

**Eine Präzisionsmessung des Verzweigungsverhältnisses  
 $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  in der  $e^+e^-$ -Annihilation  
auf der  $Z^0$ -Resonanz**

**von Markus Frank  
aus Augsburg**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktors der Naturwissenschaften**

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Dr. G. Buschhorn
2. Prof. Dr. R. L. Mößbauer

Die Dissertation wurde am 11.4.1994 bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Physik am 7.7.1994 angenommen.



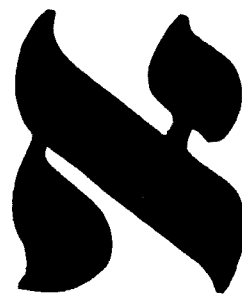
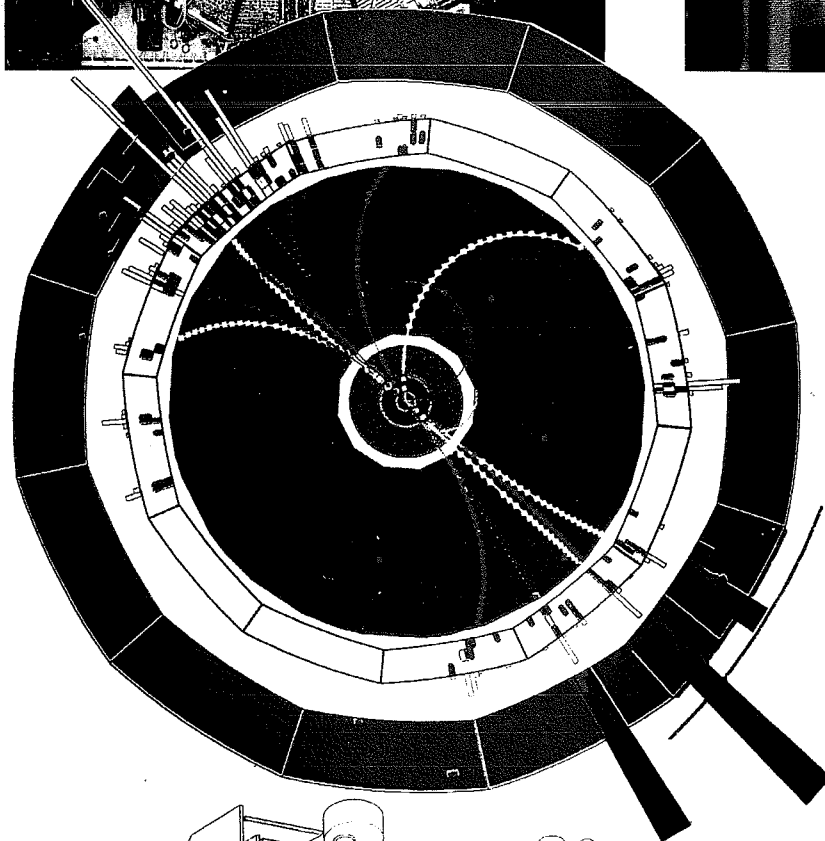
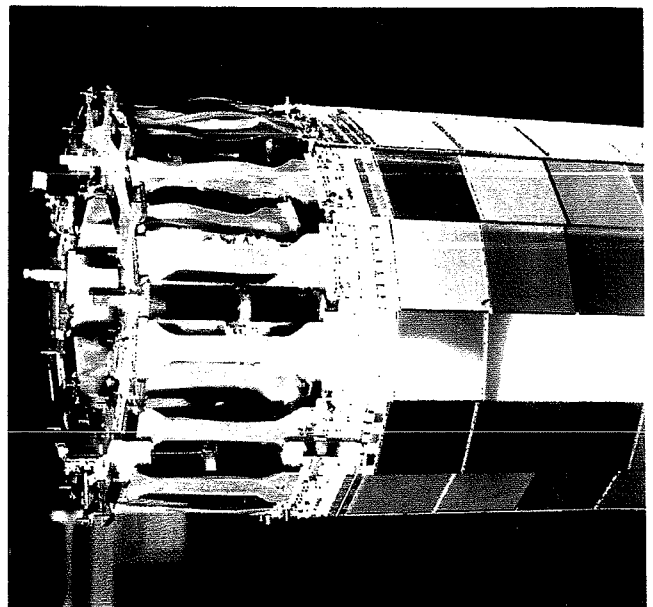
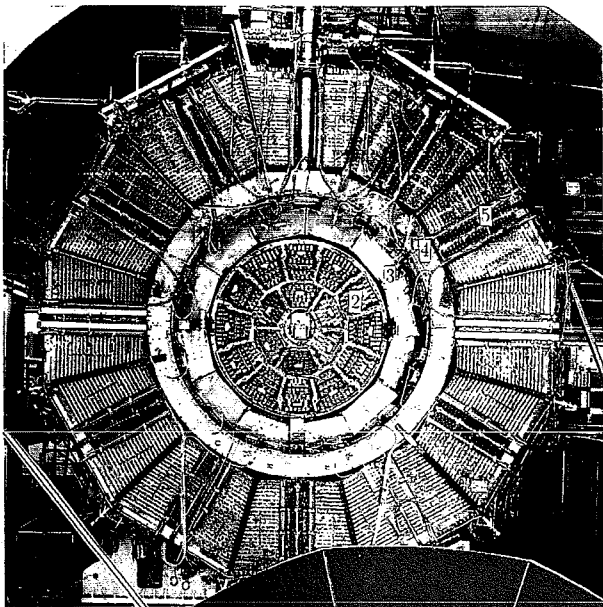
# Inhaltsverzeichnis

|                                                                                              |           |
|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Einleitung</b>                                                                            | <b>1</b>  |
| <b>1 Die Definition des Standardmodells</b>                                                  | <b>4</b>  |
| 1.1 Die Eichsymmetrie des Standardmodells                                                    | 4         |
| 1.2 Das Teilchenbild der elektroschwachen Theorie                                            | 5         |
| 1.3 Störungstheorie im Standardmodell                                                        | 9         |
| 1.3.1 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung                      | 9         |
| 1.4 Strahlungskorrekturen bei $Z^0$ Zefällen                                                 | 12        |
| 1.4.1 Reelle Strahlungskorrekturen                                                           | 12        |
| 1.4.2 Virtuelle Strahlungskorrekturen                                                        | 14        |
| 1.4.3 Die Strahlungskorrekturen für den Prozesses $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$                 | 21        |
| 1.5 Die theoretische Unsicherheit der Rechnungen im Standardmodell                           | 23        |
| 1.6 Die Hadronisierung im $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ Ereignis                                | 25        |
| <b>2 Das ALEPH-Experiment am <math>e^+e^-</math>-Speicherring LEP</b>                        | <b>27</b> |
| 2.1 Der LEP-Speicherring                                                                     | 27        |
| 2.2 Der ALEPH-Detektor                                                                       | 29        |
| 2.2.1 Das Strahlrohr                                                                         | 30        |
| 2.2.2 Der Vertexdetektor (VDET)                                                              | 31        |
| 2.2.3 Die innere Spurkammer (ITC)                                                            | 34        |
| 2.2.4 Die Zeitprojektionskammer (TPC)                                                        | 35        |
| 2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)                                              | 38        |
| 2.2.6 Das hadronische Kalorimeter (HCAL)                                                     | 40        |
| 2.2.7 Die Myonen-Kammern                                                                     | 41        |
| 2.2.8 Die Monitore des Strahlorbits (BOM)                                                    | 41        |
| 2.2.9 Triggerung und Datenmenge                                                              | 42        |
| 2.2.10 Datennahme 1992                                                                       | 42        |
| 2.3 Die Datenrekonstruktion und die Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen im ALEPH-Detektor | 43        |
| <b>3 Die Selektion von <math>Z^0</math>-Zerfällen in schwere Quarks</b>                      | <b>45</b> |
| 3.1 Die Vorselektion hadronischer Ereignisse                                                 | 50        |
| 3.2 Die Rekonstruktion von Jets                                                              | 50        |
| 3.2.1 Die Definition von Jets                                                                | 51        |
| 3.2.2 Die Parameterwahl des benutzten Jetalgorithmus                                         | 52        |
| 3.3 Die Rekonstruktion des $Z^0$ -Zerfallsvertex                                             | 57        |
| 3.4 Die Spurselektion                                                                        | 59        |

|          |                                                                                                            |            |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.5      | Der Impaktparameter einer Spur                                                                             | 66         |
| 3.6      | Die Impaktparameterauflösung                                                                               | 67         |
| 3.7      | Die Berechnung von Spur- und Ereigniswahrscheinlichkeiten                                                  | 72         |
| 3.7.1    | Die Spurwahrscheinlichkeit                                                                                 | 72         |
| 3.7.2    | Die Kombination von Spurwahrscheinlichkeiten                                                               | 73         |
| 3.8      | Die Identifikation von Photonkonversionen                                                                  | 77         |
| 3.9      | Die Korrektur der Detektorsimulation                                                                       | 79         |
| 3.9.1    | Der Anteil von Spuren mit VDET-Koordinaten in einem hadronischen Ereignis                                  | 79         |
| 3.9.2    | Die Detektorauflösung                                                                                      | 81         |
| <b>4</b> | <b>Die Messung von <math>\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}</math></b>                                 | <b>84</b>  |
| 4.1      | Der Untergrund durch $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ Zerfälle                               | 87         |
| 4.1.1    | Die Rekonstruktion von neutralen Zerfällen                                                                 | 90         |
| 4.1.2    | Gluonzerfall in schwere Hadronen                                                                           | 91         |
| 4.1.3    | Die Fehleranalyse der Selektionseffizienz $\epsilon_{uds}$ durch den Zerfall langlebiger leichter Hadronen | 92         |
| 4.2      | Die Subtraktion des Charm-Untergrunds: $\epsilon_c$                                                        | 94         |
| 4.2.1    | Unsicherheiten durch die Monte-Carlo Produktion                                                            | 95         |
| 4.2.2    | Inklusive und exklusive Charm-Hadron Zerfallsmoden                                                         | 97         |
| 4.2.3    | Die Detektorsimulation von $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ Ereignissen                                          | 101        |
| 4.2.4    | Die Zusammenfassung der Korrekturen zur Charmeffizienz der Monte-Carlo-Ereignisse                          | 102        |
| 4.3      | Die Korrelationen zwischen den Ereignishälften                                                             | 104        |
| 4.3.1    | Die Definition der Hemisphärenkorrelation                                                                  | 105        |
| 4.3.2    | Die Korrelationen durch die Polarwinkelverteilung                                                          | 107        |
| 4.3.3    | Die Analyse weiterer Korrelationsquellen                                                                   | 110        |
| 4.4      | Das Resultat der Messung von $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$                              | 116        |
| 4.5      | Anmerkungen zur Konsistenz des Meßergebnisses                                                              | 119        |
| 4.6      | Der Vergleich mit anderen Messungen von $\mathcal{F}_b$                                                    | 121        |
| <b>5</b> | <b>Die physikalische Interpretation der Messung von <math>\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}</math></b>        | <b>125</b> |
| 5.1      | Experimentelle Grenzen der Masse des Top-Quarks                                                            | 126        |
| 5.2      | Einschränkungen der Higgs-Masse $m_{Higgs}$ durch die Messung von $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$         | 130        |
| 5.3      | Technicolor Prozesse im $Zb\bar{b}$ -Vertex                                                                | 134        |
| 5.4      | Anomale Kopplungen elektroschwacher Eichbosonen                                                            | 138        |
| 5.4.1    | Theoretischer Überblick                                                                                    | 138        |
| 5.4.2    | Anomale Eichbosonkopplungen im $Zf\bar{f}$ -Vertex                                                         | 139        |
| <b>6</b> | <b>Zukünftige elektroschwache Messungen an <math>e^+e^-</math>-Beschleunigern</b>                          | <b>147</b> |
| 6.1      | Die Messung anomaler Eichbosonkopplungen bei zukünftigen $e^+e^-$ Beschleunigern                           | 147        |
| 6.1.1    | Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$                                           | 149        |
| 6.1.2    | Die Selektion von $e^+e^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}'$ Ereignissen                                       | 152        |
| 6.1.3    | Die Bestimmung der Eichbosonkopplungen                                                                     | 154        |
|          | <b>Zusammenfassung</b>                                                                                     | <b>159</b> |

|                                                  |                |
|--------------------------------------------------|----------------|
| <b>A Die Berechnung des Spurimpaktparameters</b> | <b>161</b>     |
| A.1 Der Impaktparameter                          | 161            |
| A.2 Der Fehler des Spurimpaktparameters          | 162            |
| <br><b>Danksagung</b>                            | <br><b>163</b> |
| <br><b>Literaturverzeichnis</b>                  | <br><b>164</b> |



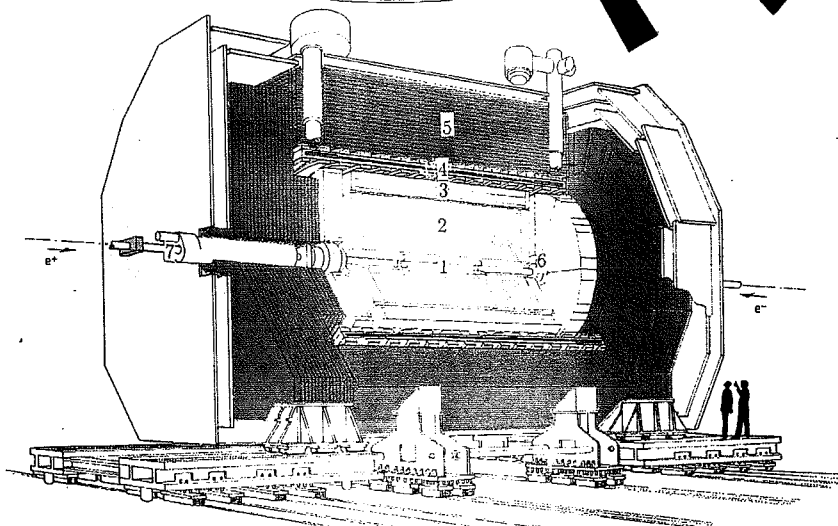


## ALEPH:

Links oben und unten:  
Ein Querschnitt durch  
den Detektor:

- [1] Vertexdetektor  
(siehe auch oben rechts)  
und Innere Spurkammer,
- [2] Zeitprojektionskammer,
- [3] elektromagn. Kalorimeter,
- [4] Supraleitende Spule,
- [5] hadron. Kalorimeter,
- [6] Luminositätsmonitore,
- [7] Strahlrohr und  
Myonkammern.

Links in der Mitte:  
Ein rekonstruiertes  
hadronisches Ereignis.  
(Run:15768, Ereignis:5906.)





# Einleitung

Es ist eine alte Hoffnung der Menschheit, einige einfache, aber allgemeine Gesetze zu finden, die erklären warum die Natur so ist, wie sie ist – mit all der Vielfalt und Komplexität ihrer Erscheinungsformen. Man kommt heute einer einheitlichen Sicht der Natur am nächsten, wenn man sie sich als eine Welt von Elementarteilchen – Fermionen und Bosonen – und den Wechselwirkungen zwischen ihnen vorstellt. Die sichtbare Welt besteht dabei aus Elementarteilchen mit einer hohen Stabilität. Die Beschreibung der Wechselwirkungen wäre unmöglich ohne zwei entscheidende Hilfsmittel der Physik des zwanzigsten Jahrhunderts: der Quantenfeldtheorie und der Erkenntnis, daß physikalische Vorgänge Symmetrieprinzipien gehorchen.

Schon Galilei und Newton machten sich Symmetrieprinzipien zunutze bei der Entwicklung physikalischer Theorien. Ihre Symmetrien waren räumliche oder geometrische Symmetrien. Die moderne Physik verwendet viel abstraktere Symmetriebegriffe, die im Sinne einer Invarianz unter Symmetrietransformationen interpretiert werden. Eine dieser Symmetrietransformationen ist die sogenannte Eichtransformation. Man nennt Theorien die invariant sind unter Eichtransformationen Eichtheorien.

