

Erweiterung des DELPHI Vertexdetektors
und Messung der starken
Kopplungskonstanten α_s
aus der Skalenverletzung in
inklusive Impulsverteilungen

Michael Kaiser

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Michael Kaiser
aus Neudorf

Tag der mündlichen Prüfung: *24.01.1997*

Referent: *Prof. Dr. W. de Boer*

Korreferent: *Prof. Dr. Th. Müller*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Grundlagen der Teilchenphysik	3
2.2	Die Elektroschwache Wechselwirkung	6
2.3	Der Higgs-Mechanismus	8
2.4	Quantenchromodynamik (QCD)	10
2.5	Laufende Kopplungskonstanten	13
2.6	Motivation für die Erweiterung des Vertexdetektors	16
2.7	Experimentelle Vorgaben	16
2.7.1	Suche nach leichten Higgs - Bosonen	17
2.7.2	W-Physik	18
2.7.3	Anforderungen an das Experiment	19
3	Der Vertexdetektor des DELPHI-Experiments	20
3.1	Der DELPHI-Detektor	20
3.1.1	Detektoren zur Spurvermessung	21
3.1.2	Detektoren zur Energiebestimmung	24
3.1.3	Die Cherenkov Zähler	24
3.2	Der Vertexdetektor	25
3.3	Die Detektorgeometrie	25
3.4	Funktionsweise von Siliziumdetektoren	30
3.4.1	Materialeigenschaften	30
3.4.2	Der pn-Übergang	35
3.5	Mikrostreifendetektoren	38
3.5.1	Einseitige Detektoren	38
3.5.2	Ortsbestimmung mit Mikrostreifendetektoren	44
3.5.3	Doppelseitige Detektoren	46
3.6	Qualitätsanforderungen	47
3.7	Vorverstärker und Multiplex-Chips	49
3.8	Aufbau und Test der Detektormodule	56
3.8.1	Funktionstests	57
3.8.2	Lasertest	66

3.8.3	Rauschverhalten der Module	67
3.9	Erste Erfahrungen mit dem erweiterten Detektor	70
4	Skalenverletzung in der e^+e^--Vernichtung	72
4.1	Fragmentationsmodelle	72
4.1.1	Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	74
4.1.2	Emission von Gluonbremsstrahlung	75
4.1.3	Die Fragmentation der Quarks	77
4.1.4	Zerfälle instabiler Hadronen	79
4.2	Die Energieentwicklung der Fragmentationsfunktionen	79
4.3	Skalenverletzung in den Fragmentationsfunktionen	83
5	Bestimmung der starken Kopplungskonstanten	89
5.1	Die Selektion hadronischer Z^0 -Zerfälle	89
5.2	Bottom-Quark-Erkennung	91
5.2.1	Zerfälle von b-Quarks	91
5.2.2	Die Impaktparameter-Methode	91
5.2.3	Messung der inklusiven Impulsverteilungen	97
5.3	Die Impulsspektren leichter Quarks	100
5.4	Rekonstruktion von Ereignissen mit Charm-Quarks	100
5.5	Bestimmung von Gluon-Verteilungen	101
5.6	Die Anpassungsmethode der α_s -Bestimmung	103
5.7	Ergebnisse und systematische Unsicherheiten	105
5.7.1	Ergebnisse der Anpassung	107
5.7.2	Einfluß der χ^2 -Definition	110
5.7.3	Einfluß der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala	112
5.7.4	Nicht-Perturbative Korrekturen	114
5.8	Diskussion der Ergebnisse	114
6	Zusammenfassung	118
A	Anhang	119
A.1	Die verwendeten Impulsverteilungen	119

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung des Aufbaus der Materie, ihrer kleinsten Bausteine und der zwischen diesen Bausteinen wirkenden Kräfte stellen eine der zentralen Fragestellungen dar, mit denen sich die moderne Physik beschäftigt. Doch erst die Entwicklung aufwendiger und teurer Experimente in den letzten Jahrzehnten hat es ermöglicht, theoretische Modelle mit hoher Präzision zu überprüfen und durch Entdeckung neuer Phänomene Anstöße für die Weiterentwicklung der zugrundeliegenden Theorie zu geben. Das Ziel ist dabei eine einheitliche Beschreibung der beobachtbaren Phänomene durch möglichst wenige, allgemeingültige Gesetze und Prinzipien.

Um die Strukturen der elementaren Teilchen aufzulösen, sind Strahlen mit der kleinstmöglichen Wellenlänge und damit größtmöglicher Energie notwendig. Außerdem besitzen viele der als fundamental angenommenen Teilchen sehr große Massen, so daß entsprechend hohe Energien notwendig sind, um diese Teilchen zu erzeugen und studieren zu können.

Eine der aus diesen Gründen errichteten Anlagen ist der LEP¹-Speicherring am europäischen Forschungszentrum CERN² in Genf. In diesem Speicherring mit einem Umfang von 27 Kilometern werden Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und in vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befinden sich die vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, die die Kollisionsereignisse aufzeichnen und analysieren.

Bis ins Jahr 1995 wurde der LEP-Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV betrieben, um die bei dieser Energie resonant erzeugten neutralen Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung (Z^0) zu untersuchen. Im Jahr 1996

¹LEP: **L**arge **E**lectron-**P**ositron Collider

²CERN: **C**onseil **E**uropéen pour la **R**earch **N**ucléaire

wurde dann durch den Ausbau des Beschleunigers eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf über 160 GeV möglich, so daß erstmals in Elektron-Positron Kollisionen die geladenen schwachen Eichbosonen W^+ und W^- erzeugt werden können.

Neben der Erforschung der elektroschwachen Wechselwirkung bietet LEP die Möglichkeit für zahlreiche Untersuchungen der starken Wechselwirkung. In der vorliegenden Arbeit wird eine Analyse der vom DELPHI-Detektor gemessenen Daten zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten (α_s) durch eine Untersuchung der Skalenverletzung vorgestellt. Eine genaue Kenntnis der starken Kopplungskonstanten ist für den Test von vereinheitlichten Theorien wichtig, bei denen die elektroschwache und die starke Kraft durch eine gemeinsame Wechselwirkung beschrieben werden. Da die Extrapolation der drei Kopplungen zu höheren Energien innerhalb des Standardmodells die Existenz einer gemeinsamen Skala, bei der die Kopplungen vereinheitlicht werden, ausschließt [1], bietet sich hier die Möglichkeit für die Überprüfung von Theorien außerhalb des Standardmodells. So liefert beispielsweise die Supersymmetrische Theorie [2] (SUSY) eine Vereinheitlichung der drei Kopplungen für genügend hohe Energien [3].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Einen Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik gibt das folgende Kapitel. In den Kapiteln 3.1 und 3.2 werden anschließend die experimentellen Mittel zur Untersuchung von Elementarteilchen im DELPHI-Experiment vorgestellt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Beschreibung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Erweiterung des DELPHI-Vertexdetektors.

Die Skalenverletzung in der e^+e^- -Vernichtung wird in Kapitel 4 erläutert und Kapitel 5 beschreibt schließlich die Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s aus Skalenverletzung. Hierzu wird eine theoretische Beschreibung in der Ordnung α_s^2 unter Einbeziehung einer Resummation der führenden logarithmischen Terme höherer Ordnungen verwendet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit dem Studium der Bausteine der Materie und deren Wechselwirkung. Es existiert eine Reihe von Lehrbüchern mit ausführlichen Einführungen in dieses Gebiet (z. B. [4]). Im folgenden werden die grundlegenden und für die vorgestellte Analyse wesentlichen Aspekte vorgestellt.

2.1 Grundlagen der Teilchenphysik

Der Aufbau der Materie und die Wechselwirkung der Grundbausteine wird heute beschrieben durch das sogenannte *Standardmodell* der Elementarteilchenphysik. Nach diesem Modell setzt sich alle Materie aus Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ zusammen, den Quarks und den Leptonen. Es existieren 6 Quarks, die mit u, d, s, c, b und t bezeichnet werden, und sechs Leptonen, das Elektron e^- , das Myon μ^- und das Tau τ^- mit jeweils einem dazugehörigen Neutrino ν_e, ν_μ und ν_τ . Außerdem besitzt jedes dieser Fermionen ein Antiteilchen. Diese Fermionen werden heute als punktförmig und damit als elementar angesehen.

Wie in Tabelle 2.1 zu sehen, gruppieren sich die Fermionen in Familien mit jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen. Die Anzahl der Familien wird von der Theorie nicht vorhergesagt, jedoch konnte die Zahl der leichten Neutrinos (und damit vermutlich die Zahl der Familien) experimentell mit hoher Genauigkeit auf einen Wert von 2.989 ± 0.012 bestimmt werden (z. B. in [5],[6]).

Es existieren vier fundamentale Kräfte, die sich durch das dynamische Prinzip der lokalen Eichinvarianz beschreiben lassen. Die Forderung nach Invarianz der Bewegungsgleichungen unter lokalen Symmetrietransformationen führt dabei zur Einführung von Eichfeldern, die an die Teilchenströme koppeln. Durch Quantisierung der Eichfelder ergeben sich als Vermittler der Kräfte masselose Eichbosonen

Generation			Quantenzahl	
1	2	3	Q	I_3
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2 -1/2
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2 -1/2
e_R u_R d'_R	μ_R c_R s'_R	τ_R t_R b'_R	-1 2/3 -1/3	0 0 0

Tabelle 2.1: Die elementaren Fermionen des Standardmodells. Q ist die elektrische Ladung und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins. Die Indizes L und R stehen für linkshändig bzw. rechtshändig.

mit Spin 1. Nach einer Quantentheorie der Gravitation wird immer noch gesucht, während für die *elektromagnetische*, die *starke* und die *schwache Wechselwirkung* Quantenfeldtheorien existieren. Die Gravitation ist im Vergleich zu den restlichen Wechselwirkungen allerdings so schwach, daß sie für Elementarteilchen vernachlässigt werden kann.

Wechselwirkung	Eichboson	Reichweite [cm]	koppelt an:
elektromagnetisch	γ	∞	elektr. Ladung
schwach	$W^- \ Z^0 \ W^+$	10^{-16}	schwache Ladung
stark	Gluon	10^{-13}	Farbladung
Gravitation	Graviton (?)	∞	Masse

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Kräfte und dazugehörige Eichbosonen.

Eines der Ziele der Teilchenphysik ist die Vereinheitlichung der fundamentalen Kräfte. Bereits Mitte des 19. Jahrhunderts gelang es Maxwell, die elektrischen und magnetischen Kräfte durch eine vereinheitlichte Theorie zu beschreiben, die die Existenz elektromagnetischer Wellen vorhersagte. Später wurde diese Theorie durch Einbeziehung der speziellen Relativitätstheorie und der Quantenmechanik

zur *Quantenelektrodynamik* (QED) erweitert [8]. In der QED wird die Wechselwirkung in der abelschen Symmetriegruppe $U(1)$ beschrieben. Das dazugehörige Austauschteilchen ist das masselose Photon, das an die elektrische Ladung e koppelt. Aus dem abelschen Charakter der $U(1)$ folgt, daß das Photon selbst keine Ladung trägt und damit auch nicht mit sich selbst wechselwirkt. Die Masselosigkeit und Neutralität der Photonen ist verantwortlich für die große Reichweite der elektromagnetischen Kraft.

Die schwache Wechselwirkung, die bereits früh im β -Zerfall des Neutrons beobachtet werden konnte, wurde erstmals von Fermi durch eine Strom-Strom-Kopplung im Matricelement beschrieben [9]. Durch Einführung der geladenen Eichbosonen W^+ und W^- sowie des neutralen Z^0 -Bosons konnten auftretende Divergenzen in den Wirkungsquerschnitten beseitigt und eine mit den bekannten Experimenten übereinstimmende Beschreibung erzielt werden. Um die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung erklären zu können, mußten diese Austauschteilchen als sehr schwer angenommen werden.

Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung wurden erstmals von der UA1 und der UA2 Kollaboration am Proton-Antiproton-Speicherring SPS am CERN in den Reaktionen $(p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \mu^+ + \nu_\mu)$, $(p\bar{p} \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \mu^- + \bar{\nu}_\mu)$ und $(p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-)$ nachgewiesen [10].

Die W-Bosonen besitzen eine Masse von (80.22 ± 0.26) GeV [11]. Durch die Möglichkeit nach Erhöhung der Schwerpunktsenergie am LEP-Speicherring W-Paare erzeugen zu können, wird in nächster Zeit eine wesentlich genauere Bestimmung der W-Masse möglich sein. Die Masse des Z^0 wurde durch Präzisionsmessungen am LEP-Speicherring zu $(M_Z = 91.187 \pm 0.007)$ GeV bestimmt.

Die schwache Wechselwirkung ist nicht invariant unter einer Inversion des Raumes, so daß die Parität nicht erhalten ist. Unter der Annahme, daß die Neutrinos masselos sind, spüren nur Neutrinos mit negativer Helizität¹ und Antineutrinos mit positiver Helizität die schwache Wechselwirkung. Die bei schwachen Reaktionen erzeugten geladenen Leptonen e^-, μ^-, τ^- besitzen ebenfalls negative Helizität, aber ihr Spin ist nur mit einem Polarisationsgrad von $\beta = -v/c$ ausgerichtet. Die Fermionen mit negativer Helizität, die auch *linkshändig* genannt werden, lassen sich demnach in $SU(2)_L$ -Dubletts anordnen, während die rechtshändigen Fermionen Singulets bilden (Tabelle 2.1). Die Paritätsverletzung wurde erstmals 1957 beim ^{60}Co -Zerfall im Experiment von Wu [12] als eine Asymmetrie des Zerfallelektrons bezüglich des Kernspins einer polarisierten ^{60}Co -Probe beobachtet.

Die Paritätsverletzung läßt sich beschreiben durch eine Mischung des Vektorstroms $V^\mu = \bar{\Psi}(\mu)\gamma^\mu\Psi(\nu)$ mit dem Axialvektorstrom $A^\mu = \bar{\Psi}(\mu)\gamma^\mu\gamma^5\Psi(\nu)$. Durch

¹Unter Helizität versteht man die Projektion des Spins auf die Impulsrichtung.

die Kombination

$$\frac{1}{2} \left(\bar{\Psi}(\mu) \gamma^\mu \Psi(\nu) - \bar{\Psi}(\mu) \gamma^\mu \gamma^5 \Psi(\nu) \right) = \frac{1}{2} (V^\mu - A^\mu) \quad (2.1)$$

werden automatisch linkshändige Leptonen ausgewählt. Man spricht daher von einer (V-A)-Kopplung.

2.2 Die Elektroschwache Wechselwirkung

Glashow, Salam und Weinberg gelang 1967 die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung im Glashow-Salam-Weinberg-Modell (GSW) [7] mit der zugrundeliegenden Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Der Generator der Gruppe $U(1)$, die Hyperladung Y , ist mit der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 und der elektrischen Ladung über die Gell-Mann–Nishijima-Relation verknüpft:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y \quad (2.2)$$

Die Lagrangedichte der masselosen freien Fermionfelder lautet:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi \quad (2.3)$$

Mit den Euler-Lagrange-Gleichungen ergibt sich hieraus die Dirac-Gleichung.

Das Grundprinzip einer Eichtheorie ist die Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Transformationen einer Symmetriegruppe: $\Psi \rightarrow U\Psi$. Die Gruppe $SU(N)$ beschreibt die unitären speziellen Matrizen in N Dimensionen mit $U^\dagger U = 1$ und $\det(U) = 1$. Mit $N^2 - 1$ freien Parametern lautet die Transformationsgleichung:

$$U\Psi = \exp \left(i \sum_{a=1}^{N^2-1} \Theta_a(x) \cdot T_a \right) \Psi \quad (2.4)$$

Hierbei sind die $\Theta_a(x)$ frei wählbare, raumzeitabhängige Phasen, die die Drehungen im internen Raum der Symmetriegruppe $SU(N)$, der durch die $N^2 - 1$ Generatoren T_a aufgespannt wird, beschreiben.

Soll die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ gegenüber den unitären Transformationen der Symmetriegruppen $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ invariant sein, so muß die partielle Ableitung ∂_μ durch die kovariante Ableitung D_μ ersetzt werden:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi \quad (2.5)$$

wobei die kovarianten Ableitungen gegeben sind durch:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu Y + \frac{ig}{2} W_\mu^a \tau^a \quad (2.6)$$

B_μ und W_μ^a sind die Felder der Austauscheteilchen der $U(1)_Y$ und $SU(2)_L$ und g, g' die dazugehörigen Kopplungskonstanten. Y und τ^a sind die erzeugenden Generatoren der jeweiligen Gruppen, wobei der Index a in τ^a (den Pauli-Matrizen) die Werte 1, 2, 3 annimmt.

Die gemeinsame Gruppe $SU(2)_L \otimes U(1)$ setzt die Existenz von vier Eichbosonen voraus: die drei Bosonen (W^1, W^2, W^3) aus der $SU(2)$ und ein Boson (B) aus der Gruppe $U(1)$. Die dazugehörigen Kopplungskonstanten sind g für den axialen und g' für den vektoriellen Anteil.

Die vier Eichfelder W^1, W^2, W^3 und B müssen mit den beobachtbaren Zuständen der Eichbosonen in Zusammenhang gebracht werden. Die Existenz des Photons erfordert hierbei einen Zustand, der nicht an die Neutrinos koppelt. Die Einführung des schwachen Mischungswinkels Θ_W erlaubt die Konstruktion des QED Vektorpotentials

$$A^\mu = W_3^\mu \sin \Theta_W + B^\mu \cos \Theta_W. \quad (2.7)$$

Der zweite neutrale Zustand ist dann durch

$$Z^{\mu,0} = W_3^\mu \cos \Theta_W - B^\mu \sin \Theta_W \quad (2.8)$$

gegeben. Die beiden geladenen Eichbosonen sind Linearkombinationen der ersten zwei Komponenten von W_μ :

$$W^{\mu \pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \mp i W_2^\mu) \quad (2.9)$$

Mit

$$g' = \frac{e}{\cos \Theta_w} \quad g = \frac{e}{\sin \Theta_w} \quad (2.10)$$

erhält man für A_μ die gewünschte Kopplung an die elektrische Ladung. Für den schwachen Mischungswinkel Θ_w gilt dann

$$\tan \Theta_w = \frac{g'}{g}. \quad (2.11)$$

Die lokale Eichinvarianz erfordert dabei masselose Austauscheteilchen, um die Renormierbarkeit der Theorie zu erhalten. Die Annahme der Masselosigkeit trifft jedoch nur auf das Photon zu, während die in der Natur beobachtbaren Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung massiv sind. Die Erzeugung von Massen wird durch das Konzept der spontanen Symmetriebrechung beschrieben, das erstmals von P.W. Higgs und anderen [13] auf die Elementarteilchenphysik angewandt wurde.

2.3 Der Higgs-Mechanismus

Die Erzeugung von Massen im Rahmen des Standardmodells erfolgt im Higgs-Mechanismus über die sogenannte spontane Symmetriebrechung. Man spricht von spontaner Symmetriebrechung, wenn die Grundgleichungen eines Systems eine Symmetrie besitzen, die der Grundzustand nicht zeigt. Beispiele hierfür sind die spontane Magnetisierung eines Festkörpers oder die Kondensation von Wasserdampf.

Die Massen der Eichbosonen und der Fermionen werden durch Wechselwirkung mit zwei komplexen skalaren Feldern Φ_1 und Φ_2 erzeugt:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1(x) \\ \Phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Mit der Forderung nach Invarianz der Lagrangedichte unter $SU(2)$ -Transformationen und nach Renormierbarkeit der Theorie erhält man eine Lagrange-Dichte der Form

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2} \left((D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \right). \quad (2.13)$$

mit der kovarianten Ableitung D_μ aus Gleichung 2.6. Das Potential V wird dabei so angesetzt, daß es ein Minimum für einen nichtverschwindenden Erwartungswert des Feldes Φ hat:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda^2 (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.14)$$

Diese Potentialfläche ist rotationssymmetrisch um die Ordinate und hat ihr Minimum auf dem Kreis

$$|\Phi_0| = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\Phi_1^2 + \Phi_2^2} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{mit} \quad v = \frac{\mu}{\lambda} \quad (2.15)$$

Der Grundzustand ist demnach unendlich oft entartet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit läßt sich ein Grundzustand mit $\Phi_1 = 0$ und Φ_2 reell mit $\langle 0 | \Phi_2 | 0 \rangle = v/\sqrt{2}$ wählen. Der Vakuum-Erwartungswert des Feldes hat somit den Absolutbetrag $v/\sqrt{2}$ mit einem beliebig wählbaren Phasenfaktor. Entwickelt man das Feld $\Phi(x)$ in der Nähe des Minimums mit

$$\Phi_2(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h(x)),$$

so ergibt sich für das Higgsfeld:

$$\Phi_0 = e^{i\frac{\tau}{2}\varphi} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h(x)) \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Die drei reellen lokalen Phasenfaktoren φ^a entsprechen den Anregungen entlang des Minimums von $V(\Phi)$. Sie können als masselose pseudoskalare Goldstonebosonen interpretiert werden, die durch die unitäre Eichung

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = e^{-i\varphi^a(x)\tau^a} \Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

aus der Theorie eliminiert werden. Die drei dazugehörigen Freiheitsgrade ergeben stattdessen eine longitudinale Polarisierung der drei bisher masselosen Eichbosonen $W^\pm, Z^0$, die damit eine Masse erhalten, während das Photon wie gewünscht masselos bleibt. Der kinetische Term $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ in 2.13 liefert dann als Massen für die Eichbosonen:

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg \quad \text{und} \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.18)$$

Wegen $\tan \Theta_w = g'/g$ ist die Masse der $W^\pm$ -Bosonen über den schwachen Mischungswinkel mit der Z^0 -Masse verknüpft:

$$M_{W^\pm} = M_Z \cdot \cos \Theta_w \quad (2.19)$$

Vom Higgs-Dublett 2.12 verbleibt das skalare, reelle Higgs-Feld $h(x)$, das als Higgs-Boson mit der Masse $M_H = \sqrt{2}\mu$ interpretiert werden kann.

Durch Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld können auch die Massen der Fermionen erzeugt werden. Für Elektronen lautet die Lagrangedichte aus der Yukawa-Kopplung der Higgs-Bosonen an die Fermionen beispielsweise

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^e = g_e \left[(\bar{\nu}, \bar{e})_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R(0, v + h) \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (2.20)$$

$$= g_e v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + g_e (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h \quad (2.21)$$

Der erste Term beschreibt einen Dirac-Massenterm für ein Spin 1/2 Teilchen mit der Masse $m_e = g_e v$, während der zweite Term für die Kopplung eines Higgsbosons h an ein e^+e^- -Paar steht. Das Elektron-Neutrino ν_e bleibt dabei entsprechend den gemachten Vorgaben masselos. Da g_e frei wählbar ist, wird die tatsächliche Elektronmasse durch das Modell jedoch nicht vorhergesagt.

Ein vergleichbarer Mechanismus führt zur Erzeugung der Quarkmassen. Die Masse ist das Produkt der jeweiligen Kopplungskonstanten g_f für das Fermion f und des Vakuumerwartungswertes $v/\sqrt{2}$ des Higgs-Feldes. Man benötigt demnach ebenso viele Kopplungskonstanten, wie es verschiedene Lepton- und Quarkmassen gibt.

Eine Konsequenz der Massenerzeugung über den Higgs-Mechanismus ist die Tatsache, daß die Kopplung der Higgs-Teilchen an die geladenen Fermionen proportional zu deren Masse ist

$$g_f = \frac{m_f}{v/\sqrt{2}}. \quad (2.22)$$

Die Higgs-Teilchen sollten demnach bevorzugt in die schwersten Quarks und Leptonen zerfallen. Der Nachweis und die Untersuchung dieser schweren Fermionen sind demnach eine der Hauptaufgaben der Experimente bei der zukünftigen Higgs-Suche.

Für die Quarks sind die Flavoureigenzustände nicht identisch mit den Masseneigenzuständen. Die Flavour-Eigenzustände werden durch die unitäre $3 \otimes 3$ Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix [14] in die Masseneigenzustände übergeführt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Zur Parametrisierung der neun Matrixelemente V_{ij} werden vier Parameter benötigt (3 Winkel und eine komplexe Phase), wobei eine nichtverschwindende Phase gleichbedeutend mit einer Verletzung der CP-Invarianz im Standardmodell ist.

Die Elemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix V_{CKM} können zur Zeit nicht theoretisch berechnet werden. Aus der experimentellen Untersuchung der schwachen Zerfälle der entsprechenden Quarks und der tief-inelastischen Neutrinostreuung wurden für die Elemente der CKM-Matrix folgende 90 %-Vertrauens-Grenzen bestimmt [11]:

$$|V_{CKM}^{exp}| = \begin{pmatrix} 0.9745 - 0.9757 & 0.219 - 0.224 & 0.002 - 0.005 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9736 - 0.9750 & 0.036 - 0.046 \\ 0.004 - 0.014 & 0.034 - 0.046 & 0.9989 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Die angegebenen Elemente V_{td} , V_{ts} und V_{tb} wurden aus Zerfällen von B-Hadronen ermittelt, in denen ein virtueller Übergang $b \rightarrow t$ vorkommt.

Wäre die Matrix V_{CKM} diagonal, gäbe es keine Mischung der Quarkfamilien und die Quarks würden nur an ihre Dublett-Partner koppeln. Dies würde unter anderem zu stabilen b-Quarks führen, da diese leichter als ihre t-Quark Partner sind. Die Kleinheit des Matrix-Elements V_{cb} führt zu der beobachteten großen mittleren Lebensdauer der B-Hadronen von $1.54 \cdot 10^{-12} s$, die man sich beim Nachweis von B-Hadronen zunutze macht.

2.4 Quantenchromodynamik (QCD)

Die Quantenchromodynamik beschreibt die Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Quarks durch Austausch von Eichbosonen der starken Wechselwirkung, den Gluonen. Die zugrundeliegende Symmetriegruppe ist die $SU(3)_{colour}$. Es gibt drei Farbladungen, die rot (r), grün (g) und blau (b) genannt werden.

Die Quarks tragen eine einzelne Farbladung, während die Gluonen eine Farbladung sowie eine Anti-Farbe tragen. Dies führt zu acht unterschiedlichen Gluonen, die gemäß der $SU(3)$ -Symmetrie in einem Oktet

$$r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}, (r\bar{r} - g\bar{g})/\sqrt{2}, (r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b})/\sqrt{6}$$

angeordnet werden können.

Die Generatoren der $SU(3)$ sind acht $3 \otimes 3$ Matrizen, die sogenannten Gell-Mann-Matrizen λ_a . Für den Kommutator der Gell-Mann-Matrizen gilt mit $T_a = \lambda_a/2$:

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c \quad (2.25)$$

Es handelt sich folglich um eine nichtabelsche Gruppe mit den Strukturkonstanten f_{abc} . Das Nichtvorhandensein des Farb-Singulets

$$(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})/\sqrt{3}$$

folgt aus der Wahl der $SU(3)$ -Gruppe als Eichgruppe der starken Wechselwirkung: Die Bedingung $\det(U)=0$ bedeutet, daß die λ -Matrizen die Spur 0 haben müssen. Bei der $U(3)$ -Gruppe könnte man dagegen die Einheitsmatrix, die dem Singulettzustand zugeordnet werden kann, als neunte Matrix hinzunehmen. Durch die Beschränkung auf *spezielle* unitäre Transformationen wird somit die Existenz des Singulett-Gluons ausgeschlossen. Das physikalische Motiv hierfür ist, daß ein Singulett-Gluon an farbneutrale Systeme koppeln und damit Kernkräfte von unendlicher Reichweite zwischen den Hadronen hervorrufen würde. Die Tatsache, daß Quarks und Gluonen nicht frei beobachtet werden können, sondern nur in gebundenen farbneutralen Zuständen nachgewiesen werden, wird als *Confinement* bezeichnet.

Die Lagrange-Dichte der QCD läßt sich ausgehend von der Lagrange-Dichte eines freien Fermionfeldes (Gl. 2.3) bestimmen. Die Gesamtwellenfunktion Ψ wird hierzu geschrieben als Produkt einer Dirac-Wellenfunktion $\psi(t, \mathbf{x})$ und eines Farbspinors χ_{colour}

$$\Psi = \psi(t, \mathbf{x}) \cdot \chi_{colour}, \quad (2.26)$$

mit

$$\chi_R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \chi_G = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \chi_B = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Die Forderung nach Invarianz der Dirac-Gleichung unter der lokalen Eichtransformation der $SU(3)_c$

$$\Psi' = \exp\left(i\frac{g_s}{2}\lambda_a\beta_a(x)\right)\Psi \quad (2.28)$$

erfordert die Einführung der kovarianten Ableitung

$$D^\mu = \partial^\mu + i\frac{g_s}{2}\lambda_a G_a^\mu, \quad (2.29)$$

Abbildung 2.1: Die Feynman-Graphen der fundamentalen Prozesse der QCD: (a) Quark-Gluon-Wechselwirkung, (b) Triple-Gluon-Vertex, (c) 4-Gluon-Vertex

wobei g_s für die QCD Kopplungskonstante steht, und die G_a^μ die Vektorfelder der Gluonen beschreiben, deren Transformationsvorschrift lautet:

$$G_a^\mu \rightarrow G_a^\mu - \partial^\mu \beta_a - g_s f_{abc} \beta_b G_c^\mu. \quad (2.30)$$

Der Zusammenhang zwischen g_s und der starken Kopplungskonstanten α_s ist gegeben durch

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (2.31)$$

Nach Einführung des Gluonfeldstärketensors

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_s f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (2.32)$$

lautet die Lagrangedichte der QCD [11]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = i \sum_q \bar{\Psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \Psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\Psi}_q^i \Psi_{q,i} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} \quad (2.33)$$

Die Summation läuft über die sechs Quarkflavours. Der erste Term beschreibt die freie Ausbreitung der Quarks gemäß Gleichung 2.3 und ihre Ankopplung an die Gluonfelder. Der zweite Term enthält einen Massenterm, und der dritte Term beschreibt die Gluonselbstkopplung in Form des Triple-Gluon-Vertex und des 4-Gluon-Vertex. Die Feynman-Graphen dieser fundamentalen Prozesse der QCD sind in Abbildung 2.1 wiedergegeben.

2.5 Laufende Kopplungskonstanten

Eine Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α vom Impulsübertrag Q^2 ist bereits aus der QED bekannt: Durch Vakuumpolarisation werden virtuelle e^+e^- -, $\mu^+\mu^-$ -, $\tau^+\tau^-$ - oder Quark/Antiquark-Paare erzeugt, die genau wie Dipole im Dielektrikum die Testladung abschirmen, so daß die Kopplungsstärke mit zunehmendem Abstand abnimmt. So beträgt der Wert der Feinstrukturkonstanten α für kleine Q^2 : $\alpha^{-1} \approx 137$, während α bei LEP-Energien zu

$$\alpha^{-1}(M_Z) = 129.0 \pm 0.1 \quad (2.34)$$

bestimmt wurde [15].

