^{obs} = R_c \cdot A_{FB}^c + (1 - R_c) \cdot A_{FB}^{b,mix} \quad (6.3)$$

In Tabelle 8 sind für beide Zerfallskanäle die Monte Carlo Vorhersagen für den relativen Anteil $R_c = \frac{N_c}{N_c + N_b}$ der c -Ereignisse angegeben. Die in der differentiellen Asymmetrie der D^{*+} -Mesonen beobachtete b -Asymmetrie $A_{FB}^{b,mix}$ ist kleiner als die tatsächliche Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB}^b . Durch $B^0 - \bar{B}^0$ - und $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ -Mischung reduziert sich die beobachtete Asymmetrie auf:

$$A_{FB}^{b,mix} = (1 - 2\chi) \cdot A_{FB}^b$$

Der Mischungsparameter χ gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein B -Meson vor dem Zerfall in sein Antiteilchen übergeht. In Tabelle 11 sind die Messungen der $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischungsparameter χ_d von ARGUS und CLEO aufgetragen. Der Mittelwert der Messungen liegt bei $\chi_d = 0.167 \pm 0.037$. Beide Experimente messen auf dem $\Upsilon 4S$ unterhalb der Schwelle für B_S^0 -Produktion und sind daher nicht sensitiv auf Beiträge durch $B_S^0 - \bar{B}_S^0$ -Mischung. Im Standardmodell erwartet man für den Mischungsparameter $\chi_s = 0.4 - 0.5$.

Experiment	χ_d
ARGUS [43]	0.171 ± 0.048
CLEO [44]	$0.160 \pm 0.042 \pm 0.042$
Mittelwert	0.167 ± 0.037

Tabelle 11: $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischungsparameter

Messungen der $B - \bar{B}$ -Mischung mit nachgewiesenen Leptonen in b -Ereignissen bei LEP enthalten Beiträge von χ_d und χ_s . Da hierbei die relativen Anteile der B^0 - und B_S^0 -Mesonen von den semileptonischen Zerfallsbreiten abhängen, sind diese Messungen nicht direkt zur Korrektur des b -Anteils der differentiellen Asymmetrie von D^{*+} -Mesonen verwendbar.

In Tabelle 12 ist die JETSET 7.3 Vorhersage für die relative Häufigkeit der D^{*+} -Mesonen aus den Zerfällen in b -Ereignissen aufgetragen. Es dominiert hierbei die D^{*+} -Produktion über den Zerfallskanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} + X$, während die Produktion in B_S^0 - und B^- -Zerfällen stark unterdrückt ist. Die Beiträge der einzelnen Kanäle zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie sind ebenfalls der Tabelle 12 zu entnehmen. Die Produktion von c -Quarks über den Prozeß $\bar{b} \rightarrow W^+ \rightarrow c \rightarrow D^{*+}$ wird mit einer relativ hohen Wahrscheinlichkeit vorhergesagt. Die beobachtete Asymmetrie der über den Zerfall des W -Bosons produzierten D^{*+} -Mesonen hat ein negatives Vorzeichen. Die D^{*+} -Produktion in Zerfällen von B_c -Mesonen und b -Baryonen, sowie in der Fragmentierung von b -Quarks trägt so gut wie nicht zur Asymmetrie bei.

Zerfall	relative Häufigkeit	beobachtete Asymmetrie
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} + X$	88.6 %	$(1 - 2\chi_d) \cdot A_{FB}^b$
$B^- \rightarrow D^{*+} + X$	2.7 %	A_{FB}^b
$\bar{B}_S^0 \rightarrow D^{*+} + X$	0.8 %	$(1 - 2\chi_s) \cdot A_{FB}^b$
$\bar{b} \rightarrow W^+ \rightarrow c \rightarrow D^{*+}$	5.4 %	$-A_{FB}^{b,mix}$
<i>andere*</i>	2.5 %	~ 0

* Fragmentation, B_c , b - Baryon $\rightarrow D^{*+} +$ Baryon, ...

Tabelle 12: *Relative Häufigkeit der D^{*+} -Produktion in b -Zerfällen*

6.5 Die Bestimmung des effektiven Weinbergwinkels

Der effektive Weinbergwinkel wird durch ein Fit an die differentiellen Asymmetrieverteilungen bestimmt. Die Beiträge zur beobachteten Asymmetrie in Gleichung 6.3 werden hierzu durch $\sin^2 \theta_{eff}$ ausgedrückt. Der Zusammenhang zwischen den Kopplungen und dem effektiven Weinbergwinkel ist in Gleichung 2.2 gegeben. Die aus den Kopplungen resultierende Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird mittels des Programms ZFITTER berechnet, wodurch QED und schwache Korrekturen berücksichtigt werden. Aus dem kombinierten Fit an die differentiellen Asymmetrieverteilungen beider Zerfallskanäle erhält man:

$$\sin^2 \theta_{eff} = 0.221 \pm 0.017(stat) \pm 0.003(sys)$$

bei einem $\chi^2 = 0.81 \times 7$ Freiheitsgrade.

Der größte Beitrag zum angegebenen systematischen Fehler (Tabelle 13) ist bedingt durch die systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der beobachteten Asymmetrie A_{FB}^{obs} . Die systematischen Fehler aufgrund der Korrektur für den b -Anteil setzt sich aus den Unsicherheiten in den $B - \bar{B}$ -Mischungsparametern und in den Produktionsraten zusammen. Die dominanten Beiträge sind hierbei durch den Fehler im Mischungsparameter χ_d und durch die Unsicherheit in der Rate für den Prozeß $\bar{b} \rightarrow W^+ \rightarrow c \rightarrow D^{*+}$ gegeben. Die Variationen in den Produktionsraten für D^{*+} -Mesonen in B -Zerfällen sind konservativ abgeschätzt, um Unsicherheiten in der Fragmentierung und mögliche Unterschiede in den D^{*+} -Rekonstruktionseffizienzen für b - und c -Ereignisse zu berücksichtigen. Die Fehler durch Unsicherheiten in der Schwerpunktsenergie und in den Parametern m_Z , m_{top} und m_H des Standardmodells sind von minderer Bedeutung.