Die erste Eichtheorie war die Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung durch James C. Maxwell aus dem Jahre 1868 [1]. Maxwells Formulierung umfaßt die Beschreibung der Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes, also z.B. des Lichts und des Magnetismus. Die Entwicklung der Quantenmechanik in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts und die intuitiv anschauliche Darstellung der Quantenelektrodynamik durch R. Feynman im Jahre 1949 [2] verband die feldtheoretische Anschauung der elektrisch geladenen Elementarteilchen mit den Symmetrieprinzipien der Eichtheorien. Die Wechselwirkungen zwischen den bis heute als strukturlos angenommenen Fermionen, den Quarks und den Leptonen, werden durch den Austausch von Feldquanten, sogenannten Eichbosonen beschrieben. Die elektromagnetische Wechselwirkung beruht z.B. auf dem Austausch des Photons. Die Wechselwirkungen der Bausteine der Materie lassen sich in vier grundlegend verschiedene Klassen einteilen (siehe Tabelle 0.1). Dies sind:

- die elektromagnetische Wechselwirkung, an der alle elektrisch geladenen Elementarteilchen partizipieren,
- die schwache Wechselwirkung zwischen den Fermionen und den schwachen Eichbosonen,
- die starke Wechselwirkung, an der die Quarks und die Gluonen teilnehmen und
- die Gravitationswechselwirkung, die alle Teilchen beeinflusst.

Die Gravitationswechselwirkung ist  $10^{33} - 10^{38}$  mal schwächer als die anderen Wechselwirkungen, daher wird ihr Einfluß in der Hochenergiephysik bisher nicht berücksichtigt.

Ab Mitte der sechziger Jahre wurde begonnen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer auf der Quantenelektrodynamik aufbauenden Quantenfeldtheorie zu vereinigen. Die Erweiterung der lokalen  $U(1)$ -Eichinvarianz der Quantenelektrodynamik, d.h. die Invarianz der Lagrangedichte bei  $U(1)$ -Eichtransformationen der Felder und der Operatoren, auf die lokale Eichinvarianz von Yang-Mills-Feldern [3] mit spontan gebrochenen Eichsymmetrien (siehe Kapitel 1), forderte die Existenz von drei neuen Austauschbosonen:  $Z^0$ ,  $W^+$ ,  $W^-$  (Glashow-Salam-Weinberg(GSW)-Theorie [4]).

Der Beweis der Renormierbarkeit dieser Formulierung der elektroschwachen Wechselwirkung durch G.'t Hooft [5] führte zur Anerkennung dieser Theorie nachdem der vorhergesagte neutrale Strom [6] und die schwachen Eichbosonen entdeckt worden waren [7].

| Wechselwirkung:        | Gravitation                 | elektroschwache Wechselwirkung | starke Wechselwirkung    |
|------------------------|-----------------------------|--------------------------------|--------------------------|
| Theorie:               | Newton                      | GSW                            | QCD                      |
| Feldquanten:           | Graviton                    | $\gamma, W^+W^-, Z^0$          | Gluonen: $g_1 \dots g_8$ |
| Transformationsgruppe: | Koordinatentransformationen | $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$       | $SU(3)_C$                |

Tabelle 0.1: Die vier grundlegenden Wechselwirkungen.

Der Large-Elektron-Positron-Collider (*LEP*-Speicherring) bietet Möglichkeiten, Teile dieser Theorie experimentell zu überprüfen. Der *LEP*-Beschleuniger ist in der Lage, den gespeicherten Elektronen und Positronen eine so große Energie zuzuführen, daß das  $Z^0$ -Boson reell erzeugt werden kann, d.h. die Schwerpunktsenergie des annihilierenden  $e^+e^-$ -Paares entspricht der Masse des  $Z^0$ -Teilchens. In der ersten Ausbauphase kann eine Schwerpunktsenergie bis zu 100 GeV erreicht werden (*LEP100*). Bei der Konstruktion wurde eine Erweiterung auf Schwerpunktsenergien bis zu 200 GeV berücksichtigt (*LEP200*). Somit wird man die Voraussagen der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie experimentell auch mittels der Paarproduktion des geladenen  $W$ -Bosons untersuchen können.

In der ersten Baustufe des *LEP*-Beschleunigers werden Daten bei einem Energiebereich um die Masse des  $Z^0$ -Bosons aufgezeichnet. Dies sind die zur Zeit höchsten Schwerpunktsenergien kollidierender Elektronen und Positronen. Am *LEP* wird mit vier voneinander unabhängigen Detektoren experimentiert. Diese Arbeit wurde im Rahmen des *ALEPH*-Experimentes durchgeführt. *ALEPH* (A Detector for *LEP* PHysics) ist in der Lage Teilchen nahezu im ganzen Raumwinkelbereich nachzuweisen. Dies ist notwendig, da Labor- und Schwerpunktsystem nahezu identisch sind. Zur genauen Spurrekonstruktion trägt ein Silizium-Streifendetektor in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes bei, der eine sehr präzise Messung der Spurkoordinaten erlaubt. Diese Generation von Spurdetektoren wurde zwar bereits früher entwickelt [8], in dieser Größenordnung jedoch kamen diese Detektoren in der Hochenergiephysik erstmals bei den *LEP*-Detektoren und beim *SLD*-Detektor<sup>(1)</sup> zum Einsatz. Die *ALEPH*-Kollaboration zählt zu den Vorreitern dieser Technologie. Der Detektor zeichnet sich weiter durch eine großvolumige Driftkammer mit hoher Impulsauflösung und einen feinkörnigen Aufbau der Kalorimeter zur

<sup>(1)</sup>*SLD* ist der Detektor am *SLC* (Slac Linear Collider) in Stanford.

exakten Rekonstruktion elektromagnetischer und hadronischer Teilchenschauer aus (siehe Kapitel 2).

### Überblick über die Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in Bottom-Quarks ( $b$ -Quarks) untersucht. Der Prozeß  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  ist besonders interessant, da der elektroschwache Partner des  $b$ -Quarks, das Top-Quark ( $t$ -Quark), noch nicht direkt nachgewiesen werden konnte. Es besteht lediglich eine indirekte Evidenz, daß dieses Quark bei einer bis jetzt noch nicht experimentell zugänglichen Energie existieren muß. Die Vorhersage des Standardmodells für die partielle Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons in  $b\bar{b}$ -Quarks ( $\Gamma_{b\bar{b}}$ ) hängt verschieden von der Masse des Top-Quarks ab, wie die Vorhersage für die partielle Zerfallsbreite in  $d\bar{d}$ -Quarks ( $\Gamma_{d\bar{d}}$ ) oder alle Hadronen ( $\Gamma_{Had}$ ). Die Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  ermöglicht deshalb eine Einschränkung der Top-Masse. Die Arbeit gliedert sich in sechs Teile.

- Das folgende Kapitel faßt einige wichtige Grundlagen des Standardmodells zusammen und bespricht die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und der partiellen Zerfallsbreiten für die  $e^+e^-$ -Annihilation in ein Fermion-Antifermion-Paar auf der  $Z^0$ -Resonanz unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen.
- Im zweiten Kapitel werden die für die experimentelle Bestimmung des Verhältnisses von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  wichtigen Komponenten des *ALEPH*-Detektors besprochen.
- Die Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  gliedert sich in zwei Bereiche. Zunächst müssen aus der Menge aller aufgezeichneten Ereignisse die  $Z^0$ -Zerfälle in ein  $b\bar{b}$ -Paar selektiert, d.h. vom Untergrund abgetrennt werden. Der verwendete Selektionsalgorithmus wird in Kapitel 3 erklärt. Während die Selektion von hadronischen Ereignissen, also von  $Z^0$ -Zerfällen in Quarks wegen der großen Multiplizität geladener Spuren im Endzustand relativ einfach ist, können  $b\bar{b}$ -Ereignisse von den hadronischen Ereignissen nur schwer getrennt werden. Im Gegensatz zu  $Z^0$ -Zerfällen in leichte Quarks besitzen  $b$ -Quarks eine endliche Lebensdauer und zerfallen nicht am Primärvertex. Der Einsatz von Silizium-Streifendetektoren sehr nahe am Wechselwirkungspunkt ermöglicht deshalb durch die Messung der Spurparameter die Unterscheidung zwischen Spuren vom Primärvertex und Spuren der entfernt zerfallenden  $b$ -Quarks. Für jede Spur wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, ob sie von einem sekundären Zerfall (z.B. eines Bottom-Hadrons) oder vom Primärvertex stammt. Durch die Kombination der Spurwahrscheinlichkeiten in den einzelnen Ereignishälften zu einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit können Zerfälle der Bottom-Quarks mit hoher Reinheit sehr effizient selektiert werden.
- Im vierten Kapitel werden die Untergrundbeiträge zu den selektierten  $b$ -Ereignishälften besprochen und das Ergebnis der Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  vorgestellt.
- Im fünften Teil der Arbeit werden die physikalischen Interpretationen dieser Messung eingegangen. Neben einer Einschränkung der Masse des Top-Quarks erlaubt die Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  z.B. auch Aussagen über die Masse des Higgs-Bosons oder die Existenz vom Standardmodell abweichender Theorien.
- Der sechste und letzte Abschnitt gibt einen Ausblick auf die Möglichkeiten der Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells anhand des elektroschwachen Eichbosonsektors bei zukünftigen Experimenten bei  $e^+e^-$ -Beschleunigern mit einer Energie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ .

# Kapitel 1

## Die Definition des Standardmodells

Eichtheorien und Eichsymmetrien: Die Beschreibung der Elementarteilchenphysik mit quantisierten Feldtheorien hat sich als sehr erfolgreich erwiesen. Wie in der klassischen Mechanik lassen sich die Feldgleichungen, die die Teilchen beschreiben durch Ableitungen der Lagrangedichte nach den generalisierten Variablen herleiten (Euler-Lagrange-Formalismus). Dabei werden in den sogenannten Eichtheorien die Wechselwirkungen der Elementarteilchen durch die Invarianz des Lagrangeoperators  $\mathcal{L}$  und damit der Wellenfunktion  $\psi$  des Elementarteilchens unter raum- und zeitabhängigen  $(\mathbf{x}, t)$  lokalen Phasentransformationen  $G(\mathbf{x}, t)$  festgelegt:

$$\mathcal{L} \rightarrow G^{-1}(\mathbf{x}, t) \mathcal{L} G(\mathbf{x}, t) \quad , \quad \psi(\mathbf{x}, t) \rightarrow G(\mathbf{x}, t) \psi(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (1.0.1)$$

$G(\mathbf{x}, t)$  ist eine Funktion der erzeugenden Elemente der zugrundegelegten Eichsymmetrie. Erhaltungsgrößen der Theorie folgen nach dem Noetherschen Theorem aus globalen, d.h. raum- und zeitunabhängigen Phasentransformationen.

Bei allen Rechnungen werden die sogenannten natürlichen Maßeinheiten benutzt, d.h. das Planck'sche Wirkungsquantum  $\hbar$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  werden

$$\hbar = c = 1 \quad (1.0.2)$$

gesetzt. Die Dirac-Spinoren erfüllen folgende Gleichungen [9]:

$$(\gamma_\mu p^\mu - m)u_s(p) = 0 \quad , \quad (\gamma_\mu p^\mu + m)v_s(p) = 0 \quad . \quad (1.0.3)$$

### 1.1 Die Eichsymmetrie des Standardmodells

Die Formulierung des Standardmodells: In den Jahren 1961-1967 wurde von Glashow, Salam und Weinberg das Modell der elektroschwachen Wechselwirkung entwickelt. Die Beschreibung stützt sich auf die lokale und globale Invarianz der Lagrangedichte unter der  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie. „L“ symbolisiert die Kopplung der  $SU(2)_L$  ausschließlich an linkshändige Chiralitätszustände der Fermionen. Die links- beziehungsweise rechthändigen Fermionenzustände  $\psi_L$  und  $\psi_R$  werden durch Helizitätsoperatoren aus der Fermionwellenfunktion  $\psi$  projiziert:

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi \quad \text{und} \quad \psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad . \quad (1.1.4)$$

| Fermiontyp                                   |                                                |                                                  | $Q_f$                                                       | $T_3$                                                       | $Y$                                                        |
|----------------------------------------------|------------------------------------------------|--------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$                     | $\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$                   |
| $\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$   | $\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$     | $\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$       | $\begin{pmatrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} \end{pmatrix}$ |
| $u_R$                                        | $c_R$                                          | $t_R$                                            | $\frac{2}{3}$                                               | 0                                                           | $\frac{4}{3}$                                              |
| $d_R$                                        | $s_R$                                          | $b_R$                                            | $-\frac{1}{3}$                                              | 0                                                           | $-\frac{2}{3}$                                             |

Tabelle 1.1: Die Quantenzahlen der Fermionen des Standardmodells. Die Fermionen sind geordnet nach Familien bezüglich der dritten Komponente ihres schwachen Isospins  $I_3$ .  $Q_f$  ist die Teilchenladung in Einheiten der Elektronenladung.

Der schwache Isospin  $T = (T_1, T_2, T_3)$  wirkt als Generator der  $SU(2)_L$ , die schwache Hyperladung  $Y$  ist die Erzeugende der  $U(1)_Y$ -Symmetrie. Die Eichsymmetrie fordert eine Invarianz unter Phasentransformationen des Typs:

$$G = e^{i\varphi(\mathbf{x},t)} \quad \text{mit:} \quad \varphi(\mathbf{x},t) = g\mathbf{T}\mathbf{\Lambda}(\mathbf{x},t) + g'\frac{Y}{2}\lambda(\mathbf{x},t) \quad . \quad (1.1.5)$$

Der Vektor  $\mathbf{\Lambda}(\mathbf{x},t)$  und der Skalar  $\lambda(\mathbf{x},t)$  sind vom Lorentzraum abhängige Transformationsfunktionen,  $g$  und  $g'$  sind Kopplungskonstanten.  $\mathbf{T}$  repräsentiert den schwachen Isospin des Fermions, das an das  $SU(2)_L$ -Tripletts koppelt und  $Y$  die schwache Hyperladung des Fermions, welches an das  $U(1)_Y$ -Singletts koppelt:

$$T_a = -\frac{i}{2}\tau_a \quad a = 1, 2, 3 \quad , \quad Y = 2(Q_f - T_3) \quad . \quad (1.1.6)$$

$Y$  berechnet sich nach der Gell-Mann-Nishijima-Relation [10] aus der  $z$ -Komponente des schwachen Isospins ( $T_3$ ) und der elektrischen Ladung des Elementarteilchens. Die Pauli-matrizen  $\tau_a$  bilden eine irreduzible Darstellung der  $SU(2)_L$ -Generatoren. In Tabelle 1.1 sind die Quantenzahlen aller Fermionen des Standardmodells zusammengefaßt.

## 1.2 Das Teilchenbild der elektroschwachen Theorie

Wechselwirkungen zwischen den Teilchen des Standardmodells: Die Forderung lokaler Eichinvarianz der Lagrangedichte unter der zugrundeliegenden nicht abelschen  $SU(2)_L$ -Symmetrie impliziert masselose Teilchenfelder. Aus der Forderung lokaler Eichinvarianz unter Eichsymmetrien folgt, daß die räumlichen und zeitlichen Ableitungen  $\partial_\mu$  der wechselwirkungsfreien fermionischen Lagrangedichte, durch die kovariante Ableitung  $D_\mu$  ersetzt werden muß:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\mathbf{T}\mathbf{W}_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad , \quad (1.2.7)$$

damit die Lagrangegleichung den transformierten Eichfeldern  $B'_\mu$  und  $W'_\mu$  genügt:

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \lambda(x, t) \quad \text{und}$$

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu^{a'} = W_\mu^a + \epsilon^{abc} \Lambda^b(x, t) W_\mu^c - \frac{1}{g} \partial_\mu \Lambda^a(x, t) \quad (1.2.8)$$

Hierbei sind  $W_\mu$  ein der  $SU(2)_L$  zugeordnetes Bosontriplett und  $B_\mu$  ein der  $U(1)_Y$  zugeordnetes Bosonsinglett.  $\epsilon^{abc}$  ist der Levi-Civita-Tensor in drei Dimensionen. Die Terme in Gleichung 1.2.7 beschreiben – wie in Abbildung 1.1 dargestellt – die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und den Bosonen der Eichtheorie.