In der QCD ist die Q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten wesentlich stärker. Zwei gegenläufige Effekte sorgen für diese Abhängigkeit:

1. Virtuelle Quark/Antiquark-Paare sorgen vergleichbar mit den virtuellen Fermion-/Antifermionpaaren der QED für ein Abnehmen der Kopplungskonstanten mit zunehmendem Abstand.
2. Durch Gluonemission und Gluonpaarbildung entsteht eine Wolke aus virtuellen Gluonen, die selbst Farbladung trägt, so daß ein Beobachter in größerer Entfernung mehr Farbladung sieht als in der Nähe der Quarks. Da dieser zweite Effekt gegenüber dem erstgenannten überwiegt, wird die starke Kopplung somit im Gegensatz zur QED mit zunehmender Entfernung größer.

Die mit geringerem Abstand abnehmende Kopplung führt zu dem als *asymptotische Freiheit* bekannten Phänomen, daß für große Impulsüberträge die Quarks als freie Teilchen betrachtet werden können. Andererseits ergibt sich aus dem mit der Entfernung ansteigenden Potential die Tatsache, daß Quarks nicht frei beobachtet werden können.

Mit Hilfe der Feynmanregeln der QCD lassen sich zu berechnende physikalische Größen in einer Störungsreihe mit dem Entwicklungsparameter α_s entwickeln. Der *perturbative* Ansatz ist jedoch nur für $\alpha_s \ll 1$ erlaubt. Diese Bedingung ist nur ab einem bestimmten Impulsübertrag Q^2 erfüllt. Auf der Z -Resonanz liegt α_s in der Größenordnung 10^{-1} und ist somit trotz des großen Impulsübertrags immer noch um eine Größenordnung größer als die elektromagnetische Kopplung.

Bei der Berechnung nichtführender Ordnungen der Störungsreihe mit Hilfe der Feynmanregeln treten Schleifengraphen als Korrekturen zu den fundamentalen Propagatoren und Vertizes (Abbildung 2.1) auf. Die Berechnung dieser Schleifenkorrekturen, von denen einige in Abbildung 2.2 dargestellt sind, führt zu ultraviolett divergenten Ausdrücken. Um dennoch ein endliches Resultat zu erhalten, muß

die Theorie renormiert werden. Hierzu werden Terme in die Lagrange-Dichte eingeführt, die die Beiträge der divergenten Graphen kompensieren. Man kann diese Terme in einer Redefinition oder *Renormierung* der Felder Ψ und G_a^μ , der Masse m und der Kopplungskonstanten g_s absorbieren. Daraus folgt, daß die Parameter und Felder in der Lagrange-Dichte 2.33 nicht mehr direkt den physikalischen Werten entsprechen.

Die Festlegung der endlichen Anteile erfolgt durch die Wahl des Renormierungsschemas und eines Renormierungspunktes μ . Als Renormierungsschema wird im folgenden das in der QCD gebräuchliche *Minimal Subtraction Scheme* ($\overline{MS}$) [20] verwendet. Aus der Forderung nach Invarianz der Resultate der Störungsrechnung gegenüber der Variation des Renormierungspunktes erhält man die Renormierungsgruppengleichung (RGE²). Sie beschreibt das Transformationsverhalten der renormierten Größen bei Variation des Renormierungspunktes und lautet für die Kopplungskonstante α_s

$$\mu^2 \frac{d\alpha_s(\mu)}{d\mu^2} = \beta_0 \alpha_s^2(\mu) + \beta_1 \alpha_s^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4) \quad (2.35)$$

mit den Renormierungsgruppenfunktionen β_i . Der Renormierungspunkt μ wird auch als Renormierungs-Skala bezeichnet. Er stellt denjenigen Energiewert dar, bei dem die energieabhängigen Schleifenkorrekturen in den nichtrenormierten Größen enthalten sind.

Die geforderte Unabhängigkeit von der Wahl der Renormierungsskala kann allerdings nur erreicht werden, wenn die betreffenden Größen exakt berechnet werden können. Bei einer approximativen Berechnung mittels der Störungstheorie verbleibt immer eine Skalenabhängigkeit, aus der sich eine Abschätzung des Konvergenzverhaltens gewinnen läßt.

Aus der Berechnung der Feynman-Graphen aus Abbildung 2.2 ergibt sich für den Koeffizienten β_0 :

$$\beta_0 = \frac{33 - 2N_f}{12\pi}, \quad (2.36)$$

wobei $N_f = 5$ für die Zahl der beteiligten Quarkflavours steht. Die nächsten Koeffizienten höherer Ordnung lauten:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= 51 - \frac{19}{3}N_f \\ \beta_2 &= 2857 - \frac{5033}{9}N_f - \frac{325}{27}N_f^2 \end{aligned} \quad (2.37)$$

Bei der Lösung der Renormierungsgruppengleichung für α_s wird eine dimensionslose Integrationskonstante Λ_{QCD} eingeführt. Λ_{QCD} ist eine fundamentale Konstante der QCD und muß experimentell bestimmt werden. Die Definition von

²RGE = Renormalization Group Equation

Abbildung 2.2: Feynman-Graphen für QCD-Korrekturen zum Gluon- und Fermion-propagator und zum Quark-/Gluon-Vertex.

Λ_{QCD} ist nicht festgelegt. Man kann beispielsweise die Lösung von Gleichung 2.35 nach Potenzen von $(\ln(\mu^2))^{-1}$ entwickeln. In erster Ordnung erhält man:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)}. \quad (2.38)$$

Diese Lösung spiegelt die asymptotische Freiheit der QCD wider: $\alpha_s \rightarrow 0$ für $\mu \rightarrow \infty$. Gleichzeitig zeigt sich das Confinement der Quarks durch das Anwachsen von α_s bei kleinen Skalen μ . Mit der Hinzunahme höherer Ordnungen ergibt sich als Entwicklung für $\alpha_s(M_Z)$ [11]:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu/\Lambda)^2} \left[1 - 2 \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln(\ln(\mu/\Lambda))^2}{\ln(\mu/\Lambda)^2} \right] \quad (2.39)$$

$$+ \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu/\Lambda)^2} \left(\left(\ln[\ln(\mu/\Lambda)^2] - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{\beta_2\beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \quad (2.40)$$

wobei der letzte Summand bei der Definition von Λ oftmals vernachlässigt wird. Für einen festen Wert von $\alpha_s(M_Z)$ bedeutet diese Näherung eine Verschiebung von Λ um $\sim 15 MeV$, was annähernd eine Größenordnung unter dem experimentellen Fehler liegt.

2.6 Motivation für die Erweiterung des Vertexdetektors

In den kommenden Jahren wird die heute als 'Standardmodell' bezeichnete Beschreibung der Elementarteilchenphysik einer intensiven Überprüfung unterzogen werden können, die möglicherweise einen Hinweis auf eine umfassendere Theorie, wie beispielsweise in supersymmetrischen Modellen, geben wird. Neben der Untersuchung der geladenen schwachen Eichbosonen $W^\pm$ stellt die erforderliche Effektivität bei der Suche nach neuen Teilchen einen der Gründe für die Verwendung eines Vertexdetektors mit möglichst großer Raumwinkelabdeckung dar. Im folgenden Abschnitt werden einige experimentelle Aspekte dieser Suche beschrieben, wie sie am Elektron-Positron-Speicherring LEP2 möglich sein wird. Die Darstellung erfolgt am Beispiel des in Kapitel 3.1 beschriebenden DELPHI-Experiments mit seinem im Rahmen der vorliegenden Arbeit erweiterten Vertexdetektor.

2.7 Experimentelle Vorgaben

Seit dem Jahr 1990 verfügt das DELPHI Experiment über einen Silizium-Vertexdetektor. Durch diesen wurden, vor allem nach Erweiterungen in den Jahren 1991 und 1994 eine Vielzahl von neuen Messungen ermöglicht, die auf exakte Rekonstruktion der Teilchenspuren angewiesen sind:

- Präzisionsbestimmung der Lebensdauer von B-Mesonen und B-Baryonen
- Messung der Lebensdauer von τ - Leptonen
- Bestimmung der Lebensdauer und Masse von Hadronen mit schweren Quarks und deren Zerfälle durch Rekonstruktion der Endzustände
- Die Entdeckung neuer Teilchen, wie des B^*

Seit Oktober 1995 wird die Schwerpunktsenergie der Elektronen und Positronen im LEP Speicherring schrittweise von 91.2 GeV auf einen geplanten Wert von bis zu 192 GeV erhöht. Nach einem Testlauf bei 130-140 GeV in den Monaten Oktober und November 1995 nahm der Beschleuniger im Juni 1996 seinen Betrieb nach Installation weiterer supraleitender Kavitäten mit einer Schwerpunktsenergie von 161 GeV wieder auf. Im Verlauf des Jahres wurde dann mit der Fertigstellung weiterer Kavitäten die Kollisionsenergie auf 176 GeV gesteigert. Damit wurde erstmals an einem Elektron-/Positron-Beschleuniger die Schwelle zur Erzeugung von W^+W^- - Paaren überschritten.

In dem sich hiermit erschließenden Energiebereich ergeben sich zahlreiche Möglichkeiten für Untersuchungen, die zu einem großen Teil auf eine sehr gute Rekonstruktion von Teilchenspuren und sekundären Vertizes und damit auf einen Vertexdetektor mit möglichst großer Auflösung und Winkelabdeckung angewiesen sind. Einer der zentralen Punkte wird dabei die Suche nach einem bisher noch nicht nachgewiesenen Higgs-Boson darstellen.

2.7.1 Suche nach leichten Higgs - Bosonen

LEP200 gibt die Möglichkeit, bei der Suche nach Higgs Bosonen die Energielücke zu schließen, die zwischen dem von LEP100 zugänglichen Energiebereich und der minimalen bei LHC nachweisbaren Higgsmasse besteht. Die LEP-Experimente konnten während der 6-jährigen Laufzeit bei Energien im Bereich der Z^0 -Masse die Existenz eines leichten Higgs mit einer Masse kleiner als 64 GeV ausschließen [16]. Am 'Large Hadron Collider' LHC wird es möglich sein, Higgs-Bosonen zu entdecken, deren Masse größer als ca. 90 GeV ist. Mit LEP200 ist es möglich, die Energielücke zwischen diesen beiden Werten zu schließen.

Das Higgs-Boson des Standardmodells wird bei LEP200-Energien hauptsächlich durch den folgenden Prozess erzeugt:

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow Z^0 H^0 \quad (2.41)$$

Das Higgs entsteht dabei durch Abstrahlung von einem virtuellen Z-Boson. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess erreicht sein Maximum für $\sqrt{s} \approx m_H + 100 \text{ GeV}$. Im Massenbereich von 50 bis 120 GeV ist der dominierende Zerfallskanal der Zerfall in ein $b\bar{b}$ Paar. Für weitere mögliche Zerfallsmoden wie $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-, c\bar{c}, gg$ liegt der Wirkungsquerschnitt um mindestens eine Größenordnung niedriger. Dies bedeutet, daß eine erfolgversprechende Suche in den drei folgenden Kanälen möglich ist:

1. $H \rightarrow 2 \text{ } b\text{-jets} + Z \rightarrow 2\text{jets}$

Dieser Endzustand tritt in 64 % aller Ereignisse auf, da das Z^0 zu ≈ 70 % in Hadronen zerfällt. Die Ereignisse sind gekennzeichnet durch vier von der Wechselwirkungszone ausgehende Teilchenbündel (Jets). Allerdings existieren hier auch zahlreiche Untergrundreaktionen wie $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$ und, oberhalb der Energieschwelle für die Erzeugung von W- oder Z-Paaren, die Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0$. Die beste Möglichkeit, diesen störenden Untergrund zu unterdrücken, bietet die Tatsache, daß das Z^0 nur zu 15 %, die W-Bosonen jedoch nie in $b\bar{b}$ -Quark-Paare zerfallen. Hat man also die Möglichkeit, b-Quarks mit einer großen Effizienz nachzuweisen, so kann

man einen Großteil dieser Untergrundreaktionen ausschließen. (Der W^+W^- -Untergrund kann weiter reduziert werden, indem man verlangt, daß keine Kombination von Jet-Paaren mit dem Zerfall von zwei W-Bosonen verträglich ist.)

2. $H \rightarrow 2 \text{ } b\text{-jets} + Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Da die aus dem Z^0 Zerfall resultierenden Neutrinos wegen Ihrer ausschließlichen schwachen Wechselwirkung im Detektor nicht nachgewiesen werden, zeichnen sich diese Ereignisse, die in $\approx 17\%$ aller Fälle auftreten, durch eine sehr kleine sichtbare Energie aus, wobei die fehlende Energie der Masse des Z-Bosons entspricht.

Auch bei dieser Reaktion existiert ein erheblicher Untergrund ($Z^0 Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{Hadronen}; W^+W^- \rightarrow \tau\nu + \text{Hadronen}; \dots$), der teilweise bei weitem die Anzahl der tatsächlichen Ereignisse übertreffen kann. Auch hier kann das Signal- zu Untergrund-Verhältnis stark verbessert werden, indem durch die b-Quark-Erkennung (b-Tagging) der Untergrund an Ereignissen mit leichten Quarks unterdrückt wird. Da das Z-Boson nur zu 15% in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfällt, erlaubt dies eine erhebliche Unterdrückung des ZZ-Untergrunds.

3. $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^- + H \rightarrow \text{anything}$

Dieser Ereignistyp, der in 7% aller Fälle auftritt, wird durch die Forderung gefunden, daß ein Paar hochenergetischer Leptonen vorhanden ist, dessen Energie der Masse des Z-Bosons m_Z entspricht. Die Masse des Higgs-Bosons kann dann aus der Gesamtenergie abzüglich der Energie des Leptonpaares bestimmt werden.

Ein wesentlicher Untergrund kommt hier von der Reaktion $e^+e^- \rightarrow ZZ$, wenn eines der Z-Bosonen in ein Leptonpaar zerfällt. Dieser Untergrund kann stark unterdrückt werden, wenn verlangt wird, daß die invariante Masse der potentiellen Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons nicht mit der Z^0 -Masse verträglich ist. Dies funktioniert selbstverständlich jedoch nicht, wenn $m_H \approx m_Z$. In diesem Fall wird es wiederum notwendig, den Z-Untergrund durch Ausschluß von leichten Quarks durch b-Tagging zu reduzieren.

2.7.2 W-Physik

Informationen über mögliche anomale Kopplungen des W-Bosons sind in seinem Produktionswinkel und der Winkelverteilung seiner Zerfallsprodukte im Ruhesystem enthalten. Um diese Winkelverteilungen zu messen, ist die Beobachtung der gemischten Zerfälle der W-Paare von Interesse, bei denen ein W-Boson in

ein Lepton und ein Neutrino und das zweite hadronisch zerfällt. Dabei wird die Flugrichtung des W durch den hadronischen Zerfall und die Ladung über das Lepton bestimmt.

Es zeigt sich, daß sich bei diesen Ereignissen in 30 % aller Zerfälle mindestens ein Hadronjet oder das Lepton in einem Winkel von weniger als 30° zur Strahlachse befindet. Eine Eröhung der Polarwinkelabdeckung des Vertexdetektors vergrößert damit die Effizienz bei der Untersuchung dieser Reaktionen.

2.7.3 Anforderungen an das Experiment

Für die Higgs-Suche bei LEP200 ist es eine wesentliche Voraussetzung, b-Quarks mit großer Wahrscheinlichkeit nachweisen zu können. Wichtig ist hierbei, bei größtmöglicher Effizienz eine große Reinheit zu erhalten. Ein Weg, dieses Ziel zu erreichen, ist die in 5.2 dargestellte Impactparameter-Methode unter Verwendung eines Vertexdetektors mit möglichst großer Raumwinkelabdeckung.

Aus diesen Gründen wurde für das im folgenden Kapitel beschriebene DELPHI-Experiment eine Erweiterung des bestehenden Vertexdetektors beschlossen. Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit bearbeitete Teilbereich dieses Projekts wird in Kapitel 4 dargestellt.

Kapitel 3

Der Vertexdetektor des DELPHI-Experiments

3.1 Der DELPHI-Detektor

DELPHI (**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification) [22] ist ein Detektor für e^+e^- -Physik, der als eines von vier Experimenten ¹ am LEP²-Speicherring am europäischen Forschungslabor CERN bei Genf installiert ist. Bei der Konstruktion von DELPHI wurde vor allem Wert auf eine präzise Spurvermessung und eine gute Vertexrekonstruktion bei möglichst vollständiger Abdeckung des Raumwinkels sowie auf eine sehr gute Teilchenidentifikation gelegt.

Der Aufbau des Detektors ist zylinderförmig, wobei die z-Richtung durch die Strahlachse gegeben ist, ϕ ist der Azimuthwinkel und θ der Winkel zur Strahlrichtung. Das zylindrische Mittelteil wird auf jeder Seite von einer Endkappe abgeschlossen, (Abbildung 3.1) so daß die vollständige Abdeckung des Raumwinkels lediglich durch das Strahlrohr begrenzt ist, das im Innern des Detektors einen Durchmesser von 120 Milimetern besitzt.

Zur Messung der Transversalimpulse der auslaufenden Teilchen befindet sich um die inneren Spurdetektoren eine supraleitende Solenoid-Spule, die ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1,2 Tesla in Richtung der Strahlachse erzeugt. Dabei fließt ein Strom von etwa 5000 Ampere. Um die Spule supraleitend zu halten, wird sie mit flüssigem Helium auf eine Betriebstemperatur von 4,5 Kelvin gekühlt.

Die zahlreichen Einzelkomponenten des Experiments lassen sich in vier Gruppen zusammenfassen, deren Funktionsweise in den folgenden Abschnitten beschrieben wird: Den Detektoren zur Messung der Teilchenspuren, den Kalorimetern für die

¹die weiteren LEP Experimente sind ALEPH, L3 sowie OPAL

²LEP: Large Electron-Positron

Abbildung 3.1: *Ansicht des DELPHI Detektors*

Energiebestimmung, den Cherenkov Zählern für die Teilchenidentifikation sowie dem Triggersystem.

3.1.1 Detektoren zur Spurvermessung

Eine möglichst genaue Kenntnis des Verlaufs der Teilchenspuren ist notwendig, um aus der vom Magnetfeld resultierenden Krümmung der Spuren den Impuls der Teilchen bestimmen zu können. Durch Interpolation der gemessenen Spuren lassen sich außerdem der genaue Ort der primären Wechselwirkung sowie bei langlebigen Teilchen der Ort ihres Zerfalls rekonstruieren. Wesentlich sind diese Informationen beispielsweise für Analysen, die sich mit der Messung der Lebensdauer langlebiger Teilchen befassen, sowie der in 5.2 beschriebenen Methode zum Nachweis von Hadronen, die b-Quarks enthalten, dem sogenannten 'B-Tagging'.

Das DELPHI Tracking System besteht im einzelnen aus folgenden Komponenten, wobei die einzelnen Detektoren in der Reihenfolge ihrer Anordnung von der Strahlachse nach außen aufgeführt sind:

Der Vertexdetektor VD

Der DELPHI-Vertexdetektor besteht aus einem zentralen Bereich (*Barrel*) mit drei zylinderförmigen Lagen von Silizium-Mikrostreifendetektoren und den als *Very Forward Tracker* bezeichneten Endkappen. Der Barrelbereich überdeckt den Azimuthwinkel θ von 25 bis 155 Grad, die anschließenden Endkappen ermöglichen eine Spurrekonstruktion bis zu einem Winkel von $\theta = 11^\circ$. Wegen seiner Nähe zum Wechselwirkungspunkt und seiner hohen Ortsauflösung ist der Vertexdetektor eines der zentralen Werkzeuge bei allen Analysen, bei denen eine genaue Rekonstruktion von Teilchenspuren erforderlich ist. Eine detaillierte Beschreibung des Detektoraufbaus folgen im Zusammenhang mit der Beschreibung der durchgeführten Detektorerweiterung in Abschnitt 3.2. Weitere Informationen finden sich in den Publikationen der DELPHI-Kollaboration [17].

Der Innere Detektor ID

Dieser Detektor setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: Einer Jetkammer mit einer radialen Ausdehnung von $R=12$ cm bis $R=22$ cm sowie einer zweiten Lage aus fünf radial aufeinanderfolgenden Proportionalkammern, die sich bis zu einem Radius von 28 cm erstrecken. Beide Komponenten decken einen Polarwinkel von $15^\circ \leq \Theta \leq 165^\circ$ ab.

Die Jetkammer besteht aus 24 in ϕ angeordneten Sektoren, und sie bestimmt mit einer mittleren Genauigkeit von $90 \mu m$ mindestens 10 und maximal 24 Punkte pro Teilchenspur. Die Auflösung für Spurelemente wurde damit in $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ auf $\sigma(R\phi) = 40 \mu m$ und $\sigma(\phi) = 0.9 mrad$ bestimmt. Die Trennung zweier Spuren beträgt 1 mm.

Die Information des Inneren Detektors wird auch für das Triggersystem benutzt. Dazu wurde die Gasmischung der Jetkammer und die Anordnung der Drahtebenen so gewählt, daß sich eine zu R proportionale Driftgeschwindigkeit ergibt. Die Triggerinformation liegt dadurch in einem sehr engen Zeitfenster von ~ 100 Nanosekunden.

Die Zeitprojektionskammer TPC

Die TPC (Time Projection Chamber) ist einer der wichtigsten Spurdetektoren von DELPHI. Sie liefert dreidimensionale Spurinformatoren und mißt die Krümmung der Spuren, was bei Kenntnis des vorhandenen Magnetfeldes eine Impulsbestimmung der Teilchen ermöglicht.

Die TPC ist eine mit einer Mischung aus Argon und Methan gefüllte Driftkammer mit einem Innenradius von 30 cm, einem Außenradius von 120 cm und einer Gesamtlänge von 300 cm. Gemessen wird die von geladenen Teilchen im Gasvolumen

erzeugte Ionisationsspur. Der Nachweis der Ladung erfolgt an den Endplatten der Kammer, die zu diesem Zweck in 6 Sektoren mit jeweils 192 radial verlaufenden Signaldrähten und 16 zirkular angeordneten Nachweisflächen zur Messung der $R\phi$ -Koordinaten versehen sind.

Die Drift der Ionisationsladung zu den Endplatten wird durch ein elektrisches Feld von 150 V/cm erzwungen, das sich von einer Zwischenplatte bei $Z=0 \text{ cm}$ zu den Endplatten parallel zum Magnetfeld erstreckt. Die Driftbewegung der Ladungen bewirkt so keine zusätzliche Ablenkung durch das Magnetfeld. Die z -Koordinate wird aus der Messung der Laufzeit der Ladungen im Driftfeld bestimmt. Die erreichte Auflösung beträgt $250 \mu\text{m}$ in der $R\phi$ -Ebene und $880 \mu\text{m}$ in Rz . Die 2-Punktauflösung, also der minimale Abstand, den zwei Spurpunkte haben müssen, um getrennt registriert zu werden, liegt bei etwa 1 cm .

Außerdem kann die Messung des Energieverlustes pro Einheitslänge dE/dx zur Teilchenidentifikation herangezogen werden.

Der Äußere Detektor OD³

Der Äußere Detektor besteht aus fünf Lagen mit insgesamt 3480 Driftröhren und erstreckt sich in R von 197 cm bis 206 cm . Drei Lagen liefern neben der $R\phi$ -Koordinate eine z -Messung durch Bestimmung der Laufzeitdifferenz zu den beiden Enden der Signaldrähte mit einer Auflösung von $\sigma(z) = 3.5 \text{ cm}$. Die Auflösung in der $R\phi$ -Ebene beträgt $110 \mu\text{m}$. Insbesondere für hohe Impulse führt dies aufgrund des längeren Hebelarmes zu einer Verbesserung der Impulsmessung der TPC.

Die Myonkammern

Im Gegensatz zu den bisher genannten Spurdetektoren befinden sich die Myonkammern außerhalb des Magnetfeldes. Man macht sich hier die Fähigkeit der Myonen, große Materialsichten zu durchdringen, zunutze. Als Abschirmmaterial dient das Rückführjoch der Magnetspule, das einen Großteil der Hadronen abstoppt. Im Barrelbereich decken die Kammern einen Winkelbereich von $53.0^\circ \leq \Theta \leq 88.5^\circ$ und $91.5^\circ \leq \Theta \leq 127.0^\circ$ ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen liegt hier bei 85% , mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{R\phi} = 1.5 \text{ mm}$ und $\sigma_z \approx 1 \text{ cm}$.

Der Detektor besteht aus zwei Lagen von Proportionaldriftkammern, von denen die erste innerhalb des Jochs nach 90 cm Eisen angebracht ist. Die zweite Lage befindet sich nach weiteren 20 cm Eisen außerhalb des Jochs.

³OD: Outer Detector

3.1.2 Detektoren zur Energiebestimmung

Der DELPHI Detektor besitzt zwei unabhängige Kalorimeter zur Energiemessung von Hadronen und elektromagnetischen Schauern:

Das **elektromagnetische Kalorimeter** von DELPHI besteht zum einen aus der **HPC** (High Density Projection Chamber) im Barrel, die durch Zeitprojektion eine Dreidimensionale Ladungsverteilung rekonstruiert, und Bleiglas-Cherenkov-Detektoren im Vorwärtsbereich.

Das **Hadronkalorimeter** (HCAL) befindet sich im Rückführjoch des DELPHI Magneten und setzt sich aus einem Zentralbereich ($52^\circ \leq \Theta \leq 128^\circ$) und zwei Endkappen, dem 'Forward Hadronic Calorimeter' ($11^\circ \leq \Theta \leq 52^\circ$ bzw. $128^\circ \leq \Theta \leq 169^\circ$), zusammen.

Das Kalorimeter besteht aus mehr als 19 000 Streamerkammern, die mit einer Spannung von 4.0 kV betrieben werden. Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde bestimmt zu [23]:

$$\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E[GeV]} \quad (3.1)$$

3.1.3 Die Cherenkov Zähler

Die Hauptaufgabe des *Ring Imaging Cherenkov* Detektors (RICH) ist die Hadronidentifikation über einen weiten Impulsbereich durch Rekonstruktion des Cherenkovwinkels. Der Cherenkovdetektor im Barrelbereich (BRICH) arbeitet seit 1991, während im Vorwärtsbereich seit 1993 ein Cherenkovdetektor (FRICH) zur Verfügung steht. Durchquert ein Teilchen den Detektor mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit innerhalb dieses Mediums, erfolgt die Emission sogenannter 'Cherenkovphotonen'. Durch Messung des Winkels zwischen den abgestrahlten Photonen und der Flugrichtung des Teilchens läßt sich bei Kenntnis des Impulses die Energie des Teilchens und damit seine Masse bestimmen.

3.2 Der Vertexdetektor

Das Ziel eines Vertexdetektors ist es, mit hoher Genauigkeit die Spuren durchgehender geladener Teilchen zu vermessen. Die Nähe zum primären e^+e^- -Wechselwirkungspunkt erlaubt durch Extrapolation der gemessenen Spuren eine präzise Bestimmung des Ortes der primären Wechselwirkung (Primärvertex) und eventueller weiterer, sekundärer Zerfallsvertices.

Die Herausforderung bei der Konstruktion eines solchen Detektors besteht dabei darin, einen möglichst guten Kompromiß zwischen der aus physikalischer Sicht gewünschten Performance und dem technisch Machbaren zu finden. Die physikalischen Anforderungen bestehen dabei vor allem aus den folgenden Punkten:

1. Möglichst vollständige Abdeckung des Raumwinkelbereichs, um eine hohe Effektivität zu erzielen.
2. Wenig Materie im Weg der Teilchen, um Vielfachstreuung der Teilchen am Detektormaterial zu vermeiden.
3. Messung von möglichst vielen Spurpunkten mit größtmöglicher Präzision.

Demgegenüber stehen die technischen Anforderungen nach einer hohen mechanischen Stabilität für eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen, das beschränkte verfügbare Volumen zwischen dem Strahlrohr und den weiteren Detektorkomponenten sowie eine Beschränkung der Anzahl der Auslesekanäle durch die Energieaufnahme der Ausleseelektronik und der daraus resultierenden Notwendigkeit der Detektorkühlung, und dem notwendigen Raum zur Verlegung von Anschluß- und Auslekabeln innerhalb des Experiments.

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick, wie diese sich teilweise widersprechenden Anforderungen bei der Erweiterung des DELPHI-Vertexdetektors umgesetzt wurden. Nach einer Darstellung des Gesamtaufbaus des Vertexdetektors folgt die Beschreibung der grundlegenden Funktionsweise von Silizium-Mikrostreifendetektoren, des Aufbaus und der Funktion der neu hergestellten Detektormodule sowie der bisherigen Performance des erweiterten Vertexdetektors.

3.3 Die Detektorgeometrie

Der DELPHI-Vertexdetektor besteht aus zwei Hauptteilen:

- Der zylinderförmige Zentralbereich (*Barrel*) mit einer Länge von 480 mm im sensitiven Bereich, und

Abbildung 3.2: *Aufbau des DELPHI Vertexdetektors. Der dreilagige zylinderförmige Zentralbereich (Barrel) wird an beiden Seiten von Endkappen abgeschlossen, die jeweils zwei Lagen Pixel- und Ministripdetektoren enthalten.*

- die als *Very Forward Tracker (VFT)* bezeichneten Endkappen.

Der Barrelbereich besteht aus drei konzentrisch angeordneten Lagen, wie sie schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt sind, mit Radien von 63mm , 90mm und 103mm . Die Raumkoordinaten entsprechen dabei dem in Abschnitt 3.1 eingeführten DELPHI-Koordinatensystem. Die Bezeichnung der Detektorlagen lautet von außen nach innen: *Outer Layer*, *Inner Layer* und *Closer Layer* für die innerste Lage, die erst im Jahr 1991 zusätzlich in den Detektor eingefügt wurde. Jede dieser Lagen enthält eine Reihe sich leicht überlappender Detektormodule, so daß eine lückenlose Abdeckung des Azimutwinkels ϕ sichergestellt ist. Die kleinste unabhängig funktionsfähige Einheit des Detektors ist ein Halbmodul (Abbildung 3.3), so daß bereits im Labor bei der Herstellung der einzelnen Module eine qualitative Überprüfung der Funktion möglich ist. Einige der an den im Rahmen der vorliegenden Arbeit gefertigten Detektormodule des *Outer Layer* durchgeführten Tests sind in Abschnitt 3.8 dargestellt.