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für die Produktion von c -Quarks auf der Z -Resonanz ist durch den effektiven Weinbergwinkel bestimmt. Die Berechnung mittels des Programms ZFITTER ergibt:

$$A_{FB}^c = 0.107 \pm 0.075(stat) \pm 0.013(sys)$$

Quelle des Fehlers	Variation	$\Delta \sin^2 \theta_{eff}$
ΔA_{FB}^{obs}		± 0.0024
$\sqrt{s} = 91.207 \text{ GeV}$	$\pm 0.02 \text{ GeV}$	± 0.0002
$\chi_d = 0.167$	± 0.037	± 0.0011
$\chi_s = 0.5$	$0.4 - 0.5$	< 0.0001
$P_{c \rightarrow D^{*+}}$	$\pm 20 \%$	± 0.0003
$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} + X)$	$\pm 30 \%$	± 0.0001
$BR(B^- \rightarrow D^{*+} + X)$	$\pm 30 \%$	± 0.0001
$BR(\bar{B}_S^0 \rightarrow D^{*+} + X)$	$\pm 50 \%$	± 0.0001
$P_{\bar{b} \rightarrow W^+ \rightarrow c \rightarrow D^{*+}}$	$\pm 100 \%$	± 0.0012
$m_Z = 91.175 \text{ GeV}/c^2$	$\pm 0.03 \text{ GeV}/c^2$	
$m_{top} = 130 \text{ GeV}/c^2$	$50 - 200 \text{ GeV}/c^2$	± 0.0002
$m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$	$10 - 1000 \text{ GeV}/c^2$	
Total		± 0.003

Tabelle 13: Beiträge zum systematischen Fehler von $\sin^2 \theta_{eff}$

6.6 Vergleich mit anderen Experimenten

In Tabelle 14 sind Ergebnisse der Messungen des effektiven Weinbergwinkels von DELPHI zusammengestellt. Hierzu gehören die Messung der b -Asymmetrie aus semileptonischen Zerfällen in Elektronen und Myonen [45], die Messungen der leptonischen Asymmetrien und der Z -Linienbreite [47], sowie die Messung der Ladungsasymmetrie hadronischer Z -Zerfälle [46]. Das Wert für $\sin^2 \theta_{eff}$ aus der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks stimmt gut mit den anderen Messungen überein.

Methode	$\sin^2 \theta_{eff}$
A_{FB}^b mit Leptonen [45]	$0.2269 \pm 0.0050 \pm 0.0017$
A_{FB}^c mit D^{*+} -Mesonen	$0.221 \pm 0.017 \pm 0.003$
$q\bar{q}$ -Ladungsasymmetrie [46]	$0.2335_{-0.0035}^{+0.0047}$
Fit an Z -Linienbreite und $A_{FB}^{e,\mu,\tau}$ [47]	$0.2335 \pm 0.0015_{-0.0004}^{+0.0001}$

Tabelle 14: Messungen des effektiven Weinbergwinkels von DELPHI

Die Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks mit nachgewiesenen D -Mesonen bei Energien unterhalb der Z -Resonanz sind in Tabelle 15 zusammengestellt. Um vergleichbare Resultate zu erhalten, sind die QED- und QCD-Korrekturen aus den Ergebnissen von TASSO und VENUS entsprechend den Angaben in den Publikationen korrigiert worden.

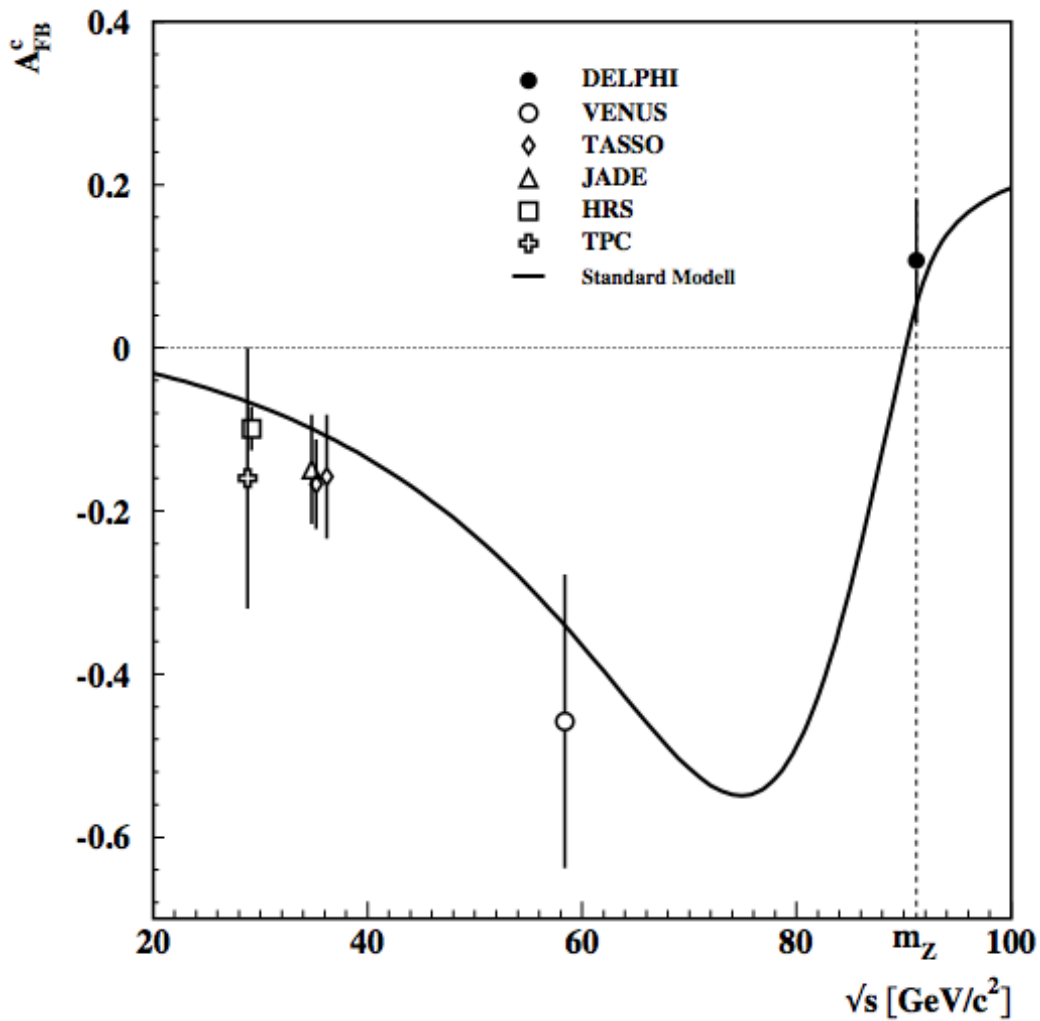


Abbildung 32: *Die gemessene Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks bei verschiedenen Schwerpunktsenergien*

In Abbildung 32 sind die Ergebnisse aus Tabelle 15 zusammen mit dem Resultat dieser Arbeit als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Die statistischen und systematischen Fehler sind jeweils quadratisch addiert. Die Vorhersage des Standardmodells für $m_Z = 91.175 \text{ GeV}/c^2$, $m_{top} = 130 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ und $\sin^2 \theta_W = 0.230$ ist mit dem Programm ZFITTER berechnet. Die Energieabhängigkeit der Charm-Quark Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wird zwischen PEP- und LEP-Energien vom Standardmodell gut beschrieben.