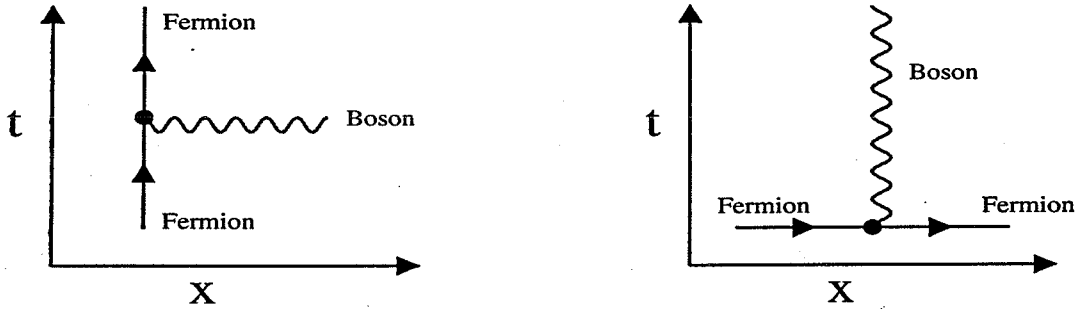


Abbildung 1.1: Die Wechselwirkung zwischen Fermionen und Bosonen innerhalb der Eichtheorie des Standardmodells dargestellt durch Feynmandiagramme.

Man erhält dann die Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{ew}$  bestehend aus einem Fermionischen Anteil  $\mathcal{L}_F$  und einem bosonischen Anteil  $\mathcal{L}_B$ :

$$\mathcal{L}_{ew} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_B = [\bar{\psi} \gamma_\mu D^\mu \psi] + \left[ -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_{\mu\nu}^{(a)} W^{(a)\mu\nu} - B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \right] \quad (1.2.9)$$

Dabei sind:  $W_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu W_\nu^{(a)} - \partial_\nu W_\mu^{(a)} + f_2 \epsilon_{abc} W_\mu^{(b)} W_\nu^{(c)}$  und  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$

die kinetischen Terme der Bosonen. Da die  $SU(2)_L$ -Eichsymmetrie nicht abelsch ist, erlaubt die endliche Gruppenstrukturkonstante ( $f_2 = 1$ ) tri- und quadrilineare Selbstwechselwirkungsterme der Eichbosonen (siehe Abb. 1.2). Typische Reaktionen mit trilinearen Eichbosonkopplungen bei  $e^+e^-$ -Beschleunigern sind die  $W/Z^0$ -Paarerzeugung:  $e^+e^- \rightarrow (Z^0/\gamma)^* \rightarrow Z^0 Z^0, W^+ W^-$ . Bei Hadronbeschleunigern wie dem Tevatron oder dem LHC werden dagegen trilineare Reaktionen des Typs  $(Z^0/\gamma)^* + W^\pm \rightarrow W^\pm$  bevorzugt. Beispiele für quadrilineare Reaktionen sind:  $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-, Z^0 Z^0$ .

Die endliche Masse von Quarks und geladenen Leptonen fordert eine Theorie mit massiven Teilchen. Die spontane Symmetriebrechung (SSB) durch ein skalares Isodublett erlaubt den bosonischen Teilchenfeldern einen Massenterm anzunehmen. Fermionische Teilchenfelder erhalten einen Massenterm durch eine Yukawa-Wechselwirkung mit dem Skalarfeld. Das skalare Feld verknüpft also die masselosen Felder der Eichtheorie mit den massiven, physikalisch beobachtbaren Feldern. Spontane Symmetriebrechung stellt sich ein, sobald der Grundzustand eines Teilchenfeldes, gegeben durch das Energieminimum, eine geringere Symmetrie aufweist als der Lagrangeoperator. Dieses Skalarfeld  $\Phi$  – auch Higgsfeld

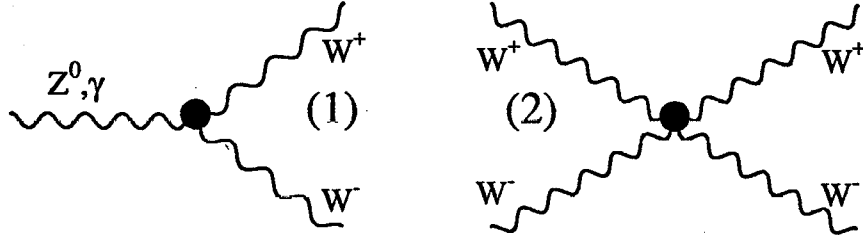


Abbildung 1.2: Zwei Beispiele für tri- (1) und quadrilineare (2) Eichbosonwechselwirkungen. Links ist der Prozess  $Z^0/\gamma \rightarrow W^+W^-$ , rechts der Prozess  $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$  dargestellt. Selbstwechselwirkungen zwischen Bosonen sind durch die nicht abelsche Struktur der  $SU(2)_L$ -Eichsymmetrie innerhalb des Standardmodells erlaubt.

genannt – erzeugt also die Massen der physikalisch beobachtbaren massiven Bosonen, des  $W^\pm$  und des  $Z^0$ :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} &= (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \\ &= (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2, \\ \Phi &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \hat{\Phi}_1 + i\hat{\Phi}_2 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (1.2.10)$$

Die Entwicklung der Wellenfunktion und des Lagrangeoperators um das Energieminimum des Skalarfeldes  $\langle \Phi' \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ ,  $v = 2\mu/\sqrt{\lambda} \approx \mathcal{O}(10^2 \text{ GeV})$ :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Higgs} &= (D_\mu \Phi')^\dagger (D^\mu \Phi') - V(\Phi'), \\ \Phi' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.2.11)$$

führt zu Massentermen bei allen nicht konstanten Feldern durch die Kopplung an das Higgsfeld  $\frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x))$ . Im Einzelnen läßt sich folgendes ableiten.

- Die skalare Masse des Higgs-Bosons:  $m_{Higgs} = \sqrt{2}\mu$  ist festgelegt durch das  $\Phi^4$ -Potential der freien Wellengleichung des Higgsteilchens in Gleichung 1.2.10.
- Die Massenterme der Fermionen können auf einfache Weise in die Theorie aufgenommen werden durch eine Yukawakopplung der Fermionfelder an das Higgsfeld [11]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Yukawa} &= -\sum_f m_f \bar{\psi}_f \psi_f - \sum_f \frac{m_f}{v} \bar{\psi}_f \psi_f H, \\ \text{wobei: } m_f &= g_f \frac{v}{\sqrt{2}}.\end{aligned}\quad (1.2.12)$$

Die Kopplungen der Fermionen an das Higgsfeld,  $g_f$ , sind freie Parameter, physikalisch festgelegt durch die Fermionmassen.

- Die verschwindende Masse und Ladung des Photons sowie die Elementarladung als elektromagnetische Kopplungskonstante verknüpft die physikalischen Teilchenfelder

der Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung, des Photons  $A_\mu$ , des  $Z^0$  und der geladenen Bosonen  $W^+$  und  $W^-$ , mit ihren Eigenzuständen bezüglich der Eichsymmetrie,  $W_\mu^{1,2,3}$  und  $B_\mu$ :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ \begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ A_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.13)$$

Die physikalischen Massen der schwachen Austauschbosonen  $M_W$  und  $M_Z$  sind festgelegt durch den Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes  $v$ , der Kopplung an das  $B_\mu$ -Feld,  $g'$ , und der Kopplung an das  $W_\mu$ -Feld,  $g$ :

$$M_W = \frac{1}{2}gv \quad , \quad M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}v \quad (1.2.14)$$

$\sin \theta_W$  und  $\cos \theta_W$  sind die trigonometrischen Funktionen des schwachen Mischungswinkels  $\theta_W$ . Es gelten folgende Relationen zwischen den Kopplungskonstanten der Eichfelder (elektrische Ladung  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ ):

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad , \quad e = g \sin \theta_W \quad (1.2.15)$$

sowie zwischen den Massen der physikalischen  $SU(2)_L$ -Bosonfelder:

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad (1.2.16)$$

## 1.3 Störungstheorie im Standardmodell

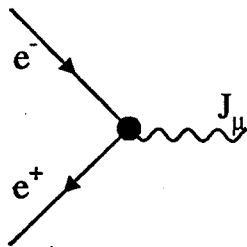
### Die Grundlagen der Störungstheorie:

Nachdem die Renormierbarkeit der elektroschwachen Theorie durch G.'t Hooft bewiesen war, konnten die physikalisch meßbaren Größen aus dem Standardmodell nach den Potenzen der Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$  entwickelt und Korrekturen höherer Ordnung berechnet werden. Die anschauliche Darstellung der  $QED$  durch R.Feynman aus dem Jahre 1949 erleichtert die Beschreibung. Die Bewegungsgleichungen lassen sich mit Hilfe von Greensfunktionen als eine Summe von Integralgleichungen des Störpotentials darstellen [12]. Bei der Vernichtung eines  $e^+e^-$ -Paares wird das Störpotential durch den auslaufenden Teilchenstrom bestimmt. Aus dieser Beschreibung folgt die graphische Darstellung der Störungsrechnung in jeder beliebigen Ordnung durch die sogenannten Feynmandiagramme.

### 1.3.1 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung

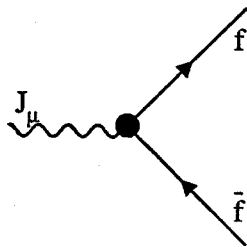
#### Die Rechnung in Bornscher Näherung:

Im Falle der  $e^+e^-$ -Annihilation zu Fermionpaaren<sup>(1)</sup>,  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , koppelt der einlaufende Elektronenstrom ( $\bar{v}_e, u_e$ ) über das Austauschquant ( $\gamma, Z^0$ ) an den auslaufenden Fermionenstrom ( $\bar{u}_f, v_f$ ).  $u_f$  sind die Dirac-Spinoren der Fermionen,  $v_f$  die Dirac-Spinoren der Antifermionen. Im folgenden stellt  $c_V^f$  die Kopplung an den vektoriellen und  $c_A^f$  die Kopplung an den axialen Anteil des Teilchenstromes  $J_\mu$  der Austauschquanten  $Z^0, \gamma$  dar:



#### Einlaufender Elektronenstrom:

$$\begin{aligned} J_\mu^i &= \bar{v}_e \, ie\gamma_\mu \, (c_V^e - \gamma_5 c_A^e) \, u_e \\ &= \bar{v}_e \, ie\gamma_\mu \, N \left[ (I_3^e - 2\sin^2\theta_W Q_e) - \gamma_5 I_3^e \right] u_e \end{aligned} \quad (1.3.17)$$



#### Auslaufender Fermionenstrom:

$$\begin{aligned} J_\mu^f &= \bar{u}_f \, ie\gamma_\mu \, (c_V^f - \gamma_5 c_A^f) \, v_f \\ &= \bar{u}_f \, ie\gamma_\mu \, N \left[ (I_3^f - 2\sin^2\theta_W Q_f) - \gamma_5 I_3^f \right] v_f \end{aligned} \quad (1.3.18)$$

Dabei sind  $I_3$  der schwache Isospin und  $Q_f$  die elektrische Ladung des Fermions  $f$ .  $N = 1/(2\sin\theta_W \cos\theta_W)$  kann als Normierungskonstante der schwachen Kopplung interpretiert werden, die identisch ist für die Kopplung von Fermionen an geladene und ungeladene Ströme. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion,  $\sigma_{f\bar{f}}^0(s)$  bei der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , dargestellt durch die folgenden Feynmandiagramme, läßt sich durch Integration über das

<sup>(1)</sup>Diese Darstellung ist nur für Fermionen gültig, deren einlaufender Zustand nicht mit dem auslaufenden Zustand interferiert:  $(f\bar{f}) \neq (e^+e^-)$ . Bei der Bhabhastreueung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) müssen zusätzlich die Diagramme des  $t$ -Kanals berücksichtigt werden.

Phasenraumelement  $d\Gamma$  berechnen. Da die Spinzustände der erzeugten Fermionen nicht analysiert werden, muß über sie summiert und über die gleichverteilten Spinzustände des annihilerten Elektron-Positron-Paares gemittelt werden:

$$\begin{aligned}\sigma_{f\bar{f}}^0(s) &= \int d\Gamma \left| \overline{\text{diagram}} \right|^2 \\ &= \int d\Gamma \left| J_\mu^e \frac{1}{s} J^{f\mu} + J_\mu^e \frac{1}{\chi(s)} J^{f\mu} \right|^2\end{aligned}\quad (1.3.19)$$

$$\text{wobei: } \frac{1}{\chi(s)} = \frac{1}{(s - M_Z) - i\Gamma_Z M_Z}$$

der Propagator des  $Z^0$ -Bosons und  $\frac{1}{s}$  der Propagator des Photons sind.  $\Gamma_Z$  ist die Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Teilchens. Nach der Summation über die Spinzustände erhält man den gesamten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{f\bar{f}}^0(s)$ :

$$\begin{aligned}\sigma_{f\bar{f}}^0(s) &= \sigma_\gamma + \sigma_Z + \sigma_{\gamma Z} \\ \sigma_\gamma &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} N_c \frac{\beta^2}{2} (3 - \beta^2) Q_f^2 Q_e^2 \\ &= \sigma_{QED} Q_f^2 Q_e^2 \\ \sigma_Z &= \sigma_{QED} \frac{\frac{1}{2} \frac{3+\beta^2}{3-\beta^2} [(c_V^e)^2 + (c_A^e)^2] [(c_V^f)^2 + (c_A^f)^2]}{14 \sin^4 \theta_W \cos^4 \theta_W} \frac{s^2}{|\chi(s)|^2} \\ \sigma_{\gamma Z} &= \sigma_{QED} \frac{-Q_f Q_e c_V^f c_V^e}{2 \cos^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{s(s - M_Z^2)}{|\chi(s)|^2} \quad \text{ sind.}\end{aligned}\quad (1.3.20)$$

$\sigma_\gamma$  und  $\sigma_Z$  geben den Beitrag durch den  $\gamma$ - beziehungsweise den  $Z^0$ -Austausch an,  $\sigma_{\gamma Z}$  ist der Interferenzterm.  $\beta(s) = \sqrt{1 - 4m_f^2/s}$  berücksichtigt die Einschränkung des Phasenraums durch endliche Fermionmassen ( $m_f, m_{\bar{f}}$ ). Die Elektronenmasse wurde vernachlässigt.  $N_c$  bezeichnet den Farbfaktor. Es gilt  $N_c = 1$  für Leptonen und  $N_c = 3$  für Quarks. Die Linienform des reinen  $Z^0$ -Austauschterms gleicht einer Breit-Wigner-Resonanz.

Da die Berechnung der partiellen Zerfallsbreite  $\Gamma_{f\bar{f}}$  des  $Z^0$  in ein Fermionpaar ( $f, \bar{f}$ ) der Berechnung des Wirkungsquerschnitts ähnlich ist, soll sie nur kurz besprochen werden. Nach dem optischen Theorem gilt:

$$\Gamma_{f\bar{f}} \propto \left| \overline{\text{diagram}} \right|^2 = \Im m \left( \text{diagram} \right) \quad (1.3.21)$$

Die Berechnung des Matrixelements von  $\Gamma_{f\bar{f}}$  erfolgt analog wie in Gleichung 1.3.19, das

Phasenraumelement ist jedoch verschieden. Man erhält schließlich:

$$\Gamma_{ff} = \frac{\alpha M_Z N_c}{12 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \beta(M_Z^2) \left( (c_V^f)^2 + (c_A^f)^2 + 2 \frac{m_f^2}{M_Z^2} [(c_V^f)^2 - 2(c_A^f)^2] \right) \quad (1.3.22)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Breit-Wigner-Resonanz am Maximum ( $\sqrt{s} = M_Z$ ) ist mit den partiellen Zerfallsbreiten verknüpft:

$$\sigma_{f\bar{f}}^{Max} = \sigma_{f\bar{f}}^0(s = M_Z^2) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \quad (1.3.23)$$

Diese Formulierung zeigt die Verbindung des Wechselwirkungsbildes von Teilchenströmen in den Gleichungen 1.3.17 – 1.3.19 mit der virtuellen Annihilation und Rekombination des  $Z^0$  in Fermionen in Gleichung 1.3.21.