Ein Detektormodul besteht aus einer Anzahl von miteinander verbundenen Ein-

Abbildung 3.3: *Fotografie eines Halbmoduls der äußeren Detektorlage. Zu sehen sind die vier hintereinandergeschalteten Halbleitersensoren sowie die Hybridschaltung mit der Verstärkerelektronik. (Foto: D. Knoblauch [26])*

Abbildung 3.4: *Längsschnitt durch den Endbereich des DELPHI-Vertexdetektors. Neben den stufenförmig angeordneten Detektormodulen sind die mechanische Trägerstruktur sowie die Kühlleitungen erkennbar.*

zelsensoren und jeweils einer auf einem Keramiksubstrat befindlichen Verstärkelektronik an beiden Enden. Jede Hälfte des Moduls wird dabei mit der näherliegenden Schaltung ausgelesen. Abbildung 3.3 zeigt ein halbes Modul mit vier aneinandergereihten Sensoren, die jeweils eine Fläche von $33.5 \times 60.0 \text{ mm}^2$ bedecken. Damit ergibt sich für das komplette Vollmodul eine aktive Fläche von $480 \times 33.5 \text{ mm}^2$.

Im Laufe der Strahlpause im Winter 1995/96 wurde der Barrelbereich entsprechend Abbildung 3.6 ausgebaut, so daß der Azimutwinkel, der von allen drei Detektorlagen abgedeckt wird, von 40° auf 25° vergrößert wurde. Bis zu einem Winkel von 21° zur Strahlachse können noch zwei Punkte pro Teilchenspür gemessen werden. Zusätzlich zur Messung der $R\Phi$ -Koordinate ist damit in allen Lagen außer dem zentralen Bereich des *Inner Layer* auch eine Messung der z -Koordinate möglich.

Für die jeweiligen Detektorlagen wurden dabei Detektoren mit unterschiedlichen Technologien verwendet, um sowohl die $R\phi$ - als auch die z -Koordinate zu messen: Für die beiden inneren Lagen, bei denen aufgrund der Nähe zum Wechsel-

Abbildung 3.5: *Geometrie des erweiterten DELPHI Vertexdetektors im Längsschnitt.*

Abbildung 3.6: *Gesamtansicht des DELPHI Vertexdetektors mit einer Angabe der minimalen Polarwinkel, die von den jeweiligen Detektorlagen abgedeckt werden.*

wirkungspunkt der Einfluß von Vielfachstreuung besonders schädlich ist, wurden sogenannte *doppelseitige* Detektoren verwendet. Bei diesen Detektoren, die in Abschnitt 3.5.3 näher erläutert werden, wird ein einzelnes Siliziumsubstrat sowohl zur Messung der $R\phi$ - als auch der z -Koordinaten verwendet.

In der äußeren Detektorlage dagegen werden die jeweiligen Koordinaten in unabhängigen Kristallen gemessen, die innerhalb eines Moduls in zwei Schichten angeordnet sind. Diese Technik erhöht die mechanische Stabilität der mit 480mm aktivem Bereich längsten Detektorlage.

Zusätzlich zur Verlängerung des Barrel-Bereichs wurden auf beiden Seiten Endkappen installiert, die den Winkelbereich φ von 24° bis 11° bzw. von 156° bis 169° abdecken. Diese als *Very Forward Tracker (VFT)* bezeichneten Endkappen bestehen aus jeweils zwei Lagen Ministreifen- und Pixeldetektoren, wobei von der zweiten Pixel-Lage Anfang 1996 25% installiert wurden. Die Vervollständigung des VFT durch den Einbau der restlichen Pixeldetektoren ist für die Strahlpause Ende 1996 vorgesehen.

3.4 Funktionsweise von Siliziumdetektoren

3.4.1 Materialeigenschaften

Halbleitermaterialien aus der IV. Hauptgruppe des Periodensystems ähneln in ihrer Bandstruktur⁴ einem Isolator: Zwischen dem voll besetzten Valenzband und dem unbesetzten Leitungsband befindet sich eine Energielücke E_g mit verbotenen Zuständen.⁵ Bei einer Temperatur von $T = 0\text{K}$ verhält sich ein Halbleiter demnach wie ein Isolator; er leitet den elektrischen Strom nicht.

Der Unterschied zwischen Halbleiter und Isolator liegt jedoch in der Größe der Energielücke: Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Energielücke so klein ist, daß durch thermische Anregung Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gelangen können. Somit verbleiben im Valenzband Leerstellen ('Löcher'), die sich bei einem vorhandenen elektromagnetischen Feld wie ein Ladungsträger mit der Ladung e^+ und einer Masse m^* verhalten. Der Ladungstransport im Halbleiter geschieht demnach durch die Elektronenbewegung im Leitungsband und das Wandern der Löcher im Valenzband.

Da die Anzahl der durch thermische Anregung erzeugten Ladungsträger proportional zu $e^{-E_g/kT}$ ist, zeichnet sich ein Halbleiter im Gegensatz zu Metallen durch eine mit der Temperatur T ansteigenden elektrischen Leitfähigkeit aus.

⁴Einführungen in das Bändermodell finden sich in zahlreichen Lehrbüchern der Festkörperphysik, z.B. [24]

⁵Der Index g steht für den englischen Begriff *gap* = Lücke

Ordnungszahl	14
Kristallstruktur	Diamant
Gitterkonstante	5.4307 Å
Dichte	2.328 g cm^{-3}
Dielektrizitätskonstante	11.9
Energiebandlücke	1.11 eV
Beweglichkeit	
- von Elektronen	$1350 \text{ cm}^2 / (\text{V s})$
- von Löchern	$480 \text{ cm}^2 / (\text{V s})$
Intrinsische Ladungsträgerdichte	$1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
effektive Zustandsdichte	
- im Leitungsband N_C	$2.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
- im Valenzband N_V	$1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Schmelzpunkt	1415°C
maximale elektrische Feldstärke	$30 \text{ V} / \mu \text{m}$
Energie zur Bildung eines Elektron/Loch-Paares	3.62 eV

Tabelle 3.1: *Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur. Die Bezeichnung intrinsisch steht für Angaben, die für reines Silizium ohne Verunreinigungen gelten.*

Eines der am häufigsten in der Elektronik verwendeten Halbleitermaterialien ist Silizium. Gründe hierfür sind unter anderem die gute Verfügbarkeit von Silizium und die Möglichkeit, auf dem Substrat Siliziumoxyd als Isolator zu erzeugen. Die wesentlichen Eigenschaften von reinem Silizium sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Anzahl der freien Ladungsträger im Halbleiter kann durch gezieltes Verunreinigen (dotieren) durch Fremdatome um mehrere Größenordnungen erhöht werden. Beim Dotieren mit einem fünfwertigen Atom (z.B. Phosphor) ist das fünfte Valenzelektron nur schwach an das Atom gebunden, da nur vier Valenzelektronen zur Bindung im Kristallgitter benötigt werden, so daß eine geringe Energie ausreicht, um das Elektron ins Leitungsband zu heben. Fremdatome, die auf diese Weise Elektronen ins Leitungsband abgeben, heißen *Donatoren*; das so behandelte Material nennt man *n-dotiert*. Der Majoritätsladungsträger im n-dotierten Material sind Elektronen.

Im Gegensatz dazu werden beim Dotieren mit dreiwertigen Atomen nur drei der vier Gitterbindungen im Siliziumkristall abgesättigt. Die vierte, offene Bindung wirkt als Loch, das sich wie ein Ladungsträger mit der Ladung $+e$ verhält. In diesem, als *p-dotiert* bezeichneten Material, sind die Löcher die Hauptladungsträger. Die eingefügten dreiwertigen Fremdatome nennt man *Akzeptoren*.

Eine der wesentlichen Eigenschaften eines Halbleiters ist die Ladungsträgerdichte im Leitungsband (n_c) und im Valenzband (p_v) in Abhängigkeit von der Temperatur T . Diese läßt sich durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion unter Berücksichtigung der jeweiligen Zustandsdichten $g_c(E)$ und $g_v(E)$ ermitteln:

$$\begin{aligned} n_c(T) &= \int_{E_C}^{\infty} dE g_c(E) \frac{1}{e^{(E-E_f)/k_B T} + 1} \\ p_v(T) &= \int_{-\infty}^{E_V} dE g_v(E) \frac{1}{e^{(E_f-E)/k_B T} + 1} \end{aligned} \quad (3.2)$$

E_f steht hier für die Fermienergie und E_C (E_V) für die Energie des Leitungsbandes (Valenzbandes). Die Boltzmann-Konstante k_B ist gegeben durch

$$k_B = 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

Mit der Annahme

$$E_C - E_f \gg k_B T \quad \text{und} \quad E_f - E_V \gg k_B T \quad (3.3)$$

läßt sich in 3.2 folgende Näherung durchführen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{e^{(E-E_f)/k_B T} + 1} &\approx e^{-(E-E_f)/k_B T} \quad \text{für } E > E_C, \\ \frac{1}{e^{(E_f-E)/k_B T} + 1} &\approx e^{-(E_f-E)/k_B T} \quad \text{für } E < E_V. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Gleichung 3.2 vereinfacht sich dann zu:

$$\begin{aligned} n_c(T) &= N_C(T) e^{-(E_C-E_f)/k_B T}, \\ p_v(T) &= P_V(T) e^{-(E_f-E_V)/k_B T}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

mit

$$\begin{aligned} N_C(T) &= \int_{E_C}^{\infty} dE g_c(E) e^{-(E-E_C)/k_B T}, \\ P_V(T) &= \int_{-\infty}^{E_V} dE g_v(E) e^{-(E_V-E)/k_B T}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Mit $E_g = E_C - E_V$ gilt damit für das Produkt der Ladungsträgerdichten:

$$np = N_C N_V e^{-(E_g/k_B T)} \quad (3.7)$$

In intrinsischem (undotierten) Silizium gilt $n_c = p_v = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bei $T = 300 \text{ K}$.

Bei gegebenem elektrischen Feld E und der Driftgeschwindigkeit v ist die Ladungsträgermobilität durch $\mu = v/E$ gegeben. Sie beträgt in Silizium für Elektronen $\mu_n = 1350 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ und für Löcher $\mu_h = 480 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$. Der spezifische Widerstand des Materials ist dann:

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_n n_c + \mu_h p_v)} \quad (3.8)$$

Für reines Silizium bei Raumtemperatur ist $\rho = 235 k\Omega cm$, für dotiertes Silizium liegt dieser Wert wegen der größeren Ladungsträgerdichte jedoch deutlich niedriger.

Der Nachweis geladener Teilchen in Halbleiterdetektoren erfolgt mittels der beim Durchgang erzeugten Ionisationsladung, deren Größe mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel [11] abgeschätzt werden kann:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m_0 v^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_0 v^2 T_{max}}{I^2 (1 - (v/c)^2)} \right) - \beta^2 - \frac{A}{Z} \right] \quad (3.9)$$

N, Z und I stehen hier für die Neutronenzahl, Protonenzahl und mittlere Ionisationsenergie des durchstrahlten Materials. m_0, z, v und E sind die Ruhemasse, Ladung, Geschwindigkeit und Energie des einfallenden Teilchens. β steht für den Quotienten v/c und T_{max} beschreibt die maximale kinetische Energie, die an ein Elektron in einem einzelnen Stoß übertragen werden kann und ist für ein Teilchen mit Masse M und Impuls $M\beta\gamma c$ gegeben durch [11]:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}.$$

Bei einer Kristallorientierung von $< 111 >$ ist in Silizium der wahrscheinlichste Energieverlust eines durchgehenden Minimal-Ionisierenden Teilchens (MIP⁶) etwa $390 \frac{eV}{\mu m}$ [26].

Liegen das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes beim selben $\mathbf{k}$ -Wert (Abbildung 3.7 (a)), so spricht man von *direkten Halbleitern*, andernfalls von *indirekten Halbleitern*. Beim direkten Halbleiter muß ein Elektron die Energie $W_G = W_C - W_V$ aufnehmen, um in das Leitungsbandminimum zu gelangen. Das Elektron ändert dabei seinen Impuls $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ nicht.

Liegen dagegen wie bei Silizium das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes nicht beim selben $\mathbf{k}$ -Wert (Abbildung 3.8), so ist außer der Energie $W_G = W_C - W_V$ dem Elektron noch der Impuls $\mathbf{p} = \hbar(\mathbf{k}_C - \mathbf{k}_V)$ zuzuführen, damit der in Abbildung 3.7(b) eingezeichnete Übergang stattfinden kann. Mit

$$(\mathbf{k}_C - \mathbf{k}_V) = 0.85 \cdot \frac{2\pi}{a} \quad (3.10)$$

ergibt sich nach Einsetzen der Gitterkonstante $a = 5.43 \cdot 10^{-10} m$ von Silizium eine minimale Energie $W_{min} \approx 3.6 eV$ für die Erzeugung eines Elektron-/Lochpaares.

Mit einer zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares notwendigen Energie von 3.6 eV entspricht die beim Teilchendurchgang deponierte Energie von $390 \frac{eV}{\mu m}$ einer Zahl von $108 e/h - Paaren/\mu m$. Damit erhält man bei einer Kristalldicke von

⁶MIP = Minimum Ionizing Particle

Abbildung 3.7: *Direkte (a) und indirekte (b) Bandübergänge [23].*

Abbildung 3.8: *Bandschema von Silizium.*

280 μm maximal 30 000 Ladungsträgerpaare, die zum Teilchennachweis verwendet werden können.

Allerdings ist nach Gleichung 3.7 bereits bei intrinsischem Silizium in einem Kristall mit einer Fläche von 1cm^2 und einer Dicke von 280 μm die Zahl der freien Ladungsträger um einen Faktor 10^4 größer als die Anzahl der durch Ionisation erzeugten Ladungsträgerpaare. Beim Auftreten von Verunreinigungen wird dieses Verhältnis weiter verschlechtert. Um Ionisationsladungen nachweisen zu können, muß demnach die Zahl der freien Ladungsträger im Kristall verringert werden. Dies geschieht durch den Aufbau einer pn-Diodenstruktur:

3.4.2 Der pn-Übergang

Ein *pn-Übergang* liegt vor, wenn ein n-dotierter Halbleiter mit einem p-dotierten Kristall in Kontakt gebracht wird. In der Grenzschicht tritt in diesem Fall eine Verarmung an Ladungsträgern auf, die dadurch zustandekommt, daß ein Teil der im n-Bereich zusätzlich vorhandenen Elektronen in den p-Bereich diffundieren und dort teilweise mit Löchern rekombinieren. Auf die gleiche Weise diffundieren Löcher aus dem p-dotierten Material über die Grenzschicht.

Da das Material vor Einsetzen der Diffusion elektrisch neutral war, bildet sich dadurch in der Grenzschicht eine Raumladungszone aus, die aus der zurückbleibenden positiven Ladung in der n-Schicht und negativen Ladung in der p-Schicht besteht. Auf diese Weise wird in der Grenzschicht ein elektrisches Feld erzeugt, das dem vom Konzentrationsgefälle der Elektronen und Löcher ausgelösten Diffusionsstrom entgegenwirkt. Die resultierende elektrische Spannung wird als *Diffusionsspannung* bezeichnet. Die Diffusionsspannung $\phi(x)$ bewirkt eine Verschiebung in den Energien E_C und E_V um $-e\phi(x)$. Damit verallgemeinert sich Gleichung 3.5 zu:

$$\begin{aligned} n_c(x) &= N_C(T) \exp \left[-\frac{(E_C - e\phi(x) - E_f)}{k_B T} \right], \\ p_v(x) &= P_V(T) \exp \left[-\frac{(E_f - E_V + e\phi(x))}{k_B T} \right]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Daraus ergibt sich bei gegebenen Dotierungskonzentrationen N_a und N_d der Potentialabfall über der Raumladungszone:

$$e\Delta\phi = E_g + k_b T \ln \left[\frac{N_d N_a}{N_C P_V} \right] \quad (3.12)$$

Aus der eindimensionalen Poissongleichung

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon} = \frac{eN_{a,d}}{\epsilon} \quad (3.13)$$

erhält man durch Integration

$$\phi_p = \frac{eN_a}{2\epsilon} (x - d_p)^2 \quad \text{und} \quad \phi_n = \frac{eN_d}{2\epsilon} (x - d_n)^2 \quad (3.14)$$

wobei d_n und d_p die Dicke der Raumladungszone in der n- bzw. der p-Schicht darstellen. Stetigkeit von $d\phi/dx$ bei $x = 0$ setzt voraus, daß $N_d d_n = N_a d_p$ gilt. Damit folgt für die Potentialdifferenz $\Delta\phi$:

$$\left(\frac{e}{2\epsilon}\right) (N_d d_n^2 + N_a d_p^2) = \Delta\phi. \quad (3.15)$$

Die Dicke der Sperrschicht auf der n-Seite d_n und auf der p-Seite d_p läßt sich damit berechnen zu:

$$d_n = \left[\frac{(N_a/N_d) \epsilon \Delta\phi}{(N_d + N_a) e} \right]^{1/2} \quad \text{und} \quad d_p = \left[\frac{(N_d/N_a) \epsilon \Delta\phi}{(N_a + N_d) e} \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

Die Größe dieser an freien Ladungsträgern verarmten Zone beträgt bei einer typischen Dotierungskonzentration von $N_a \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $N_d \approx 5 \cdot 10^{12}$ etwa $0.3 \mu\text{m}$. Durch Anlegen einer zusätzlichen äußeren Spannung mit gleicher Polarität wie die Diffusionsspannung läßt sich diese jedoch weiter ausdehnen. Da die angelegte Spannung den Kristall an freien Ladungsträgern verarmt (depletiert), spricht man bei der angelegten Spannung von *Depletionsspannung*. Es ergibt sich nach Gleichung 3.16 beispielsweise bei einer Spannung von 100V und den genannten Dotierungskonzentrationen eine Dicke von $d_n = 300 \mu\text{m}$ in der n-Schicht und von $d_p = 0.4 \mu\text{m}$ in der p-Schicht. Als aktives Detektorvolumen dient demnach das n-dotierte Silizium, während die p-dotierte Schicht nur zur Verarmung des Detektors dient und deshalb sehr dünn sein sollte.

Ähnlich einem Plattenkondensator steigt die Kapazität der Sperrschicht umgekehrt proportional zu ihrer Dicke $D = d_n + d_p$ an. Die Kapazität pro Einheitsfläche $C = \epsilon/D$ ist dann mit Gleichung 3.16 gegeben durch die Beziehung:

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon e N_a N_d}{2(N_a + N_d)\phi}} \quad (3.17)$$

Mit Gleichung 3.8 und der Annahme $N_a \gg N_d \gg n_i$ erhält man schließlich die Sperrschichtkapazität

$$C = \sqrt{\frac{\epsilon}{2\mu\rho\phi}}. \quad (3.18)$$

Folglich erwartet man mit zunehmender Sperrspannung ϕ ein Abfallen der Kapazität mit $1/\sqrt{\phi}$. Da die Dicke der Sperrschicht durch die Dimension des Kristalls beschränkt ist, bleibt ab einer Spannung V_D die Kapazität annähernd konstant. Durch Messung der Sperrschichtkapazität $C(V)$ läßt sich damit die Depletionsspannung V_D bestimmen, bei der der Kristall vollständig an freien Ladungsträgern

Abbildung 3.9: *Messung der Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit von der angelegten Spannung [SI]. Die Spannung V_D , bei der der Detektor vollständig an freien Ladungsträgern verarmt ist, läßt sich in dem Bereich der Kurve ablesen, an dem die Kapazität mit zunehmender Sperrspannung nicht weiter abnimmt.*

verarmt ist. Abbildung 3.9 zeigt den Verlauf einer Messung der Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Nach Auftragen von C^{-2} über der angelegten Spannung wird der nach Gleichung 3.18 erwartete Verlauf erkennbar. Solange die Sperrschicht sich innerhalb des Kristalls weiter ausbreiten kann, steigt die Kurve annähernd linear an. Erst bei Erreichen der Kristallgrenzen kann die Dicke der Sperrschicht und damit ihre Kapazität nicht weiter zunehmen. Die so ermittelte Spannung, bei der der Kristall vollständig verarmt ist, beträgt in diesem Beispiel $V_D \simeq 62V$. Eine detaillierte Beschreibung des notwendigen Meßaufbaus findet sich in [30].

In einem derart in Sperrichtung vorgespannten Detektor werden die von einem ionisierenden Teilchen erzeugten Elektron-/Lochpaare durch das in der Raumladungszone vorhandene elektrische Feld getrennt: Die Elektronen driften zur Anode auf der n-Seite und die Löcher zur p-Schicht. Das Signal der positiven Ladungen auf der p-Seite läßt sich mit Hilfe von rauscharmen ladungsempfindlichen Verstärkern nachweisen.

Durch thermische Anregung werden im gesamten Kristall Elektron-/Loch-Paare erzeugt. Solange kein elektrisches Feld vorhanden ist, rekombinieren diese Ladungsträger nach kurzer Zeit. Bei Anwesenheit eines Feldes werden diese Ladungsträger jedoch getrennt und haben somit eine geringere Chance zu rekombinieren. Unter der Annahme, daß in der Raumladungszone die Ladungsträger-

dichte sehr niedrig ist, ergibt sich für diesen Generationsstrom [29]

$$j_{gen} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_0} D, \quad (3.19)$$

wobei τ_0 die effektive Lebensdauer der Minoritätsladungsträger in der Raumladungszone und $D = d_n + d_p$ die Gesamtdicke des verarmten Bereiches darstellt. Da die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger wesentlich durch Erzeugungs- und Rekombinationsprozesse an Verunreinigungen bestimmt wird, muß ein möglichst reiner Siliziumkristall verwendet werden, um den unerwünschten Leckstrom klein zu halten.

3.5 Mikrostreifendetektoren

Durch Segmentierung der dünnen p -Schicht in rechteckige Flächen (Pixel) oder schmale Streifen kann die beschriebene Diodenstruktur in einen ortsempfindlichen Detektor umgewandelt werden, wenn jedes der Segmente mit einem eigenen Verstärkerkanal verbunden wird. Bei den im folgenden beschriebenen Mikrostreifendetektoren haben die einzelnen Segmente eine Breite von $7\mu m$ und einen Abstand zum nächsten Streifen von $25\mu m$. Die Länge der Streifen ist durch die Länge bzw. Breite des einzelnen Sensors gegeben.

Mit Streifendetektoren läßt sich eine dreidimensionale Ortsinformation durch Kombination zweier einseitiger Sensoren gewinnen (die Koordinatenbezeichnungen entsprechen dem in Abschnitt 3.1 eingeführten Raumkoordinaten des DELPHI-Detektors): Die ϕ -Koordinate durch Detektoren mit Diodenstreifen parallel zur Strahlrichtung, die z -Koordinate durch Streifen senkrecht zur Strahlrichtung und den Radius r durch Kenntnis der räumlichen Position der Sensoren innerhalb des Detektors. Die Detektoren für die Bestimmung der RZ - und der $R\phi$ -Koordinaten unterscheiden sich prinzipiell in einem wesentlichen Punkt: Während die Streifen der Detektoren für die $R\phi$ -Koordinate parallel zur Strahlachse und damit in Richtung der Ausleseelektronik zeigen, müssen die Signale der Rz -Detektoren durch senkrecht zu den Diodenstreifen angebrachte Ausleseleitungen zur Elektronik geleitet werden.

3.5.1 Einseitige Detektoren

Die grundlegende Funktionsweise der Mikrostreifendetektoren wird im folgenden anhand der bei der Erweiterung der äußeren Detektorlage verwendeten $R\phi$ -Detektoren erläutert. Anschließend folgt eine Beschreibung der technischen Realisierung von Rz -Detektoren.

Abbildung 3.10: Querschnitt durch einen Streifendetektor mit integrierten Koppelkondensatoren. Die beim Teilchendurchgang erzeugten Ladungsträger werden durch die angelegte Sperrspannung getrennt und zu den gegenüberliegenden Seiten hin beschleunigt. Die positiven Ladungen (Löcher) sammeln sich auf den p -Streifen, von wo sie über die Siliziumoxydschicht kapazitiv auf die zum Verstärkereingang führenden Auslestreifen gekoppelt werden.

$R\phi$ - Detektoren

Bei Detektoren zur Messung der $R\phi$ -Koordinaten erfolgt wie gesehen die Auslese der Signale in Richtung der Diodenstreifen. Es wäre also prinzipiell möglich, die Diodenstreifen direkt mit den Eingängen der Verstärker zu verbinden. Allerdings fließt in diesem Fall der nach Gleichung 3.19 gegebene Leckstrom direkt in die Eingänge der ladungsempfindlichen Vorverstärker. Da die Leckströme der einzelnen Streifen produktionsbedingt um bis zu einen Faktor 1000 variieren können, sind von Auslesekanal zu Auslesekanal enorme Schwankungen des Nullpunktwertes zu erwarten. Dies erfordert einen sehr großen dynamischen Bereich des nachfolgenden Analog-Digital-Konverters, was zu Lasten der erreichbaren Signalauflösung ginge.

Eine Möglichkeit, den Einfluß des Leckstromes zu verringern, ist die kapazitive Kopplung der auszulesenden Detektorstreifen an die Verstärkereingänge. Um Ladungsverluste zu vermeiden, soll hierbei die Koppelkapazität einen möglichst großen Wert haben. Dies kann erreicht werden, wenn direkt auf dem Substrat über den p -Streifen eine sehr dünne Siliziumoxydschicht erzeugt wird, auf der zum Verstärkereingang führende Aluminiumleitungen liegen. Damit ergibt sich das in Abbildung 3.10 wiedergegebene Detektorlayout.

Um zu verhindern, daß die durch Ionisation erzeugten Ladungen direkt in die Spannungsquelle abfließen, werden die einzelnen Diodenstreifen über hochohmige Widerstände mit der Sperrspannung versorgt, wobei alle Widerstände von einer gemeinsamen Leiterbahn (*Biasline*) ausgehen. Der geforderte Mindestwert für diese Widerstände beträgt $40M\Omega$, was mit der Streifenkapazität von etwa $5pF$ eine Zeitkonstante des Signals von $\tau = RC \approx 200\mu s$ ergibt.

Daneben verhindern diese sogenannten *Bias-Widerstände*, daß bei Auftreten eines Kurzschlusses in einer der Koppelkapazitäten die Depletionsspannung auf dem gesamten Detektor zusammenbricht. Es werden somit durch einen solchen Kurzschluß lediglich die benachbarten Diodenstreifen durch die lokalen Feldinhomogenitäten beeinflusst. Ein hoher Widerstandswert verringert außerdem das in ihm entstehende Stromrauschen (Abschnitt 3.8.3).

Die Biaswiderstände werden direkt auf dem Substrat auf zwei Arten realisiert:

1. Als *Polysilikon-Widerstände*, die durch chemische Abscheidung von polykristallinem Silizium aus der Gasphase auf dem Substrat erzeugt werden. Diese Technik wurde unter anderem bei den *RZ*-Detektoren der äußeren Detektorlage verwendet.
2. Als **FOXFET**⁷-Übergänge, die gegenüber den Polysilikonwiderständen den Vorteil einer hohen Uniformität der Widerstandswerte und die Möglichkeit der Variation des Widerstandes durch Veränderung der Gatespannung aufweisen ([30],[32]). Bei den *R ϕ* -Detektoren der äußeren Detektorlage wurden FOXFET-Übergänge für die Versorgung der Diodenstreifen mit der Depletionsspannung verwendet.

Damit der Feldverlauf auch im Bereich der am Rand liegenden Diodenstreifen homogen bleibt, wird der aktive Detektorbereich mit einer oder mehreren weiteren ringförmigen Diodenstrukturen umgeben, dem sogenannten *Guardring*.

Um die hintereinanderliegenden einzelnen Sensoren Kanal für Kanal verbinden zu können, wird die Drahtbondtechnik angewandt, bei der durch Ultraschallschweißen Drahtverbindungen mit einem Draht von $25\mu m$ Durchmesser geschaffen werden. Als Befestigungspunkt dieser Drahtverbindungen dienen sogenannte *Bondpads* mit einer Fläche von $60 \times 120\mu m$ (Abbildung 3.11). Damit bei dem geringen Abstand zweier Aluminiumleitungen ($45\mu m$) keine Kurzschlüsse zwischen zwei Drähten auftreten, werden die Drahtverbindungen in zwei Lagen ausgeführt, so daß jede zweite Bondfläche um $200\mu m$ versetzt angebracht ist.

Die durch Ionisation erzeugten Ladungen koppeln allerdings nicht nur kapazitiv auf die Auslestreifen, sondern ein Teil der Ladung geht durch die Kopplung zur *n*-Seite (*Backplane*) und auf die Nachbarstreifen verloren. Ein vereinfachtes Ersatzschaltbild für die beteiligten Kapazitäten zeigt Abbildung 3.13.

⁷**FOXFET** = **F**ield **O**Xide **F**ield **E**ffect **T**ransistor

Abbildung 3.11: *Ansicht der Detektoroberfläche im Bereich der Kontaktflächen (Bondpads). Über die Bias-Leitung werden die Diodenstreifen mit der zur Depletion notwendigen Biasspannung versorgt.*

Abbildung 3.12: *Mikroskopische Aufnahme der Verbindung zweier Einzelsensoren durch Drahtbonds. Hinter den benutzten Bondflächen sind jeweils Ersatzpads zu erkennen, die beim Ersetzen einer fehlerhaften Verbindung verwendet werden können.*

Abbildung 3.13: Ersatzschaltbild für die Verteilung der Kapazitäten C_c (Koppelkapazität), C_B (Kapazität zur n -Seite), C_f (Rückkoppelkapazität der Vorverstärker) und C_i (Kapazität zu benachbarten Auslesestreifen).

Wird bei der Kopplung auf die Nachbarstreifen nur der jeweils nächstliegende Streifen berücksichtigt, so läßt sich die Kapazität zwischen den Streifen C_i mit der Kapazität zur n -Seite C_b zu einer gemeinsamen Kapazität C_p zusammenfassen⁸:

$$\frac{1}{C_p} = \frac{1}{C_b} + \frac{1}{C_i} \quad (3.20)$$

Der Anteil der erzeugten Ladung, der auf den Auslesestreifen gesammelt wird kann damit folgendermaßen bestimmt werden [28]:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{C_p}{C_f + C_p \left(\frac{C_f}{C_c} + 1 \right)} \quad (3.21)$$

Da im Vergleich zur direkten Kopplung der p -Streifen an die Verstärkereingänge möglichst wenig Ladung verloren werden soll, müssen die Kapazitäten C_b und C_i klein im Verhältnis zur Koppelkapazität C_c sein.