\sqrt{s}	A_{FB}^c	Experiment
29.0 GeV	-0.16 ± 0.16	TPC[48]
29.0 GeV	-0.099 ± 0.027	HRS[49]
35.0 GeV	-0.149 ± 0.067	JADE[50]
35.0 GeV	$-0.168 \pm 0.047 \pm 0.027$	TASSO[51]
36.2 GeV	$-0.160 \pm 0.072 \pm 0.011$	TASSO[51]
58.2 GeV	$-0.49^{+0.19}_{-0.17} \pm 0.04$	VENUS[52]

Tabelle 15: A_{FB}^c -Messungen bei Energien unterhalb der Z-Resonanz

Eine Zusammenstellung der Messungen von A_{FB}^c bei LEP ist in Tabelle 16 gegeben. Der Mittelwert über die Ergebnisse von ALEPH, DELPHI und OPAL mit rekonstruierten D^{*+} -Mesonen ergibt sich zu $A_{FB}^c = 0.070 \pm 0.038$. ALEPH und OPAL haben Ergebnisse zur Charm-Asymmetrie, zusammen mit der Bottom-Asymmetrie, aus einer mehrdimensionalen Analyse der P_T/P -Verteilung von Leptonen in hadronischen Ereignissen veröffentlicht. Nimmt man diese Messungen hinzu, so erhält man den LEP-Mittelwert $A_{FB}^c = 0.072 \pm 0.027$ [56]. Bei der Mittelung sind Korrelationen der systematischen Fehler berücksichtigt worden.

Experiment	Methode	A_{FB}^c
ALEPH[14]	D^*	$0.045 \pm 0.076 \pm 0.004$
DELPHI	D^*	$0.107 \pm 0.075 \pm 0.013$
OPAL[53]	D^*	$0.064 \pm 0.049 \pm 0.024$
Mittelwert[56]	D^*	0.070 ± 0.038
ALEPH[54]	e, μ	$0.064 \pm 0.039 \pm 0.030$
L3[55]	e, μ	$0.083 \pm 0.038 \pm 0.027$
Mittelwert[56]	e, μ	0.074 ± 0.037
LEP-Mittelwert[56]		0.072 ± 0.027

Tabelle 16: A_{FB}^c -Messungen bei LEP

In Abbildung 33 sind die Ergebnisse zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks graphisch dargestellt. Das Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Vorhersage des Standardmodells von der Top- und Higgs-Masse. Die Genauigkeit des kombinierten LEP-Mittelwerts reicht jedoch noch nicht aus, Grenzen für den Wert der Top-Masse zu erhalten.

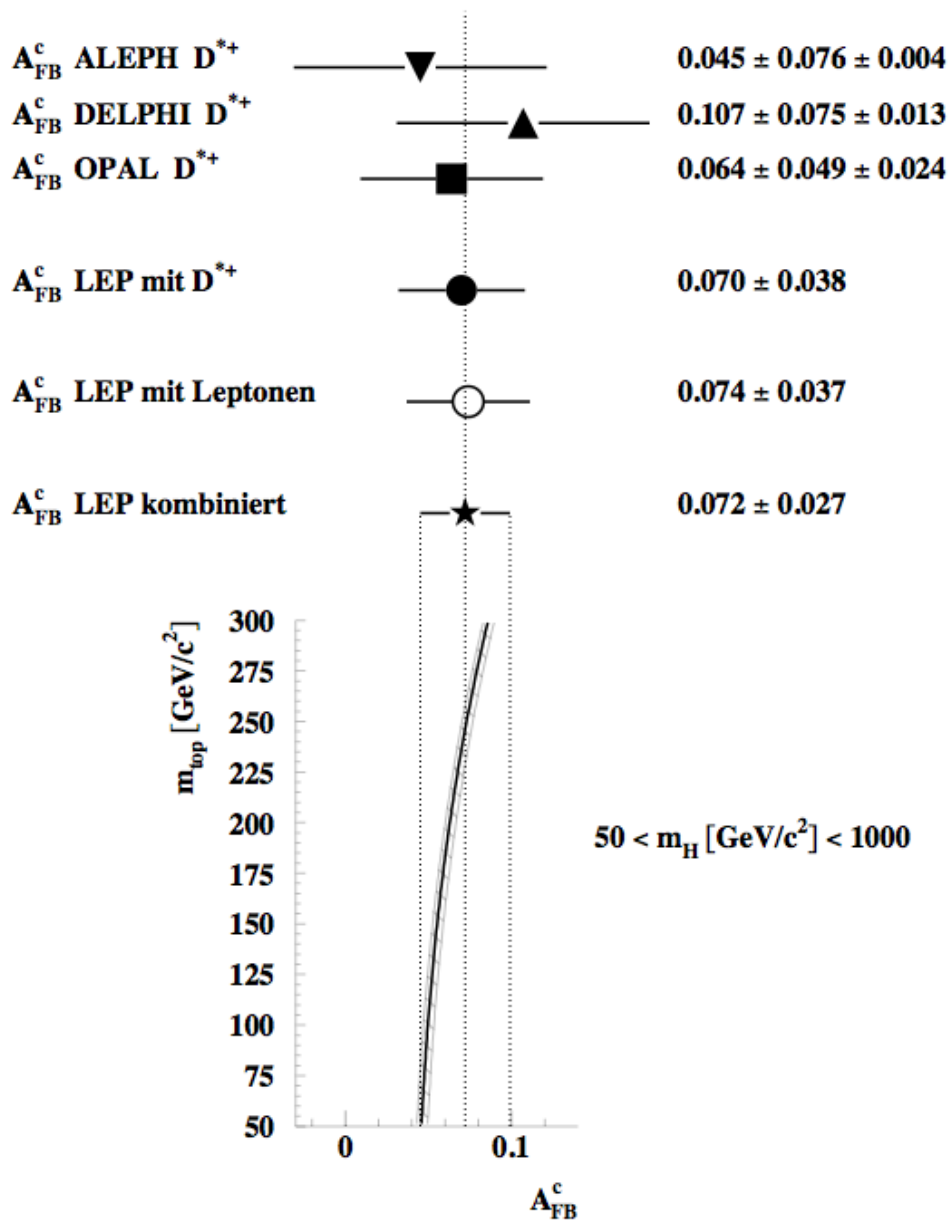


Abbildung 33: Vergleich der LEP-Ergebnisse mit der Vorhersage des Standardmodells