Die totale Zerfallsbreite des  $Z^0$ ,  $\Gamma_Z$ , erhält man durch Summation aller fermionischen Zerfallsbreiten. Zerfälle des  $Z^0$  in Bosonen sind bei *LEP* derzeit nicht möglich; die große Masse der Bosonen des Endzustands ( $m_{Higgs} > 63.5 \text{ GeV}$  [13],  $M_W = 80.22 \pm 0.26 \text{ GeV}$  [14],  $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$  [15]) verlangt – außer bei der Produktion eines Higgs-Bosons im Prozeß  $Z^0 \rightarrow Z^* + Higgs$  – eine Schwerpunktsenergie von der doppelten Bosonmasse.

Gleichung 1.3.21 läßt den Effekt durch Korrekturen höherer Ordnung ahnen, wurde doch zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts die Zerfallsbreite des  $Z^0$ ,  $\Gamma_Z$  in Gleichung 1.3.19 »ad hoc« eingeführt. Die Implementierung dieser virtuellen Fermion-Antifermion-Erzeugung und Vernichtung ( $\equiv \Gamma_Z$ ) ist bereits Bestandteil der Korrekturen erster Ordnung zum Propagator des  $Z^0$ . Korrekturen höherer Ordnung zerstören die Linienform der Breit-Wigner-Resonanz, da Boxdiagramme (siehe Kapitel 1.4.2) keine resonanten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Die Korrekturen durch Boxdiagramme sind aber klein.

## 1.4 Strahlungskorrekturen bei $Z^0$ Zefällen

Virtuelle und reelle Strahlungskorrekturen: Im folgenden Kapitel werden Korrekturen zur bereits vorgestellten Rechnung in Bornscher Näherung beschrieben. Diese sind einerseits virtueller Natur, d.h. die für die Korrektur zuständigen Teilchen treten im Endzustand der Reaktion nicht auf, andererseits jedoch verändert der reelle Teil dieser Korrekturen die Signatur eines Ereignisses, beispielsweise durch die Abstrahlung eines Photons [11, 16, 17].

### 1.4.1 Reelle Strahlungskorrekturen

Photonabstrahlung: Die Abstrahlung von realen Photonen durch das einlaufende  $e^+e^-$ -Paar, schematisch dargestellt durch die Feynmandiagramme in Abbildung 1.3, hat einen starken Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt aller Endzustände der  $e^+e^-$ -Vernichtung, da die zur Paarvernichtung zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie um die Energie der abgestrahlten Photonen reduziert wird. Dies führt zu einem um ca. 30 % kleineren Wirkungsquerschnitt auf der  $Z^0$ -Resonanz (siehe Abbildung 1.6) und einer Verschiebung des Maximums um ca. 122 MeV zu höheren Schwerpunktsenergien. Im folgenden soll kurz die Methode zur Berechnung der Korrekturen durch Photonabstrahlung der ein- und der auslaufenden Fermionen dargestellt werden.

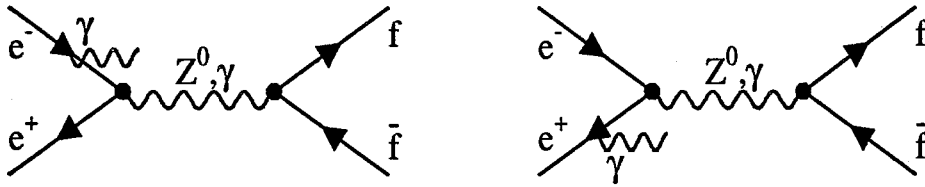


Abbildung 1.3: Die Abstrahlung von Photonen durch das einlaufende  $e^+e^-$ -Paar.

Der korrigierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{f\bar{f}}$  kann – wegen der Faktorisierung der Korrekturen [18] – als Faltung des unkorrigierten Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{f\bar{f}}^0$  und einer Strukturfunktion  $H_f(x, s)$  [19] dargestellt werden:

$$\sigma_{f\bar{f}}(s) = \int dx \sigma_{f\bar{f}}^0((1-x)s) H_f(x, s) \quad . \quad (1.4.24)$$

$x$  ist der Bruchteil der Energie des abgestrahlten Photons in Einheiten der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ . Die Strukturfunktion  $H_f(x, s)$  folgt aus der Berechnung des Vertex  $f \rightarrow f + \gamma$  analog wie es von G. Altarelli und G. Parisi [20] für QCD-Störungsrechnungen vorgeschlagen wurde.  $H_f(x, s)$  enthält nicht nur reelle, äußere Photonlinien sondern auch virtuelle Korrekturen (Abbildung 1.4 rechts). Die virtuellen Korrekturen werden durch die Renormierung der Elektronenmasse absorbiert.



Abbildung 1.4: Fermion-Vertizes zur Berechnung der Strukturfunktion  $H_f(x, s)$ .

Für die Berechnung der Bremsstrahlungskorrekturen werden die Diagramme aus Abbildung 1.4 in die Linien des einlaufenden  $e^+e^-$ -Paares aufgenommen:

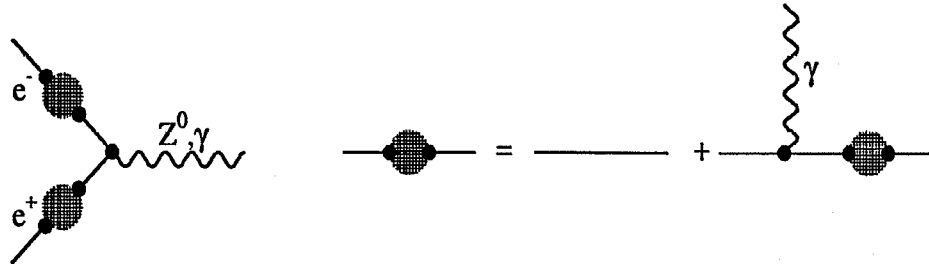


Abbildung 1.5: Die einlaufenden Fermionlinien werden mit Strukturfunktionen versehen, die die Photonabstrahlung beschreiben. Diese Strukturfunktionen können – wie im rechten Teil der Abbildung gezeigt ist – iterativ aufgebaut sein. Die karierten Blasen enthalten weitere Diagramme aus Abbildung 1.4.

Diese Methode ist anwendbar falls die Masse des abstrahlenden Fermions klein ist verglichen mit der Gesamtenergie ( $m_f^2/s \ll 1$ ). Diese Bedingung wird bei Experimenten am LEP-Speicherring bei der Bremsstrahlung aus dem Anfangszustand stets erfüllt.

Bei der Berechnung der Bremsstrahlungskorrektur wird das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen in einen weichen Anteil  $x < \Delta E/\sqrt{s} \ll 1$ , der unter dem Auflösungsvermögen des Detektors  $\Delta E$  liegt und in einen harten Anteil  $\Delta E/\sqrt{s} < x < 1$  aufgeteilt.

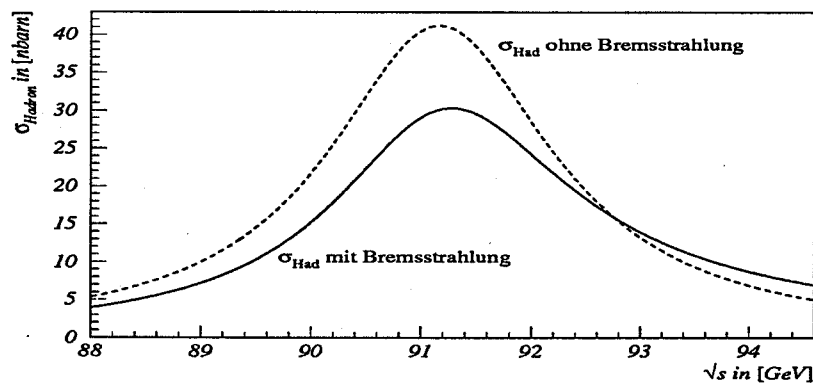


Abbildung 1.6: Die Reduktion des Wirkungsquerschnitts für den im Prozess  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  durch die Abstrahlung von Photonen aus dem Anfangs- und Endzustand.

Bremsstrahlung aus dem Anfangszustand hat eine signifikante Reduktion des gemessenen Wirkungsquerschnitts zur Folge (siehe Abbildung 1.6). Für die Analyse der Meßergebnisse werden die Bremsstrahlungskorrekturen aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten bei verschiedenen Schwerpunktsenergien herausgefaltet, es ist nur der elektroschwache Wirkungsquerschnitt ( $\sigma_{f\bar{f}}^0(s)$  in Gleichung 1.4.24) von Interesse.

Beim  $Z^0$ -Zerfall in geladene Fermionen ist auch die Abstrahlung von Photonen durch die auslaufenden Fermionen möglich. Der quantitative Beitrag dieser Korrektur beträgt:

$$\Delta\sigma_{fs}(s) = 2\frac{\alpha}{\pi}Q_f^2 \left( \log\frac{s}{m_f^2} - 1 \right) \sigma(s) \quad . \quad (1.4.25)$$

Zur Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  wird der Prozess  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  analysiert. Die Bremsstrahlung aus dem Endzustand kann in diesem Fall wegen der relativ großen Masse der auslaufenden Quarks vernachlässigt werden. Die Korrektur ist wegen der schwierigen Selektion von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen viel kleiner als die Meßgenauigkeit des Wirkungsquerschnitts am Resonanzmaximum beziehungsweise der partiellen Zerfallsbreite.

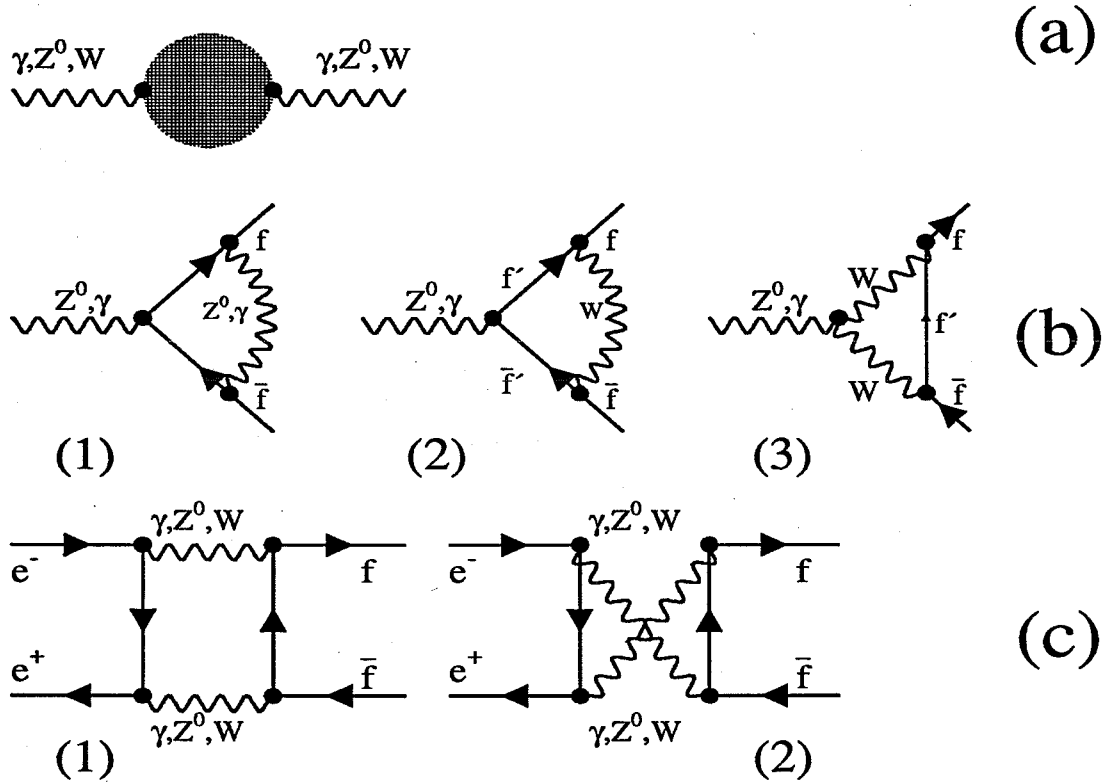


Abbildung 1.7:

(a) Strahlungskorrekturen durch Vakuumpolarisation,

(b) Vertexkorrekturen und

(c) Boxdiagramme.

In den Diagrammen b.1, c.1 und c.2 sind alle Permutationen zwischen dem  $\gamma$  und dem  $Z^0$  möglich. Vertexkorrekturen vom Typ (b.1-b.3) beeinflussen auch den einlaufenden Zustand ( $e^+e^-$ ). Ihr Beitrag ist aber – bedingt durch die kleine Elektronenmasse – klein.

## 1.4.2 Virtuelle Strahlungskorrekturen

Die Struktur virtueller Strahlungskorrekturen: Liegt die Energie unterhalb der Schwelle für die direkte Produktion unbekannter oder noch nicht entdeckter Teilchen, so beeinflusst deren mögliche Existenz meßbare Größen nur durch Beiträge im Rahmen der Strahlungskorrekturen [21, 22] (siehe Abbildung 1.7). Störungstheoretisch lassen sich die Streuamplituden mit Hilfe der Feynmanregeln für das GSW-Modell errechnen. Das GSW-Modell

ist eine renormierbare Theorie [5], alle Prozesse höherer Ordnung ergeben also endliche Streuamplituden. Man ist dann an ein Renormierungsschema gebunden, d.h. die zu renormierenden Parameter können nur einmal festgelegt werden. Die physikalisch beobachtbaren Größen sind jedoch unabhängig von der Wahl des Renormierungsschemas. Im *GSW*-Modell kann das aus der *QED* bekannte "on-shell"-Renormierungsschema benutzt werden [11, 16]. Als physikalische Größen werden die Feinstrukturkonstante  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ , die Fermionmassen  $m_f$  und die Bosonmassen  $M_W$ ,  $M_Z$  und  $m_{Higgs}$  benutzt, zusammen mit den physikalischen Feldern  $W_\mu^\pm$ ,  $Z_\mu$  und  $A_\mu$ . Durch diese Wahl der zu renormierenden Parameter ist der schwache Mischungswinkel durch folgende Relation festgelegt, wenn die Masselosigkeit des Photonfeldes vorausgesetzt wird:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.4.26)$$

Die Masse der geladenen schwachen Bosonen  $W^\pm$ ,  $M_W$ , konnte bislang durch die Rekonstruktion der  $W^\pm$  Zerfallsprodukte nicht so präzise bestimmt werden [14]:

$$M_W = 80.22 \pm 0.26 \text{ GeV} \quad , \quad (1.4.27)$$

um mit Hilfe von Gleichung 1.4.26 eine genaue Messung des Weinbergwinkels zu erlauben. Die direkte Messung des Weinbergwinkels kann deshalb nicht zur Überprüfung der *LEP*-Messungen herangezogen werden. Präzisere Messungen der  $W$ -Masse werden erst durch die direkte  $W$ -Paarproduktion bei *LEP200* möglich sein. Eine Substitution des Renormierungsparameters  $M_W$  durch die Fermikonstante  $G_\mu$  umgeht dieses Problem.  $G_\mu$  ist ein Maß für die Kopplung des schwachen geladenen Stromes an die Fermionfelder. Diese Wahl der Parameter hat den Vorteil eines vernachlässigbaren experimentellen Fehlers, da die Fermikonstante aus der Messung der Myonlebensdauer sehr genau bekannt ist [11]:

$$G_\mu = (1.166389 \pm 0.000022) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2 \quad (1.4.28)$$

Die Fermikonstante  $G_\mu$  aus der Messung der Myonlebensdauer ist mit dem Weinbergwinkel, der Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung, durch den Austausch des geladenen  $W$ -Bosons verbunden, wobei Gleichung 1.4.26 gilt:

$$\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r(\alpha_s, M_W, M_Z, m_{Higgs}, m_{Top})} \quad (1.4.29)$$

Die Korrektur  $\Delta r$  enthält alle Strahlungskorrekturen, die bei der Messung der Myonlebensdauer relevant sind,  $\Delta r$  ist von allen Parametern abhängig, die zu Graphen höherer Ordnung einen Beitrag leisten. Die funktionale Abhängigkeit von  $\Delta r$  von den Parametern  $M_W$ ,  $M_Z$ ,  $m_{Higgs}$ ,  $m_{Top}$  und  $\alpha_s$  ist bekannt [11]. Die größte Unsicherheit stammt vom großen Beitrag durch die Masse des Top-Quarks, die Unsicherheiten durch die restlichen Fermionen und das Higgs-Boson sind viel kleiner. Zunächst sollen die Auswirkungen der Strahlungskorrekturen auf diese Parameter dargestellt werden.