Im *Outer Layer* des DELPHI Vertex-Detektors kommen von der Firma Hamamatsu unter der Bezeichnung *spl-6202* gefertigte $R\phi$ -Sensoren mit Abmessungen von $33.5 \times 60.0 \times 0.3 \text{ mm}^3$ zum Einsatz. Diese besitzen 1281 längsliegende Diodenstreifen mit einem Streifenabstand (*Pitch*) von $25 \text{ } \mu\text{m}$. Jeder zweite Diodenstreifen wird über eine darüberliegende Aluminiumleitung ausgelesen, so daß pro Modul 640 Auslesekanäle für die Messung der $R\phi$ -Koordinate zur Verfügung stehen.

⁸Die Indizes i und b erklären sich aus den Abkürzungen für die englischen Ausdrücke *Inter-strip Capacity* und *Backplane Capacity*

RZ-Detektoren

Um einen Detektor zur Messung der z -Koordinate im DELPHI Koordinatensystem zu erhalten, müssen die Diodenstreifen senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet werden. Da sich die Hybridschaltungen mit den ladungsempfindlichen Vorverstärkern am Ende der jeweiligen Detektormodule befinden, bedeutet dies, daß die Detektorsignale durch eine weitere Lage von Aluminiumstreifen ausgelesen werden müssen (Abbildung 3.14). Diese Streifen sind von der ersten Metall-Lage durch eine isolierende Polyimidschicht getrennt, weshalb man von *Double Metal Layer* Detektoren spricht. Jeder dieser auch *Routing Lines* genannten Auslesestreifen wird durch eine Durchkontaktierung mit einem der z -Streifen verbunden. Die Versorgung der Diodenstreifen mit der Depletionsspannung erfolgt über Polysilizium-Widerstände an der Längsseite der Detektoren.

Abbildung 3.14: *Oberfläche eines Detektors zur Messung der Rz-Koordinaten. Über hochohmige Polysilizium-Widerstände werden die Diodenstreifen mit der Depletionsspannung versorgt. Jeder Auslestreifen ist mit einer Durchkontaktierung durch die Polyimidschicht mit einem bzw. zwei querliegenden Diodenstreifen verbunden.*

Ein Nachteil dieser Technik ist die erheblich vergrößerte Kapazität der Auslestreifen, da mit der kapazitiven Last am Eingang der Vorverstärker auch das Rauschen der Verstärker größer wird (Abschnitt 3.8.3). Außerdem können in der Polyimidschicht zusätzliche Kurzschlüsse auftreten, womit die Eindeutigkeit der Zuordnung eines Auslestreifens zu einem Diodenstreifen (und damit der Ortsbestimmung) verlorengeht. Durch Messungen der Streifenkapazitäten der Einzel-

sensoren lassen sich solche Defekte allerdings noch vor dem Bau der Detektormodule auffinden, so daß die betroffenen Sensoren ausgesondert werden können ([30],[31]).

3.5.2 Ortsbestimmung mit Mikrostreifendetektoren

Die durch die Ionisation der durchgehenden Teilchen erzeugte positive Ionisationsladung driftet unter dem Einfluß der angelegten Sperrspannung zu den p -Streifen an der Detektoroberfläche und wird von den jeweiligen Auslesekanälen registriert, sobald das Signal eine vorgegebene Schwelle überschreitet.

Falls die Ausdehnung der Ladungswolke klein gegen den Abstand der Diodenstreifen ist, wird das Signal in den meisten Fällen von genau einem Streifen registriert, und die erreichbare Ortsauflösung beträgt

$$\sigma_x = \frac{p}{\sqrt{12}}, \quad (3.22)$$

wobei p für den Abstand zweier Auslesestreifen steht. Liegt die Ausdehnung der Ladungswolke dagegen in der Größenordnung des Streifenabstandes, so wird sich das Signal in der Regel auf zwei benachbarte Auslesestreifen verteilen. Wenn in diesem Fall die Signalthöhe auf den jeweiligen Streifen gemessen wird, kann durch Interpolation der Signale die Ortsauflösung weiter verbessert werden.

Wird der Streifenabstand weiter verringert, verteilt sich die erzeugte Ladung auf mehrere benachbarte Streifen. Diesen Bereich von Auslesestreifen, auf denen das Signal registriert wird, bezeichnet man als *Cluster*. Da jedoch nur die äußeren Streifen eines Clusters zur Ortsinformation beitragen, wird durch einen so kleinen Streifenabstand die Ortsauflösung nicht verbessert, sondern verschlechtert, da die auf den zentralen Streifen des Clusters registrierte Ladung keine Information liefert und ein größerer Anteil des Signals unterhalb der durch das Rauschen bestimmten Nachweisschwelle liegt.

Der Abstand zwischen zwei Auslesestreifen (*Readout-Pitch*) sollte demnach an die Dimensionen der durch Ionisation erzeugten Ladungswolke angepaßt sein. Für die $R\phi$ -Detektoren wurde ein Auslesepitch von $50 \mu m$ gewählt, was bei senkrechtem Durchgang minimal ionisierender Teilchen etwa 50 % 2-Streifen-Cluster, 20 % 1-Streifen-Cluster und 30 % Cluster mit 3 oder mehr Streifen ergibt.

Die Anpassung des Streifenabstandes an die Größe der Ladungsverteilung bedeutet außerdem, daß für die senkrecht zur Strahlachse liegenden Streifen der Rz -Detektoren der ideale Streifenabstand mit dem Winkel θ zur Strahlachse variiert. Je kleiner dieser Winkel ist, desto größer wird die Ladungsverteilung sein.

In den Modulen der äußeren Detektorlage, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gebaut und getestet wurden, kommen deshalb drei verschiedene Typen von

Abbildung 3.15: *Verteilung der Ionisationsladung über mehrere benachbarte Auslesestreifen. a) Die Gesamtladung wird auf einem einzigen Streifen gesammelt. b) Die Ladungswolke verteilt sich auf zwei benachbarte Streifen. Durch Bestimmung des Schwerpunktes der Ladungsverteilung läßt sich die Ortsauflösung verbessern. c) Die verfügbare Ladung verteilt sich über mehrere Auslesestreifen. Da die Nachweisschwelle wegen des immer vorhandenen Hintergrundrauschens nicht beliebig klein gesetzt werden kann, hat dies im allgemeinen eine schlechtere Ortsauflösung als in b) zur Folge.*

Rz-Detektoren zum Einsatz, die sich durch den Abstand zweier Auslesestreifen (*Readout-Pitch*) unterscheiden. Die Bezeichnung der Detektoren erfolgt dabei anhand der Anzahl der Auslesestreifen (also beispielsweise **Rz640** für einen *Rz*-Detektor mit 640 Auslesestreifen):

1. Die Sensoren im zentralen Bereich besitzen 1280 Diodenstreifen mit einem Abstand von $45\ \mu\text{m}$. Da auf jeder Seite eines Moduls 640 Verstärkerkanäle zur Verfügung stehen (s. Abschnitt 3.7), müssen jeweils zwei dieser 1280 Streifen auf einem gemeinsamen Kanal ausgelesen werden. Die daraus entstehende Mehrdeutigkeit bei der Zuordnung eines Treffers zu einem Diodenstreifen kann aufgelöst werden, wenn in der späteren Analyse die in anderen Detektorkomponenten registrierten Spuren zum Vertexdetektor extrapoliert werden. Dies ist besonders gut möglich, wenn die gemeinsam auf einem Kanal ausgelesenen Diodenstreifen einen großen Abstand zueinander haben, so daß für diese Sensoren Auslesestreifen **1** und **321**, Auslesestreifen **2** und **322**,... auf einem Kanal zusammengefaßt sind.
2. Im Winkelbereich von $43^\circ \leq \theta \leq 65^\circ$ werden Detektoren verwendet, bei denen von den 1280 Diodenstreifen nur jeder zweite ausgelesen wird, so daß bei diesem Detektortyp die Zuordnung zwischen den ausgelesenen Streifen und dem dazugehörigen Verstärkerkanal eindeutig ist und der Auslesepitch $90\ \mu\text{m}$ beträgt. Die nicht ausgelesenen Diodenstreifen bleiben erhalten, um

die Gleichförmigkeit des Detektorverhaltens zu gewährleisten, da das Signal dieser *Zwischenstreifen* kapazitiv auf die benachbarten Auslesestreifen koppelt. Hierzu sollte die Kapazität zwischen zwei Streifen allerdings etwa eine Größenordnung größer als die Kapazität eines Streifens zur n -Seite des Detektors sein, um Ladungsverluste zu vermeiden.

3. Für Winkel von $\theta \leq 43^\circ$ werden jeweils zwei benachbarte Diodenstreifen zusammengefaßt und über einen gemeinsamen Polysilikon-Widerstand versorgt. Jeder zweite dieser Doppelstreifen wird ausgelesen, was einen Auslesepitch von $180 \mu m$ ergibt. Zusätzlich befinden sich auf der Detektoroberfläche 320 Aluminiumleitungen, die zur Durchführung der Signale weiterer in Reihe geschalteter Detektoren dienen.

Zusätzlich zu der in Punkt 1. angesprochenen Doppeldeutigkeit kommen durch das Hintereinanderschalten mehrerer Sensoren weitere Mehrdeutigkeiten hinzu. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Modulen wurden 2 Sensoren mit 320 Auslesekanälen und jeweils ein Sensor mit 640 und 1280 Auslesekanälen innerhalb eines Halbmoduls in Reihe geschaltet. Jeder Verstärkerkanal auf der Rz -Seite liefert somit gleichzeitig das Signal von 4 Diodenstreifen. Da diese Streifen jedoch räumlich weit getrennt sind, kann durch Extrapolation der in weiteren Detektorkomponenten (vor allem dem *Inner Detector*) gemessenen Spuren die Mehrdeutigkeit aufgehoben werden.

3.5.3 Doppelseitige Detektoren

Für die innere und mittlere Lage des DELPHI Vertexdetektors wurden sogenannte *doppelseitige* Halbleiterdetektoren verwendet, bei denen die Messung aller drei Raumkoordinaten mit einem einzelnen Sensor erfolgt. Hierzu befinden sich auf einer Seite des Siliziumkristalls p -Streifen wie bei den einseitigen Detektoren, während die gegenüberliegende Seite durch querliegende, stark n -dotierte Streifen (n^+) segmentiert ist.

Da sich auf der n -Seite am $Si - SiO_2$ -Übergang Ladungen ansammeln, die den Widerstand zwischen den n^+ -Streifen auf wenige $k\Omega$ verringern, müssen die n^+ -Streifen voneinander isoliert werden. Dies geschieht entweder durch dazwischenliegende p^+ -Implantaten, die die Akkumulationsschicht unterbrechen, oder durch zusätzliche Metallelektroden, die nach Anlegen einer Spannung durch ihr elektrisches Feld die Akkumulationsschicht verarmen und somit die n^+ -Streifen voneinander trennen.

Eine detaillierte Beschreibung der in den beiden inneren Lagen des DELPHI-Experiments verwendeten doppelseitigen Detektoren findet sich in [37]. Für die

im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Erweiterung der äußeren Detektorlage wurden dagegen Module aus zwei Schichten von einseitigen Detektoren konstruiert, was den Vorteil einer erheblich größeren mechanischen Stabilität sowie wegen der erheblich geringeren Herstellungskosten für einseitige Detektoren um einen Faktor 2 geringere Gesamtkosten für die Detektormodule bedeutet.

Abbildung 3.16: *Aufbau eines doppelseitigen Detektors mit querliegenden n^+ -Streifen auf der ohmschen Seite.*

3.6 Qualitätsanforderungen

Eine Vielzahl von Faktoren beeinflussen die Funktionsfähigkeit eines Halbleiterdetektors. Neben fabrikationsbedingten Fehlern in der Detektorstruktur treten hierbei vor allem Schwankungen in den folgenden charakteristischen Größen auf:

1. Der Leckstrom (Gleichung 3.19) variiert aufgrund verschieden reiner Siliziumkristalle, aufgrund von Schwankungen in der Dotierungskonzentration oder von der Störstellenkonzentration im Kristall. Für die verwendeten Sensoren wurde für den Leckstrom eine Obergrenze von $10 \mu A$ festgelegt.

2. Die in Abbildung 3.13 dargestellten Kapazitäten variieren aufgrund unterschiedlicher Schichtdicken oder Linienbreiten. Um die kapazitive Signalkopplung der nicht ausgelesenen Diodenstreifen auf die Auslestreifen zu ermöglichen, muß die Zwischenstreifenkapazität dabei mindestens das fünf-fache der Diodenkapazität betragen.
3. Die Koppelkapazität zwischen den Aluminiumstreifen und den Diodenstreifen muß um einen Faktor 10 über der Zwischenstreifenkapazität liegen, um die Ladungsverluste zu minimieren.
4. Der Detektor muß außerdem bei einer maximalen Sperrspannung von 60 Volt vollständig an freien Ladungsträgern verarmt sein.

Neben diesen globalen Faktoren stellt vor allem die Art und Anzahl von lokalen Defekten ein entscheidendes Kriterium für die Verwendbarkeit eines Sensors dar, da durch diese Effekte einzelne Streifen oder ganze Detektorbereiche unbrauchbar gemacht werden. Es können die folgenden produktionsbedingten Fehler auftreten:

- **Unterbrochene Aluminiumleitungen:** Da die Aluminiumleitungen auf der Detektoroberfläche für den Transport der Signale zu den Verstärkerchips zuständig sind, können für den betroffenen Kanal nur die Detektoren vor der Unterbrechung ausgelesen werden. Dieser Fehler tritt unter anderem infolge von herstellungsbedingten lokalen mechanischen Spannungen auf der Detektoroberfläche auf, es können jedoch auch bei unsachgemäßer Handhabung durch Kratzer Leitungen zerstört werden.
- **Kurzschlüsse zwischen zwei Leitungen:** Neben der zusätzlichen Einführung von Mehrdeutigkeiten bei der Signalzuordnung sorgen diese Defekte durch die erhöhte Streifenkapazität für ein Ansteigen des Detektorrauschens (Abschnitt 3.8.3).
- **Kurzschlüsse in der Koppelkapazität zwischen p-Streifen und Ausleseleitung:** Bei diesen als *Pinholes* bezeichneten Defekten kann der Leckstrom (Gleichung 3.19) direkt in den Eingang des ladungsempfindlichen Verstärkers fließen, so daß der Verstärker in den Sättigungsbereich gelangt. Durch die lokalen Feldinhomogenitäten im Kristall und durch Störung benachbarter Verstärkerkanäle durch den in Sättigung befindlichen Kanal auf dem Verstärkerchip kann dieser Defekt dazu führen, daß ein Bereich von bis zu 20 Streifen gestört wird und kein verwertbares Signal liefert.
- **Fehlende Durchkontaktierungen:** Dieser Fehler kann nur bei den *Rz*-Detektoren auftreten, wenn zwischen einer Ausleseleitung und dem dazugehörigen Aluminiumstreifen in der zweiten Metall-Lage keine Verbindung

besteht. Durch solche Defekte geht die Information des entsprechenden z -Streifens verloren, in Reihe geschaltete Detektoren werden dadurch jedoch nicht beeinflusst.

Bei der Klassifizierung dieser Fehler unterscheidet man zwischen Defekten, die auch das Auslesen der in Reihe geschalteten Sensoren beeinflussen (*Propagating Errors*) und solchen, die lediglich den betroffenen Einzeldetektor stören (*Nonpropagating Errors*). Um einen Detektor verwenden zu können, sollte die Zahl der *Nonpropagating Errors* kleiner als 2 % der Gesamtstreifenzahl, die der *Propagating Errors* kleiner als 1 % der Streifenzahl sein.

Es ist daher wichtig, bereits vor dem Zusammenfügen mehrerer Sensoren zu einem Modul möglichst viele dieser Defekte zu finden und zu klassifizieren. Dies ist möglich durch Messen der Streifenkapazität für jeden einzelnen Detektorstreifen: Kurzschlüsse und Pinholes führen zu einer Erhöhung der Kapazität, wogegen unterbrochene Leitungen oder fehlende Durchkontaktierungen die Kapazität erniedrigen. Eine ausführliche Beschreibung der Meßmethode findet sich in [30],[31]. Nach Abschluß dieser Messungen konnten aufgrund der beschriebenen Kriterien von den gelieferten Einzelsensoren 72 % der Rz -Detektoren und alle $R\phi$ -Detektoren für den Bau von Modulen verwendet werden. Die geringere Akzeptanz bei den Rz -Detektoren erklärt sich durch die aufwendigere Technologie im Zusammenhang mit der zusätzlichen Metallisierungslage und der darunterliegenden Polyimidschicht.

3.7 Vorverstärker und Multiplex-Chips

Direkt an den Enden der Module befindet sich eine Hybridschaltung mit der Ausleseelektronik und einem dazugehörigen Kühlkörper. Diese hat drei wesentliche Aufgaben:

1. Versorgung der Halbleiterdetektoren mit den benötigten Spannungen.
2. Vorverstärkung der Ionisationsladung möglichst nahe am Entstehungsort, da das kleine Signal von $\approx 5\text{ fC}$ sehr anfällig gegen Rauschen und Übersprechen anderer Signalquellen ist.
3. Serielle Ausgabe der Signalle aller 1280 Auslesekanäle auf einem Leitungspaar, was eine deutliche Reduktion der notwendigen Kabelverbindungen zur Folge hat.

Abbildung 3.17: *Schaltskizze eines Kanals des Triplex-Chips. Über das Shift-Register werden die Kondensatoren aller Verstärkerkanäle nacheinander mit den zwei zur Repeaterkarte führenden Analogleitungen verwendet.*

Die beiden letzten Aufgaben übernehmen auf der Hybridschaltung die sogenannten *Triplex-Chips*. Hierbei handelt es sich um integrierte Schaltungen in CMOS⁹-Technologie, bei denen jeweils 128 differentielle Verstärkerkanäle auf einem Chip vereint sind. Somit werden pro Halbmodul 10 *Triplex-Chips* benötigt, um alle 1280 Kanäle auszulesen.

Die Ausgangsspannungen der einzelnen Verstärkerkanäle werden jeweils auf zwei Kondensatoren gespeichert und über ein Schieberegister sequentiell ausgegeben. Die Ansteuerung des Schieberegisters erfolgt durch einen externen Takt (die sogenannte ϕ -Clock), so daß die Anzahl der verstrichenen Taktimpulse die Information enthält, welcher Kanal gerade ausgelesen wird. Eine vereinfachte Schaltskizze für einen Kanal ist in Abbildung 3.17 wiedergegeben.

Abbildung 3.18 enthält die für den Triplex-Chip benötigten Steuersignale. Das Sammeln der Ladung auf den beiden Kondensatoren C_1 und C_2 beginnt, sobald der Pegel des *RESET*-Signals von 0 auf 1 steigt. Nachdem das Signal S_1 von 0 auf 1 schaltet, wird der Kondensator C_1 vom Verstärkerausgang abgekoppelt und zusätzliche Ladung wird nur noch auf dem Kondensator C_2 gesammelt. Wenn schließlich S_2 von 0 auf 1 steigt, wird der zweite Kondensator C_2 entkoppelt. Die Differenz der auf den beiden Kondensatoren gespeicherten Ladung entspricht dann dem während des sensitiven Fensters $S_1 - S_2$ gemessenen Ladungssignal.

⁹CMOS = **C**omplementary **M**etal **O**xide **S**emiconductor

Abbildung 3.18: *Steuersignale des Triplex-Chips während der Datennahme (oben) und in der Auslesephase (unten). Die vollständige Auslese eines Moduls mit 1280 Kanälen benötigt demnach ≈ 1.1 ms.*

Ist nach der Datennahme die Triggerentscheidung negativ, werden die beiden Kondensatoren entladen und der Meßzyklus wiederholt sich, wobei die Signalfolge *Reset-S₁-S₂* mit dem Kreuzen der Teilchenpakete am Wechselwirkungspunkt synchronisiert ist. Ist der Trigger positiv, beginnt der Auslesezyklus (Abbildung 3.18 unten):

Ein als *Shift In*-Signal (SI) bezeichneter Impuls wird an die erste Stufe des Schieberegister angelegt und durch den Takt der periodischen ϕ -Clock gesteuert durch das Register geschoben, wobei die Kondensatoren der jeweiligen Verstärkerzelle mit den beiden analogen Ausleseleitungen A1 und A2 verbunden werden. Nach der letzten Stufe des Registers wird ein *Shift Out*-Signal (SO) ausgegeben, was beim Hintereinanderschalten mehrerer Chips als *Shift In* für den folgenden Chip verwendet werden kann. Die ϕ -Clock hat eine Frequenz von etwa 1 MHz, wobei auf den aus dem Detektor führenden Analogleitungen das Signal jedes Streifens für $\approx 0.8 \mu s$ anliegt. Innerhalb dieser Zeitspanne läßt sich durch ein *Convert*-Signal festlegen, zu welchem Zeitpunkt das Signal vom Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert werden soll. Durch schrittweises Verschieben des Convert-Signals kann der Digitalisierungszeitpunkt ermittelt werden, bei dem das Analogsignal am wenigsten durch Rauschen und Übersprechen anderer Signale gestört ist [33].

Um die Funktion der Schaltkreise testen zu können, lassen sich über Kondensatoren (C_{cal}) vier Kallibrationssignale ($Cal_1 - Cal_4$) auf die Verstärkereingänge einkoppeln, so daß das Anliegen eines Detektorsignals simuliert werden kann. Dabei ist jeder vierte Kanal im Wechsel mit einem der Signale verbunden.

Die Nullpunkte der einzelnen Verstärkerkanäle liegen nicht auf einer Linie, sondern jeder Kanal hat eine eigene Nullpunktslage, die als *Pedestal* bezeichnet wird. Die Variation dieser Pedestals von Kanal zu Kanal sollte allerdings möglichst gering sein, da der dynamische Bereich der Verstärker begrenzt ist.

Bereits vor der Montage des ersten Halbleiterdetektors durchlaufen die Hybridschaltungen mit den 10 Triplexchips die folgenden Qualitätsuntersuchungen:

Pedestalbestimmung

Für jeden Verstärkerkanal wird die Nullpunktslage gemessen und die Variation von Kanal zu Kanal bestimmt (Abbildung 3.19). Diese sollte dabei möglichst weniger als 10 % des dynamischen Bereichs der Verstärker betragen.

Rauschverhalten der Hybridschaltungen

Unter *Rauschen* versteht man das Schwanken der Pulshöhe um die Nullpunktslage jedes Auslesekanals von Auslese zu Auslese. Da das zu messende Signal eine

Abbildung 3.19: *Variation der Nullpunktslagen (Pedestals) der 1280 Verstärkerkanäle einer Hybridschaltung ohne angeschlossene Halbleiterdetektoren. Der Analog-Digital-Converter hat einen dynamischen Bereich von 10 Bit (1024 ADC-Kanäle).*

Abbildung 3.20: *Rauschamplituden für zwei Verstärkerchips einer Hybridschaltung gemessen in ADC-Kanälen. Ein ADC-Kanal entspricht etwa dem Signal von 180 Elementarladungen am Verstärkereingang.*

ähnliche Variation darstellt, muß die Rauschamplitude möglichst klein sein, wobei die charakteristische Größe das Verhältnis S/N zwischen der Amplitude des nachzuweisenden Signals S und der Rauschamplitude N ist.

Um das Rauschen eines Einzelkanals bestimmen zu können, müssen zuvor die zeitlichen Schwankungen der gesamten Nullpunktlinie der Triplex-Chips (*Common Mode*) subtrahiert werden. Anschließend wird das Rauschen N_i des Kanals n von Auslese zu Auslese iterativ ermittelt:

$$N_i^{(n)} = N_{i-1}^{(n)} + \frac{(PH_i^{(n)})^2 - (N_{i-1}^{(n)})^2}{F_N} \quad (3.23)$$

PH bezeichnet hierbei die Pulshöhe nach der Subtraktion der Pedestalwerte und des *Common Mode*. Der Faktor F_N bestimmt die Geschwindigkeit, mit der sich der gemittelte Rauschwert an Veränderungen anpaßt. Um den Einfluß einmaliger kurzfristiger Störeinflüsse gering zu halten, sollte F_N nicht zu klein gewählt werden. In der Praxis werden hier Werte zwischen 256 und 1024 verwendet.

Abbildung 3.21: *Rauschamplitude zweier Triplexchips über der Kanalnummer aufgetragen. Einzelne Verstärkerkanäle mit besonders hohen Rauschwerten lassen sich auf diese Weise lokalisieren.*

Relative Verstärkungsschwankungen

Der Absolutwert des Rauschsignals gemessen in ADC-Kanälen hängt wie die Höhe des Detektorsignals vom Verstärkungsfaktor der vorgeschalteten Analogverstärker ab. Da der Verstärkungsfaktor in beide Größen gleich eingeht, ist das Verhältnis Signal/Rauschen jedoch annähernd von der Verstärkung unabhängig. Um dieses Verhältnis zu messen, werden Detektorsignale simuliert, indem direkt an den Verstärkereingängen über die Kondensatoren C_{cal} Spannungspulse von definierter Größe eingekoppelt werden. Die eingespeisten Pulse sollten dabei der

im Detektor erzeugten Signalhöhe eines minimal ionisierenden Teilchens (MIP) entsprechen. Mit einer Größe der Kalibrierkapazität von 15 fF und der angenommenen äquivalenten Ladung eines MIPs von $\approx 29.000 \times e^-$ ergibt sich die Kalibrierspannung zu

$$U_{cal} = \frac{29.000 \times 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}}{15 \cdot 10^{-15} \text{F}} \approx 310 \text{ mV}. \quad (3.24)$$

Da die Kalibrierpulse über vier verschiedene Leitungen zugeführt werden, können

Abbildung 3.22: *Test der 1280 Verstärkerkanäle einer Hybridschaltung durch Testpulse am Verstärkereingang vor der Normierung auf die unterschiedliche Amplitude der vier eingespeisten Testpulse $Cal_1 - Cal_4$. Aufgetragen ist das vom Verstärker gelieferte Ausgangssignal über der Kanalzahl.*

aufgrund von unterschiedlichen Leitungswiderständen die an den Verstärkereingängen ankommenden Pulse für jeden vierten Kanal leicht variieren (Abbildung 3.22). Um die relativen Schwankungen der Verstärkungsfaktoren zu bestimmen, werden deshalb die Signale auf die jeweiligen Testpulsamplituden normiert. Die so ermittelte relative Verstärkungsschwankung der Kanäle einer Hybridschaltung liegt bei 1-3 % (Abbildung 3.23).

Abbildung 3.23: *Relative Schwankung der Verstärkungsfaktoren der Kanäle einer Hybridschaltung. Bei allen getesteten Schaltungen lag die Standardabweichung der relativen Verstärkung in der Größenordnung von 1-3 %.*

Abbildung 3.24: *Mechanischer Aufbau eines Halbmoduls der äußeren Detektorlage*

3.8 Aufbau und Test der Detektormodule

Für die Halbmodule der äußeren Lage des DELPHI-Vertexdetektors (Abbildung 3.3) wurden jeweils vier $R\phi$ -Detektoren und vier Rz -Detektoren in zwei Schichten übereinander angeordnet und mit einer Hybridschaltung verbunden. Dabei sind die ersten fünf TRIPLEX-Chips (Kanal 1 - 640) mit den Streifen der $R\phi$ -Seite verbunden, die restlichen fünf Chips auf der gegenüberliegenden Modulseite verarbeiten die Signale der Rz -Ausleseleitungen (Kanal 640 - 1280). Die mechanische Verbindung der Einzelsensoren erfolgt durch $640\mu m$ dicke Keramikstreifen, die zur elektrischen Verbindung der Depletionsspannung auf der n -Seite (*Backplane*) auf der den Sensoren zugewandten Seite mit Goldstreifen belegt sind. Abbildung 3.24 zeigt schematisch den mechanischen Aufbau eines Halbmoduls.

3.8.1 Funktionstests

Abbildung 3.25: Bei dem als Mount Fuji bezeichneten Detektoreffekt werden durch den fließenden Leckstrom auch mehrere Nachbarstreifen in ihrer Funktion beeinträchtigt. Aufgetragen sind die Nullpunktslagen (Pedestals) der Auslesekanäle 200-230 eines Halbmoduls. Im Bereich um den Streifen # 217 ist die Detektorstruktur deutlich gestört: Mehrere Streifen liegen außerhalb des dynamischen Bereichs des ADC von 10 bit, was 1024 ADC-Kanälen entspricht. Zusätzlich ist der Bereich von Kanal # 213 bis # 221 durch erhöhte Rauschwerte gekennzeichnet, was die Detektoreffektivität negativ beeinflusst.

Neben den in Abschnitt 3.6 genannten Defekten der Einzelsensoren können im Verlauf der Modulproduktion weitere Fehler auftreten, die die Funktion und die Effizienz des fertigen Detektormoduls beeinträchtigen können:

- Fehlende oder schlechte Drahtbonds zwischen den Auslesestreifen und dem Verstärkerchip oder an der Schnittstelle zwischen zwei Sensoren, so daß das Detektorsignal nicht zum Verstärker gelangt.
- Beim Bonden erzeugte Kurzschlüsse zwischen zwei benachbarten Auslesestreifen, die wegen der daraus resultierenden stark erhöhten Streifenkapazität die Funktion der dazugehörigen Verstärkerkanäle stören oder ganz verhindern.
- Durch die beim Bonden eingebrachte Energie können Defekte erzeugt werden, die sich wie Kurzschlüsse in der Diodenstruktur verhalten und durch den damit fließenden Strom die Funktion der betroffenen Streifen und ihrer nächsten Nachbarn beeinflussen. Aufgrund ihres charakteristischen Aussehens (Zentraler Streifen in Sättigung, Nachbarstreifen mit stark erhöhter

Nullpunktslage) werden diese Defekte auch als *Mount Fuji* bezeichnet (Abbildung 3.25). Durch Entfernen der Bonddrähte am betroffenen Streifen läßt sich verhindern, daß ein zu hoher Strom in den Verstärkereingang fließt. Wegen der lokalen Felddeformation innerhalb des Kristalls aufgrund des Kurzschlusses kann die Beeinträchtigung der Nachbarstreifen jedoch nicht vollständig aufgehoben werden.

Um die Anzahl und Art der auftretenden Defekte zu ermitteln, durchläuft jedes Halbmodul nach seiner Fertigstellung eine Reihe von Funktionstests im Labor, wobei der verwendete Versuchsaufbau den Verhältnissen im DELPHI-Detektor nachempfunden ist (Abbildung 3.26): Direkt am auszulesenden Modul befindet sich eine sogenannte *Repeater-Karte*, die die aus einiger Entfernung kommenden Steuersignale aufbereitet und an die Hybridschaltung weitergibt. Die von den Triplex-Chips kommenden Auslesesignale werden auf der Repeaterkarte nochmals verstärkt und über zwei Analogleitungen zum Analog-/Digital-Converter (ADC) geschickt. Der ADC und die Schaltung, die die Steuersignale generiert (*Driverbox*), sind über einen VME-Bus mit einem Macintosh Laborrechner verbunden.