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks auf der Z -Resonanz aus der Analyse der Produktionswinkelverteilung rekonstruierter D^{*+} -Mesonen bestimmt. Der Nachweis erfolgt über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, der durch seine kinematischen Besonderheiten ein scharfes Massensignal über geringen Untergrund erwarten läßt. Das D^0 -Meson wird aus seinen Zerfallsprodukten rekonstruiert. Um eine möglichst große Statistik zu erhalten, ist es notwendig, mehrere Zerfallskanäle zu analysieren. Hierzu bieten sich die Zerfälle $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ an. Die Auflösung in den D -Massenspektren hängt direkt von der Qualität der Messung der Zerfallsprodukte im Detektor ab. Eine Verbesserung der Spurmessung wird erreicht, in dem man die rekonstruierten Zerfallsorte der D -Mesonen bei der Bestimmung der Spurparameter berücksichtigt.

In 238000 hadronischen Z -Ereignissen, die 1991 mit dem DELPHI-Detektor am e^+e^- -Speicherring LEP registriert wurden, konnten insgesamt ungefähr 700 D^{*+} -Mesonen nachgewiesen werden. Die Masse des D^0 -Mesons und die Massendifferenz zwischen D^{*+} und D^0 wurden zu

$$\begin{aligned} m_D &= 1866.7 \pm 3.9 \text{ MeV}/c^2 \\ \Delta m &= 145.48 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

bestimmt und stehen in guter Übereinstimmung mit den Weltmittelwerten. Die gemessenen Energiespektren der D^{*+} -Mesonen stimmen für beide Zerfallskanäle im Rahmen der Fehler mit den Monte Carlo Vorhersagen überein.

Aufgrund der großen Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wurden nur Ereignisse auf der Z -Resonanz für die Bestimmung der differentiellen Asymmetrie der D^{*+} -Mesonen verwendet. Durch Schnitte an die Energie der Mesonen wurde der Einfluß von D^{*+} -Mesonen aus b -Ereignissen und der kombinatorische Untergrund reduziert. Die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der verbleibenden 320 D^{*+} -Mesonen beträgt:

$$A_{FB}^{obs} = 0.100 \pm 0.066(stat) \pm 0.010(sys).$$

Berücksichtigt man Korrekturen für den verbleibenden b -Anteil, führt ein Fit zur Bestimmung des effektiven Weinbergwinkels zu dem Ergebnis:

$$\sin^2 \theta_{eff} = 0.221 \pm 0.017(stat) \pm 0.003(sys).$$

Dieses entspricht im Standardmodell einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks auf der Z -Resonanz von:

$$A_{FB}^c = 0.107 \pm 0.075(stat) \pm 0.013(sys).$$

Der Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aller LEP-Experimente.

A Die Rekonstruktion von Zerfällen schwerer Hadronen

Schwere Hadronen werden aus ihren Zerfallsprodukten rekonstruiert. Die Genauigkeit, mit der die Rekonstruktion möglich ist, hängt direkt von der Qualität der Messung der Zerfallsprodukte ab. Eine Verbesserung der Spurmessung kann erreicht werden, indem man die Zerfallsorte der Teilchen bestimmt und mit dieser Information die Spur neu bestimmt.

A1 Die Parametrisierung der Spuren

Im homogenen Magnetfeld der DELPHI-Spule beschreibt ein geladenes Teilchen aufgrund der Lorentzkraft eine Helix, die sich aus einer Kreisbahn in der xy-Ebene, senkrecht zum Feld, und aus einer gleichförmigen Bewegung in z-Richtung, in Richtung des Feldes, zusammensetzt. Jede Spur kann durch die Angabe eines Bezugspunktes, der durch den Ursprung des DELPHI-Koordinatensystems gegen ist, und durch 5 Parameter eindeutig beschrieben werden. Dieses sind:

- $\epsilon \sim$ Abstand des Aufpunktes der Spur vom Ursprung der xy-Ebene (mit Vorzeichen).
- $\Delta z \sim$ Abstand des Aufpunktes in z vom Ursprung.
- $\Theta \sim$ Polarwinkel der Spur
- $\Phi \sim$ Azimutalwinkel der Spur am Aufpunkt
- $1/r \sim$ Krümmung der Spur, das Vorzeichen ist entgegengesetzt der Ladung des Teilchens.

Der Aufpunkt auf die Spur ist der Punkt des kleinsten Abstandes zum Bezugspunkt in der xy-Ebene (siehe Abbildung 34(a)). Er ist dadurch definiert, daß die Verbindungsgerade Bezugspunkt - Aufpunkt senkrecht zur Tangente an die Kreisbahn steht. Die Spurparameter werden an diesem Punkt gegeben. Der Abstand ϵ ist der Abstand zwischen Aufpunkt und Bezugspunkt in der xy-Ebene. Wie in Abbildung 34(b) zu sehen, ist ϵ positiv, wenn der Bezugspunkt links von der Spur liegt.

Der Abstand Δz ist gegeben durch den Abstand des Aufpunktes zum Bezugspunkt in z. Der Azimutalwinkel Φ ist der Winkel zwischen der x-Achse und der Flugrichtung in der xy-Ebene am Aufpunkt. Θ und $1/r$ sind Konstanten der Bewegung und als solche nicht von der Wahl des Bezugspunktes abhängig. Am Aufpunkt ist der Impulsvektor des Teilchens gegeben durch:

$$\vec{P} = P \cdot \begin{pmatrix} \sin \Theta \cos \Phi \\ \sin \Theta \sin \Phi \\ \cos \Theta \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad P = c_B \cdot \frac{|r|}{|\sin \Theta|}$$

Die Konstante c_B ist gegeben durch $\frac{B_z}{333.541} \cdot \frac{GeV}{T \cdot c \cdot s}$.