Abbildung 1.8: Die graphische Darstellung der Dyson-Summation.

Im folgenden werden die Ergebnisse unter Berücksichtigung höherer Ordnungen und anschließender Renormierung zusammengefaßt. Die graphische Darstellung der einzelnen Beiträge ist hilfreich und wird – soweit wie möglich – verwendet. Die Strahlungskorrekturen lassen sich in vier Komplexe aufteilen. Dies sind Korrekturen der Massen der massiven Eichbosonen ( $M_{W,Z}$ ), Korrekturen der elektromagnetischen ( $\alpha$ ) und der schwachen Kopplungskonstanten ( $\propto e/(\sin \theta_W \cos \theta_W)$ ), sowie elektroschwache Korrekturen aus der Messung der Fermikonstanten ( $G_\mu$ ).

- Die Renormierung der elektrischen Ladung

Die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  ist bei kleinen Energien  $\sqrt{s} \rightarrow 0$  definiert.  $\Delta\alpha = 1 - \alpha(\sqrt{s} = 0)/\alpha(\sqrt{s} = M_Z)$  berücksichtigt die Änderung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten  $\alpha$  beim Übergang von  $\sqrt{s} = 0$  (Thomson-Limit) zu  $\sqrt{s} = M_Z$ . Die Vakuumpolarisation des Photons ändert die Kopplung des elektromagnetischen Stromes [11]. Die Einschleifen-Selbstenergiekorrekturen  $\Sigma_\gamma$  zum Photonpropagator werden durch die Dyson-Summation (siehe Abbildung 1.8) in allen Ordnungen berücksichtigt [11, 23, 9].

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \rightarrow \frac{e^2(s)}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{e_0^2}{1 + \frac{\text{Re}\Sigma_\gamma(s)}{s}} \quad (1.4.30)$$

Für große, beziehungsweise kleine Fermionmassen gilt [11] ( $\Sigma_\gamma = \sum_f \Sigma_\gamma^f$ ):

$$\frac{\text{Re}\Sigma_\gamma^f(s)}{s} = \begin{cases} \frac{\alpha}{3\pi} \left( \frac{5}{3} - \ln \left( \frac{s}{m_l^2} \right) \right) & \text{für alle geladene Leptonen } (l = e, \mu, \tau) \\ \frac{4\alpha}{45\pi} \frac{s}{m_{Top}^2} & \text{für das Top-Quark } (m_{Top} \gg \sqrt{s}) \end{cases} \quad (1.4.31)$$

Die Beiträge durch schwere Fermionen ( $\propto s/m_f^2$ ) entkoppeln, und werden mit zunehmender Fermionmasse vernachlässigbar. Der Beitrag zu  $\Delta\alpha$  durch die leichten Quarks kann wegen den  $QCD$ -Korrekturen im niederenergetischen Kontinuum nicht berechnet werden. Wegen des großen numerischen Wertes von  $\alpha_s$  konvergiert die Störungstheorie schlecht. Dieser Beitrag wird aus dem bei niederen Energien gemessenen Verhältnis  $R^\gamma$ :

$$R^\gamma(s) = \frac{\sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.4.32)$$

mit Hilfe von Dispersionsrelationen:

$$\frac{\text{Re}\Sigma_\gamma^{Had}(s)}{s} = \frac{\alpha}{3\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds' \frac{R^\gamma(s')}{s'(s' - M_Z^2 - i\epsilon)} \quad (1.4.33)$$

berechnet. Durch Summation über alle möglichen Fermionen erhält man für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = M_Z$ ,  $M_Z = 91.187 \text{ GeV}$ :

$$\Delta\alpha = -\frac{\sum_f \text{Re}\Sigma_\gamma^f(M_Z^2)}{M_Z^2} = 0.0602 + \frac{40\alpha}{9\pi} \ln\left(\frac{M_Z}{92 \text{ GeV}}\right) \pm 0.0009 \quad (1.4.34)$$

Der Fehler stammt aus der Messung von  $R^\gamma(s)$ .

- Die Renormierung der Bosonmassen

Wegen des virtuellen Zerfalls in ein Teilchen-Antiteilchenpaar und der anschließenden Paarvernichtung (Vakuumpolarisation, siehe Abbildung 1.7(a)) erhalten die Vektorbosonen eine Massenkorrektur durch ihre Selbstenergie  $\Sigma_{W,Z}$ . Die physikalisch beobachtbaren Massen  $M_W$  und  $M_Z$  erhält man aus den nicht beobachtbaren – nackten – Massen, wie sie bisher verwendet wurden, und der Korrektur durch den Realteil der Selbstenergie [11]. Dies sind Propagatorkorrekturen, sie werden durch Summation von Einschleifen-Näherungen in allen Ordnungen berücksichtigt (siehe Dyson-Summation in Abbildung 1.8).

$$M_{W,Z} \rightarrow M_{W,Z} + \Re \Sigma_{W,Z}(s) \quad . \quad (1.4.35)$$

Für große, beziehungsweise kleine Fermionmassen gilt z.B. für die Massenkorrektur des  $Z^0$ -Bosons  $\Sigma_Z = \sum_f \Sigma_Z^f$  innerhalb des »on-shell« Renormierungsschemas [11] ( $f$  bezeichnet die Summation über alle fermionischen Schleifenbeiträge  $\Sigma_Z^f$ ):

$$\frac{\Re \Sigma_Z^f(s)}{s - M_Z^2} = \frac{\alpha}{4\pi} \begin{cases} \frac{4}{3\pi} Q_f^2 N_C \left[ \frac{5}{3} - \ln\left(\frac{M_Z}{m_f}\right) \right] + \frac{\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W}{6 \sin^4 \theta_W} \ln(\cos^2 \theta_W) + \\ \frac{4}{3\pi} \left[ (c_v^f)^2 + (c_a^f)^2 \right] \frac{s}{s - M_Z^2} \ln\left(\frac{s}{M_Z^2}\right) & \text{für kleine Fermionmassen } m_f \\ \frac{3 \cos^2 \theta_W (\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)}{4 \sin^4 \theta_W} \frac{m_{Top}^2}{M_Z^2} & \text{für das Top-Quark, } (m_{Top}^2 \gg s) \end{cases} \quad (1.4.36)$$

Schwere Fermionen entkoppeln nicht, d.h. ihr Beitrag wird führend, wenn ihre Masse die Größenordnung der  $Z^0$ -Masse erreicht ( $\propto m_{Top}^2/M_Z^2$ ). Der Imaginärteil der Selbstenergie  $\Im \Sigma_{W,Z}$  liefert die Zerfallsbreite der Bosonen:

$$M_{W,Z} \Gamma_{W,Z} = \Im \Sigma_{W,Z}(s = M_{W,Z}^2) \quad . \quad (1.4.37)$$

Da Gleichung 1.4.26 sowohl für die Bornsche Näherung als auch für die korrigierte Theorie gilt, bewirkt die Renormierung der Massen der Bosonen eine Renormierung des Weinbergwinkels:

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W + \delta \sin^2 \theta_W \quad . \quad (1.4.38)$$

- Die Renormierung der schwachen Kopplungskonstanten

Die Kopplung des schwachen Stromes ( $\propto e/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$ ) erhält nach Gleichung 1.4.26 und 1.4.29 beim Übergang von  $M_W$  zu  $G_\mu$  eine Korrektur durch die Vakuumpolarisation des Photons ( $\alpha \rightarrow \alpha(1 + \Delta\alpha)$ ), eine Korrektur durch die Vakuumpolarisation des  $Z^0$ -Bosons [11] und des  $W$ -Bosons (Gleichung 1.4.38), die in  $\Delta\rho$  absorbiert werden ( $\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W \Delta\rho$ , siehe Gleichung 1.4.38), sowie einem verbleibenden, von der Top-Masse und der Higgs-Masse logarithmisch abhängigen Anteil  $\Delta r^{Rest}$ , die zu  $\Delta r$  beitragen:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r^{Rest}$$

wobei: 
$$\Delta\rho = \frac{\Sigma_Z(0)}{M_Z^2} - \frac{\Sigma_W(0)}{M_W^2} + 2 \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos^2 \theta_W} \frac{\Sigma_{\gamma Z}(0)}{M_Z^2} \quad (1.4.39)$$

$\rho = 1 + \Delta\rho$  ist das Verhältnis der Amplituden des neutralen schwachen Stroms  $G_{NC}$  und des geladenen schwachen Stroms  $G_{CC}$  bei sehr kleinen Energieüberträgen:  $\rho = G_{NC}(0)/G_{CC}(0) = G_{NC}(0)/G_\mu(0)$ . Die Abhängigkeit der Kopplungskonstanten des schwachen neutralen Stromes von  $\Delta\rho$  hat ihre physikalische Ursache in der Einführung der Kopplung an geladene schwache Ströme (durch  $G_\mu$ ). Bei der Berechnung der rechten Seite von  $\Delta\rho$  in Gleichung 1.4.39 spalten die Beiträge der einzelnen Fermionfamilien auf. Jede Fermionfamilie trägt zu  $\Delta\rho$  bei und man erhält schließlich:

$$\Delta\rho = \sum_{\text{Alle Fermionen}} \Delta\rho_f, \text{ wobei: } \Delta\rho_f = N_C^f x_f (1 - (2\pi^2 - 19)x_f) + \mathcal{O}(x_f^3)$$

$$\text{mit: } x_f^2 = \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \frac{\Delta m_f^2}{M_W^2} \quad \text{und} \quad \Delta m_f^2 = m_f^2 - m_{f'}^2, \quad (1.4.40)$$

$\Delta\rho$  darf bei der Präzision, wie sie in *LEP*-Experimenten bisher erreicht wurde, nicht vernachlässigt werden wenn der Massenunterschied zweier Fermionen derselben Familie ( $f, f'$ ) die Größenordnung der  $Z^0$ -Masse erreicht. Dies trifft nur für das Top- und das Bottom-Quark zu.

$$\Delta\rho^{Top} \simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} 3 \left( \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} \right) \quad (1.4.41)$$

Ein kleiner Beitrag resultiert aus der Kopplung des Higgs-Teilchens an die schwachen Bosonen:

$$\Delta\rho_{Higgs} \simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \frac{3 \sin^2 \theta_W}{\cos^2 \theta_W} \ln \left( \frac{m_{Higgs}^2}{M_W^2} \right) \quad (1.4.42)$$

$\Delta r^{Rest}$  faktorisiert in einen von der Top- und einen von der Higgs-Masse abhängigen Anteil:

$$\Delta r_{Top}^{Rest} \simeq -\frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} 2 \left( \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} - \frac{1}{3} \right) \ln \left( \frac{m_{Top}^2}{M_Z^2} \right) + \dots$$

$$\text{und: } \Delta r_{Higgs}^{Rest} \simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \left[ \frac{11}{3} \left( \ln \frac{m_{Higgs}^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right] \quad (1.4.43)$$

Eingesetzt in Gleichung 1.4.39 und 1.4.29 erhält man mit  $\alpha \rightarrow \alpha(1 + \Delta\alpha)$  und  $\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W \Delta\rho$ :

$$\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2} \left( 1 + \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r^{Rest} + \dots \right) \quad (1.4.44)$$

Daraus folgt für die Änderung der Kopplungsstärke des schwachen Stromes  $\propto e/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$  durch die Strahlungskorrekturen (Beiträge durch  $\Delta r^{Rest}$  wurden hier vernachlässigt):

$$\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \rightarrow \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \dots \right) \right]$$

$$= \left( \sqrt{2}G_\mu M_Z^2 \right)^{1/2} \left[ 1 + \frac{\Delta\rho}{2} \right]$$

$$= \left( \sqrt{2}G_\mu M_Z^2 (1 + \Delta\rho) \right)^{1/2} \quad (1.4.45)$$

- Die Renormierung der Vertexfunktionen

Innerhalb des Standardmodells fixiert  $\sin^2 \theta_W$  drei a priori unabhängige Beziehungen: das Verhältnis  $M_Z/M_W$  aus Gleichung 1.4.26, das Verhältnis der Kopplungen zwischen den geladenen schwachen und den elektromagnetischen Strömen sowie das Verhältnis der Kopplungen zwischen den neutralen, schwachen und den elektromagnetischen Strömen. Nur die Kopplungen neutraler schwacher und elektromagnetischer Ströme können bei LEP100 experimentell erfaßt werden, aber jede dieser Beziehungen hängt von den Strahlungskorrekturen ab.

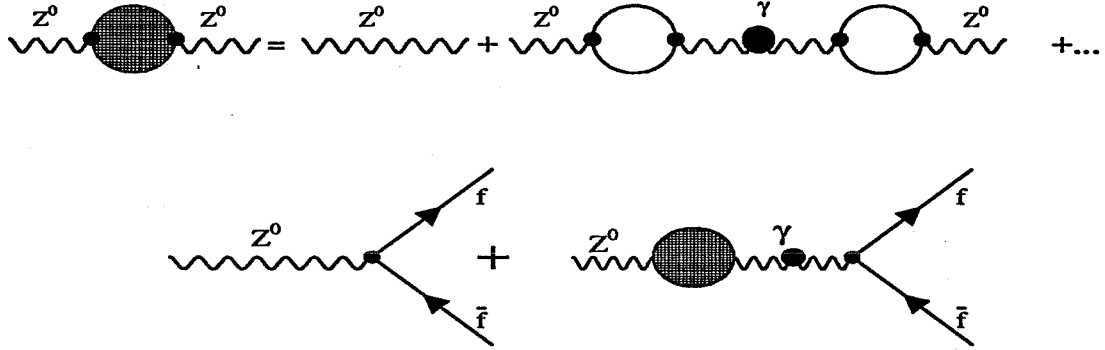


Abbildung 1.9: Der photonische Beitrag zur Kopplung der neutralen schwachen Ströme.

**oben:** Die graphische Darstellung des photonischen Beitrags zur Vakuumpolarisation des  $Z^0$ -Bosons.

**unten:** Die Beiträge der Strahlungskorrekturen zum  $Z^0/\gamma$ -Interferenzterm.

Die Feynmandiagramme in Abbildung 1.7 (b1 – b3) fordern eine Korrektur der Vertexfunktionen wie sie in Bornscher Näherung aus den Gleichungen 1.3.17 und 1.3.18 bekannt sind:

$$-ieQ_f\gamma_\mu \rightarrow \Gamma_\mu^{\gamma f\bar{f}}(\gamma \rightarrow f\bar{f}) \quad , \quad -ie\gamma_\mu [c_v^f - c_a^f\gamma_5] \rightarrow \Gamma_\mu^{Z f\bar{f}}(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) \quad (1.4.46)$$

was zur folgenden Vertexfunktion  $\Gamma_\mu^{f\bar{f}} = \Gamma_\mu^{Z f\bar{f}} + \Gamma_\mu^{\gamma f\bar{f}}$  im  $f\bar{f}$ -Vertex führt:

$$\Gamma_\mu^{f\bar{f}}(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \left(\sqrt{2}G_\mu(1 + \Delta\rho)\right)^{1/2} M_Z\gamma_\mu \left[ \left(I_3^f - 2Q_f\overline{\sin^2\theta_W}\right) + \gamma_5 I_3^f \right] \quad (1.4.47)$$

Eine genaue Beschreibung der einzelnen Vertexfunktionen ist in Referenz [11] zu finden. Vergleicht man Gleichung 1.4.47 mit Gleichung 1.3.17 und 1.3.18 (Vertexfunktionen in Bornscher Näherung), so beschreibt  $\Delta\rho$  nur die Korrekturen durch die Änderung der Kopplung schwacher Ströme an Fermionen  $\propto e/(2\sin\theta_W\cos\theta_W)$ , also die schwachen Korrekturen aus dem Myonzerfall zur Messung von  $G_\mu$ . Dies führt zu einer Normalisierung der schwachen Kopplungskonstante im  $f\bar{f}$ -Vertex. Die Korrekturen des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  werden vom effektiven Weinbergwinkel  $\overline{\sin^2\theta_W}$  absorbiert. Der Übergang

$$\begin{aligned} G_\mu &\rightarrow (1 + \Delta\rho) G_\mu \quad \text{und} \\ \sin^2\theta_W &\rightarrow \overline{\sin^2\theta_W} = \kappa_f \sin^2\theta_W \\ \text{wobei: } \kappa_f &= 1 + \Delta\kappa_{\text{Selbst}} + \Delta\kappa_{\text{Vertex}} \end{aligned} \quad (1.4.48)$$

führt somit die Gleichungen 1.3.17 und 1.3.18 in Gleichung 1.4.47 über. Dabei wird sowohl den Korrekturen der globalen schwachen Kopplung aus dem Myonzerfall Rechnung getragen, als auch den Vertexkorrekturen durch  $\Delta\kappa_{Vertex}$  und der Vakuumpolarisation des  $Z^0$  durch  $\Delta\kappa_{Selbst}$  im hochenergetischen Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ .

Der Beitrag von  $\Delta\kappa_{Vertex}$  zur Korrektur der Vertexfunktionen ist von der Masse der Fermionen im Endzustand des  $Zf\bar{f}$ -Vertex abhängig. Im nächsten Kapitel wird auf die Abhängigkeit von  $\Delta\kappa_{Vertex}$  von der Top/Bottom-Quarkfamilie näher eingegangen. Der Selbstenergiebeitrag in Gleichung 1.4.48

$$\Delta\kappa_{Selbst} = \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \text{nicht führende Terme} \quad (1.4.49)$$

ist dagegen für alle Fermionen des Endzustandes im Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  gleich.  $\Delta\kappa_{Selbst}$  berücksichtigt die Änderung der Kopplung des schwachen neutralen Stromes durch die Beiträge höherer Ordnungen zur Vakuumpolarisation des  $Z^0$ . Dies betrifft nicht nur den  $Z^0$ -Propagator (Abbildung 1.9 oben), sondern – in höheren Ordnungen – auch den Interferenzterm (Abbildung 1.9 unten). Die photonischen Beiträge sind nach Gleichung 1.4.44 in  $\sin^2 \theta_W$  und  $\cos^2 \theta_W$  verborgen. Die karierte Blase in Abbildung 1.9 beschreibt den vollständigen  $Z^0$ -Propagator. Die leeren Blasen berücksichtigen die vollständigen (d.h. gemäß Abb. 1.8 aufsummierten) Einschleifen-Selbstenergiebeiträge des  $Z^0$ . Die schwarzen Blasen beinhalten die summierten Einschleifen-Selbstenergieterme des Photons.

Alle Parameter, das heißt die Kopplungskonstanten und die Massen haben nun eine meßbare physikalische Bedeutung. Alle, außer der Higgs-Masse  $m_{Higgs}$  und der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$ , wurden experimentell gemessen.

Bei der Berechnung von Meßgrößen (das sind z.B. Wirkungsquerschnitte oder partielle Zerfallsbreiten) faktorisieren die schwachen und die elektromagnetischen Korrekturen und können so getrennt behandelt werden.

Das Ziel der Messungen bei den *LEP*-Experimenten, also die experimentelle Überprüfung der elektroschwachen Wechselwirkung, reduziert sich somit auf die Messung des Kopplungsparameters  $\sin^2 \theta_W$ . Der effektive Weinbergwinkel,  $\overline{\sin^2 \theta_W}$ , der tatsächlich gemessen werden kann, ist im Gegensatz zum Weinbergwinkel  $\sin^2 \theta_W$  sehr viel schwächer von  $\Delta\rho$  abhängig. Die Messungen von  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  sind daher weniger sensitiv auf die unbekannten Parameter  $m_{Top}$  und  $m_{Higgs}$ . Die Rückführung von  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  auf  $\sin^2 \theta_W$  ist – durch die Strahlungskorrekturen in  $\Delta r$ ,  $\Delta\rho$  und  $\Delta\kappa$  – modellabhängig und ersetzt nicht die direkte Messung der Kopplung durch die zusätzliche experimentelle Überprüfung der Masse des  $W^\pm$ -Eichbosonen. Monte-Carlo-Studien über die Physik bei *LEP200* haben gezeigt, daß die  $W$ -Masse aus der direkten  $W^\pm$ -Paarproduktion mit einer Genauigkeit von  $\Delta M_W \simeq 100 \text{ MeV}$  möglich sein wird.

### 1.4.3 Die Strahlungskorrekturen für den Prozesses $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

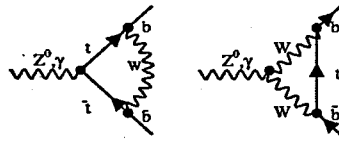
Die Struktur der virtuellen Strahlungskorrekturen: Die Berechnung der Strahlungskorrekturen bei  $b\bar{b}$ -Endzuständen ist identisch mit denjenigen anderer Quarks. Innerhalb der bereits besprochenen Berechnung des Wirkungsquerschnitts in Bornscher Näherung kann die gleiche Syntax benutzt werden. Die Korrekturen sind in den effektiven Kopplungskonstanten  $\alpha(s)$  und  $\sin^2 \theta_W$  absorbiert. Die Korrekturbeiträge der Selbstenergie und der Vertexfunktionen separieren (siehe Gleichung 1.4.49):

$$\overline{\sin^2 \theta_W} = (1 + \Delta\kappa_{Vertex} + \Delta\kappa_{Selbst}) \sin^2 \theta_W \quad (1.4.50)$$

Der Selbstenergieterm setzt sich aus einem Beitrag der Leptonen und leichten Quarks, sowie einem Top- und einem Higgs-Term zusammen:

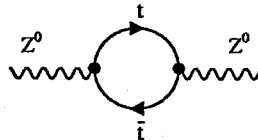
$$\begin{aligned} \Delta\kappa_{Selbst} &= \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta\kappa_{Selbst}^{Top} + \Delta\kappa_{Selbst}^{Higgs} \quad , \quad \text{wobei} \\ \Delta\kappa_{Selbst}^{Top} &\simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \left( \frac{2}{3} \left( \frac{3}{\sin^2 \theta_W} - 2 \right) \right) \ln \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} \quad \text{und} \\ \Delta\kappa_{Selbst}^{Higgs} &\simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \left[ -\frac{10}{3} \left( \ln \frac{m_{Higgs}^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.4.51)$$

Im letzten Kapitel wurden die elektroschwachen Vertexkorrekturen bereits angesprochen. Prinzipiell sind sie identisch für alle Teilchenfamilien. Meßbar, d.h.  $\mathcal{O}(1\%)$ , sind die Vertexkorrekturen jedoch nur für das Top-Bottom-Paar. Die Ursache ist die hohe Masse des Top-Quarks ( $\mathcal{O}(M_Z)$ ). Wegen der kleinen Massen von Up-, Down-, Strange- und Charm-Quarks sind die Vertexkorrekturen für diese Zerfallsmoden des  $Z^0$ -Bosons sehr klein. Die Abhängigkeit der partiellen Zerfallsbreiten von der Masse des Higgs-Bosons ist vergleichsweise schwach. Die beiden dominierenden Diagramme der Vertexkorrektur beim  $Z^0$ -Zerfall in  $b$ -Quarks:



$$\simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \left( 2 \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} + \frac{1}{3} \left( 16 + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} \right) \ln \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} \right) \quad (1.4.52)$$

und der Vakuumpolarisation des  $Z^0$ -Bosons durch das schwere Top-Quark:



$$\simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} \left( \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} + \frac{2}{3} \left( \frac{3}{\sin^2 \theta_W} - 2 \right) \ln \frac{m_{Top}^2}{M_W^2} \right) \quad (1.4.53)$$

heben teilweise den Effekt durch die Renormierung der schwachen Kopplung beim Übergang von  $M_W$  zu  $G_\mu$  auf. Dies ist ersichtlich aus den Vorzeichen der Korrekturen bezüglich  $\Delta\rho$  und  $\Delta r_{Top,Higgs}^{Rest}$  in den Gleichungen 1.4.44 und 1.4.43 sowie aus den Korrekturen zum effektiven Weinbergwinkel,  $\Delta\kappa_{Vertex}$  und  $\Delta\kappa_{Selbst}$  in den Gleichungen 1.4.48 und 1.4.51. Diese Eigenschaft erlaubt es, bei  $b\bar{b}$ -Endzuständen das Standardmodell nahezu unabhängig von der unbekannten Masse des Top-Quarks zu prüfen. Abbildung 1.10 zeigt die partielle Zerfallsbreite des  $Z^0$  in  $d\bar{d}$ - und  $b\bar{b}$ -Quarks. Sichtbar ist die unterschiedliche Abhängigkeit von  $\Gamma_{d\bar{d}}$  und  $\Gamma_{b\bar{b}}$  von der Top-Masse.

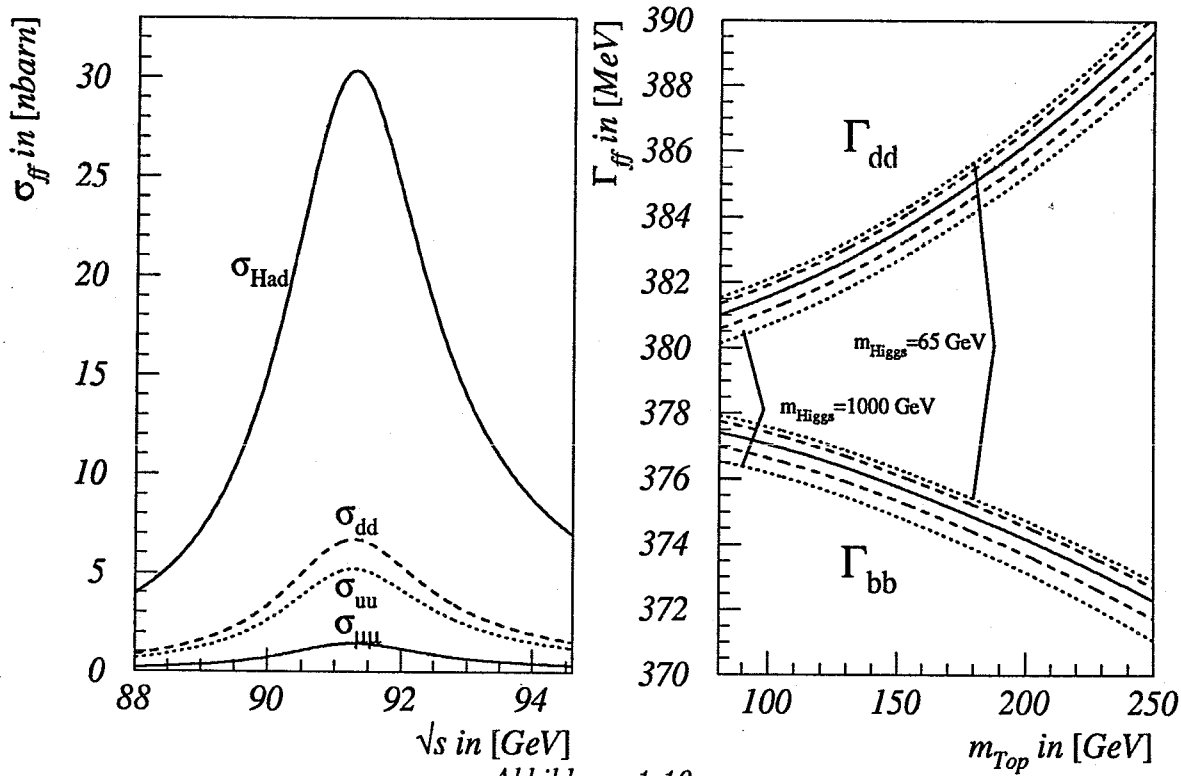


Abbildung 1.10:

links: Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  für verschiedene Quarktypen, sowie der hadronische Wirkungsquerschnitt mit reellen und virtuellen Strahlungskorrekturen.

rechts: Die partiellen Zerfallsbreiten  $\Gamma_{d\bar{d}}$  und  $\Gamma_{b\bar{b}}$ . Sichtbar ist die unterschiedliche Abhängigkeit von  $\Gamma_{d\bar{d}}$  und  $\Gamma_{b\bar{b}}$  von der Top-Masse  $m_{\text{Top}}$  durch die Vertexkorrekturen. Eingezeichnet sind die Zerfallsbreiten für eine Higgs-Masse von  $m_{\text{Higgs}} = 65, 120, 250$  und  $1000$  GeV.

Strahlungskorrekturen bezüglich des Higgssektors sollten bei der gegenwärtigen Genauigkeit – speziell des hadronischen Wirkungsquerschnitts – nicht vernachlässigt werden. Die schwache Abhängigkeit erlaubt jedoch keine indirekte Messung der Higgs-Masse.

Interessant ist die Messung des Verhältnisses  $\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}}$ . Da sowohl die  $QCD$ -Korrekturen als auch die Selbstenergieterme faktorisieren und sich teilweise wegheben, verbleibt lediglich die unterschiedliche Abhängigkeit der Vertexkorrekturen von der Top-Masse. Nur bei der  $b\bar{b}$ -Endzuständen, sind die Vertexkorrekturen von der Top-Masse abhängig. Das Verhältnis ist innerhalb  $\mathcal{O}(\frac{\alpha_s}{\pi})$  unabhängig von Unsicherheiten der  $QCD$ -Korrekturen durch fehlende Rechnungen höherer Ordnungen und von dem Meßfehler der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ . Unsicherheiten durch Korrekturen bezüglich der starken Wechselwirkung werden so bei dieser Messung zu einem großen Teil ausgeschaltet.

## 1.5 Die theoretische Unsicherheit der Rechnungen im Standardmodell

Die theoretischen Unsicherheiten durch die Berechnung der Strahlungskorrekturen können zusammengefaßt werden im Fehler von  $\Delta r$  (siehe Gleichung 1.4.29),  $\delta(\Delta r)$ . Dieser Fehler setzt sich direkt in den Fehler des elektroschwachen Mischungswinkel fort:

$$\frac{\delta \sin^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} = \frac{\cos^2 \theta_W}{\cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W} \frac{\delta(\Delta r)}{\Delta r} \quad (1.5.54)$$

$\delta(\Delta r)$  ist abhängig vom Renormierungsschema, das die Parameter der Theorie festlegt. Bei einer Parameterwahl  $\Delta r = \Delta r(\alpha, G_\mu, M_Z, m_{Higgs}, m_{Top})$  sind die Fehler der Feinstrukturkonstanten im Thomsonlimit,  $\alpha(q^2 = 0)$ , und der Fermikonstanten,  $G_\mu$  wegen der hohen Meßgenauigkeit früherer Experimente vernachlässigbar.