Abbildung 3.26: *Laboraufbau zum Testen der Detektormodule. Die Steuersignale für den Triplex-Chip werden von dem als Driverbox bezeichneten VME-Einschub erzeugt und über eine Repeaterkarte zum Verstärkerchip geleitet. Die analogen Ausgangssignale des Detektormoduls werden auf der Repeaterkarte verstärkt und zum Analog-Digital-Konverter (ADC), der mehrere Meter vom Detektor entfernt sein kann, geschickt. Die Meßdaten werden anschließend vom Laborcomputer zur weiteren Verarbeitung eingelesen.*

Nicht funktionierende Kanäle eines Moduls lassen sich sehr schnell durch das sogenannte *Backplanepulsing* lokalisieren. Hierbei wird bei jedem vierten Auslesezyklus während des aktiven Fensters $S_1 - S_2$ ein definierter Spannungspuls

Abbildung 3.27: *Anzahl der nicht auf einen Spannungspuls an der Backplane reagierenden Streifen der getesteten Halbmodule. Der Mittelwert liegt bei 11 toten Streifen pro Halbmodul.*

auf die n -Seite (Backplane) des Detektors abgegeben. Funktionierende Streifen reagieren auf diese Pulse, indem ihre Pedestalwerte bei diesem Auslesezyklus um einen entsprechenden Wert nach oben springen. Defekte Streifen reagieren dagegen nicht auf den Spannungspuls. Auf diese Weise lässt sich in kurzer Zeit eine erste Charakterisierung des Moduls vornehmen.

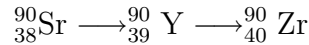
Bei den getesteten Modulen wurden dabei im Mittel 11 der 1280 Kanäle als defekt charakterisiert, was einem Anteil von 1 % entspricht (Abbildung 3.27). Die Maximalzahl der nicht auf den Backplanepuls reagierenden Streifen eines Moduls lag bei 44 ($\simeq 3.4$ %).

In einem weiterführenden Test wurde das Ansprechverhalten der Streifen jedes Moduls durch Bestrahlung mit radioaktiven Präparaten bestimmt. Es kamen zwei verschiedene Strahlungsquellen zum Einsatz:

1. Ein **Ameritium**-Präparat (^{241}Am), das mit einer Halbwertszeit von 458 Jahren unter Aussendung von α -Strahlung in angeregte Neptunium-Kerne zerfällt. Diese gehen durch Abstrahlung eines oder mehrerer Photonen in den Grundzustand über. Die unerwünschte α -Strahlung wird durch Kapselung der Quelle abgeschirmt. Zum Test der Module wird die Linie des Gamma-Spektrums bei 59,56 keV verwendet, die mit einer Wahrscheinlichkeit von 36 % auftritt. Da die zur Erzeugung eines Elektron-/Loch-Paares

notwendige Energie 3.6 eV beträgt, erhält man pro Ereignis etwa 17,000 Ladungsträgerpaare, was etwa einen Faktor 1.7 unter der von einem minimal ionisierenden Teilchen erzeugten Ladungsträgerzahl liegt. Der Vorteil dieses Präparates ist, daß aufgrund der bekannten Energiedeposition im Detektor eine Energieeichung des Detektorsignals durchgeführt werden kann. Ein Nachteil ist, daß ein Photon nur in jeweils einer der beiden Detektorlagen nachgewiesen werden kann, so daß kein direkter Vergleich des Ansprechverhaltens der $R\phi$ - und Rz -Seite möglich ist.

2. Ein **Strontium**-Präparat (^{90}Sr). Dieses zerfällt durch β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 28.5 Jahren in Yttrium, das wiederum in Zirkonium übergeht, wobei Elektronen mit einer maximalen Energie von 2.2 MeV abgestrahlt werden:



Die Zerfallselektronen entsprechen in ihrer Energiedeposition der eines minimalionisierenden Teilchens, so daß mit diesem Präparat die im Experiment zu erwartende Detektorantwort abgeschätzt werden kann.

Aufschluß über das Ansprechverhalten der Module gibt die Auftragung der Trefferzahl über den getroffenen Streifen (*Hitmap*). Damit läßt sich in einem Diagramm das Verhalten beider Detektorlagen darstellen, wobei Kanal 1-640 den Streifen der $r\phi$ -Seite und Kanal 641-1280 den Streifen der Rz -Seite zugeordnet sind (Abbildung 3.28). Die Form der Verteilung resultiert aus der Position der Quelle über der Detektoroberfläche, wobei die Verteilung auf der Rz -Seite wegen des größeren Streifenabstands schmaler wirkt. Ineffektive Streifen sind durch Einbrüche in der Verteilung deutlich erkennbar, ebenso wie stark verrauschte Streifen, die als Peak weit über den Mittelwert der Nachbarstreifen hinausragen.

Aufgrund der Zuordnung der Auslesestreifen zu den Verstärkerkanälen (Abschnitt 3.5.2) ergeben sich auf der Rz -Seite unterschiedliche Verteilungen, wenn die Quelle über verschiedenen Detektortypen plazierte wird (Abbildung 3.29). So ist beispielsweise auf dem Detektor mit 1280 Streifen die Doppeldeutigkeit erkennbar, die durch die Verbindung zweier Streifen mit einem Verstärkerkanal herrührt.

Durch eine Analyse der Trefferverteilungen wurde für jedes Modul die Anzahl und Position möglicher defekter Kanäle ermittelt [34]. Hierbei wurde unterschieden in:

1. Tote Kanäle, die im Gegensatz zu benachbarten Streifen keine Teilchen detektieren.
2. Ineffektive Kanäle, deren Trefferzahl weit unter dem arithmetischen Mittel der Treffer auf benachbarten Streifen liegt.

Abbildung 3.28: *Trefferverteilung bei der Bestrahlung eines Detektormoduls mit Elektronen einer Strontiumquelle, wobei die Quelle zentral über dem Rz640 -Detektor des Moduls plazierte war. Die ersten 640 Kanäle zeigen das Signal der R ϕ -Seite, Kanal 641 bis 1'280 das der Rz-Seite. Vor allem auf der Rz-Seite sind einige Kanäle mit verringerter Nachweiseffektivität zu erkennen, da diese erheblich weniger Signale als ihre Nachbarstreifen registrieren.*

Abbildung 3.29: Trefferverteilung bei Bestrahlung eines Moduls mit Elektronen eines Strontiumpräparats mit der Quelle über A) einem Rz320-Detektor und B) dem Rz1280-Detektor.

3. Verrauschte Streifen, deren Rauschwerte oberhalb einer festgesetzten Schwelle liegen. Da ein ionisierendes Teilchen durch ein Signal oberhalb des Rauschens nachgewiesen wird, sind diese Streifen in der Regel weniger effektiv als ein Kanal mit geringem Rauschen.
4. Streifen, die in einer Hintergrundmessung ohne Quelle Signale liefern, werden als *'Talking Strips'* bezeichnet.
5. Kanäle, deren Verstärkungsfaktor nach Fertigstellung des Moduls um mehr als 30 % vom arithmetischen Mittel aller Kanäle abweicht, wurden als *'zweifelhaft'* markiert. Der Verstärkungsfaktor wurde hierzu wie in Abschnitt 3.7 durch die Einspeisung von Testpulsen am Verstärkereingang ermittelt.

Fehlerart	Anzahl pro getestetem Modul
ineffektive Streifen	22 ± 6
verrauschte Streifen	45 ± 7
abweichender Verstärkungsfaktor	31 ± 6
tote Streifen	8 ± 3

Die Anzahl der so ermittelten Modulfehler sind in Abbildung 3.30 wiedergegeben. Dabei ist zu beachten, daß ein defekter Streifen in der Regel in mehreren dieser

Abbildung 3.30: Anzahl der unterschiedlichen Fehlerarten pro Halbmodul: A) Ineffektive Streifen, B) Streifen mit hohem Rauschen C) Kanäle mit abweichenden Verstärkungsfaktoren, D) Tote Streifen. Zu beachten ist, daß nicht alle Fehlerquellen grundsätzlich zum Verlust des jeweiligen Streifens führen. Dies trifft in der Regel nur für die in D) eingetragenen Streifen zu.

Kategorien vertreten ist, so daß sich aus der Summe der Fehler nicht die Anzahl der Fehler eines Moduls ergibt.

Um die zum Betrieb eines Moduls notwendige Sperrspannung zu bestimmen, bei der der Detektor vollständig depletiert ist, wurde bei unveränderter Position der Quelle die Anzahl der registrierten Treffer in Abhängigkeit von der angelegten Depletionsspannung bestimmt. Es zeigt sich ein Anstieg der Trefferzahl bis zu einer Depletionsspannung V_D , bei der ein annähernd konstanter Wert erreicht wird. Es zeigen sich dabei zwei wesentliche Eigenschaften der Sensoren (Abbildung 3.31):

1. Die Rz -Detektoren sind bereits bei einer Depletionsspannung von $V_D^{Rz} \approx 35 - 40V$ vollständig verarmt, während bei den $R\phi$ -Detektoren hierzu eine Spannung $V_D^{(R\phi)} \approx 50 - 60V$ notwendig ist. Diese Beobachtung deckt sich mit den in [30] an Einzelsensoren durchgeführten Messungen: Die durch Messung der Detektorkapazität in Abhängigkeit von der Sperrspannung ermittelten Depletionsspannungen betrugen für Rz -Detektoren im Mittel 37 Volt (maximal 61 Volt) und für $R\phi$ -Detektoren 60 Volt (maximal 70 Volt). Aufgrund der großen Streuung dieser Werte von Sensor zu Sensor wurde für alle Module eine Betriebsspannung von 70 Volt festgelegt. Eine höhere Betriebsspannung ist dagegen nicht sinnvoll, da sich damit der Sperrstrom im Detektor und das damit verbundene Stromrauschen erhöht (Abschnitt 3.8.3).
2. Die Rz -Detektoren mit geringerer Anzahl an Auslesestreifen (Rz320 und Rz640) erreichen bei Bestrahlung mit dem ^{241}Am -Präparat eine erheblich kleinere Nachweiseffektivität als die $R\phi$ -Detektoren. Abbildung 3.31 zeigt diese Tatsache am Beispiel eines Rz320-Detektors, bei dem nur etwa 65 % der Treffer der $R\phi$ -Seite nachgewiesen wurden. Lediglich die Rz -Detektoren mit 1280 Auslesestreifen erreichten annähernd die Nachweiswahrscheinlichkeit der $R\phi$ -Detektoren. Durch Anregen des Detektors mit einem Infrarot-Laser, dessen Position oberhalb der Detektoroberfläche bekannt ist, läßt sich belegen, daß ein Ladungsverlust im Bereich der nicht ausgelesenen Zwischenstreifen eine Hauptursache für diesen Effekt ist (Abschnitt 3.8.2). Bei minimal ionisierenden Teilchen mit einer um einen Faktor 1.7 größeren Energiedeposition führt der Ladungsverlust allerdings zu einer weit geringeren Effektivitätsverminderung. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß die Rz -Detektoren mit geringerer Streifenzahl im DELPHI-Experiment in einem kleineren Winkel getroffen werden, so daß wegen der größeren Strecke im Kristall mehr Ladung erzeugt wird, was die Nachweiswahrscheinlichkeit weiter verbessert. Die im DELPHI-Detektor in einer ersten Analyse ermittelten Effektivitäten finden sich in Abschnitt 3.9.

Die folgende Übersicht gibt die Effektivitätswerte eines Moduls bei Bestrahlung mit Ameritium und Strontium, wobei jeweils die registrierte Trefferzahl auf der $R\phi$ -Seite als 100 % angenommen wurde:

Abbildung 3.31: *Registrierte Trefferzahl in Abhängigkeit von der angelegten Depletionsspannung am Beispiel eines Rz320-Detektors bei Bestrahlung mit einer ^{241}Am -Quelle. Die Unterschiedliche Effektivität zwischen der $R\phi$ - und der Rz-Seite läßt sich durch einen Ladungsverlust auf den nicht ausgelesenen Zwischenstreifen erklären. Zwei Effekte verursachen im Wesentlichen die geringere Effektivität der Rz-Seite bei Bestrahlung mit dem Ameritium-Präparat: Die gegenüber dem Signal eines minimal ionisierenden Teilchens um einen Faktor 1.7 geringere erzeugte Ladungsmenge führt bei einem zusätzlichen Ladungsverlust dazu, daß mehr Signale unterhalb die Rauschschwelle fallen und deshalb nicht nachgewiesen werden. Die Energiedeposition ist stärker lokalisiert, so daß mit höherer Wahrscheinlichkeit ein Großteil der Ladung im weniger effektiven Zwischenstreifenbereich deponiert wird.*

Detektortyp	relative Effektivität	
	Ameritium	Strontium
<i>Rz320</i>	60 %	90 %
<i>Rz640</i>	73 %	95 %
<i>Rz1280</i>	90 %	95 %

3.8.2 Lasertest

Abbildung 3.32: *Registrierte Signalhöhen eines Rz320-Detektors nach Anregung mit einem gepulsten Infrarotlaser über der Laserposition aufgetragen. Die starke Abnahme der Signalhöhe im Bereich der nicht ausgelesenen Zwischenstreifen deutet darauf hin, daß nicht die gesamte Ladung kapazitiv auf die Auslesestreifen koppelt. Die kleineren Einbrüche links und rechts der Maxima sind dagegen lediglich auf den Schatten der Aluminium-Ausleseleitungen zurückzuführen. Für ionisierende Teilchen stellen diese dünnen Leiterbahnen kein Hindernis dar.*

Um den aufgrund der geringeren Effektivität beim Nachweis von Photonen des ^{241}Am -Präparats vermuteten Ladungsverlust im Bereich der nicht ausgelesenen Zwischenstreifen zu bestätigen, wurde der Detektor mit einem oberhalb der Detektoroberfläche positionierten gepulsten Infrarotlaser angeregt und die resultierende Signalhöhe in Abhängigkeit von der Laserposition registriert.

Das Licht der verwendeten Laserdiode wurde hierzu über ein Mikroskop auf einen Punkt auf der Detektoroberfläche fokussiert [36]. Der Durchmesser des Lichtpunktes beträgt dabei etwa $20\mu\text{m}$. Durch schrittweises Verschieben des Detektors quer zur Streifenrichtung mit einer Schrittweite von $0.5\mu\text{m}$ bzw. $1.0\mu\text{m}$ läßt sich ein

deutliches Bild des Ladungsverlustes in Abhängigkeit von der Position gewinnen (Abbildung 3.32).

Der maximale Ladungsverlust beträgt für die verschiedenen Detektorarten [34]:

Detektortyp	maximaler Ladungsverlust
<i>Rz320</i>	50 %
<i>Rz640</i>	43 %
<i>Rz1280</i>	keine Zwischenstreifen
<i>Rϕ</i>	10 %

3.8.3 Rauschverhalten der Module

Ein Treffer im Detektor wird dadurch nachgewiesen, daß das Signal eines Streifens oder eines Bereiches von Streifen (Cluster) um einen bestimmten Wert¹⁰ über dem Hintergrundrauschen liegt. Damit wirkt sich die Größe des Rauschens direkt auf die Effektivität der Module aus.

Die Hauptursachen für das Rauschen der Module liegen in den folgenden Punkten:

- Rauschen der Verstärker auf den Triplexchips
- Stromrauschen durch den Generationsstrom in der Depletionszone
- Auffangen von Störsignalen aus der Umwelt (*Pickup*)

Die dominierende Quelle für das Rauschen ist hierbei das im ersten Punkt genannte Verstärkerrauschen. Als Maß für das Rauschen dient die äquivalente Rauschladung (ENC^{11}), also die Ladung in Einheiten der Elementarladung e , der das gemessene Rauschsignal entspricht. Die Umrechnung von dem in ADC-Kanälen gemessenen Rauschsignal N_{ADC} erfolgt durch Bestimmung des Verstärkungsfaktors mit Hilfe von Testpulsen bei bekannter Eingangskapazität C_{in} :

$$ENC = \frac{C_{in} \cdot V^{TP} \cdot N_{ADC}^{TP}}{e} N_{ADC}, \quad (3.25)$$

wobei V^{TP} die verwendete Testpulsspannung und N_{ADC}^{TP} das dazugehörige Signal in ADC-Kanälen ist.

¹⁰Diese Schwelle kann während der Messungen verändert werden. Sie liegt im allgemeinen bei einem Wert von etwa 5.

¹¹Equivalent Noise Charge

Abbildung 3.33: *Signal- zu Rauschabstand für die Elektronen des Strontium-Präparats auf der Rz-Seite (A) und der $R\phi$ -Seite (B) des Moduls. Der mittlere Signal- zu Rauschabstand liegt nach dieser Messung bei 18:1 für die Rz-Seite und 27:1 für die $R\phi$ -Seite.*

Das Verstärkerrauschen hängt linear von der Eingangskapazität C_{in} am Verstärkereingang ab [35]. Dieser Zusammenhang zeigt sich bei der Messung des Rauschens während der Modulproduktion nach jedem Hinzufügen eines neuen Sensors (Abbildung 3.34), wobei das Rauschen jedes Kanals analog zu dem in Gleichung 3.23 vorgestellten Verfahren ermittelt wurde. Die gemessene Abhängigkeit lautet:

$$ENC = (246 \pm 30) e^- + (19 \pm 2) e^- / pF \quad (3.26)$$

Die Kapazitätswerte für die einzelnen Detektortypen stammen hierbei aus den in [30] aufgeführten Messungen. Das Rauschen der Module beträgt demnach ~ 870 äquivalente Elektronen auf der $R\phi$ -Seite und ~ 1060 äquivalente Elektronen auf der Rz-Seite. Dies entspricht für den Nachweis minimal ionisierender Teilchen einem errechneten Signal- zu Rauschabstand von 25:1 für die $R\phi$ -Seite und 19:1 für die Rz-Seite, was durch Messungen mit der Strontium-Quelle bestätigt werden konnte (Abbildung 3.33).

Abbildung 3.34: *Rauschen der Module über der Eingangskapazität aufgetragen.*

3.9 Erste Erfahrungen mit dem erweiterten Detektor

Abbildung 3.35: *Der fertig montierte Vertexdetektor kurz vor dem Einbau im DELPHI-Experiment.*

In einer ersten Analyse der Detektordaten wurde die Effektivität der im DELPHI-Experiment eingebauten Module untersucht [38]. Hierbei wurde durch Extrapolation der in weiteren Detektorkomponenten registrierten Spuren die Nachweiswahrscheinlichkeit für jeden Einzelsensor bestimmt. Für die äußere Detektorlage ergaben sich dabei die folgenden Effektivitätswerte:

Detektortyp	Effektivität
$R\phi$	$(86 \pm 10) \%$
RZ_{gesamt}	$(73 \pm 7) \%$
$Rz320$	$(70 \pm 7) \%$
$Rz640$	$(74 \pm 7) \%$
$Rz1280$	$(78 \pm 9) \%$

Abbildung 3.36: *Eines der ersten im DELPHI-Detektor registrierten W^+W^- -Ereignisse, bei dem eines der W -Bosonen hadronisch und das zweite in ein Myon und ein Neutrino zerfällt. Die gestrichelte Linie zeigt die rekonstruierte Spur des Myons; das dazugehörige Neutrino wird im Detektor nicht nachgewiesen.*

Der angegebene Fehler bezieht sich lediglich auf die statistischen Schwankungen von Modul zu Modul. Der Fehler der Alignmentprozedur, bei der die exakte Position des Vertexdetektors innerhalb des DELPHI-Experiments bestimmt wird¹², ist nicht enthalten, da das Alignment noch nicht abgeschlossen ist und hierzu nur vorläufige Daten vorliegen. Unter der Annahme, daß die beideren inneren Detektorlagen vergleichbare Effektivitätswerte erzielen, ergibt sich damit, daß in der Rz -Koordinate für 82 % aller Teilchenspuren und in $R\phi$ für 95 % der Spuren mindestens in zwei der drei Detektorlagen ein Treffer registriert wird.

Der Erfolg der Detektorerweiterung zeigte sich bereits bei den ersten in DELPHI registrierten W^+W^- -Paaren, die deutliche Spuren im neu hinzugekommenen Vorwärtsbereich aufweisen (Abbildung 3.36).

¹²Dies geschieht beispielsweise durch die Anpassung an die gemessenen Spuren kosmischer Myonen, die den Detektor in gerader Linie durchqueren.

Kapitel 4

Skalenverletzung in der e^+e^- -Vernichtung

In den Fragmentationsfunktionen, die den Übergang von Quarks zu farbneutralen Hadronen beschreiben, ist eine Energieabhängigkeit beobachtbar, die zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s herangezogen werden kann. Im folgenden werden die Ursachen dieser Energieabhängigkeit sowie ihre theoretische Beschreibung durch die DGLAP-Evolutionsgleichungen (Abschnitt 4.2) diskutiert.

4.1 Fragmentationsmodelle im Prozeß $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen

Für unpolarisierte Strahlen hängt der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow q\bar{q} \quad (4.1)$$

bei einer gegebenen Schwerpunktsenergie $Q = \sqrt{s}$ lediglich von der Energie E des Teilchens h und seinem Winkel Θ zur Elektronenstrahlrichtung ab. Um den Wirkungsquerschnitt für die Produktion aller möglichen Hadronen zu beschreiben, muß über die Wirkungsquerschnitte der Produktion aller Quarkflavours q summiert werden:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = \sum_q (e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \quad (4.2)$$

Der über alle Winkel Θ integrierte differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Hadronen setzt sich aus einem longitudinalen Anteil σ^L und einem

Abbildung 4.1: Die vier Stufen des Hadronisierungsprozesses: die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ (i), Gluonemission (ii), die Fragmentation (iii), der Zerfall instabiler Hadronen (iv)

transversalen Anteil σ^T zusammen, wobei x für den auf den Gesamtimpuls normierten Impulsanteil der Hadronen steht:

$$\frac{d\sigma^h}{dx} = \frac{d\sigma_T^h}{dx} + \frac{d\sigma_L^h}{dx} \quad (4.3)$$

Die transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitte entsprechen den Polarisationszuständen der virtuellen Austauschbosonen relativ zur Flugrichtung des beobachteten Hadrons.

Um die Entstehung der im Endzustand beobachtbaren Hadronen zu beschreiben, läßt sich der Prozeß in vier Stufen aufteilen (Abbildung 4.1):

1. Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, die durch einen rein elektroschwachen Prozeß beschrieben werden kann.
2. Die Emission von Gluonbremsstrahlung
3. Die Fragmentation der Quarks zu farbneutralen Hadronen
4. Der Zerfall instabiler Hadronen

4.1.1 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

Die in 4.1 beschriebene Bildung von Quark-/Antiquark-Paaren wird im Rahmen der Born'schen Näherung durch den Austausch eines Photons oder eines Z^0 beschrieben.

Abbildung 4.2: Feynman-Diagramme für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ auf Bornniveau

Im Rahmen des Standardmodells läßt sich der Wirkungsquerschnitt für diesen elektroschwachen Prozeß störungstheoretisch berechnen [18]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} = & \frac{\pi\alpha^2 Q_c Q_f^2}{2s} (1 + \cos^2\Theta) \\ & - \frac{\alpha G_F Q_C Q_F M_Z^2 (s - M_Z^2)}{2\sqrt{2} [(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} [v_e v_f (1 + \cos^2\Theta) + 2a_e a_f z] \\ & + \frac{G_F^2 Q_C M_Z^4 s}{16\pi [(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \left[(a_e^2 + v_e^2) (a_f^2 + v_f^2) (1 + \cos^2\Theta) \right. \\ & \left. + 8a_e v_e a_f v_f z \right] \end{aligned}$$

Die Größen a_e, v_e, a_f und v_f stellen die Axial- und Vektorkopplungen der Elektronen und Fermionen an das Z^0 dar. M_Z ist die Masse des Z^0 und Γ_Z seine totale Zerfallsbreite. Q_C ist ein Farbfaktor, der bei hadronischen Endzuständen entsprechend der Zahl der Farbladungen den Wert 3 annimmt.

Der resultierende differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(QED) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(interf.) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(schwach) \quad (4.4)$$

Der erste Term beschreibt den reinen Photonaustausch mit einer Stärke proportional zu α^2/s , wobei s für die quadrierte Schwerpunktsenergie steht. Der

Z^0 -Austausch wird durch den dritten Term beschrieben; er ist proportional zu $G_F^2 s$. Die Fermikopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung G_F hat einen Wert von $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$. Der mittlere Term ist ein Interferenzterm proportional zu αG .

Für eine Schwerpunktsenergie im Bereich der Z^0 -Masse bei 91.2 GeV werden Z^0 -Bosonen resonant erzeugt, so daß der Z^0 -Austausch gegenüber dem Austausch virtueller Photonen dominiert. Das Z^0 zerfällt zu 69.9 % in Hadronen, wobei aus Gründen der Energieerhaltung das Topquark mit seiner Masse von 176 GeV nicht erzeugt werden kann.

In höherer Ordnung in α wird die Gleichung 4.4 durch Korrekturen modifiziert, die sowohl von virtuellen Strahlungskorrekturen (Vertex- und Propagatorkorrekturen) als auch von Photonabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand herrühren.

4.1.2 Emission von Gluonbremsstrahlung

Da in dieser Phase der Reaktion der Impulsübertrag groß ist, kann die Gluonabstrahlung von den primären Quarks durch die perturbative QCD, also denjenigen Bereich der Quantenchromodynamik, der störungstheoretisch berechenbar ist, beschrieben werden. Die primären Quarks strahlen Gluonen ab, die wiederum in Quark-/Antiquark-Paare aufspalten. Wegen der Gluonselbstkopplung ist außerdem eine Aufspaltung in zwei Gluonen möglich. Die sekundären Quarks können selbst wieder Gluonen abstrahlen, was zu einer Kaskade von Quarks und Gluonen führt. Die Kaskade bricht ab, sobald die verfügbare Energie nicht mehr zur Bildung neuer $q\bar{q}$ -Paare ausreicht.

Die entsprechenden Feynmangraphen 4.3 wurden bisher bis zur zweiten Ordnung in der starken Kopplungskonstanten α_s vollständig berechnet, in der maximal vier Partonen im Endzustand vorliegen.

Unter Vernachlässigung der Quarkmassen ergibt die Rechnung in erster Ordnung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [19]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_q dx_{\bar{q}}} = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \frac{x_q^2 + x_{\bar{q}}^2}{(1-x_q)(1-x_{\bar{q}})} \quad (4.5)$$

x_q und $x_{\bar{q}}$ stehen hier für die auf die Strahlenergie normierten Impulse der Quarks und der Antiquarks.

Um diese Prozesse in der Ereignis-Simulation zu beschreiben, werden in den Monte-Carlo-Generatoren zwei unterschiedliche Ansätze verwendet:

Abbildung 4.3: Einige Feynman-Diagramme für Gluonabstrahlung bis zur Ordnung in α_s^2

- Matrix-Elemente (ME):

Hierbei wird die Störungsreihe in α_s bis zu einer bestimmten Ordnung vollständig berechnet. Diese Berechnungen sind zur Zeit bis zur Ordnung α_s^2 durchgeführt [50] und im Monte-Carlo-Generator *JETSET* [49] implementiert.

Mit der Matrix-Element-Methode können Prozesse beschrieben werden, bei denen zwei ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) drei ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$) und vier Partonen ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$) im Endzustand vorliegen.

- Parton-Schauer-Modell (PS):

Das Parton-Schauer-Modell stellt eine Alternative zur exakten Berechnung der QCD-Matrixelemente dar. Beruhend auf der *Leading Logarithm Approximation (LLA)* [51] wird hier durch wiederholte Anwendung der Elementarprozesse Gluonabstrahlung von Quarks und Aufspaltung der Gluonen in Quark-/Antiquarkpaare bzw. zwei Gluonen die Entstehung der Partonen im Endzustand beschrieben. Dieser Prozess ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt.

Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung eines Partonschauers.*

Es existieren Erweiterungen zur 'Leading Log Approximation', die neben den führenden Termen der Störungsreihe auch weitere Terme einbeziehen, wie die 'Modified Leading Log Approximation (MLLA)' [45] oder die 'Next-to-Leading-Log-Approximation (NLLA)' [21]. Gemeinsam ist diesen Verfahren, daß die auftretenden Schleifendiagramme bei der Berechnung nicht berücksichtigt werden.

4.1.3 Die Fragmentation der Quarks

Der Fragmentationsprozess beschreibt den Übergang der farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen. Da die Kopplungskonstante α_s groß wird, sobald sich der Impulsübertrag Q^2 an die QCD-Skala Λ_{QCD}^2 annähert, ist die störungstheoretische Behandlung dieses Prozesses nicht möglich. Aus diesem Grund muß auf phänomenologisch motivierte Modelle zur Beschreibung der Fragmentation zurückgegriffen werden. Dabei kommen vor allem folgende Modelle zur Anwendung:

1. Die String-Fragmentation

Dieses Modell beruht auf der als 'Confinement' bekannten Tatsache, daß die farbgeladenen Quarks nicht frei beobachtet werden können, sondern nur in farbneutralen Hadronen existieren. Mit zunehmender Entfernung bildet sich zwischen zwei Quarks ein Feldschlauch (String) aus Gluonen. Unter der Annahme einer konstanten Energiedichte wächst die im String gespeicherte Energie linear mit dem Abstand der Quarks und beträgt etwa $1\text{GeV}/fm$.

Wird die Energie im String groß genug, so bricht der String unter Bildung eines $q\bar{q}$ -Paares auf. Die neu gebildeten Quark-/Antiquark-Systeme können den gleichen Prozess durchlaufen oder ein farbneutrales Meson bilden. Der Prozess wiederholt sich solange, bis nur noch Hadronen vorliegen.

Gluonen können im Stringmodell als transversale Anregungen des Strings betrachtet werden. Der einfachste Fall tritt ein, wenn eines der beiden primären Quarks ein hartes Gluon abstrahlt. Im Stringmodell ergibt sich dabei eine Überbevölkerung der Regionen zwischen Quarks und Gluonen gegenüber der Region zwischen den beiden Quarks [53]. Diese Asymmetrie wird *Stringeffekt* genannt [54] und ist experimentell belegt [55],[56]. Die Beschreibung dieser Beobachtung ist eine der Stärken des Modells.

Die String-Fragmentation wird unter anderem in dem für das DELPHI-Experiment verwendeten Monte-Carlo Generator [49] benutzt.