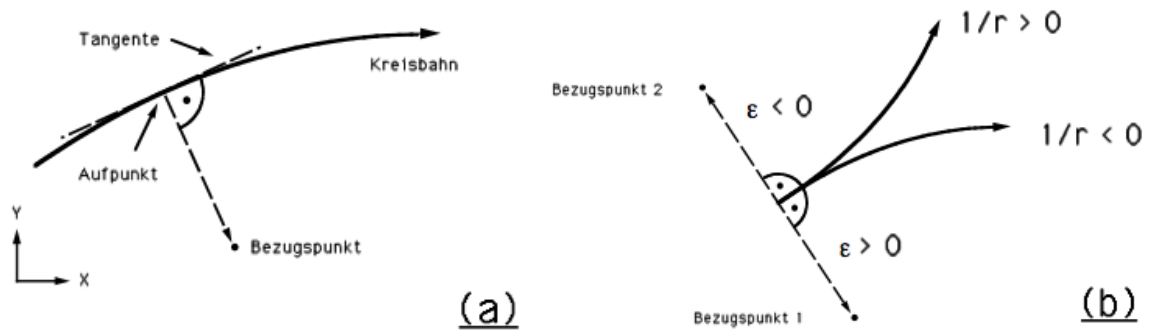


Abbildung 34: (a) Definition des Aufpunktes relativ zum Bezugspunkt, (b) Vorzeichenkonvention von ϵ und $1/r$

A2 Die Bestimmung der Vertexposition aus der Spurinformation

Bei dem hier dargestellten Algorithmus handelt es sich um einen Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate ¹⁴:

Jede Spur \mathbf{i} ist charakterisiert durch die Parameter $\vec{q}_i = (\epsilon_i, \Delta z_i, \Theta_i, \Phi_i, 1/r_i)$ zu einem Bezugspunkt und der zugehörigen Gewichtsmatrix W_i . Die Parameter \vec{q}_i sind Funktionen $\vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_i)$ der Vertexposition $\vec{V} = (x_v, y_v, z_v)$ und der Parameter $\vec{p}_i = (\Theta_{v,i}, \Phi_{v,i}, 1/r_{v,i})$ am Vertex. Gesucht sind die Vertexposition \vec{V} und die Spurparameter \vec{p}_i , die das χ^2 minimieren!

$$\chi^2 = \sum_i \Delta \vec{q}_i^t W_i \Delta \vec{q}_i \quad \text{mit} \quad \Delta \vec{q}_i = \vec{q}_i^{\text{gemessen}} - \vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_i)$$

Um das Problem zu linearisieren entwickelt man \vec{F} um die Startwerte \vec{V}^0 und \vec{p}_i^0 in erster Ordnung:

$$\vec{F}(\vec{V}^0 + \delta \vec{V}, \vec{p}_i^0 + \delta \vec{p}_i) \simeq \vec{F}(\vec{V}^0, \vec{p}_i^0) + D_i \cdot \delta \vec{V} + E_i \cdot \delta \vec{p}_i + \dots$$

mit

$$(D_i)_{jk} = \left. \frac{\partial F_j(\vec{V}, \vec{p}_i)}{\partial V_k} \right|_{\vec{V}=\vec{V}^0, \vec{p}_i=\vec{p}_i^0} \quad \text{und} \quad (E_i)_{jl} = \left. \frac{\partial F_j(\vec{V}, \vec{p}_i)}{\partial p_l} \right|_{\vec{V}=\vec{V}^0, \vec{p}_i=\vec{p}_i^0}$$

¹⁴Die Routine PXFVIX wurde von Herr P.Billoir [57] entwickelt und ist Bestandteil des PXDST-Programms.

Die Jakobimatrizen D_i und E_i erhält man aus der Parametrisierung von $\vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_i)$. Diese ist gegeben durch:

$$\vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_i) = \begin{pmatrix} -K_i - Q_i^2/(2r_i) \\ z_v - Q_i(1 - K_i/r_i) \cot \Theta_i \\ \Theta_{v,i} \\ \Phi_{v,i} - Q_i/r_i \\ 1/r_i \end{pmatrix}$$

mit

$$\begin{aligned} Q_i &= x_v \cos \Phi_{v,i} + y_v \sin \Phi_{v,i} \\ K_i &= y_v \cos \Phi_{v,i} - x_v \sin \Phi_{v,i} \end{aligned}$$

Die Entwicklung $\vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_i)$ setzt man in das χ^2 ein und erhält so:

$$\chi^2 = \sum_i (\delta \vec{q}_i - D_i \cdot \delta \vec{V} - E_i \cdot \delta \vec{P}_i)^t \cdot W_i \cdot (\delta \vec{q}_i - D_i \cdot \delta \vec{V} - E_i \cdot \delta \vec{P}_i)$$

(mit $\delta \vec{q}_i = \vec{q}_i^{\text{gemessen}} - \vec{F}(\vec{V}^0, \vec{p}_i^0)$) Eine Minimum von χ^2 ist dann gegeben, wenn $\frac{\partial \chi^2}{\partial \delta V_j} = 0$ und $\frac{\partial \chi^2}{\partial \delta P_{i,j}} = 0$ sind. Mit den Abkürzungen:

$$\begin{aligned} A &= \sum_i D_i^t W_i D_i & \vec{T} &= \sum_i D_i^t W_i \delta \vec{q}_i \\ B_i &= D_i^t W_i E_i & \vec{U}_i &= E_i^t W_i \delta \vec{q}_i \\ C_i &= E_i^t W_i E_i \end{aligned}$$

erhält man das lineare Gleichungssystem:

$$\begin{cases} A \delta \vec{V} + \sum_i B_i \delta \vec{p}_i = \vec{T} \\ B_i^t \delta \vec{V} + C_i \delta \vec{p}_i = \vec{U}_i \end{cases}$$

Eine Lösung ist gegeben durch:

$$\delta \vec{V} = (A - \sum_i B_i C_i^{-1} B_i^t)^{-1} \cdot (\vec{T} - \sum_i B_i C_i^{-1} \vec{U}_i) \quad (\text{A1})$$

$$\delta \vec{p}_i = C_i^{-1} \cdot (\vec{U}_i - B_i^t \delta \vec{V}) \quad (\text{A2})$$

Mit $\vec{V} = \vec{V}^0 + \delta \vec{V}$ und $\vec{p}_i = \vec{p}_i^0 + \delta \vec{p}_i$ erhält man die gefittete Vertexposition und die korrigierten Spurparameter der Spuren, die in den Vertex gezwungen wurden. Eine weitere Verbesserung der Spurparameter kann erreicht werden, in dem man neben den Spuren noch weitere Information zur Bestimmung der Vertexposition benutzt.