- Aus der Meß(un)genauigkeit der  $Z^0$ -Masse,  $\delta M_Z$ , ergibt sich ein Fehler für  $\Delta r$  von:

$$\delta(\Delta r)_{M_Z} = 2(1 - \Delta r) \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \frac{\delta M_Z}{M_Z} \quad (1.5.55)$$

- Die Änderung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten  $\alpha(q^2 = 0) \simeq \frac{1}{137}$  zu  $\alpha(q^2 = M_Z^2) \simeq \frac{1}{128.9}$  hängt stark von  $QCD$ -Strahlungskorrekturen bei kleinem Energieübertrag ab. Wegen des großen numerischen Wertes von  $\alpha_s$  ist die Störungstheorie nur schlecht konvergent. Die Korrekturen werden mit Hilfe von Dispersionsrelationen aus dem gemessenen  $R^0$ -Verhältnis (siehe Gleichung 1.4.32) im niederenergetischen Kontinuum berechnet. Aus den Messungen des hadronischen Wirkungsquerschnitts im Kontinuum folgt [11]:

$$\delta(\Delta r)_{Had} \approx \delta(\Delta \alpha) = \pm 0.0009 \quad (1.5.56)$$

- Große  $QCD$ -Korrekturen treten bei der Berechnung von  $\Delta \rho$  auf sobald der Massenunterschied der beteiligten Quarks groß ist. Die Unsicherheit wurde – abhängig von der Masse des Top-Quarks – abgeschätzt:

$$\delta(\Delta r)_\rho \simeq \begin{cases} 0.0005 & \text{falls } m_{Top} < 150 \text{ GeV} \\ 0.0015 \left( \frac{m_{Top} [\text{GeV}]}{250 \text{ GeV}} \right)^2 & \text{falls } m_{Top} > 150 \text{ GeV} \end{cases} \quad (1.5.57)$$

- Führende Terme höherer Ordnungen müssen abgeschätzt werden. Da die vollständige Rechnung zweiter Ordnung noch nicht durchgeführt wurde, werden die vernachlässigten Terme durch den Vergleich des Wertes von  $\Delta r$  unter Anwendung verschiedener Renormierungsschemata  $(\alpha, G_\mu, M_Z) \leftrightarrow (\alpha, M_W, M_Z)$  abgeschätzt:

$$\delta(\Delta r)_{\text{höhere Ordnungen}} \simeq \pm 0.001 \quad (1.5.58)$$

In Tabelle 1.2 sind die einzelnen Beiträge getrennt aufgeführt und ihr Beitrag zu den Meßgrößen  $\sin^2 \theta_W$ ,  $\Gamma_{u\bar{u}}$ ,  $\Gamma_{d\bar{d}}$  und  $\Gamma_{Had}$  angegeben.

| Fehlerquelle                                 | $\delta(\Delta r)$ | $\delta \sin^2 \theta_W$ | $\delta\Gamma$ in [MeV]   |                           |                           |                      |
|----------------------------------------------|--------------------|--------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------|
|                                              |                    |                          | $\delta\Gamma_{u\bar{u}}$ | $\delta\Gamma_{d\bar{d}}$ | $\delta\Gamma_{b\bar{b}}$ | $\delta\Gamma_{Had}$ |
| $\delta(\Delta r)_{M_Z}$                     | 0.00004            | 0.00005                  | 0.03                      | 0.03                      | 0.03                      | 0.1                  |
| $\delta(\Delta r)_{Had}$                     | 0.0009             | 0.0003                   | 0.17                      | 0.15                      | 0.15                      | 0.8                  |
| $\delta(\Delta r)_\rho$                      | 0.0001             | 0.00015                  | 0.08                      | 0.08                      | 0.08                      | 0.4                  |
| $\delta(\Delta r)_{\text{höhere Ordnungen}}$ | 0.001              | 0.0003                   | 0.55                      | 0.50                      | 0.50                      | 2.5                  |
| $\delta(\Delta r)$                           | 0.001              | 0.00045                  | 0.58                      | 0.53                      | 0.53                      | 2.7                  |

Tabelle 1.2: Die theoretischen Unsicherheiten für die Vorhersage von  $\Delta r$  im Standardmodell.

Verglichen mit der Messung des Weinbergwinkels bei *LEP* [15]:

$$\sin^2_{Exp} \theta_W = 0.2259 \pm 0.0017^{+0.0004}_{-0.0003} \quad (1.5.59)$$

sind die theoretischen Unsicherheiten des Weinbergwinkels  $\sin^2 \theta_W$  viel kleiner ( $M_Z = 91.187 \text{ GeV}$ ,  $m_{Top} = 150 \text{ GeV}$ ,  $m_{Higgs} = 300 \text{ GeV}$ ):

$$\sin^2_{Th} \theta_W = 0.2251 \pm 0.00045 \quad (1.5.60)$$

Abschließend sei noch einmal darauf hingewiesen, daß bei der Messung des Verhältnisses  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  diese Unsicherheiten zum Großteil entfallen.

Der Fehler durch die Berechnung höherer Ordnungen bezüglich des Higgssektors ist viel kleiner als die Fehler in Tabelle 1.2. Auf eine Diskussion dieser Fehlerbeiträge wird deshalb verzichtet.

## 1.6 Die Hadronisierung im $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ Ereignis

Die Evolution eines hadronischen Endzustandes aus den primären Quarks: Die Produktion des primären  $ff$ -Paares beim  $Z^0$ -Zerfall wurde in den letzten Kapiteln ausführlich besprochen. Die primären Quarks aus dem  $Z^0$ -Zerfall strahlen Gluonen ab, die selbst wieder in Gluonen oder ein Quark-Antiquark-Paar zerfallen können. Es bildet sich ein Partonschauer aus Gluonen und Quarks, der störungstheoretisch mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichungen [20] behandelt werden kann. Die Entwicklung des Partonschauers bricht ab, wenn die Energie der Partonen unterhalb einer Schwelle  $Q_0$  sinkt. Mit der Evolution des Partonschauers steigt die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  an.

Aus den Quarks und Gluonen des Partonschauers fragmentieren schließlich die beobachteten Hadronen. Diese Prozesse finden bei kleinem Energieübertrag statt ( $\mathcal{O}(1\text{GeV})$ ), sie sind gekennzeichnet durch eine große Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Der Übergang kann mit perturbativen Methoden nicht beschrieben werden, da der Entwicklungsparameter  $\alpha_s$  groß ist ( $\approx 1$ ) und muß durch phänomenologische Modelle beschrieben werden. Deshalb hängt z.B. das Impulsspektrum vom zugrundeliegenden Hadronisierungsmodell ab.

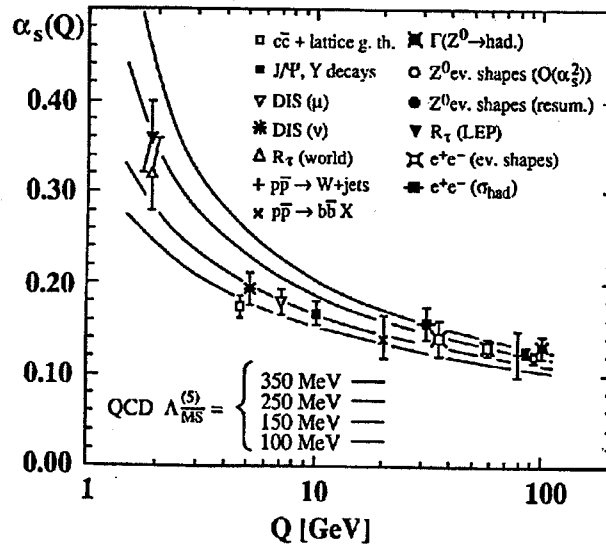


Abbildung 1.11: Die Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ . Zum Vergleich sind die Meßwerte bei verschiedenen Schwerpunktsenergien  $Q$  und verschiedenen Werten von  $\Lambda = 350, 250, 150$  und  $100$  MeV (von oben nach unten) [24] eingetragen.

Die Evolution des Partonschauers wird durch die Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), vorhergesagt. Die Quantenchromodynamik ist eine Eichtheorie, die der  $SU(3)$ -Eichsymmetrie gehorcht. Sowohl die Austauschbosonen, die Gluonen, als auch die Quarks tragen eine Farbladung, rot, gelb oder blau. Die Farbladung der Gluonen erlaubt die Selbstwechselwirkung. Bedingt durch die Natur der  $SU(3)$ -Symmetrie sind die Farbfeldlinien zwischen zwei Quarks stark gebündelt und vom Abstand der beiden Quarks abhängig. Ist der Abstand klein so verhalten sich die Quarks wie freie Teilchen, bei großen Abständen dagegen wächst die Kraft zwischen zwei farbgeladenen Teilchen linear. Dieser Effekt wird mit asymptotischer Freiheit bezeichnet, er äußert sich in der Abnahme der Kopplungskonstanten  $\alpha_s(s)$  bei großen Energien. Farbige Zustände,

also freie Quarks und Gluonen, können deshalb nicht nachgewiesen werden. Gebundene, experimentell beobachtbare Zustände von Quarks, Baryonen ( $qqq$ ) und Mesonen ( $q\bar{q}$ ) sind stets farbneutral. Wie in Abbildung 1.11 zu sehen ist, ist die Kopplungskonstante sehr groß ( $\mathcal{O}(1)$ ) bei kleinen Energieüberträgen. Aus der Renormierung der  $QCD$  folgt eine gleitende Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . In den ersten beiden Ordnungen Störungstheorie ist  $\alpha_s$  im sogenannten  $\overline{MS}$ -Renormierungsschema gegeben durch:

$$\alpha_s(s) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)L_s} \left( 1 - 6 \frac{153 - 19N_f}{33 - 2N_f)^2} \frac{\ln L_s}{L_s} \right), \text{ wobei: } L_f = \frac{s}{\Lambda^2}. \quad (1.6.61)$$

Dabei bezeichnet  $\Lambda$  den Skalenparameter der  $QCD$ , der experimentell bestimmt werden muß, und  $N_f$  die Anzahl der Quarks mit einer Masse  $m_q^2 > s$ .

Das Impulsspektrum der erzeugten schweren Hadronen (Hadronen mit Charm- oder Bottom-Quarks) wird mit dem Peterson-Schlatter-Zerwas-Modell [25] näherungsweise beschrieben. In diesem Modell wird die Energie des schweren Mesons mit der Energie des Quarks am Ende der Partonschauerentwicklung verknüpft. Der Energiebetrag, der vom Quark auf das Hadron übergeht wird mit  $z$  bezeichnet:

$$E_{Meson} = z \cdot E_{Quark} \quad (1.6.62)$$

Die Verteilung der Variablen  $z$ , ( $0 < z < 1$ ) folgt der Peterson-Fragmentationsfunktion [14, 25]  $\mathcal{P}(z, \epsilon_Q)$  (siehe Abbildung 1.12):

$$\mathcal{P}(z, \epsilon_Q) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2} \quad (1.6.63)$$

$N$  ist eine Normierungskonstante, für kleine  $\epsilon_Q$  gilt:  $N \approx 4\sqrt{\epsilon_Q}/\pi$ . Die Verteilung von  $\mathcal{P}(z, \epsilon_Q)$  ist in Abbildung 1.12 dargestellt. Die Fragmentationsparameter  $\epsilon_Q = \epsilon_{Charm}$  für Charm-Quarks und  $\epsilon_Q = \epsilon_{Bottom}$  für Bottom-Quarks können aus den Daten gemessen werden, ihre numerischen Werte sind:  $\epsilon_{Charm} \approx 0.07$  und  $\epsilon_{Bottom} = 0.008$ . In etwa gilt:

$$\epsilon_Q \approx \frac{m_q^2}{m_Q^2}, \quad (1.6.64)$$

wobei  $m_q$  die Quarkmasse und  $m_Q$  die Mesonmasse darstellt.

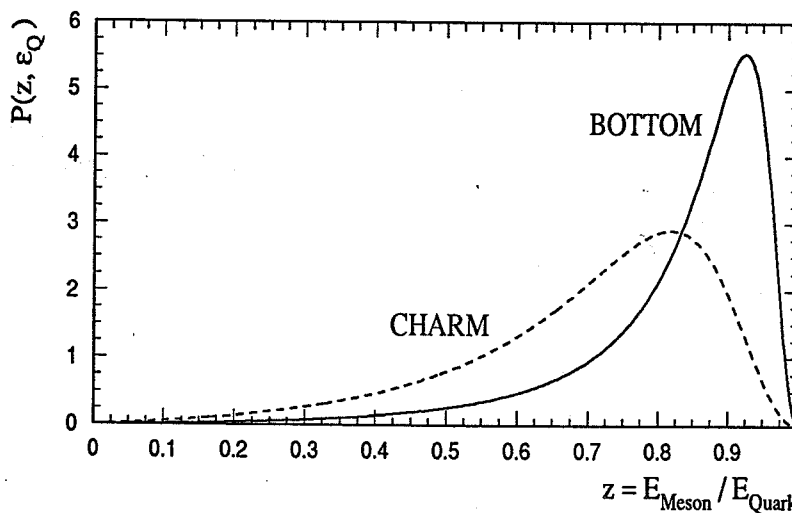


Abbildung 1.12: Die Verteilung der Peterson-Fragmentationsfunktion  $\mathcal{P}(z, \epsilon_Q)$  für Charm- und Bottom-Hadronen.

## Kapitel 2

# Das ALEPH-Experiment am $e^+e^-$ -Speicherring LEP

Der LEP-Speicherring und seine Experimente: In diesem Kapitel wird in Kürze der LEP-Beschleuniger vorgestellt und ein Überblick über den ALEPH-Gesamtdetektor gegeben, sowie die für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten besprochen.

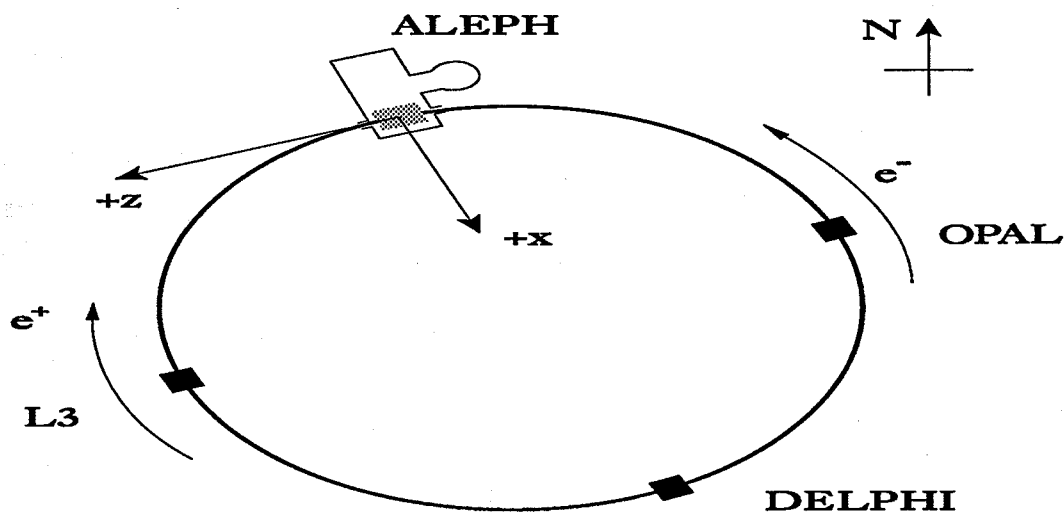


Abbildung 2.1: Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten. Der Durchmesser des Ringes beträgt 8,5 km.