2. Die Cluster-Fragmentation

Bei diesem Fragmentationsmodell wird der Partonschauer (Abschnitt 4.1.2 bis zu einer Schwelle Q_0 entwickelt [57]. Nach Erreichen der Schwelle zerfallen alle vorhandenen Gluonen in Quark-/Antiquark-Paare die in Gruppen (Cluster) von Partonen zusammengefaßt sind. Hierzu wird den Gluonen eine effektive Masse $M_{G,eff}$ zugeordnet, die aus Gründen der Energieerhaltung mindestens das zweifache der Masse der leichtesten Quarks betragen muß. Die Cluster selbst können weiter unter Bildung von $q\bar{q}$ -Paaren zerfallen, bis ihrer Masse unterhalb einer festgelegten Clustermasse $M_{C,max}$ liegt.

Dieses Fragmentationsmodell ist unter anderem im HERWIG Monte-Carlo-Generator [58] implementiert.

3. Die Unabhängige Fragmentation

Bei der Unabhängigen Fragmentation [52] fragmentiert jedes Parton unabhängig von den anderen Partonen des Ereignisses. Die verfügbare Energie wird mit Hilfe einer Skalenfunktion auf die Partonen verteilt. Energie und Impuls sind hierbei nicht erhalten und müssen am Ende der Kaskade künstlich ausbalanciert werden. Wegen der Durchführung der Fragmentati-

on im Schwerpunkssystem ist das Modell nicht Lorentz-invariant und wird deshalb heute kaum noch verwendet.

4.1.4 Zerfälle instabiler Hadronen

Nach Abschluß der Fragmentation liegen alle Teilchen als farbneutrale Mesonen oder Baryonen vor. Diese können je nach Lebensdauer noch innerhalb des Strahlrohrs (z.B. π^0 mit einer Lebensdauer von $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17} s$) oder auf Ihrem Weg durch den Detektor (z.B. Λ^0 , $\tau_\Lambda = 2.6 \cdot 10^{-10} s$) zerfallen. In der Simulation werden diese Zerfälle dementsprechend für kurzlebige Teilchen vom Monte-Carlo-Generator, für langlebige Teilchen von der Detektorsimulation durchgeführt.

4.2 Die Energieentwicklung der Fragmentationsfunktionen

Die Hadronisierung kann dargestellt werden durch die Einführung von Fragmentationsfunktionen $D_i(x, Q^2)$. Diese können als Maß für die Wahrscheinlichkeit aufgefaßt werden, ausgehend von einem Parton i ein Hadron mit einem Impulsanteil x im Endzustand zu finden. Sie beschreiben also den nicht-perturbativen Anteil des Hadronisierungsprozesses, in dem sich die beobachtbaren Hadronen aus den Partonen bilden.

Die Fragmentationsfunktionen hängen von zwei kinematischen Variablen Q^2 und x ab. Q^2 steht hierbei für das Quadrat des vom Lepton auf die Hadronen übertragenen Vierer-Impulses und $x = P_h/P_{Strahl}$ ist der Anteil des Strahlimpulses P_{Strahl} den das Hadron h trägt. Der Index i der Fragmentationsfunktionen bezeichnet die betrachteten Quarkflavours.

Die Fragmentationsfunktionen selbst können in der perturbativen QCD nicht theoretisch hergeleitet werden. Sie sind jedoch direkt mit den inklusiven Impulsspektren verknüpft [40]:

$$\frac{d\sigma^{T,L}}{dx} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} C_i^{T,L}(z, \alpha_s(\mu_R), \mu_F^2/Q^2) D_i\left(\frac{x}{z}, \mu_F^2\right) \quad (4.6)$$

μ_R ist die Renormalisierungsskala und $C_i^{T,L}$ sind die sogenannten Koeffizientenfunktionen, die von einer beliebigen Faktorisierungsskala μ_F abhängen. Die Koeffizientenfunktionen beschreiben den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Partons mit flavour i . Sie sind derjenige Teil der Reaktion, der der Störungsrechnung zugänglich ist und wurden bis zur nächstführenden Ordnung (α_s) berechnet [43]. Die Koeffizientenfunktionen werden auch „short distance cross sec-

tions‘genannt, womit ihre Gültigkeit für den Bereich hoher Impulsüberträge betont wird. In den Fragmentationsfunktionen $D_i(x, Q^2)$ verbleibt also der nicht-perturbative Anteil der Reaktion. Die Summation in Gleichung 4.6 läuft über alle Partonen u, d, s, c, b, g und $z = P_{Parton}/P_{Strahl}$ steht für den Impulsanteil des Partons i .

Die Abhängigkeit von der Renormalisierungsskala μ_R und der Faktorisierungsskala μ_F würde verschwinden, wenn die Störungsrechnung in allen Ordnungen durchgeführt werden könnte. Da nur endliche Ordnungen berechnet werden können, verbleibt eine Abhängigkeit, deren Einfluß auf die durchgeführte Analyse in Abschnitt 5.7.3 betrachtet wird.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}$ ist ein Maß für die Anzahl der Hadronen mit dem Impuls $p_h = xp_{Strahl}$:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{1}{N_{event}} \frac{dN}{dx} \quad (4.7)$$

dN ist somit die Anzahl der Hadronen mit einem Impulsanteil zwischen x und $x + dx$ und N_{event} steht für die Gesamtanzahl der e^+e^- -Reaktionen, so daß das Spektrum 4.7 auf eine $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen-Reaktion normiert ist. Über diese experimentell meßbaren Impulsverteilungen läßt sich dann mit Gleichung 4.6 ein Zugang zu den Fragmentationsfunktionen finden.

Die Fragmentationsfunktionen D_i erfüllen die Summenregel

$$\sum_h \int_0^1 dz z D_i^h(z, \mu) = 1, \quad (4.8)$$

was besagt, daß die Gesamtenergie der Teilchen nach der Fragmentation gleich der Gesamtenergie der ursprünglichen Partonen sein muß.

In Ordnung α_s^0 (dem Quark-Parton-Modell) verschwinden die Koeffizientenfunktionen für Gluonen und sind für die Quarks und Antiquarks gegeben durch die elektroschwache Kopplung.

Die Energieabhängigkeit der Fragmentationsfunktionen wird beschrieben durch die DGLAP¹-Entwicklungsgleichungen [42]. Diese Gleichungen haben die Form

$$\frac{dD_j^h(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ij}(z, \alpha_s(\mu_R) \frac{\mu_R^2}{Q^2}) D_i(\frac{x}{z}, Q^2) \quad (4.9)$$

mit den Splitting-Funktionen

$$P_{ij}(z, \alpha_s(\mu_R), \frac{\mu_R^2}{Q^2}) = \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} P_{ij}^{(0)}(z) + \left(\frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} \right)^2 P_{ij}^{(1)}(z, \frac{\mu_R^2}{Q^2}) + O(\alpha_s^3). \quad (4.10)$$

¹DGLAP = Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

Die Splitting-Funktionen beschreiben die Wahrscheinlichkeit, ein Parton i mit Impulsanteil z nach der Abspaltung vom Mutterparton j zu finden. Die Indizes i und j laufen über die Quarks und Antiquarks sowie das Gluon. Die Funktionen $P_{ij}(z)$ sind in nächstführender Ordnung störungstheoretisch berechnet [43].

Ist bei einer bestimmten Schwerpunktsenergie Q_0 die Fragmentationsfunktion $D_i(x, Q_0^2)$ für die Quarksorte i bekannt, so läßt sich somit über Gleichung 4.9 die Fragmentationsfunktion bei beliebigen Schwerpunktsenergien Q berechnen.

Durch die Integration der Entwicklungsgleichungen wird eine Resummation der führenden logarithmischen Terme in D_i durchgeführt: Hat man die Funktion $D_i(x, Q_0)$ bei einer bestimmten Skala Q_0 , so erhält man eine Lösung $D_i(x, Q)$ von Gleichung 4.9 als Potenzreihe in $\alpha_s(Q)$, die die Terme nach Potenzen von $\log(Q/Q_0)$ ordnet. Löst man die Entwicklungsgleichung unter Berücksichtigung der Splittingfunktionen $P_{ij}(x)$ in der Ordnung α_s , dann enthält die Lösung $D_i(x, Q)$ alle Terme der Ordnung $\alpha_s^n(Q) \log^n(Q/Q_0)$. Werden zusätzlich die Splittingfunktionen in der Ordnung α_s^2 einbezogen, so sind auch die nächstführenden logarithmischen Terme $\alpha_s^{n+1}(Q) \log^n(Q/Q_0)$ in der Lösung enthalten.[44]

Der physikalische Inhalt der Entwicklungsgleichungen 4.9 zeigt sich bei Betrachtung der ersten Ordnung, die in Abbildung 4.5 graphisch dargestellt ist. Die

Abbildung 4.5: Graphische Darstellung der DGLAP-Entwicklungsgleichungen in erster Ordnung.

DGLAP-Entwicklungsgleichungen lauten in erster Ordnung in α_s :

$$\begin{aligned} \frac{dD_g(x, Q)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{gg}^{(0)}(y) D_g\left(\frac{x}{y}, Q\right) + \right. \\ &\quad \left. P_{qg}^{(0)}(y) \sum_{f=1}^{n_f} \left(D_f\left(\frac{x}{y}, Q\right) + D_{\bar{f}}\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right) \right] \\ \frac{dD_f(x, Q)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq}^{(0)}(y) D_f\left(\frac{x}{y}, Q\right) + P_{gq}^{(0)}(y) D_g\left(\frac{x}{y}, Q\right) \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

Hierbei steht g für Gluon, $f(\bar{f})$ für Quark(Antiquark) und N_f für die Anzahl der Flavours ($N_f = 5$ bei $Q = 91.2$ GeV). In erster Ordnung in α_s treten nur die vier Splittingprozesse qq , qg , gq und gg (Tripel-Gluon-Vertex) auf:

$$\begin{aligned} P_{qq}^{(0)}(z) &= C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right] \\ P_{gg}^{(0)}(z) &= 2C_A \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_F T_F}{3C_A} \right) \delta(1-z) \right] \\ P_{gq}^{(0)} &= C_F \frac{1+(1-z)^2}{z} \\ P_{qg}^{(0)} &= T_F (z^2 + (1-z)^2) \end{aligned}$$

mit den SU(3) Farbfaktoren

$$C_A = 3, \quad C_F = \frac{4}{3}, \quad T_F = \frac{1}{2}, \quad (4.12)$$

Die erste Gleichung in 4.11 beschreibt die Energieabhängigkeit der Fragmentationsfunktion der Gluonen aufgrund des Tripel-Gluon-Vertex (P_{gg}) beziehungsweise der Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren (P_{qq}). Die zweite Gleichung für die Quarkfragmentation beschreibt entsprechend den zwei Summanden in 4.11 zwei Prozesse:

1. Die Wahrscheinlichkeit für Gluonbremsstrahlung, die zu einer Reduzierung des Quark-Impulses auf einen Anteil y des ursprünglichen Impulses führt, wird durch P_{qq} wiedergegeben. Die Faltung der Splitting-Funktionen mit der Fragmentationsfunktion beschreibt die anschließende Fragmentation dieses Quarks. Die Integrationsgrenzen in 4.11 verdeutlichen die Tatsache, daß das Quark im Splittingprozess mindestens den Impulsanteil $y = x$ erhalten muß, den das im Endzustand beobachtete Hadron besitzt.
2. Der zweite Summand beschreibt die Fragmentation des abgestrahlten Gluons, nachdem es den Impulsanteil y vom Elternparton übernommen hat.

In höherer Ordnung in α_s treten neben den genannten Splittingprozessen gg , qg , gq und qq noch weitere Prozesse auf: $P_{q'q}$ (ein Quark geht über in ein Quark mit unterschiedlichem Flavour), $P_{\bar{q}q}$ (ein Quark geht in sein eigenes Antiquark über), und $P_{q'\bar{q}}$ (ein Quark geht über in ein Antiquark mit unterschiedlichem Flavour).

Für die korrekte Beschreibung der Energieentwicklung werden die Fragmentationsfunktionen in der nächstführenden Ordnung benötigt. Diese erhält man mit Gleichung 4.6 aus den experimentell meßbaren inklusiven Impulsverteilungen der geladenen Teilchen im Endzustand unter Berücksichtigung der Koeffizientenfunktionen der Ordnung α_s , wie sie in [43] berechnet wurden.

4.3 Skalenverletzung in den Fragmentationsfunktionen

Quark-Parton-Modell

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen ist im Partonmodell gegeben durch

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow \text{hadrons}) = \sum_q (e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}) \quad (4.13)$$

$$= 3 \sum_q e_q^2 \sigma(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+), \quad (4.14)$$

wobei e_q die Quarkladung bezeichnet und die Summation über alle beteiligten Quarkflavours läuft. Um die Fragmentation der Quarks in Hadronen zu beschreiben, wurden in Abschnitt 4.1.3 die Fragmentationsfunktionen $D_i(x)$ eingeführt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann dann geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma}{dx}(e^-e^+ \rightarrow \text{hadrons}) = \sum_q \sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}) D_q(x). \quad (4.15)$$

Bildet man das Verhältnis von 4.15 und 4.14, erhält man

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{\sum_q e_q^2 D_q(x)}{\sum_q e_q^2}, \quad (4.16)$$

das heißt im Partonmodell wird für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ dividiert durch den Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{tot} ein Skalenverhalten vorhergesagt: Während σ und $d\sigma/dx$ von der Schwerpunktsenergie Q abhängen, ist das Verhältnis unabhängig von Q .

Allerdings ist bereits im Quark-Parton-Modell dieses Skalenverhalten verletzt. Der Grund hierfür ist die unterschiedlich starke Kopplung der verschiedenen Quarkflavours an das Photon und das Z^0 . Diese unterschiedliche Kopplungsstärke ist energieabhängig und wird durch Gewichtungsfaktoren $w_i(Q)$ wiedergegeben. Die $w_i(Q)$ sind identisch für Quarks mit gleicher dritter Isospinkomponente T_3 . Die Anteile der Flavours i an den hadronischen Ereignissen ist in Abbildung 4.6 wiedergegeben. Im differentiellen Wirkungsquerschnitt verbleibt somit auch auf Born-Niveau eine Abhängigkeit von Q :

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx} = \sum_q 2w_i(Q) D_i(x) \quad (4.17)$$

Die Funktionen $w_i(Q)$ entsprechen den in Gleichung 4.6 definierten Koeffizientenfunktionen in der Ordnung α_s^0 . Diese lassen sich in der elektroschwachen Theorie

Abbildung 4.6: *Anteile der Quarkflavours an der Gesamtzahl der hadronischen Ereignisse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie Q (unter Vernachlässigung der Quarkmassen).*

berechnen zu

$$C_T = [\delta(1-z)](\sigma_0^a(s) + \sigma_0^v) \quad (4.18)$$

$$C_A = [\delta(1-z)]A(s) \quad (4.19)$$

mit

$$\sigma_0^v(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} [e_f^2 + 2e_f v_e v_f \rho_1(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 \rho_2(s)] \quad (4.20)$$

$$\sigma_0^a(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} (v_e^2 + a_e^2) a_f^2 \rho_2(s) \quad (4.21)$$

$$A(s) = \frac{8\pi\alpha^2}{s} a_e a_f [e_f \rho_1(s) + 2v_e v_f \rho_2(s)] \quad (4.22)$$

wobei e_i die Ladung von i in Einheiten der Positronladung ist. $v_i = T_{3i} - 2e_i \sin^2 \theta_W$ und $a_i = T_{3i}$ sind die elektroschwache Vektor- und Axialvektorkopplung. Außerdem ist

$$\rho_1(s) = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s(m_Z^2 - s)}{(m_Z^2 - s)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (4.23)$$

Abbildung 4.7: *Der Phasenraum für Ereignisse mit Gluonabstrahlung in der x_1/x_2 -Ebene, wobei die Variablen x_1 und x_2 für die Energieanteile der beiden Quarks stehen [59]. Die Zunahme des Phasenraums mit wachsender Energie für Ereignisse mit mehr als zwei Teilchenjets ist deutlich erkennbar. Die leeren Bänder nahe $x_1 = 1$ und $x_2 = 1$ werden durch einen Schnitt auf die minimale invariante Masse zwischen den Partonen verursacht. Dieser Schnitt bewirkt eine konstante Jetauflösung bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien.*

$$\rho_2(s) = \left(\frac{1}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \right)^2 \frac{s^2}{(m_Z^2 - s)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (4.24)$$

Diese Energieabhängigkeit muß von der Skalenverletzung aufgrund von QCD-Effekten unterschieden werden, wenn im folgenden die Skalenverletzung zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s verwendet werden soll.

Skalenverletzung durch QCD-Effekte

Im Rahmen der Quanten-Chromodynamik treten zusätzlich zu den oben genannten Faktoren, die auf die von der Schwerpunktsenergie abhängige Flavourzusammensetzung der Quarks zurückzuführen sind, weitere Quellen für die beobachtete Skalenverletzung auf:

1. Die Energieabhängigkeit von α_s , die bewirkt, daß bei größerer Energie die Gluonen schwächer an die Quarks koppeln, so daß die Gluonbremsstrahlung mit zunehmender Energie kleiner wird.

2. Die Fragmentation von Quarks beinhaltet eine im Prinzip unendlich große Zahl von niederenergetischen und kollinear abgestrahlten Gluonen. Es muß ein Abschneideparameter eingeführt werden, um zu entscheiden, ob ein Gluon der Quarkfragmentationsfunktion D^q zuzurechnen ist oder unabhängig fragmentiert und somit zur Gluonfragmentationsfunktion D^g beiträgt. Dieser Schnitt wird durchgeführt, indem eine feste minimale invariante Masse zwischen Quarks und Gluonen verlangt wird. Ein solches Kriterium selektiert einen bestimmten Anteil des Phasenraums, der sich mit der Schwerpunktsenergie ändert. Dieser Unterschied im Phasenraum erhöht den Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines Gluons oberhalb einer gegebenen invarianten Masse. Der mit der Schwerpunktsenergie zunehmende Phasenraum für die Abstrahlung von Gluonen, der eine vermehrte Gluonabstrahlung bei größeren Energien zur Folge hat. Diese Zunahme der Gluonabstrahlung verläuft proportional zur Kopplung α_s .

Der zweite Effekt überwiegt hierbei die proportional zu $1/\ln(Q^2)$ kleiner werdende Kopplungsstärke, so daß bei den gegebenen Selektionskriterien als Nettoeffekt eine mit wachsender Schwerpunktsenergie zunehmende Abstrahlung von Gluonen mit einem bestimmten Energieanteil verbleibt. Dies äußert sich unter anderem in einer mit wachsender Energie zunehmenden Rate von 3-Jet-Ereignissen (Abbildung 4.8). So bewirkt beispielsweise eine Energieerhöhung von 35 GeV auf 91 GeV eine Zunahme der 3-Jetrate von 26% auf 75%.

Die mit wachsender Schwerpunktsenergie zunehmende Gluonabstrahlung hat zur Folge, daß die Quarks Impuls verlieren und somit einen verminderten Anteil x des Strahlimpulses besitzen. Mit zunehmender Energie verringert sich somit der Anteil der Hadronen mit großem x , gleichzeitig erhöht sich der die Zahl von Teilchen mit kleinem x .

Da die eigentliche Fragmentation ebenso wie die Zerfallsphase bei allen Energien gleich verläuft, überträgt sich dieses Bild direkt auf die Hadronen im Endzustand, und es treten keine zusätzlichen skalenverletzenden Effekte durch die Hadronisierung auf. Bei Kenntnis der elektroschwachen Gewichtsfunktionen $w_i(Q)$ 4.17 läßt sich somit der QCD-Anteil der Skalenverletzung separieren und zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s heranziehen.

Seit Inbetriebnahme des LEP-Speicherrings mit seiner Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV steht in der e^+e^- -Vernichtung ein genügend großer Energiebereich zur Verfügung, um die Skalenverletzung in den Impulsspektren auch experimentell nachzuweisen. Im Vergleich der bei dieser Energie gewonnenen Spektren mit den x_P -Verteilungen aus dem TASSO-Experiment bei 35 GeV und bei 14 GeV (Abbildung 4.9) zeigt sich deutlich das vorausgesagte Verhalten: Mit zunehmender Schwerpunktsenergie wächst der Anteil der Teilchen mit kleinem x und nimmt die Zahl der Teilchen mit großem x ab. Man sagt, die Spektren werden 'weicher'.

Abbildung 4.8: Die 3-Jeträte in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die Abbildung zeigt die zwei Beiträge zur Energieabhängigkeit der Gluonabstrahlung in erster Ordnung: Das Anwachsen des Phasenraumes für $q\bar{q}g$ -Ereignisse (durchgehende Linie), und der Beitrag der laufenden Kopplungskonstanten α_s bei konstantem Phasenraum (gestrichelt). Der Phasenraum wurde durch die Forderung nach einer minimalen skalierten invarianten Masse $y = M_{ij}^2/s = 0.08$ zwischen allen Partonen konstant gehalten, wobei M_{ij} für die invariante Masse des Teilchenpaares und s für die quadrierte Schwerpunktsenergie steht [52].

Der beschriebene Effekt läßt sich zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s ausnutzen. Da sich jedoch nach Gleichung 4.17 die Flavourzusammensetzung der Spektren in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ändert, müssen bei einer Energie auch die flavourspezifischen Impulsverteilungen bekannt sein. Die Bestimmung dieser Spektren und die dazu notwendige Identifikation der primären Quarkflavours der Ereignisse wird im folgenden beschrieben.

Abbildung 4.9: Vergleich der inklusiven Impulsspektren geladener Teilchen von Delphi (91 GeV) und Tasso (14 GeV).

Kapitel 5

Bestimmung der starken Kopplungskonstanten

Die Unterscheidung zwischen hadronischen Ereignissen mit unterschiedlichen primären Quarkflavours ist eine der Anwendungen, bei denen man auf die Fähigkeiten eines guten Vertexdetektors angewiesen ist.

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Methoden zur Bestimmung der flavourspezifischen Fragmentationsfunktionen am Beispiel des im DELPHI-Experiment benutzten Verfahrens beschrieben. Die damit gewonnenen Verteilungen werden anschließend in einer Analyse der Skalenverletzung in den Impulsverteilungen $1/\sigma \, d\sigma/dx$ zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten α_s herangezogen.

Der Abschnitt gliedert sich wie folgt: Zur Identifikation von bottom-Quarks macht man sich mittels der in 5.2 beschriebenen Impactparameter-Methode die lange Lebensdauer der B-Hadronen zunutze. Dieselbe Methode kann durch eine Umkehr der angewandten Schnitte zum Ausschluß schwerer Quarks und damit zur Identifikation leichter (uds-) Quarks verwendet werden. Schließlich kann, wie in 5.4 erläutert wird, aus exklusiv rekonstruierten D^* -Mesonen durch geeignete Wahl der Schnittparameter eine deutliche Anreicherung von Ereignissen mit primären charm-Quarks erreicht werden. Eine Methode zur Identifikation von Jets, die von Gluonen herrühren, wird in 5.5 beschrieben.

5.1 Die Selektion hadronischer Z^0 -Zerfälle

In der vorliegenden Analyse wurden Daten verwendet, die im DELPHI-Experiment in den Jahren 1991-1993 gemessen wurden.

Die Auswahl hadronischer Z^0 -Ereignisse erfolgt in zwei Schritten: Zuerst werden alle verwendbaren Spuren geladener Teilchen ermittelt, die dann im zweiten Schritt durch die Anwendung globaler Ereignisschnitte zur Charakterisierung des Ereignisses herangezogen werden. Die Spuren geladener Teilchen wurden weiterverwendet, wenn sie die folgenden Kriterien erfüllten:

1. Der Impuls der Teilchen muß oberhalb eines Wertes von 0.2 GeV/c liegen. Für Teilchen mit kleinerem Impuls ist aufgrund des starken Magnetfeldes von 1.2 Tesla und der damit verbundenen starken Krümmung der Teilchenbahn die Nachweiswahrscheinlichkeit stark herabgesetzt.
2. Die gemessene Spurlänge muß mindestens 50 cm betragen, um eine gute Impulsmessung zu gewährleisten.
3. Die Spur muß innerhalb des Polarwinkelbereichs $25^\circ \leq \Theta \leq 155^\circ$ liegen.

Aus diesen 'verwertbaren' Ereignissen wurden hadronische Ereignisse mit den folgenden Ereignisschnitten ausgewählt:

1. Das Ereignis muß mindestens 5 geladene Spuren enthalten, die die oben genannten Spurkriterien erfüllen. Mit dieser Forderung kann der Untergrund von τ -Zerfällen und von 2-Photon-Ereignissen stark unterdrückt werden.
2. Jede der zwei Hemisphären $\cos \Theta < 0$ und $\cos \Theta > 0$ muß mindestens eine über alle geladenen Teilchen summierte Energie von 3 GeV enthalten.
3. Die Gesamtenergie der nachgewiesenen geladenen Teilchen muß mehr als 15 GeV betragen.
4. Der Polarwinkel der Sphärizitätsachse muß zwischen $\Theta = 40^\circ$ und $\Theta = 140^\circ$ liegen.
5. Das Impulsungleichgewicht $|\sum_i \vec{p}_i|$ der geladenen Spuren des Ereignisses darf 20 GeV nicht überschreiten.

Aus den Ereignissen der Jahre 1991 - 1993 wurden mit diesen Schnitten eine Gesamtzahl von 1.7 Millionen hadronischer Ereignisse selektiert.

5.2 Bottom-Quark-Erkennung

5.2.1 Zerfälle von b-Quarks

Wie in 2.3 gezeigt, wird der Zerfall von B-Hadronen wesentlich durch die Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix bestimmt. Wären die Quark-Masseneigenzustände gleichzeitig auch die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, so wären b-Quarks stabil. Der kleine Wert von $|V_{cb}| = 0.043 \pm 0.007$ und $|V_{ub}| = 0.004 \pm 0.002$ ¹ bewirkt eine kleine Übergangswahrscheinlichkeit von b-Quarks c- und u-Quarks und damit eine lange Lebensdauer von B-Hadronen. Die mittlere Lebensdauer von B-Hadronen wurde im DELPHI-Experiment bestimmt zu $\tau_B = 1.582 \pm 0.012_{stat} \pm 0.032_{syst}$ ps [39]. Diese lange Lebensdauer bewirkt zusammen mit dem großen Energieanteil der B-Hadronen ($\langle E_B \rangle \approx 0.7 E_{beam}$), daß diese vor dem Zerfall eine relativ große Strecke von $d \approx 3mm$ zurücklegen. Ihr Zerfallspunkt (Sekundärvertex) ist damit deutlich von dem Ort der e^+e^- -Wechselwirkung (Primärvertex) unterscheidbar, was eine Identifikation von Ereignissen mit B-Hadronen ermöglicht. Ein solches mit dem DELPHI Detektor aufgenommenes b-Ereignis ist in 5.1 abgebildet.

Zur Identifikation von B-Ereignissen wird im DELPHI-Experiment die sogenannte Impaktparameter-Methode angewandt, die im folgenden vorgestellt wird.

5.2.2 Die Impaktparameter-Methode

Der Impaktparameter einer rekonstruierten Teilchenspur ist definiert als die kleinste Entfernung einer Teilchenspur zum primären Wechselwirkungspunkt. Das Vorzeichen des Impaktparameters ist dabei als positiv definiert, wenn der Vektor, der den primären Wechselwirkungspunkt mit dem Punkt der nächsten Annäherung verbindet, in dieselbe Richtung wie der Jet zeigt, zu dem die jeweilige Spur gehört. Mit dieser Definition haben Spuren, die vom Zerfall eines langlebigen Teilchens stammen, einen positiven Impaktparameter, während von Null verschiedene Werte des Impaktparameters aufgrund ungenauer Spurrekonstruktion mit gleicher Wahrscheinlichkeit positiv oder negativ sind.

Um den Impaktparameter bestimmen zu können, ist es wichtig, die Position des primären Wechselwirkungspunktes möglichst genau zu kennen. Die Wechselwirkungszone, in der sich die Teilchenstrahlen überlappen, dient dabei als Vorgabe. Diese Wechselwirkungszone (beamspot) hat eine Ausdehnung von $\sigma_x \simeq 100\mu m$ und $\sigma_y \simeq 10\mu m$.

¹Der Übergang von bottom- in top-Quarks ist aufgrund der Energieerhaltung wegen der größeren Masse des top-Quarks verboten.

Abbildung 5.1: Ereignis mit primären b -Quarks. Der Zerfallspunkt eines B -Hadrons ist deutlich vom primären Wechselwirkungspunkt zu unterscheiden.

Für die Rekonstruktion des Primärvertex werden zuerst alle Spuren ausgewählt, die mit mindestens 2 Lagen des Vertexdetektors registriert wurden. Für diese Spuren wird eine Konfidenzgröße δ/σ dafür berechnet, daß die Spur vom Primärvertex stammt. δ bezeichnet dabei den gemessenen Abstand zum Beamspot und σ steht für den Fehler dieser Größe. Es werden diejenigen Spuren für die Berechnung verwendet, für die der Quotient δ/σ größer als 0.05 ist [61].

In einem ersten Anpassungsschritt wird aus allen Spuren ein Schnittpunkt rekonstruiert und $\chi^2(N_{Tr})$ für die Anpassung bestimmt, wobei N_{Tr} die Zahl der berücksichtigten Spuren bezeichnet. Danach wird schrittweise jede Spur aus der Anpassung entfernt und ein neues $\chi^2(N_{Tr} - 1)$ berechnet. Die Spur mit dem größten χ^2 -Wert wird aus der endgültigen Anpassung herausgenommen, falls die Differenz $\chi^2(N_{Tr}) - \chi^2(N_{Tr} - 1)$ eine Schwelle Δ_{max} überschreitet. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis keine Spur mehr die Ausschlußbedingung erfüllt.

In etwa 1 % aller Ereignisse führt diese Vorgehensweise dazu, daß keine der Spuren zur Rekonstruktion des Primärvertex zurückbleibt, so daß der Beamspot als Wechselwirkungspunkt und seine Ausdehnung als der dazugehörige Fehler angenommen wird.

Der mittlere Fehler bei der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes wurde durch einen Vergleich von generierten und gemessenen Primärvertizes in simulierten Ereignissen ermittelt. Für leichte Quarks ergab sich dabei eine mittlere Unsicherheit von $22\mu m$. Aufgrund von falsch zugeordneten Spuren, die von einem sekundären Zerfallspunkt stammen, ergibt sich für bottom Quark ein größerer Fehler von $35\mu m$ [23].

Anschließend wird für jede rekonstruierte Teilchenspur der Impaktparameter gemessen. Der Fehler der Impaktparameterbestimmung ergibt sich aus dem Fehler des Beamspots zusammen mit der Unsicherheit des Punktes der nächsten Annäherung. Als Signifikanz einer Teilchenspur S_0 wird der Impaktparameter dividiert durch den dazugehörigen Fehler definiert. Es ergeben sich die in Abbildung 5.3 dargestellten Signifikanzverteilungen.