A3 Die Vertexrekonstruktion für kurzlebige Teilchen

Ist die Position des mittleren primären Wechselwirkungspunktes (Vertex) bekannt, so kann man diese für die Bestimmung des Zerfallsvertex und somit für die Verbesserung der Impulsauflösung benutzen. Für Zerfälle sehr kurzlebiger Teilchen kann der primäre Vertex direkt als Näherung für den Zerfallsvertex benutzt werden:

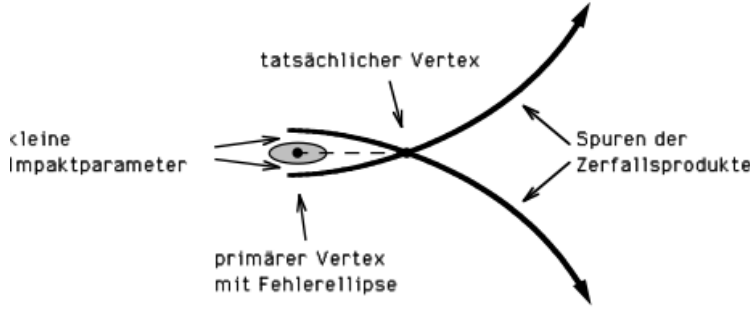


Abbildung 35: Primärer Vertex als Zerfallsvertex

Wie in Abbildung 35 zu sehen, sind aufgrund der geringen Krümmung die Impaktparameter für Spuren aus Zerfällen sehr kurzlebiger Teilchen klein. Mit diesem Verfahren erreicht man somit in den meisten Fällen eine zusätzliche Verbesserung der Spurparameter.

Die Information des primären Vertex \vec{V}_p mit zugehöriger Gewichtsmatrix W_p läßt sich in die Bestimmung des Zerfallsvertex aus den Spuren integrieren. Hierzu muß man die Gleichung A1 interpretieren. Der Term:

$$W_V = A - \sum_i B_i C_i^{-1} B_i^t$$

ist die Gewichtsmatrix des aus den Spuren bestimmten Vertex. Aus Gleichung A1 erhält man somit:

$$W_V \cdot \delta\vec{V} = \vec{T} - \sum_i B_i C_i^{-1} \vec{U}_i$$

Die rechte Seite ist also die aus den Spuren berechnete gewichtete Abweichung vom Startvertex \vec{V}^0 . Das heißt, man kann die Information des primären Vertex integrieren, in dem man Gleichung A1 ersetzt durch:

$$\delta\vec{V}_{neu} = (W_V + W_p)^{-1} \cdot (W_V \delta\vec{V} + W_p (\vec{V}_p - \vec{V}^0)) \quad (A3)$$

Setzt man die neue Vertexposition $\delta\vec{V}_{neu}$ in Gleichung A2 ein, so erhält man wieder die korrigierten Parameter der in den primären Vertex gezwungenen Spuren.

Um Zerfälle von D - oder B -Mesonen, die im Mittel einige mm weit fliegen, zu rekonstruieren, kann das Verfahren verbessert werden. Da die ungefähre Flugrichtung des zerfallenen Teilchen vor Bestimmung des Vertex bereits bekannt ist, läßt man die Position des

Zerfallsvertex in Flugrichtung des zerfallenden Teilchens frei variieren. Wie in Abbildung 36 angedeutet, wird nur verlangt, daß der Vertex in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung innerhalb der Projektion des primären Vertex liegt.

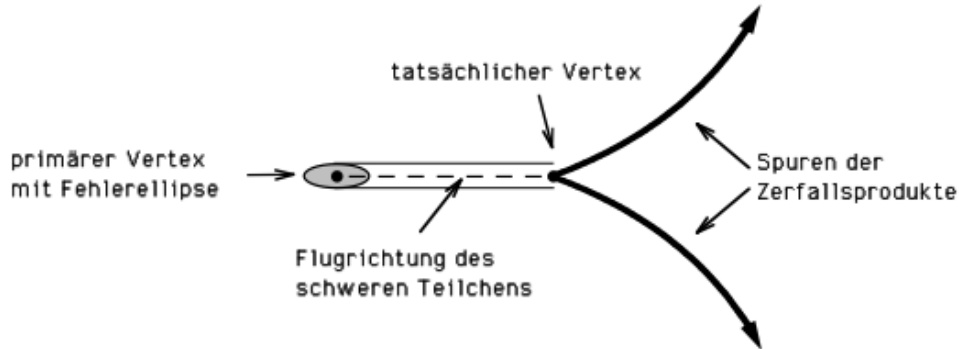


Abbildung 36: *Verbesserte Näherung für den Zerfallsvertex*

Man erreicht dieses, indem man das Gewicht des primären Vertex für die Bestimmung des Zerfallsvertex so modifiziert, daß es in Flugrichtung null ist. Nur die Projektion der Fehlerellipse des primären Vertex in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung bleibt erhalten. Dieses erreicht man durch die folgenden Operationen:

Wenn $\vec{n}(\Theta, \Phi)$ der Normalenvektor in Flugrichtung des zerfallenen Teilchens ist, dessen Vertexposition bestimmt werden soll, so ist die Drehmatrix M ist gegeben durch:

$$M = \begin{pmatrix} \cos \Theta & 0 & -\sin \Theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Theta & 0 & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi & 0 \\ -\sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für die durch M vermittelte Transformation gilt, daß $M \cdot \vec{n}$ in z-Richtung zeigt. Die entsprechend gedrehte Gewichtsmatrix W_R des primären Vertex erhält man durch die Transformation:

$$W_R = M \cdot W_p \cdot M^t$$

Das Gewicht des primären Vertex in Flugrichtung und die Korrelationen mit den anderen Raumrichtungen befinden sich nun in der dritten Zeile und Spalte der neuen Gewichtsmatrix W_R . Nachdem diese Null gesetzt wurden, dreht man dann die modifizierte Gewichtsmatrix \widetilde{W}_R mit der inversen Transformation zurück ins DELPHI Koordinatensystem. Die so erhaltene Gewichtsmatrix $\widetilde{W}_p = M^t \cdot \widetilde{W}_R \cdot M$ setzt man wieder in Gleichung A3 ein. Das modifizierte Bestimmungsverfahren zeigt das gewünschte Verhalten¹⁵.