Aufgrund der geringen Entfernung des Vertexdetektors (Kapitel 3.2) zum Wechselwirkungspunkt wird im DELPHI Experiment eine ausgezeichnete Auflösung bei der Bestimmung des Impaktparameters erreicht. Es existieren dabei drei Quellen für die Unsicherheit σ_{IP} bei der Bestimmung des Impaktparameters: Die Unsicherheit der Position des Primärvertex, Mehrfachstreuung der Teilchen im Material des Strahlrohres und des Vertexdetektors und schließlich die Unsicherheit aufgrund des Meßfehlers bei der Bestimmung der Spurpunkte im Vertexdetektor. Eine Parametrisierung der Impaktparameter-Auflösung, die diese drei Fehlerquellen enthält, ist gegeben durch [23]:

$$\sigma_{IP_{R\phi}}^2 = \left(\frac{\alpha_{MS}}{p \sin^{3/2} \Theta} \right)^2 + (\sigma_{0,R\phi})^2 \quad \sigma_{IP_Z}^2 = \left(\frac{\alpha'_{MS}}{p \sin^{5/2} \Theta} \right)^2 + (\sigma_{0,Rz})^2 \quad (5.1)$$

Die Größen α_{MS} und α'_{MS} sind dabei Koeffizienten (mit der Dimension $\mu m \cdot \text{GeV}/c$), die die Vielfachstreuung im Strahlrohr und dem Material des Vertexdetektors beschreiben, und p ist der Spurimpuls. σ_0 bezeichnet die Auflösung für senkrecht durchgehende Spuren ohne Mehrfachstreuung; die Werte liegen bei $\sigma_{0,R\phi} = 20\mu m$ in der $R\phi$ -Ebene und $\sigma_{0,Rz} = 39\mu m$ in der Rz -Ebene. Diese asymptotischen Werte können aus dem Abstand, mit dem sich die Spuren in $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen verfehlen, ermittelt werden. In der RZ -Ebene ist diese Auflösung stark vom Winkel der Spuren zur Strahlachse abhängig; für große Winkel erreicht die Auflösung dabei Werte von $85\mu m$.

Die Koeffizienten der Vielfachstreuung wurden bestimmt zu $\alpha_{MS} = 65\mu m \cdot \text{GeV}/c$ und $\alpha'_{MS} = 71\mu m \cdot \text{GeV}/c$.

Abbildung 5.2: *Geometrie bei der Bestimmung des Impaktparameters. $\vec{E}_a$ ist der Einheitsvektor in Richtung des Punktes der größten Annäherung $\vec{P}_a$, $\vec{V}$ der Vektor vom Ursprung zum Primärvertex und η_a die Projektion des Vektors $\vec{P}_a$ auf $\vec{E}_a$.*

Die Position des Primärvertex erhält man aus der Minimierung einer χ^2 -Funktion:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{d_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2}; \quad (5.2)$$

$d_a = |\eta_a - (\vec{E}_a \cdot \vec{V})|$ ist dabei der Abstand des rekonstruierten Primärvertex zur jeweiligen Spur, $\vec{E}_a$ ist der Einheitsvektor in Richtung des Punktes der größten

Annäherung $\vec{P}_a$, $\vec{V}$ der Vektor vom Ursprung zum Primärvertex und η_a die Projektion des Vektors $\vec{P}_a$ auf $\vec{E}_a$ (5.2). Die erste Summation in Gleichung 5.2 läuft über alle berücksichtigten Spuren; die zweite Summe ergibt sich aus der Beamspot-Vorgabe, wobei b_i, σ_i^b Position und Größe des Beamspot sind.

Die Unsicherheit des Impaktparameters in der Rz-Ebene betrug vor dem Einfügen der z-Messung des Vertexdetektors $884 \mu m$, was gegenüber der jetzt möglichen mittleren Auflösung von $47 \mu m$ eine um den Faktor 20 schlechtere Messung bedeutete.

Als *Signifikanz* wird im folgenden das Verhältnis des Impaktparameters zum dazugehörigen Fehler definiert. In Abbildung 5.3 sind die Signifikanzverteilungen für positive und negative Impaktparameter dargestellt. Für die negative Signifikanz wird dann eine gaussische Verteilung erwartet, während sich das Vorhandensein von sekundären Zerfallsvertices in einer Überhöhung der positiven Signifikanzverteilung äußert, die dann zum Nachweis von B-Hadronen benutzt werden kann.

Die negative Signifikanzverteilung spiegelt hauptsächlich die Detektorauflösung wieder. Sie wird zur Bildung der Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(S_0)$ verwendet. Diese beschreibt per Definition die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur vom primären Wechselwirkungspunkt eine Signifikanz vom Betrag $|S_0|$ oder größer besitzt. Dabei wird vorausgesetzt, daß $P(S_0)$ einen symmetrischen Verlauf aufweist, so daß für positive Impaktparameter die Wahrscheinlichkeitsfunktion durch $P(-S_0)$ gegeben ist.

Mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeitsfunktion kann für jede Spur eines Ereignisses entsprechend der dazugehörigen Signifikanz die Wahrscheinlichkeit dafür ermittelt werden, daß der Ursprung der Spur beim primären Wechselwirkungspunkt liegt.

Für den Nachweis von b-Hadronen ('b-tagging') wird die ursprünglich in [60] vorgeschlagene Methode verwendet, aus allen in einem Ereignis gemessenen Impakt-Parametern eine einzige Taggingvariable zu bilden. Für eine Gruppe von N Spuren wird die Gesamtwahrscheinlichkeit P_N definiert:

$$P_N = \prod_{i=1}^N P(S_i) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \left(-\ln \prod_{k=1}^N P(S_k) \right)^j / j! \quad (5.3)$$

Für eine Gruppe von Spuren aus dem primären Wechselwirkungspunkt wird dann eine flache Verteilung von P_N erwartet, falls die Spuren unkorreliert sind. Wenn die Gruppe jedoch Spuren aus einem Sekundärvertex enthält, bildet sich in der Verteilung eine Anhäufung bei kleinen P_N -Werten.

Durch Anlegen von Schnitten in der Wahrscheinlichkeitsvariablen P_N läßt sich somit aus einer Grundgesamtheit von hadronischen Ereignissen eine Untermenge bestimmen, deren Ereignisse mit hoher Wahrscheinlichkeit einen sekundären

Abbildung 5.3: Signifikanzverteilung für negative (durchgezogen) und positive (gestrichelt) Impaktparameter a) in der $R\phi$ -Ebene, b) in RZ. Um die Überhöhung der positiven Signifikanzverteilung aufgrund sekundärer Vertizes besser darstellen zu können, wird für negative Impaktparameter der Betrag der Signifikanzverteilung dargestellt.

Vertex enthalten. Da dies vor allem für die langlebigen B-Hadronen zutrifft, führt das zu einer Anreicherung an Ereignissen mit primären b-Quarks.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen läßt sich die mit dieser Methode erreichbare Effizienz und die Reinheit (Purity) der angereicherten Datensamples in Abhängigkeit von den angelegten Schnitten ermitteln. Unter der Reinheit des Datensatzes p versteht man dabei das Verhältnis der richtig getaggten Ereignisse zu allen getaggten Ereignissen:

$$p = \frac{N_{b,tagged}}{N_{tagged}} \quad (5.4)$$

Die Effizienz ϵ beschreibt das Verhältnis der richtig nachgewiesenen Ereignisse zur Zahl der ursprünglich vorhandenen Ereignisse. In Abbildung 5.4 ist die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit von der Reinheit für zwei Gruppen von Spuren angegeben: für alle Spuren des Ereignisses und für die Spuren in einer der beiden Hemisphären.

Für einen Schnitt von $P \leq 0.01$ ergibt sich somit aus den 1,7 Millionen hadronischer Ereignisse der Jahre 1991 bis 1993 bei einer Effizienz von $(63 \pm 3) \%$ ein mit b-Ereignissen angereicherter Datensatz von 217.000 Ereignissen mit einer Reinheit von $(83 \pm 4) \%$. Ein Schnitt von $P \leq 0.001$ entspricht einer Effizienz von $(44 \pm 3) \%$ bei einer Reinheit von $(94 \pm 4) \%$.

5.2.3 Messung der inklusiven Impulsverteilungen

Für den durch einen Schnitt von $P \leq 0.01$ mit b-Ereignissen angereicherten Datensatz wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $1/\sigma d\sigma/dx$ aus der Anzahl der Hadronen dN mit einem Impulsanteil zwischen x und $x + dx$ bestimmt:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{1}{N_{event}} \frac{dN}{dx} \quad (5.5)$$

N_{event} ist hierbei die Gesamtzahl der e^+e^- -Reaktionen im Datensatz und $x = p_{Hadron}/p_{Strahl}$ der Impulsanteil des Hadrons vom Strahlimpuls.

Die so gewonnenen Spektren enthalten noch Detektoreffekte, die hauptsächlich auf nicht registrierte Spuren, sekundäre Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial und die angelegten Kriterien bei der Spur- und Ereignisauswahl zurückzuführen sind. Außerdem kann die Form der Spektren durch mißidentifizierte Quarkflavours und durch Bremsstrahlung im Anfangszustand (ISR²) beeinflußt werden. Die Meßdaten müssen demnach auf die genannten Einflüsse korrigiert werden.

²ISR = Initial State Radiation

Abbildung 5.4: Die Effizienz beim Nachweis von b -Ereignissen in Abhängigkeit von der erreichten Reinheit für das gesamte Ereignis (oben) und eine Ereignishemisphäre (unten). Die gestrichelte Linie zeigt dabei die Effizienzen, die ohne Verwendung der z -Koordinate erreicht werden.

Abbildung 5.5: Die korrigierte x_p -Verteilung (Datenpunkte) mit dem entsprechenden Monte-Carlo Spektrum (Histogramm) für b -Ereignisse. Die dazugehörigen Korrekturfaktoren (Gleichung 6.6) sind im oberen Bildteil wiedergegeben.

Hierzu werden mit Hilfe des Monte-Carlo Generators JETSET [49] und der DELPHI-Detektorsimulation DELSIM [62] durch Vergleich der Daten auf Generatorniveau mit den vollsimulierten Daten Korrekturfaktoren bestimmt. Die Daten auf Generatorniveau simulieren hierbei alle primären physikalischen Prozesse, die vor Eintritt in das Detektorvolumen stattfinden, während die vollsimulierten Daten zusätzlich sekundäre Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, das Ansprechverhalten der Detektorkomponenten und die Einflüsse der verschiedenen Auswahlkriterien mit enthalten. Die Korrekturfaktoren $c_{i,f}$ für die jeweiligen Datensätze f sind dann für jeden Kanal i gegeben durch den Quotienten aus den Daten auf Generatorniveau $G_{i,f}$ und den vollsimulierten Daten $M_{i,f}$:

$$c_{i,f} = \frac{G_{i,f}}{M_{i,f}} \quad (5.6)$$

Die korrigierten Meßdaten $N_{i,f}^{korr}$ ergeben sich dann durch kanalweise Multiplikation der gemessenen Spektren $N_{i,f}$ mit den dazugehörigen Korrekturfaktoren:

$$N_{i,f}^{korr} = c_{i,f} \cdot N_{i,f} \quad (5.7)$$

Die resultierenden korrigierten Verteilungen sind zusammen mit den dazugehörigen Monte-Carlo Spektren und Korrekturfaktoren in Abbildung 5.5 wiedergegeben. Die Korrekturfaktoren bewegen sich um den Wert $Eins$, lediglich für große

x -Werte ($x > 0.8$) weichen die Faktoren erheblich von *Eins* ab. Dieser Wertebereich wird deshalb bei der späteren Analyse nicht in der Anpassung verwendet. Die Daten finden sich in tabellierter Form im Anhang (Tabelle A.2).

5.3 Die Impulsspektren leichter Quarks

Ereignisse mit primären leichten (uds) Quarks können durch eine Umkehrung der in 5.2 beschriebenen Argumentation erkannt werden: Hierzu wird eine hohe Wahrscheinlichkeit P (Gleichung 5.3) dafür gefordert, daß alle Spuren vom Primärvertex stammen, so daß Ereignisse mit primären b-Quarks stark unterdrückt werden. Da auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung für charm-Ereignisse eine (wenn auch weniger ausgeprägte) Anhäufung bei kleinen P -Werten aufweist, führt diese Forderung ebenfalls zu einer Abreicherung an charm-Ereignissen, so daß sich ein uds -angereicherter Datensatz ergibt.

Bei einem Schnitt auf die Wahrscheinlichkeitsvariable P von $P > 0.5$ ergibt sich ein Datensatz von 357,000 Ereignissen, der sich aus 79 % leichten, 14 % charm-Quarks und 7 % bottom Quarks zusammensetzt. Das Spektrum wurde auf die beschriebene Weise auf Detektoreffekte, Bremsstrahlung im Anfangszustand und mißidentifizierte Quarkflavours korrigiert. Die Verteilung ist in Tabelle A.3 aufgeführt und in Abbildung 5.6 mit den Korrekturfaktoren und der dazugehörigen Monte-Carlo Verteilung dargestellt.

5.4 Rekonstruktion von Ereignissen mit Charm-Quarks

Ereignisse mit primären Charm-Quarks können durch die Impaktparameter-Methode alleine nicht selektiert werden, da die Verteilung der Wahrscheinlichkeitsvariablen P lediglich für kleine x eine geringe Anhäufung aufweist. Dieser x -Bereich wird allerdings von den b-Ereignissen dominiert.

Stattdessen wird die folgende Methode zur Bestimmung der c-Quark-Fragmentationsfunktion angewandt: In Ref. [63] wird eine Analyse beschrieben, in der D^{*+} -Mesonen über den Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ gefolgt von $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ rekonstruiert wurden.

Das so rekonstruierte D^{*+} -Meson kann auf drei Arten entstanden sein: Aus einem primären $c\bar{c}$ -Ereignis, aus den Zerfallsprodukten eines $b\bar{b}$ -Ereignisses oder nach Gluonabstrahlung von einem leichten Quark, wenn das Gluon anschließend in ein $c\bar{c}$ -Paar konvertiert. Die Rate für den letzteren Prozess wird in [63] mit

(4.3 ± 0.9) % angegeben. Der so gewonnene Datensatz besteht demnach zu einem hohen Prozentsatz aus Ereignissen mit primären $b\bar{b}$ - oder $c\bar{c}$ -Paaren.

Durch einen zusätzlichen Schnitt von $0.005 < P < 0.015$ läßt sich eine weitere Anreicherung an Charm-Ereignissen erzielen. Es ergibt sich ein Datensatz, der zu 50 % aus Charm-Ereignissen, zu 32 % aus b-Ereignissen und zu 18 % aus Ereignissen mit primären leichten Quarks besteht. Der letztere Untergrund besteht dabei hauptsächlich aus falsch identifizierten D^{*+} -Mesonen.

Für die so ausgewählten Ereignisse wurde die Impulsverteilung $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}$ gemessen und auf die in Abschnitt 5.2 beschriebene Weise korrigiert. Es ergibt sich die in Tabelle A.4 tabellierte und in Abbildung 5.6 dargestellte Verteilung.

Der Nachteil dieser Methode ist die geringe Statistik, die sich durch die inklusive Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen erzielen läßt. So wurden durch die in [63] beschriebene Methode lediglich 2580 ± 78 D^{*+} -Mesonen rekonstruiert.

Durch Monte-Carlo Simulation wurde überprüft, daß Ereignisse mit D^* -Mesonen dasselbe Impulsspektrum aufweisen, wie es bei allen Charm-Ereignissen der Fall ist [64]. Es sollte demnach durch die Auswahlkriterien keine oder nur eine sehr geringe Beeinflussung des Spektrums stattfinden. Zusätzlich wurde nur die dem rekonstruierten D^{*+} -Meson gegenüberliegende Ereignishemisphäre in der Messung verwendet. Um die geladene Multiplizität richtig zu beschreiben, wurde hierbei jede Spur mit einem Faktor 2 gewichtet.

Die systematischen Fehler der Verteilungen wurden durch Variation der Auswahlkriterien abgeschätzt. Die Änderung der minimalen Anzahl geladener Teilchen von 5 auf 6 und eine Variation der Sphärizitätsachse zwischen 30° und 45° ergab eine typische Änderung der Korrekturfaktoren von 3 % im mittleren x -Bereich, der in der Analyse verwendet wurde. Der Einfluß der stark von 1 abweichenden Korrekturfaktoren für große x wurde dadurch berücksichtigt, daß der systematische Fehler als $\max[0.003; 0.1(1-c_i)/c_i]$ definiert wurde.

5.5 Bestimmung von Gluon-Verteilungen

Die für die Anpassung verwendete Fragmentationsfunktion der Gluonen wurde der in [66] beschriebenen Analyse entnommen. Hierbei wurden Gluonjets in 3-Jet Ereignissen mit einem primären $b\bar{b}$ -Paar selektiert: Falls die beiden b-Quark-Jets wie in 5.2 durch einen Schnitt von $P < 0.01$ nachgewiesen werden können und der dritte Jet die Bedingung $P > 0.1$ erfüllt, wurde dieser Jet als von einem Gluon stammend identifiziert.

Eine Gesamtzahl von 6791 Gluonen wurden in [66] mit einer Reinheit von 94 % selektiert. Für diese Jets wurde der Anteil des Hadronimpulses am Impuls des Jets $x_j = P_h/P_j$ bestimmt.

Abbildung 5.6: Die korrigierte x_p -Verteilung (Datenpunkte) mit dem entsprechenden Monte-Carlo Spektrum (Histogramm) für uds -Ereignisse (oben) und $charm$ -Ereignisse (unten). Die dazugehörigen Korrekturfaktoren (Gleichung 6.6) sind im oberen Bildteil wiedergegeben.

5.6 Die Anpassungsmethode der α_s -Bestimmung

Die DGLAP Entwicklungsgleichungen 4.9 beschreiben wie gesehen die Energieentwicklung der Fragmentationsfunktionen $D_i(X, Q^2)$. Ist also die Fragmentationsfunktion $D_i(x, Q_0^2)$ einer Quarksorte i bei einer Startenergie Q_0 bekannt, so kann unter Verwendung eines bekannten Wertes für α_s über Gleichung 4.9 die Fragmentationsfunktion bei beliebigen Energien Q berechnet werden.

In einer Umkehrung der Argumentation läßt sich mit derselben Gleichung die starke Kopplungskonstante α_s bestimmen, falls die Fragmentationsfunktionen bei mehreren verschiedenen Schwerpunktsenergien bekannt sind. Aus e^+e^- -Experimenten sind die folgenden Spektren bekannt:

- AMY 54 GeV [67]
- TASSO 44, 35, 22 und 14 GeV [68]
- CELLO 35 GeV [69]
- MARK II 29 GeV [70]

Um das beschriebene Verfahren in der Praxis anwenden zu können, sind die folgenden Faktoren zu beachten:

- Die verwendeten Fragmentationsfunktionen können mit Gleichung 4.6 aus den experimentell zugänglichen inklusiven Impulsspektren (Tabelle A.1) geladener Teilchen bestimmt werden. Da sich nach Gleichung 4.17 die Flavourzusammensetzung der Spektren in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ändert, müssen bei *einer* Energie auch die flavourspezifischen Fragmentationsfunktionen aus den dazugehörigen flavourspezifischen Impulsverteilungen bestimmt werden.
- Die Form der Fragmentationsfunktionen kann theoretisch nicht vorhergesagt werden. Es muß deshalb eine Parametrisierung gefunden werden, die die aus den Daten gewonnenen Funktionen möglichst gut beschreibt. Für die so parametrisierten Fragmentationsfunktionen kann anschließend die Energieentwicklung durchgeführt werden.

Zur Beschreibung der Fragmentationsfunktionen wurde die folgende Parametrisierung gewählt [46]:

$$xD_i(x, Q_0) = N_i \frac{x^{a_i}(1-x)^{b_i} \exp(-c \ln^2 x)}{\int_{0.1}^{0.8} dx x^{a_i}(1-x)^{b_i} \exp(-c \ln^2 x)} \quad (5.8)$$

wobei die Normierungsfaktoren N_i und die Koeffizienten a_i und b_i für die verschiedenen Quarkflavours unterschiedliche Werte annehmen können. Es wurde dabei angenommen, daß für die leichten Quarks (u, d und s) eine gemeinsame Parametrisierung gewählt werden kann. Q_0 ist die „Startenergie“, bei der die Energieentwicklung beginnt, also 91.2 GeV.

Der exponentielle Term ist inspiriert durch die ‚Modified Leading Log Approximation‘ [45], die einen Verlauf

$$\frac{d\sigma}{d\ln x} \sim e^{-c(1-\ln x)^2} \quad (5.9)$$

mit einem gemeinsamen Parameter c für alle Quarkflavours und das Gluon vorhersagt.

Die starke Kopplungskonstante läßt sich damit durch eine gleichzeitige Anpassung der QCD-Skala $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)}$, die über Gleichung 2.39 mit α_s verknüpft ist, und der Fragmentationsparameter a_i , b_i , N_i und c an die Daten bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmen. Dabei wurde die folgende χ^2 -Funktion minimiert:

$$\chi^2 = \Delta^T V^{-1} \Delta \quad (5.10)$$

Δ ist hierbei ein Spaltenvektor, der die Differenz zwischen den Daten und der theoretischen Vorhersage für einen gegebenen x -Kanal für den totalen Wirkungsquerschnitt enthält. Dieser kann durch numerische Integration aus den Gleichung 4.9 und 4.6 bestimmt werden. Die Matrix V ist die $N \otimes N$ Kovarianzmatrix zwischen N Meßpunkten. Die Elemente von V sind auf folgende Weise definiert:

- Die Diagonalelemente sind das Quadrat des totalen experimentellen Fehlers des jeweiligen Experiments.
- Die Nebendiagonalelemente für korrelierte Punkte sind durch das Produkt der gemeinsamen Fehler gegeben.

Für diejenigen Spektren, bei denen in der Literatur systematische und experimentelle Fehler nicht getrennt angegeben sind, wurde die folgende Methode angewandt: Der angegebene Gesamtfehler σ_{tot} wurde aufgeteilt in einen Punkt-zu-Punkt-Fehler $\sigma_{exp}^{(i)}$ und einen Normalisierungsfehler σ_n :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{exp}^{(i)2} + \sigma_n^2 \quad (5.11)$$

σ_n wurde vom angegebenen Gesamtfehler abgezogen, wobei der Normierungsfehler mit 2 % abgeschätzt wurde. (Eine Variation des angenommenen Normierungsfehlers im Bereich von 1% bis 3 % hatte dabei keinen Einfluß auf das Ergebnis und den χ^2 -Wert der Anpassung.) Falls der sich so ergebende Punkt-zu-Punkt-Fehler

unter einen Minimalwert fällt, wurde dieser Minimalwert als Fehler angenommen. Damit kann sichergestellt werden, daß der Punkt-zu-Punkt-Fehler nicht negativ oder zu klein wird, besonders bei Experimenten, bei denen nicht alle möglichen systematischen Effekte bei der Fehlerabschätzung berücksichtigt worden waren. In der Analyse wurde ein minimaler Fehler von $\sigma_{exp}^{min} = 3\%$ verwendet.

Das Vorgehen bei der Anpassung der Daten an die theoretische Beschreibung wird durch Abbildung 5.7 veranschaulicht. Während dieser Prozedur werden die Werte der in Tabelle 5.1 wiedergegebenen freien Parameter solange variiert, bis die aus den DGLAP Entwicklungsgleichungen berechneten Impulsspektren möglichst gut beschrieben werden und damit die in 5.10 definierte χ^2 -Funktion minimal wird. Hierzu wird das Programmpaket MINUIT [65] verwendet.

Tabelle 5.1: Die in der Anpassungsprozedur variierten Parameter mit dem jeweils zulässigen Variationsbereich. (Bezeichnung der Indizes: t =total, b =bottom, c =charm, g =Gluon)

Parameter	Variationsbereich
Λ	0.005-1.5 GeV
a_t	-3.0 – 5.0
b_t	1.0 – 15.0
N_t	0.9 – 1.1
a_b	-3.0 – 5.0
b_b	1.0 – 15.0
N_b	0.9 – 1.1
a_c	-3.0 – 5.0
b_c	1.0 – 15.0
N_c	0.9 – 1.1
a_g	-3.0 – 5.0
b_g	1.0 – 15.0
N_g	0.9 – 1.1
c	-1.0 – 1.0

5.7 Ergebnisse und systematische Unsicherheiten

Die Energieentwicklung der Fragmentationsfunktionen sowie die Berechnung der Spektren nach Gleichung 4.6 wurden mit einem Programm von P. Nason und

Abbildung 5.7: *Die Anpassungsstrategie bei der Bestimmung von α_s . Durch Vergleich der mit Hilfe der DGLAP Evolutionsgleichungen berechneten Impulsspektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien mit den dazugehörigen gemessenen Verteilungen läßt sich der Skalenparameter Λ bestimmen.*

B.R. Webber durchgeführt. [41] Dabei werden DGLAP Gleichungen 4.9 durch numerische Integration schrittweise im x -Raum gelöst. Der x -Bereich wird dazu in N_x äquidistante Kanäle unterteilt, in denen Lösungen für die Funktionen $D_i(x, Q^2)$ mit x als Obergrenze des jeweiligen Kanals berechnet werden. Sowohl die Kanalzahl N_x als auch die Zahl der Entwicklungsschritte N_Q in der Energie ist hierbei frei wählbar. Die Funktion $D_i(x, Q^2)$ wird hierbei zwischen zwei Entwicklungsschritten linear approximiert und anschließend durch eine Interpolationsroutine zu einer Kurve geglättet. Nach der Integration dieser Kurve innerhalb der verschiedenen x -Kanäle und Berechnung der resultierenden Impulsspektren mit Gleichung 4.6 ist dann ein Vergleich mit den experimentellen Daten möglich.

5.7.1 Ergebnisse der Anpassung

Die in Abschnitt 5.7 beschriebene Anpassung der experimentell gemessenen inklusiven Impulsspektren geladener Teilchen an die theoretischen Vorhersagen im Bereich $0.10 \leq x \leq 0.8$ liefert bei der Skala $\mu_R^2 = \mu_F^2 = Q^2$ für die Anpassungsparameter die in Tabelle 5.7.1 angegebenen Werte. Der Einfluß der Wahl der Skalen wird in Abschnitt 5.7.3 diskutiert. Für die energieunabhängige QCD-Skala $\Lambda_{MS}^{(5)}$ erhält man somit

$$\Lambda_{MS}^{(5)} = 318_{-96}^{+109}, \quad (5.12)$$

was mit Gleichung 2.39 für die starke Kopplungskonstante α_s bei 91.2 GeV einen Wert von

$$\alpha_s(M_Z) = 0.126_{-0.007}^{+0.006} \quad (5.13)$$

ergibt. Die angegebenen Fehler beziehen sich hierbei auf die Unsicherheit der Anpassung. Das nach Gleichung 5.10 definierte χ^2 beträgt im Minimum 174.5 bei 175 mitangepaßten Datenpunkten, also

$$\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}} = \frac{174.5}{162} \approx 1.08. \quad (5.14)$$

Der relativ große experimentelle Fehler resultiert im wesentlichen aus der großen Zahl von Parametern (13), die für die Beschreibung der Fragmentationsfunktionen über einen Bereich von vier Größenordnungen notwendig sind. Eine Verringerung der Parameterzahl bringt bei dem gewählten theoretischen Ansatz eine deutliche Verkleinerung des x -Bereichs, in dem die Parametrisierung die experimentellen Daten beschreibt, mit sich. Ein Vergleich mit einem weiteren Ansatz, bei dem das exakte Matrixelement der Ordnung α_s^2 ohne Summierung der führenden Logarithmen verwendet wurde, befindet sich in Abschnitt 5.8

Die flavourspezifischen Impulsverteilungen werden durch die Anpassung gut beschrieben, wie in Abbildung 5.8 deutlich wird.

Abbildung 5.8: *Die flavourspezifischen Impulsverteilungen $1/\sigma d\sigma/dx$ bei einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV. Die Kurven sind die Ergebnisse der Anpassung im Bereich $0.10 \leq x \leq 0.80$.*

Abbildung 5.9: Die Anpassungsergebnisse (Kurven) für die inklusiven Impulsverteilungen im Energiebereich $14\text{GeV} \leq Q \leq 91.2\text{GeV}$ (Punkte). Im Bereich $0.1 \leq x \leq 0.8$ werden die Meßpunkte gut durch die Anpassungskurven beschrieben.

Parameter	Ergebnis	Anpassungsfehler
a_t	-1.525	± 0.013
b_t	1.824	± 0.012
N_t	0.707	± 0.002
a_c	-1.280	± 0.047
b_c	2.833	± 0.115
N_c	0.371	± 0.006
a_b	-1.652	± 0.045
b_b	3.063	± 0.097
N_b	0.295	± 0.003
a_g	-1.281	± 0.020
b_g	3.829	± 0.075
N_g	0.369	± 0.002
c	0.236	± 0.003
$\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)}(GeV)$	318	$^{+109}_{-96}$

Tabelle 5.2: Anpassungsergebnisse für die Parametrisierung der Fragmentationsfunktionen; t =total, c = c -Quark, b = b -Quark, g =Gluon.

Die Energieabhängigkeit der inklusiven Impulsverteilungen in verschiedenen x -Kanälen ist in Abbildung 5.10 zusammen mit den Anpassungskurven wiedergegeben. Über den gesamten Energiebereich von 14 GeV bis zu 91 GeV liefert die Anpassung eine gute Beschreibung der Meßpunkte.

5.7.2 Einfluß der χ^2 -Definition

Aternativ zu der in Gleichung 5.10 angegebenen Definition von χ^2 kann die folgende Definition benutzt werden, in der die Korrelation zwischen den Datenpunkten durch einen allgemeinen Normierungsfaktor für jedes Spektrum berücksichtigt ist:

$$\chi^2 = \sum_j \left[\sum_i \left(\frac{(n_j D^{(i)} - T^{(i)})^2}{(n_j \sigma_{exp}^{(i)})^2} \right) + \frac{(1 - n_j)^2}{\sigma_n^2} \right] \quad (5.15)$$

Hier ist n_j der Normalisierungsfaktor für Experiment j mit den Daten $D^{(i)}$ in Kanal i und dem dazugehörigen experimentellen Fehler $\sigma_{exp}^{(i)}$. σ_n bezeichnet den Normalisierungsfehler für das jeweilige Experiment. Die Unterschiedlichen Definitionsmöglichkeiten für χ^2 können unterschiedlichen Einfluß auf die Anpassungsergebnisse haben, vor allem, wenn die Fehler vom systematischen Fehler dominiert sind.