¹⁵Will man die Variation der Vertexposition nur innerhalb eines Fehlerintervalls σ in Flugrichtung zulassen, so setzt man $(\widetilde{W}_R)_{3,3} = 1/\sigma^2$.

Tabellenverzeichnis

1	<i>Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells</i>	2
2	<i>Das Massenspektrum der D-Mesonen</i>	10
3	<i>Die mittlere Energie der D*-Mesonen bei LEP</i>	15
4	<i>Übersicht der D⁰-Zerfallskanäle</i>	23
5	<i>Helizitätswinkelschnitte</i>	37
6	<i>Anzahl der rekonstruierten D*⁺ → (K⁻π⁺)π⁺ Zerfälle</i>	46
7	<i>Anzahl der rekonstruierten D*⁺ → (K⁻π⁺π⁰)π⁺ Zerfälle</i>	46
8	<i>Anzahl der D*⁺-Mesonen für die Messung von A_{FB}^c</i>	51
9	<i>Die differentiell Asymmetrie für den Zerfallskanal D*⁺ → (K⁻π⁺)π⁺</i>	53
10	<i>Die differentiell Asymmetrie für den Zerfallskanal D*⁺ → (K⁻π⁺π⁰)π⁺</i>	53
11	<i>B⁰ – \bar{B}^0-Mischungsparameter</i>	56
12	<i>Relative Häufigkeit der D*⁺-Produktion in b-Zerfällen</i>	57
13	<i>Beiträge zum systematischen Fehler von sin² θ_{eff}</i>	58
14	<i>Messungen des effektiven Weinbergwinkels von DELPHI</i>	58
15	<i>A_{FB}^c-Messungen bei Energien unterhalb der Z-Resonanz</i>	60
16	<i>A_{FB}^c-Messungen bei LEP</i>	60

Abbildungsverzeichnis

1	<i>Feynmangraph in Born'scher Näherung für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z, (\gamma) \rightarrow f\bar{f}$</i>	4
2	<i>Der Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$</i>	6
3	<i>Die Definition des Streuwinkels $\cos\theta$</i>	7
4	<i>Zusätzliche Vertexkorrekturen für b-Quarks</i>	8
5	<i>Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks</i>	9
6	<i>Von CLEO gemessenes D_s^{*+} Massendifferenzspektrum</i>	11
7	<i>Schematische Darstellung eines hadronischen Z-Ereignisses</i>	12
8	<i>Fragmentierung eines c-Quarks in ein D-Meson</i>	14
9	<i>Von TASSO gemessenes X_E-Spektrum von D^*-Mesonen</i>	15
10	<i>Aufbau des DELPHI-Detektors</i>	18
11	<i>Von DELPHI gemessenes D^{*-} Ereignis</i>	25
12	<i>Darstellung des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^-\rho^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$</i>	26
13	<i>Methode der Vertexrekonstruktion für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$</i>	28
14	<i>Die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes</i>	30
15	<i>Differenz der z-Position und die Anzahl der Ladungsvorzeichenwechsel</i>	32
16	<i>Die Impaktparameter zum primären Vertex</i>	33
17	<i>Die geladene Energie und die geladene Multiplizität</i>	34
18	<i>Die Impaktparameter zum primären D^0-Vertex</i>	36
19	<i>Definition des Helizitätswinkels im Ruhesystem des D^0</i>	37
20	<i>Die Helizitätswinkelverteilung aller D^0-Kandidaten nach dem Vertex-Fit</i>	38
21	<i>Massendifferenzverteilungen für beide Zerfallskanäle</i>	39
22	<i>Fit an die Massendifferenzverteilung für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$</i>	40
23	<i>Fit an die Massendifferenzverteilung für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$</i>	41
24	<i>$K\pi$-Massenverteilung nach Schnitt in die Massendifferenz</i>	43
25	<i>Fit an die $K\pi$-Massenverteilung nach Schnitt an die Massendifferenz</i>	44
26	<i>Abstand des primären zum D^0-Vertex für rekonstruierte D^{*+}-Zerfälle</i>	45
27	<i>X_E-Verteilung und Effizienzen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$</i>	47
28	<i>X_E-Verteilung und Effizienzen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^0)\pi^+$</i>	48
29	<i>X_E-Verteilung des Untergrunds und des relative Anteils der c-Ereignisse</i>	50
30	<i>Normierte unkorrigierte $\cos\theta$-Verteilung für beide Zerfallskanäle</i>	54
31	<i>Fit an die differentielle Asymmetrieverteilung für beide Zerfallskanäle</i>	55
32	<i>A_{FB}^c-Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien</i>	59
33	<i>Vergleich der LEP-Ergebnisse mit der Vorhersage des Standardmodells</i>	61
34	<i>Definition der Spurparameter</i>	64
35	<i>Primärer Vertex als Zerfallsvertex</i>	66
36	<i>Verbesserte Näherung für den Zerfallsvertex</i>	67

Literatur

- [1] P.Abreu et al. (DELPHI Kollaboration), Z. Phys. **C 56** (1992) 47.
- [2] P.Abreu et al. (DELPHI Kollaboration), Phys. Lett. **B 252** (1990) 140.
- [3] P.Abreu et al. (DELPHI Kollaboration), Phys. Lett. **B 277** (1992) 536.
- [4] M.Consoli, W.Hollik, “Elektroweak radiative corrections for Z physics”, Z Physics at LEP Vol.1 7-54 CERN 89-08.
G.Burgers,F.Jegerlehner, “ Δr , ot the relation between the elektroweak couplings and the weak vector boson masses”, Z Physics at LEP Vol.1 55-88 CERN 89-08.
S.Jadach, W.Hollik, “Forward-backward asymmetries”, Z Physics at LEP Vol.1 203-234 CERN 89-08.
- [5] G.Alterelli, B.Lampe, “Second-Order QCD Corrections to Heavy-Quark Forward-Backward Asymmetries”, CERN-TH.6424/92.
- [6] D.Bardin et al., “ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation”, CERN-TH. 6443/92.
- [7] A.Djuadi, J.H.Kühn, P.M.Zerwas, Z. Phys. **C 46** (1990) 411.
- [8] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 45** (1992) S1.
- [9] J.P.Rosner, Comments Nucl. Part. Phys. **16** (1986) 109.
- [10] P.Avery et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 41** (1990) 774.
- [11] D.Bortoletto et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 45** (1992) 21.
- [12] J.C.Anjos et al. (E691 Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1717.
- [13] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. **B 211** (1989), 442.
H.Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. **B 231** (1989), 208.
H.Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. **B 232** (1989), 398.
- [14] D.Decamp et al. (ALEPH Kollaboration), “Production of Charmed Mesons in Z Decays”, Vorläufige Ergebnisse für die XXVI. International Conference on High Energy Physics (Dallas, 1992).
- [15] W.Hoffmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 279.
- [16] C.Peterson et al., Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.
- [17] W.Braunschweig et al. (TASSO Kollaboration), Z. Phys. **C 44** (1989) 365.
- [18] S.Bethke, Z. Phys. **C 29** (1985) 175.