Abbildung 5.10: *Die Q^2 -Abhängigkeit der inklusiven Impulsverteilungen für verschiedene x -Kanäle. Die Kurven geben die Ergebnisse der Anpassung wieder.*

Um diese Einflüsse zu testen, wurde mit einem relativen Normierungsfehler von $\sigma_n = 2\%$ ($D^{(i)}$) eine Anpassung nach der oben beschriebenen Methode durchgeführt. Es zeigt sich, daß die maximale Abweichung des Zentralwertes zum Ergebnis der Anpassung mit der χ^2 -Definition 5.10 bei $\delta\alpha_s(M_Z) = 0.002$ liegt. Sollte es also einen Einfluß der χ^2 -Definition auf das Anpassungsergebnis geben, so ist dieser auf jeden Fall klein in Vergleich zum Gesamtfehler.

5.7.3 Einfluß der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala

Wäre es möglich, die QCD Störungsrechnung in allen Ordnungen in α_s fortzusetzen, so würde die Abhängigkeit der physikalischen Wirkungsquerschnitte von der Faktorisierungsskala μ_F und der Renormalisierungsskala μ_R in Gleichung 4.6 verschwinden. Nach einer Berechnung in endlicher Ordnung verbleibt allerdings eine Skalenabhängigkeit aufgrund der nicht berücksichtigten höheren Ordnungen.

Theoretische Argumente sprechen dafür, daß die zu wählenden Skalen in der Größenordnung der Schwerpunktsenergie Q liegen ([47],[48]). Allerdings ist aufgrund der Unsicherheiten in den höheren Ordnungen eine Variation der Skalen in gewissen Grenzen möglich, die eine Abschätzung des aufgrund der vernachlässigten höheren Ordnungen gemachten Fehlers erlaubt. Der in der Variation zugelassene Bereich, der von der Theorie nicht bestimmt ist³, beeinflusst damit direkt die Größe des resultierenden theoretischen Fehlers.

Um den Einfluß der Skalenabhängigkeit auf die α_s -Bestimmung zu testen, wurde eine Reihe von Anpassungen durchgeführt, bei denen der Quotient μ/Q über einen weiten Bereich variiert wurde. Die jeweils resultierenden α_s -Werte sind in Abbildung 5.11 in Abhängigkeit dieses Quotienten wiedergegeben. Generell ist es möglich, die Renormalisierungsskala μ_R unabhängig von der Faktorisierungsskala μ_F zu variieren. Da es sich hier um eine Abschätzung des Gesamtfehlers aufgrund der Skalenabhängigkeit handelt, der in beiden Fällen auf die Vernachlässigung höherer Ordnungen zurückzuführen ist, wurden im Folgenden die Skalen gemeinsam in den Grenzen $0.5 \leq \mu/Q \leq 2$ geändert. Der aufgrund dieser Variation abgeschätzte Fehler beträgt:

$$\delta\alpha_s(M_Z) = {}^{+0.007}_{-0.010}, \quad (5.16)$$

Für alle in der Variation gewählten Skalen war dabei der χ^2 -Wert der Anpassung in der gleichen Größenordnung, so daß durch die Ergebnisse der Anpassung keine der Skalen bevorzugt wird.

³Untersuchungen in der Tief-Inelastischen Streuung schließen Skalen aus, die von Q um mehr als einen Faktor 3 abweichen [48].

Abbildung 5.11: *Abhängigkeit der α_s -Bestimmung von der Wahl der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala. Der schraffierte Bereich repräsentiert das Ergebnis einer Messung, die auf der Verwendung des exakten Matrixelements in zweiter Ordnung beruhte [59].*

5.7.4 Nicht-Perturbative Korrekturen

Zusätzlich zur beschriebenen perturbativen Komponente der Skalenverletzung müssen weitere Korrekturen aufgrund von Quarkmasseneffekten, Resonanzen, Zerfällen und nicht perturbativen Effekten berücksichtigt werden. Die Theorie dieser Korrekturen ist detailliert in [41] beschrieben.

Die nicht perturbativen Effekte vom Hadronisierungsprozeß zeigen sich durch Korrekturen der Ordnung $(1/\sqrt{s}^k)$ zur von der perturbativen QCD vorhergesagten logarithmischen Skalenverletzung. Aus Experimenten der Tief-Inelastischen Streuung ist bekannt, daß der Koeffizient k dort einen Wert $k = 2$ annimmt. Es gibt allerdings keine theoretische Vorhersage für den Wert von k im Zusammenhang mit der Skalenverletzung in Fragmentationsfunktionen. Die Anwendung einfacher Modelle und Monte-Carlo Studien deuten hier jedoch auf einen Wert von $k = 1$ hin [41].

Eine Möglichkeit zum Test dieser nicht-perturbativen Korrekturen ist die Durchführung einer Variablentransformation, bei der x durch eine Funktion $x = f(x')$ ersetzt wird, wobei x' für die gemessene Größe steht. Unter der Annahme, daß bei der Skala $\sqrt{s} = \sqrt{s_0}$ alle nicht-perturbativen Effekte in den Fragmentationsfunktionen enthalten sind, kann der Zusammenhang zwischen dem perturbativen Wert x und der gemessenen Größe x' beschrieben werden durch

$$x = x' + h_0 \left(\frac{1}{\sqrt{s}} - \frac{1}{\sqrt{s_0}} \right). \quad (5.17)$$

Der Parameter h_0 parametrisiert damit alle Korrekturen über den verwendeten Energiebereich von 14 GeV bis 91 GeV.

Als Ergebnis einer Anpassung, bei der diese Variablentransformation durchgeführt und h_0 als zusätzlicher freier Parameter zugelassen wurde ergab sich

$$h_0 = -0.07 \pm 0.11 \quad (5.18)$$

Der Wert für h_0 ist verträglich mit 0, was darauf hindeutet, daß der Einfluß der nicht-perturbativen Korrekturen klein ist. Ein weiterer Beleg für diese Annahme ist die Tatsache, daß sich der Wert für $\Lambda_{\overline{MS}}$ und damit für α_s hierbei nicht änderte.

Ein zusätzlicher Test für den Einfluß nicht-perturbativer Korrekturen wurde durchgeführt, indem der untere Q^2 -Wert in der Anpassung zwischen 14^2 GeV^2 und 29^2 GeV^2 variiert wurde. Die maximale daraus resultierende Abweichung betrug $\delta\alpha_s(M_Z) = \pm 0.002$.

5.8 Diskussion der Ergebnisse

Die Skalenverletzung in den Fragmentationsfunktionen der Quarks aus der e^+e^- -Vernichtung wurde in der vorliegenden Analyse mit Hilfe der DGLAP Evoluti-

ongleichungen untersucht. Durch die numerische Integration der DGLAP Gleichungen in nächstführender Ordnung wird eine Resummation der führenden und nächstführenden logarithmischen Terme durchgeführt.

Der Vergleich der damit berechneten Impulsverteilungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien mit den experimentellen Spektren liefert einen Wert für die starke Kopplungskonstante α_s von

$$\alpha_s(M_Z) = 0.124 \pm_{-0.007}^{+0.006} (exp) \pm 0.009(Theorie) \quad (5.19)$$

Hierbei wurden die relevanten Fehler quadratisch addiert und der Zentralwert für α_s so gewählt, daß der dominierende systematische Fehler symmetrisch ist.

Bei einer früheren Analyse der Skalenverletzung [59] wurde basierend auf dem exakten Matrixelement zweiter Ordnung und dem Modell der String- und der Unabhängigen Fragmentation ein Wert von $\alpha_s = 0.118 \pm 0.005$ ermittelt. Die wesentlichen Unterschiede zur vorliegenden Analyse sind:

1. In den numerischen Integration der DGLAP-Gleichungen werden die führenden logarithmischen Terme höherer Ordnung für weiche kollineare Gluonen resummiert, während harte Gluonen lediglich in erster Ordnung berechnet werden. In der früheren Analyse dagegen wurden über das QCD Matrixelement alle Gluonen bis zur zweiten Ordnung berechnet, jedoch ohne Resummation logarithmischer Korrekturen.
2. Die Trennung zwischen dem perturbativen und dem nicht-perturbativen Bereich erfolgt auf unterschiedliche Weise: Mit der Berechnung der Matrixelemente erfolgt die Trennung über einen Schnitt auf die invariante Masse zwischen dem Quark und den Gluonen. Bei der direkten Anwendung der DGLAP-Gleichungen besagt das Faktorisierungstheorem, daß man diese beiden Bereiche durch eine beliebige Faktorisierungsskala μ_F trennen kann.

Der Vergleich dieser unterschiedlicher Ansätze mit verschiedener Systematik erlaubt demnach eine Kontrolle der erzielten Ergebnisse.

Die Fehler der vorliegenden Analyse sind aus mehreren Gründen größer als die Fehler in Ref. [59]:

Der dominierende systematische Fehler ist die Abhängigkeit des Ergebnisses von der gewählten Faktorisierungs- und Renormalisierungsskala, der entgegen den Erwartungen gegenüber dem Ergebnis mit dem exakten Matrixelement in zweiter Ordnung nicht abgenommen hat.

In der vorangegangenen Analyse beschreiben große Skalen die Jet-Wirkungsquerschnitte nicht korrekt, so daß als obere Grenze für die Skalen ein Wert von $\mu = \sqrt{s}$ angenommen wurde. Nach der Resummation der führenden Logarithmen gibt es

keinen Grund mehr, die Skalen auf Werte unterhalb der Schwerpunktsenergie zu beschränken, so daß alle Skalen im Bereich $0.5\sqrt{s} \leq \mu \leq 2\sqrt{s}$ berücksichtigt werden müssen.

Die experimentellen Fehler sind ebenfalls groß, da die Parametrisierung der inklusiven Impulsspektren der verschiedenen Quarkflavours eine (theoretische nicht vorhergesagte) Funktion aus Polynomen und Exponentialfunktionen erfordert, die wegen ihrem nicht-trivialen Verlauf über mehrere Größenordnungen eine große Zahl von Parametern benötigen. In der $O(\alpha_s^2)$ -Analyse konnte die Monte-Carlo-Parametrisierung der Fragmentationsfunktionen benutzt werden, da der Monte-Carlo-Generator ebenfalls auf der Berechnung der Matrixelemente zweiter Ordnung beruht. Da diese Parametrisierung eine geringere Zahl von Parametern verwendet, war auch der Anpassungsfehler dieser Analyse kleiner.

Aufgrund der unterschiedlichen Systematik durch die Berücksichtigung der führenden logarithmischen Terme und der daraus resultierenden unterschiedlichen Korrekturen höherer Ordnungen bietet die vorliegende Untersuchung eine sinnvolle Überprüfung des in [59] angegebenen Ergebnisses. Beide Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen überein.

In Abbildung 5.12 sind weitere α_s -Messungen in unterschiedlichen Prozessen mit verschiedenen Analysemethoden angegeben, die ebenfalls innerhalb der Fehlergrenzen mit dem vorliegenden Ergebnis übereinstimmen.

Abbildung 5.12: Vergleich der Resultate verschiedener α_s -Messungen. Die vertikale Linie gibt den in [11] angegebenen Welt-Mittelwert an. (Daten aus [71],[72])

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Frühjahr 1996 wurde die Erweiterung des DELPHI Vertexdetektors im Barrelbereich erfolgreich abgeschlossen. Der neue Vertexdetektor deckt im Barrel mit drei Detektorlagen einen Winkel zur Strahlachse von $25^\circ \leq \varphi \leq 155^\circ$ ab. Zusätzlich wurden im Vorwärtsbereich zwei Lagen Ministreifendetektoren und ein Teil der geplanten zwei Pixellagen eingefügt. Die restlichen Pixeldetektoren werden zur Vervollständigung des *Very Forward Trackers* in der Strahlpause 1996/97 im Experiment eingebaut.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Module für die äußere Lage des Vertexdetektors hergestellt und Untersuchungen über die Effektivität und das Rauschverhalten der Module sowie der bei der Herstellung aufgetretenen Modulfehler durchgeführt.

Die Bedeutung des Vertexdetektors wurde anhand seiner Fähigkeit der Identifikation von Ereignissen mit primären b-Quarks gezeigt. Aus den damit gemessenen flavourspezifischen Impulsverteilungen geladener Hadronen aus dem Z^0 -Zerfall wurde durch eine Untersuchung der Skalenverletzung die starke Kopplungskonstante α_s bestimmt. Hierzu wurde eine numerische Integration der DGLAP-Evolutionsgleichungen mit einer Resummation der führenden logarithmischen Terme durchgeführt.

Der so gewonnene Wert für α_s bei einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV beträgt

$$\alpha_s(M_Z) = 0.124_{-0.007}^{+0.006}(exp) \pm 0.009(Theorie) \quad (6.1)$$

Der dominierende theoretische Fehler wird hauptsächlich durch die Unsicherheit der Wahl der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala bestimmt.

Da der theoretische Fehler dominiert, läßt sich durch eine Vergrößerung der Statistik keine weitere Verbesserung des Ergebnisses erreichen.

Anhang A

A.1 Die verwendeten Impulsverteilungen

Tabelle A.1: Die verwendeten Impulsspektren mit den dazugehörigen Schwerpunktsenergien und dem e^+e^- -Speicherring, an dem die Experimente durchgeführt wurden.

Experiment	Schwerpunktsenergie	Speicherring
DELPHI DELPHI b-events DELPHI c-events DELPHI uds-events DELPHI Gluonen	91.2 GeV	LEP
ALEPH	91.2 GeV	LEP
AMY	54 GeV	KEK
MARK II	29 GeV	PEP
CELLO	35 GeV	PETRA
TASSO	14, 22, 35, 44 GeV	PETRA

x	$1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$	statistischer Fehler	systematischer Fehler
0.00 - 0.01	414.9	± 5.5	± 12.4
0.01 - 0.02	454.8	± 5.8	± 13.6
0.02 - 0.03	309.2	± 3.9	± 9.3
0.03 - 0.04	216.4	± 2.7	± 6.5
0.04 - 0.05	162.2	± 2.0	± 4.9
0.05 - 0.06	126.8	± 1.6	± 3.8
0.06 - 0.07	100.9	± 1.3	± 3.0
0.07 - 0.08	82.0	± 1.1	± 2.5
0.08 - 0.09	66.7	± 0.9	± 2.0
0.09 - 0.10	55.7	± 0.8	± 1.7
0.10 - 0.12	42.5	± 0.6	± 1.3
0.12 - 0.14	30.24	± 0.42	± 0.90
0.14 - 0.16	22.25	± 0.33	± 0.67
0.16 - 0.18	16.22	± 0.25	± 0.49
0.18 - 0.20	12.25	± 0.20	± 0.37
0.20 - 0.25	7.64	± 0.12	± 0.23
0.25 - 0.30	4.03	± 0.073	± 0.12
0.30 - 0.40	1.86	± 0.036	± 0.056
0.40 - 0.50	0.678	± 0.017	± 0.020
0.50 - 0.60	0.235	± 0.009	± 0.007
0.60 - 0.70	0.069	± 0.007	± 0.007
0.70 - 0.80	0.016	± 0.007	± 0.003

Tabelle A.2: Die korrigierten inklusiven Impulsverteilungen $1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$ für b -Ereignisse. Der in der Anpassung verwendete Wertebereich ist hervorgehoben.

x	$1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$	statistischer Fehler	systematischer Fehler
0.00 - 0.01	274.5	± 0.5	± 8.2
0.01 - 0.02	357.5	± 0.5	± 10.7
0.02 - 0.03	232.3	± 0.4	± 7.0
0.03 - 0.04	160.8	± 0.4	± 4.8
0.04 - 0.05	118.5	± 0.3	± 3.6
0.05 - 0.06	91.2	± 0.3	± 2.74
0.06 - 0.07	72.7	± 0.3	± 2.2
0.07 - 0.08	59.3	± 0.2	± 1.8
0.08 - 0.09	49.3	± 0.2	± 1.5
0.09 - 0.10	41.6	± 0.2	± 1.3
0.10 - 0.12	32.9	± 0.1	± 1.0
0.12 - 0.14	24.89	± 0.11	± 0.75
0.14 - 0.16	19.38	± 0.10	± 0.58
0.16 - 0.18	15.34	± 0.09	± 0.46
0.18 - 0.20	12.40	± 0.08	± 0.37
0.20 - 0.25	8.84	± 0.04	± 0.27
0.25 - 0.30	5.61	± 0.03	± 0.17
0.30 - 0.40	3.06	± 0.02	± 0.0092
0.40 - 0.50	1.40	± 0.01	± 0.042
0.50 - 0.60	0.672	± 0.008	± 0.020
0.60 - 0.70	0.319	± 0.006	± 0.010
0.70 - 0.80	0.148	± 0.004	± 0.004

Tabelle A.3: Die korrigierten inklusiven Impulsverteilungen $1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$ für *uds*-Ereignisse. Der in der Anpassung verwendete Wertebereich ist hervorgehoben.

x	$1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$	statistischer Fehler	systematischer Fehler
0.00 - 0.01	282.6	± 10.4	± 8.5
0.01 - 0.02	379.3	± 10.7	± 11.4
0.02 - 0.03	244.4	± 8.5	± 7.3
0.03 - 0.04	188.5	± 7.7	± 5.7
0.04 - 0.05	141.4	± 6.9	± 4.2
0.05 - 0.06	115.2	± 6.5	± 3.5
0.06 - 0.07	81.5	± 5.1	± 2.5
0.07 - 0.08	65.8	± 4.7	± 2.0
0.08 - 0.09	59.2	± 4.6	± 1.8
0.09 - 0.10	50.2	± 4.3	± 1.5
0.10 - 0.12	40.8	± 2.9	± 1.2
0.12 - 0.14	30.14	± 2.44	± 0.90
0.14 - 0.16	24.38	± 2.32	± 0.73
0.16 - 0.18	18.53	± 2.02	± 0.56
0.18 - 0.20	13.12	± 1.66	± 0.39
0.20 - 0.25	8.70	± 0.84	± 0.26
0.25 - 0.30	6.00	± 0.77	± 0.18
0.30 - 0.40	2.95	± 0.37	± 0.089
0.40 - 0.50	0.961	± 0.19	± 0.029
0.50 - 0.60	0.320	± 0.10	± 0.010
0.60 - 0.70	0.161	± 0.12	± 0.0020
0.70 - 0.80	0.025	± 0.021	± 0.031
0.80 - 1.00	0.001	± 0.0006	± 0.00003

Tabelle A.4: Die korrigierten inklusiven Impulsverteilungen $1/\sigma_{tot}d\sigma/dx$ für charm-Ereignisse. Der in der Anpassung verwendete Wertebereich ist hervorgehoben.

Literaturverzeichnis

- [1] U. Amaldi, W. de Boer, P.H. Frampton, H. Fürstenau, J.T. Liu, Phys. Lett. **B281** (1992) 374.
- [2] Yu. A. Gol'fand, E.P. Likhtman, JETP Lett. **13** (1971) 323;
D.V. Volkov, V.P. Akulow, Phys. Lett. **46B** (1971) 323;
J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39;
J. Wess, B. Zumino, Phys.Lett. **49B** (1974) 52;
S. Ferrara, J. Wess, B. Zumino, Phys. Lett. **51B** (1974) 239;
J. Iliopoulos, B. Zumino, Nucl. Phys. **B76** (1974) 310.
- [3] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447;
J. Ellis, S. Kelley, D. V. Nanopoulos, Phys. Lett. **B260** (1991) 131;
P. Langacker, M. Luo, Phys. Rev. **D44** (1991) 817.
- [4] *Aus der Reihe der gängigen Lehrbücher hier nur eine Auswahl:*
F. Halzen und A.D. Martin, Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, J. Wile & Sons (1984);
O. Nachtmann, Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte, Vieweg & Sohn, Braunschweig (1986);
C. Quigg, Gauge Theories of the strong, weak and electromagnetic Forces, Benjamin Cummings Publ. Comp. Inc., 1983 ;
F. Mandl und G. Shaw, Quantum Field Theory, J. Wiley & Sons, (1984);
- [5] DELPHI Kollaboration, Phys.Lett.**B 231** (1989) 539
- [6] DELPHI Kollaboration, Nucl.Phys. **B 367** (1991) 511-574
- [7] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1967) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Aspenäsgarden 1968, ed. N. Svartholm (Almquist & Wiksell, Stockholm, 1968)
- [8] J. Schwinger, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 237;
J. Schwinger, Phys. Rev. **B 135** (1964) 816;
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415

-
- [9] E. Fermi, Z. Phys. **88** (1934) 161.
 - [10] G. Arnison et al., Phys. Lett. **B 122** (1983) 103;
G. Arnison et al., Phys. Lett. **B 126** (1983) 398; **B 129** (1983) 273;
M. Banner et al., Phys. Lett. **B 122** (1983) 476;
P. Bagnaia et al., Phys. Lett. **B 129** (1983) 130
 - [11] Review of Particle Properties, Phys.Rev. **D 54** (1996).
 - [12] C.S. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes und R. Hudson, Phys.Rev. **105** (1957) 1413.
 - [13] P.W. Higgs, Phys.Lett. **12** (1964) 132;
T.W.B. Kibble, Phys.Rev. **13** (1964) 585;
P.W. Anderson, Phys.Rev. **130** (1963) 439;
F. Englert und R. Brout, Phys.Rev. **13** (1964) 321.
 - [14] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652
 - [15] T. Takeuchi, 'The Status of $\alpha(M_Z)$ and $\alpha_S(M_Z)$ ', CERN-TH/96-79 (1996)
 - [16] Workshop on Physics at LEP2. Interim Report on the Physics Motivations for an Energy Upgrade of LEP2. CERN-PPE/95-78
 - [17] N. Bingeors et al., 'The DELPHI Microvertex detector', NIM **328** (1993) 447, North Holland.
 - [18] C. Quigg, 'Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions', The Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., Massachusetts, 1983
 - [19] F. Halzen, A.D. Martin, 'Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics', J. Wiley & Sons, 1984
 - [20] G. t'Hooft, Nucl. Phys. **B61** (1973) 455
W.A. Bardeen et al., Phys. Rev. **D18** (1978) 3998
 - [21] S. Catani et al., Nucl. Phys. **B407** (1993) 3.
 - [22] DELPHI Collaboration, The DELPHI detector at LEP, Nucl. Instr. & Meth. **A 303** (1991) 233
 - [23] DELPHI Collaboration, Performance of the DELPHI detector, CERN-PPE/95-194 (1995)
 - [24] K.H. Hellwege, Einführung in die Festkörperphysik, Springer Verlag Berlin (1988)
N.W. Ashcroft und N.D. Mermin, Solid State Physics, Saunders College Publishing (1988)

-
- [25] Ch. Weißmantel, C. Hamann, 'Grundlagen der Festkörperphysik', J.A. Barth Verlag, Heidelberg (1995)
 - [26] Review of Particle Physics, Physics Letters **B239** (1990)
 - [27] D. Knoblauch, 'Aufbau und Test der Mikrostreifendetektormodule für den Upgrade des DELPHI Vertexdetektors', Diplomarbeit, **IEKP-KA/96-1** (1996)
 - [28] M. Caccia et al., Nucl. Instr. & Meth. **A260** (1987) 124
 - [29] A.S. Grove, 'Physics and technology of semiconductor devices', J. Wiley & Sons, (1976)
 - [30] A. Körpert, 'Messungen an Halbleiterdetektoren für die Herstellung des '96 Upgrade des DELPHI Vertexdetektors', Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, **IEKP-KA/95-11** (1995)
 - [31] W. de Boer et al., 'Wafer Tests of the Pixel Detektors for the Upgrade of the DELPHI Vertex Detector', DELPHI 96-60 MVX16 (1996)
 - [32] M. Laakso et al., 'Operation and resistance of a FOXFET biasing structure for silicon strip detectors', Nuclear Instruments and Methods **A 326** (1993) 214, North Holland
 - [33] S. Meyer, 'Silizium-Streifendetektoren - Entwicklung der Software und Messungen mit einer γ -Quelle', Diplomarbeit, Universität Karlsruhe **IEKP-KA/95-2** (1995)
 - [34] F. Hartmann, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, **IEKP-KA/96-09** (1996)
 - [35] V. Radeka, 'Low Noise Techniques in Detectors', Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**38** (1988) 217-277
 - [36] C. Becker, 'Entwicklung und Aufbau eines Teststandes für Silizium-Streifendetektoren ', Diplomarbeit, Universität Karlsruhe **IEKP-KA/95-01** (1995)
 - [37] DELPHI Collaboration, 'The DELPHI Silicon Strip Microvertex Detector with Double Sided Readout', CERN-PPE/95-86
 - [38] Celso Martinez Rivero, Interne Kommunikation
 - [39] DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C53** (1992) 567.
DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C57** (1993) 181.
DELPHI Collaboration, Phys. Lett. **B312** (1993) 253.
DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C61** (1994) 407.

- [40] P. Nason, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B421** (1994) 473.
- [41] P. Nason, B.R. Webber, Scaling violation in e^+e^- Fragmentation Functions, CERN-TH.7018/93 sowie die zugehörigen Programme der beiden Autoren.
- [42] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
Y.L. Dokshitzer, JETP73 (1971) 1216
V.N. Gribov und L.N. Lipatov, Sov.J.Nucl.Phys. **15** (1972) 78
G. Altarelli, Phys.Rep. **81** (1982) 1.
- [43] G. Curci, W. Furmanski, R. Petronzio, Nucl.Phys. **B175** (1980) 27.
- [44] B. Mele, P. Nason, Nucl.Phys. **B361** (1991) 626.
- [45] C.P. Fong und B.R. Webber, Nucl.Phys. **B355** (1991) 54.
- [46] ALEPH Kollaboration, D. Busculic et al., Z.Phys. **C55** (1992) 209.
- [47] J. Ellis, D.V. Nanopoulos und D.A. Ross, Physics Letters **B267** (1991) 132-137.
- [48] A.D. Martin, W.J. Stirling und R.G. Roberts, Physics Letters **B266** (1991) 173-177.
- [49] T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp.Phys.Comm. **43** (1987) 367;
T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. **82** (1994) 74
- [50] R.K. Ellis, D.A. Roos, A.E. Terrano, Nucl.Phys. **B178** (1981) 421;
R.K. Ellis, D.A. Ross, E.A. Terrano, Phys.Rev.Lett. **45** (1980) 1225;
K. Fabricius, G. Kramer, G. Schierholz, I. Schmitt, Z.Phys. **C 11** (1981) 315;
F. Gutbrodt, G. Kramer, G. Schierholz, Z.Phys. **C 21** (1984) 235
- [51] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A.H. Müller, S. I. Troyan, 'Basics of Perturbative QCD', Editions Frontières, 1991
- [52] A. Krzywicki, B. Peterson, Phys.Rev. **D 6** (1972) 924;
J. Finkenstein, R.D. Peccei, Phys.Rev. **D 6** (1972) 2606;
F. Niedermeyer, Nucl.Phys. **B 79** (1974) 355;
A. Casher, J. Kogut, L. Susskind, Phys.Rev. **D 10** (1974) 732
- [53] Andersson, Gustafson, Sjöstrand, Phys. Lett. **B94** (1980) 211
- [54] Khoze, Lönnblad, Phys. Lett. **B241** (1990) 123-126
- [55] JADE Kollaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. **B101** (1981) 129
JADE Kollaboration, W. Bartel et al., Z. Phys. **C21** (1983) 27

-
- [56] OPAL Kollaboration, Phys. Lett. **B261** (1991) 334-346
 - [57] X. Artru, G. Mennessier, Nucl.Phys. **B 70** (1974) 93;
G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl.Phys. **B 168** (1980) 285;
R. Field, S. Wolfram, Nucl.Phys. **B 213** (1983) 65
 - [58] G. Marchesini *et al.*, Comp.Phys.Comm. **67** (1992) 465
 - [59] DELPHI Kollaboration, P. Aarnio *et al.*, Phys.Lett. **B 311** (1993) 408-424;
W. de Boer und T. Kussmaul, Preprint Univ. of Karlsruhe, IEKP-KA/93-8
 - [60] ALEPH Kollaboration, Phys.Lett. **B 313** (1993) 535
 - [61] G. Borisov, 'Lifetime Tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI Detector',
DELPHI-Note 94-125 Prog 208 (1994);
DELPHI Kollaboration, P. Abreu *et al.*, Z.Phys. C65 (1995) 555
 - [62] DELPHI Kollaboration, 'DELSIM - DELPHI Event Generation and Detector Simulation', DELPHI-Note 89-15 PROG 130 (1989)
 - [63] DELPHI Kollaboration, 'Study of charm mesons production in Z^0 decays and measurement of Γ_c/Γ_h ', EPS-HEP 95 Ref. eps0557
 - [64] Michael Schimmelpfennig, Universität Karlsruhe, Diplomarbeit, Februar 1995
 - [65] MINUIT 92.1, Reference Manual, Long Writeup D506, CERN 3/92.
 - [66] DELPHI Kollaboration, P. Abreu *et al.*, CERN-PPE/95-164
 - [67] AMY Kollaboration, Y.K. Li *et al.*, Phys.Rev. **D41** (1990) 2675
 - [68] TASSO Kollaboration, W. Braunschweig *et al.*, Z.Phys. **C47** (1990) 187
 - [69] O. Podobrin, Doktorarbeit, Universität Hamburg, (1992)
 - [70] MARK II Kollaboration, A. Petersen *et al.*, Phys.Rev. **D37** (1988) 1.
 - [71] S. Bethke, Nucl. Phys. **B39** B,C(1995)198
 - [72] The LEP Electroweak Working Group, LEPEWWG/96-02(1996)

Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die in irgendeiner Weise am Zustandekommen dieser Arbeit beteiligt waren.

Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. W. de Boer für die Ermöglichung der Arbeit und die Gelegenheit, im Rahmen der DELPHI-Kollaboration an einem überaus interessanten Projekt mitzuarbeiten.
- Herrn Prof. Dr. Th. Müller für die Übernahme des Korreferats.
- Herrn Dr. G. Maehlum dafür, daß er uns allen stets mit seiner großen technischen Erfahrung zur Verfügung stand und in zahlreichen anregenden Diskussionen zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.
- Den Mitgliedern der Karlsruher Vertexdetektor-Gruppe Ch. Becker, F. Hartmann, D. Knoblauch, A. Körpert, H. Leb und S. Meyer für das angenehme und kollegiale Arbeitsklima.
- Herrn Dipl. Phys. D. Knoblauch für die Bereitstellung seiner hervorragenden Photographien.
- Dr. Siegfried Weseler, S. Meyer, D. Knoblauch und A. Seitz für das kritische Lesen des Manuskripts.
- Ein besonderer Dank gilt Oliver und meiner Familie für die stete Unterstützung und Aufmunterung.