- [19] P.Roudeau, “Heavy Quark Physics at LEP”, Joint Int. Lepton-Photon Symp. and Europhys. Conf. on High Energy Physics, Genf 1991.
- [20] D.Decamp et al. (ALEPH Kollaboration), Phys. Lett **B 266** (1991) 218
- [21] D.Bloch et al., “A measurement of D^{*+} production in hadronic Z decays”, DELPHI Note 92-37 PHYS 169, Genf 1992.
- [22] G.Alexander et al. (OPAL Kollaboration), Phys. Lett. **B 262** (1991) 341.
- [23] P.Aarnio et al. (DELPHI Kollaboration), Nucl. Inst. and Meth. **A 303** (1991) 233.
- [24] H.Borner et al., “The DELPHI Microvertex Detektor”, DELPHI Note 92-92 PHYS 203, Genf 1992.
- [25] Y.Sacquin, “The DELPHI Time Projection Chamber”, DELPHI Note 92-41 TRACK 70, Genf 1992.
- [26] J.Werner, Dissertation, Universität Wuppertal, WUB-DIS 92-6 (1992).
- [27] A.Firestone, “Study of the HPC Energy resolution”, DELPHI Note 91-111 CAL 83, Genf 1991.
- [28] P.Checcia, “Study of electromagnetic calorimeters with $e^+e^-\gamma$ -events”, DELPHI Note 91-100 PHYS 145, Genf 1991.
- [29] A.Bjorkebo et al., “Summary of 1991 DELPHI Data Processing and Quality Checking”, DELPHI Note 92-4 PROG 181 PHYS 153, Genf 1992.
- [30] P.Abreu et al., “DELPHI Data Analysis Program Users Guide”, DELPHI Note 89-44 PROG 137, Genf 1989.
- [31] P.Aarnio et al., “TANAGRA Track Analysis and Graphics Package”, DELPHI Note 87-95 PROG 98, Genf 1987.
- [32] P.Abreu et al., “Event Viewing Software”, DELPHI Note 89-6 PROG 126, Genf 1989.
- [33] P.Aarnio et al., “DELPHI event generation and detektor simulation”, DELPHI Note 89-67 PROG 142, Genf 1989.
- [34] J.E.Campagne, R.Zitoun, Z. Phys. **C 43** (1989) 169.
- [35] C.Nötzel, Diplom Arbeit, Universität Wuppertal, WU D 90-19 (1990).
- [36] P.Abreu et al. (DELPHI Kollaboration), Phys. Lett. **B 275** (1992) 231.
- [37] D.Johnson et al., “A Beamspot database for lifetime measurements”, DELPHI Note 92-36 PHYS 168, Genf 1992.

- [38] M.Vollmer, Dissertation, Universität Wuppertal, WUB-DIS 92-14 (1992).
- [39] D.Bardin et al., “Preliminary DELPHI results on the Z resonance parameters and its elektroweak couplings”, DELPHI Note 92-114 PHYS 220, Genf 1992.
- [40] R.Aleksan et al., “ B_s^0 tagging at LEP energies using D_s^+ and Φ mesons”, DELPHI Note 92-97, Genf 1992.
- [41] P.Abreu et al. (DELPHI Kollaboration), “A measurement of B mesons production and lifetimes using D -lepton events.”, CERN-PPE/Draft 1, Genf 1992.
- [42] G.Wormser et al., “Results concerning efficiency and resolution of tracks linked to the microvertex”, DELPHI Team 12 Note, Genf 1991.
- [43] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollaboration), “A New Determination of the $B^0\bar{B}^0$ Oscillation Strength”, DESY Preprint 92-050.
- [44] A.Bean et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2233.
- [45] E.Lieb, Dissertation, Universität Wuppertal, WUB-DIS 92-15 (1992).
- [46] U.Krüner, Dissertation, Universität Wuppertal, WUB-DIS 92-10 (1992).
- [47] D.Bardin et al., “Preliminary DELPHI results on the Z^0 Resonance Parameters and its Electroweak Couplings”, DELPHI Note 92-114 PHYS 220, Genf 1992.
- [48] H.Aihara et al. (TPC Kollaboration), Phys. Rev. **D 34** (1986) 1945.
- [49] P.Baringer et al. (HRS Kollaboration), Phys. Lett. **B 208** (1988) 551.
- [50] F.Oald-Sauda et al. (JADE Kollaboration), Z. Phys. **C 44** (1989) 567.
- [51] W.Braunschweig et al. (TASSO Kollaboration), Z. Phys. **C 44** (1989) 365.
- [52] A.Okamoto et al. (VENUS Kollaboration), Phys. Lett. **B 278** (1992) 393.
- [53] T.Behnke et al. (OPAL Kollaboration), “A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ at Energies around the Z^0 Pole using $D^{*\pm}$ Mesons”, OPAL Physics Note-PN076/92, Genf 1992.
- [54] D.Decamp et al. (ALEPH Kollaboration), Phys. Lett. **B 263** (1991) 325.
- [55] O.Adriani et al. (L3 Kollaboration), Phys. Lett. **B 292** (1992) 454.
- [56] T.Wyatt, “Measurements at LEP of the forward-backward asymmetries of quarks”, Vortrag auf der XXVI. International Conference on High Energy Physics (Dallas 1992).
- [57] P.Billoir et al., Nucl. Inst. and Meth. **A 241** (1985) 115.