### 2.1 Der LEP-Speicherring

Der  $e^+e^-$ -Speicherring: Im Jahr 1989 wurde der Speicherring LEP („Large-Electron-Positron-Collider“) in Betrieb genommen. In der ersten Phase, die voraussichtlich bis 1996 dauert, soll die  $Z^0$ -Resonanz bei einer Schwerpunktsenergie um 91 GeV vermessen werden. Der große Wirkungsquerschnitt bei der Fermionproduktion im  $Z^0$ -Zerfall ermöglicht Messungen mit kleinen statistischen Unsicherheiten. In einer zweiten Phase

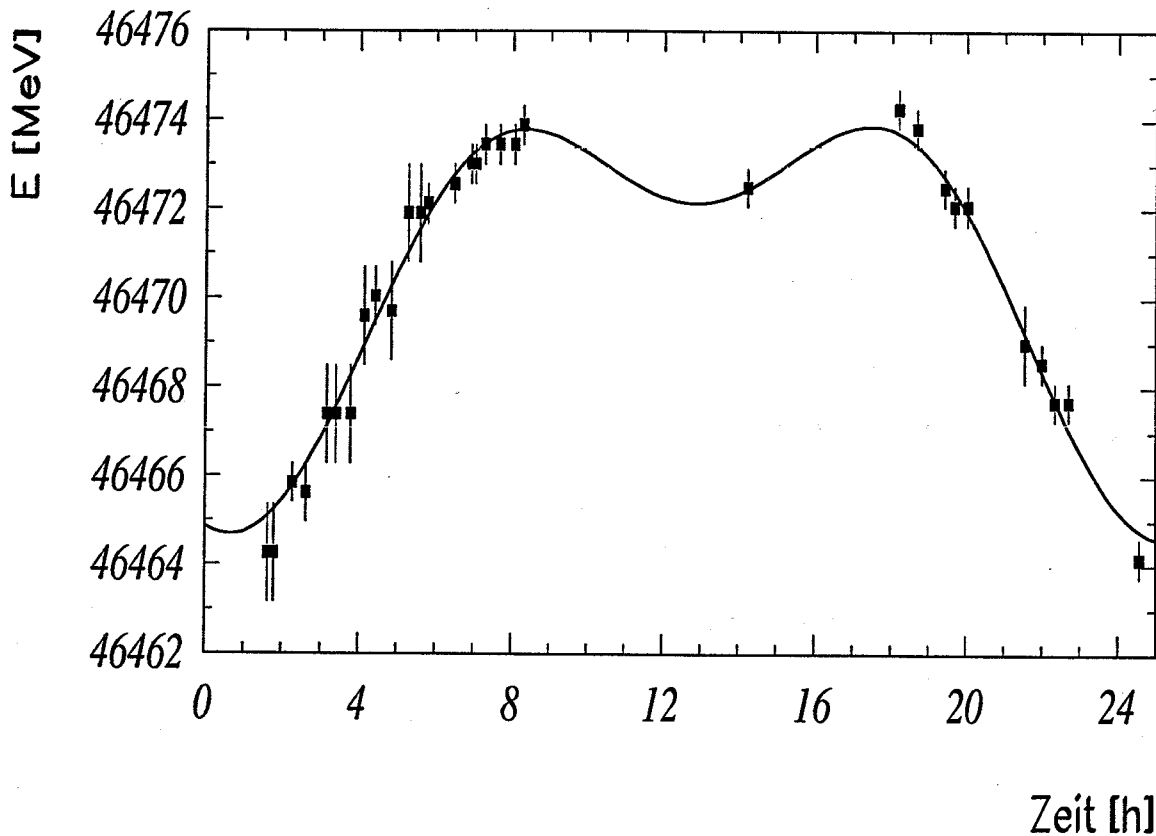


Abbildung 2.2: Die Energiemessungen der Teilchenstrahlen im LEP-Tide-Experiment. Gezeigt ist die Änderung der Strahlenergie durch die Gravitation des Mondes. Innerhalb der Meßdauer (24 Stunden) hat der Mond unterschiedlichen Abstand vom Speicherring.

soll die Schwerpunktsenergie auf etwa 190 GeV erhöht werden. Damit wird die direkte Produktion von  $W^\pm$ -Bosonen durch  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  Wechselwirkungen ermöglicht.

Im Hauptspeicherring zirkulieren »Teilchenpakete« von Elektronen und Positronen in entgegengesetzten Richtungen. Diese werden an vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. An den Wechselwirkungszonen des Speicherrings sind die Experimente *ALEPH*, *DELPHI*, *L3* und *OPAL* installiert. Während der Speicherring in den ersten Jahren (1989-1992) mit jeweils vier Elektron/Positronpaketen gefüllt war, wurde ab Mitte 1992 aus Luminositätsgründen auf Füllungen mit jeweils acht Teilchenpaketen umgestellt.

Die Energie der Teilchenstrahlen im Speicherring kann mit Hilfe von Messungen der Strahlpolarisation mit sehr hoher Präzision bestimmt werden. Experimente in jüngster Zeit [26] zeigen eine Energieauflösung von wenigen MeV. Die hohe Präzision wurde im sogenannten »LEP-Tide«-Experiment demonstriert. Die Strahlenergie ist sensitiv auf die Länge des Speicherrings. Diese ändert sich mit den Gezeiten infolge der Anziehungskraft zwischen der Erde und dem Sonne-Mond-System. Dadurch wird die Energie der Teilchenstrahlen geändert (siehe Abbildung 2.2).

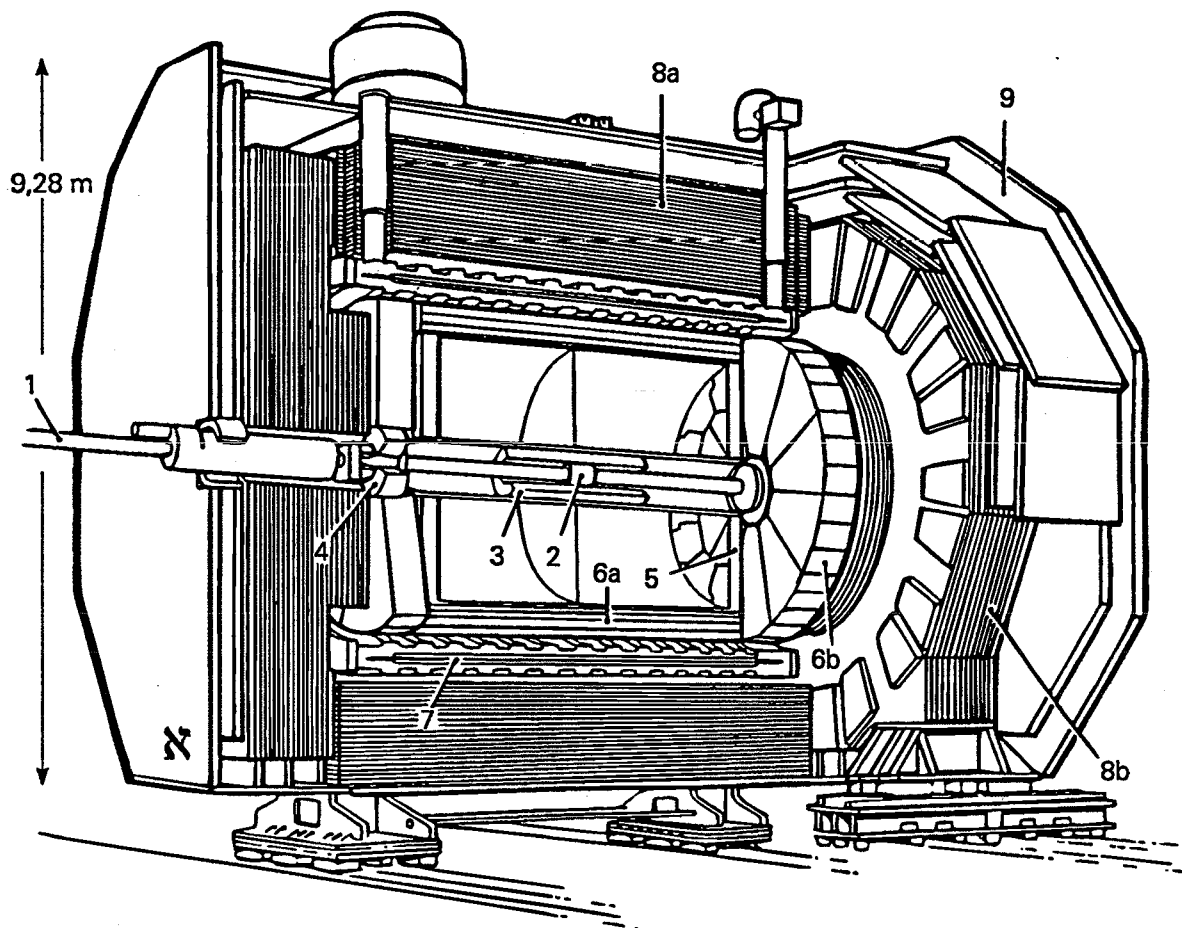


Abbildung 2.3: Der Aufbau des ALEPH-Detektors:

[1] Strahlrohr, [2] Vertexdetektor (VDET), [3] Innere Spurkammer (ITC), [4] Luminositätsmonitore, [5] Zeitprojektionskammer (TPC), [6a,b] Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), [7] Supraleitende Spule, [8a,b] Hadronisches Kalorimeter (HCAL), [9] Myonkammern.

## 2.2 Der ALEPH-Detektor

Der Aufbau des Detektors: Bei der Konstruktion des ALEPH-Detektors [27, 28] wurde angestrebt, durch die Detektorkomponenten einen möglichst großen Raumwinkelbereich abzudecken, um die Ereignisse möglichst vollständig zu erfassen und analysieren zu können. Die Zylindersymmetrie des Detektors bezüglich des Strahlrohres wurde gewählt, weil das Laborsystem des Detektors mit dem Schwerpunkssystem der kollidierenden Elektronen und Positronen identisch ist und der Impuls geladener Teilchen durch ein – bezüglich der einlaufenden Teilchen – paralleles Magnetfeld gemessen wird. Bei der Konzeption des Detektors wurde Wert auf eine präzise Impulsmessung und eine hohe Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters gelegt. Die Abbildung 2.3 zeigt einen Schnitt durch den ALEPH-Detektor entlang des Strahlrohres. Die einzelnen Subdetektoren sind in konzentrischen Lagen um das Strahlrohr ([1] in Abb. 2.3) angeordnet.

Die Richtung und der Impuls von geladenen Spuren wird durch drei Spurdetektoren bestimmt. Im Zentrum des Detektors befindet sich der Vertexdetektor (*VDET*) ([2] in Abb. 2.3) bestehend aus zwei Lagen von Silizium-Streifenzählern mit einem Radius von 6.3 cm und 10.8 cm. Eine Driftkammer (*ITC*) ([3] in Abb. 2.3) mit einem inneren Radius von 13 cm und einem äußeren Radius von 29 cm umschließt den *VDET*. Um die *ITC* befindet sich eine zylindrische Zeit-Projektionskammer (*TPC*) ([5] in Abb. 2.3) von 4.40 m Länge und einem Durchmesser von 3.60 m. Die Spurdetektoren enthalten nur wenig Materie. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Hadronen in dieser Materie beträgt ca. 7 %, sie ist etwa ebenso hoch wie die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen.

Die Impulsmessung erfolgt aus der Krümmung der geladenen Teilchenspuren in einem Magnetfeld von 1.5 Tesla, das durch eine supraleitende Spule ([7] in Abb. 2.3) von 6.4 m Länge und 5.30 m Durchmesser erzeugt wird. Zwischen der *TPC* und der Spule befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter ([6a, b] in Abb. 2.3) zur Messung der Energie und der Emissionsrichtung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. Es ist in Sandwichbauweise aufgebaut und besteht aus alternierenden Schichten von Bleifolien, die als Schauermedium wirken, und Proportionalkammern, welche die Energie des induzierten Schauers aus der Ionisation des Kammergases bestimmen. Die Granularität ist so fein gewählt, daß die räumliche Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern aufgelöst werden kann. Das hadronische Kalorimeter ([8a, b] in Abb. 2.3), das die supraleitende Spule umgibt, erlaubt eine Messung der deponierten hadronischen Energie sowie die Teilchentrennung durch die unterschiedliche Schauerentwicklung der durchdringenden Teilchen. Als Absorbermaterial wird Eisen benutzt. Zur Energiemessung befinden sich zwischen den Eisenschichten Streamerkammern. Das Eisen dient gleichzeitig als Rückführjoch für das Magnetfeld des supraleitenden Solenoids. Zwei das Hadronkalorimeter umhüllende Lagen aus Streamerkammern ([9] in Abb. 2.3) zum Nachweis von Myonen schließen den Detektoraufbau ab.

Die Luminositätsmessung erfolgt über die Messung der Bhabha-Streuung unter kleinen Winkeln. Die Detektoren ([4] in Abb. 2.3) zum Nachweis der gestreuten Elektronen und Positronen umschließen das Strahlrohr. Sie sind auf beiden Seiten zwischen den *TPC*-Endplatten und dem elektromagnetischen Kalorimeter angebracht. Die genaue Kenntnis der Luminosität ist bei der experimentellen Bestimmung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  nicht notwendig, da bei dieser Messung die Zahl der  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse nicht auf die Anzahl der Luminositätsereignisse normiert wird, sondern auf die Zahl der hadronischen Ereignisse. Auf eine detaillierte Besprechung dieser Detektorkomponenten wird daher verzichtet.

In den nächsten Abschnitten werden die Detektorkomponenten in der Reihenfolge ihrer Entfernung von der Wechselwirkungszone detaillierter beschrieben. Es wird vor allem auf die zur Analyse wichtigen Komponenten eingegangen.

## 2.2.1 Das Strahlrohr

Das Strahlrohr ([1] in Abb. 2.3) enthält ein Ultrahochvakuum von  $2 \times 10^{-10}$  mbar, um Stöße der Strahlteilchen mit Restgasatomen zu minimieren. Es besteht aus einem Berylliumrohr mit einem Radius von 5.3 cm und einer Wandstärke von 1.1 mm. Die Nähe zur Wechselwirkungszone erfordert so kleine Wandstärken um unerwünschte Effekte wie Vielfachstreuung, Comptoneffekt oder Photonkonversionen zu reduzieren.

## 2.2.2 Der Vertexdetektor (VDET)

Der Vertexdetektor besteht aus zwei Lagen von je  $300\ \mu\text{m}$  dicken Silizium-Streifenzählern mit Radien von ca.  $6.3\ \text{cm}$  und  $10.8\ \text{cm}$ . Die aktiven Bereiche der Module jeder Lage überlappen sich in  $r$ - $\phi$ -Richtung um ca. 5 % ihrer Fläche. Jedes Modul wird zweidimensional ausgelesen, jede Lage der Streifenzähler liefert Spurkoordinaten sowohl in der  $r$ - $\phi$ -als auch in der  $r$ - $z$ -Ebene. Die Auflösung der  $r$ - $\phi$ -Koordinaten beträgt  $12\ \mu\text{m}$ . Abhängig vom Polarwinkel der Spur beträgt die Auflösung der  $z$ -Koordinaten zwischen  $13$  und  $22\ \mu\text{m}$ . Der gesamte Raumwinkel wird von der inneren Lage zu 85 % und von der äußeren Lage zu 69 % abgedeckt. Abbildung 2.4 zeigt die aus Kohlefaser gefertigte Halterung der einzelnen Module. Abbildung 2.5 zeigt ein Ereignis im Vertexdetektor aus dem Jahr 1993.

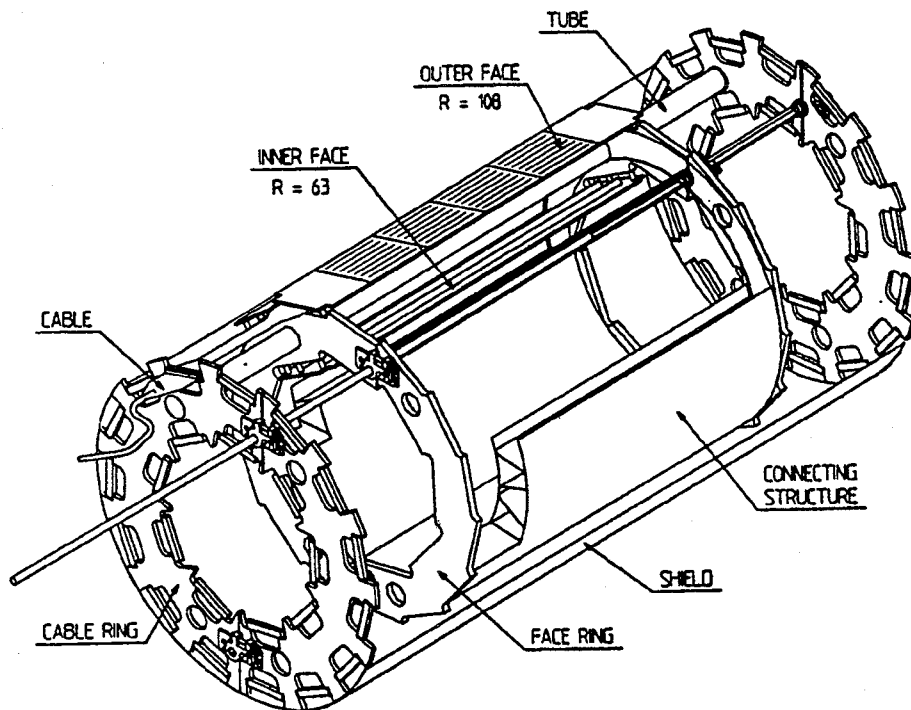


Abbildung 2.4: Der mechanische Aufbau des Vertexdetektors.

Funktionsweise des Si-Streifendetektors: In Abbildung 2.6 ist der Aufbau eines Siliziumzählers skizziert. Die Aluminiumstreifen auf der Oberseite ( $r$ - $\phi$ -Auslese) und der Unterseite ( $r$ - $z$ -Auslese) sind rechtwinklig zueinander angeordnet. Ein ionisierendes Teilchen hinterläßt im depletierten Halbleiter eine Spur von Ladungsträgerpaaren. Der mittlere spezifische Energieverlust kann durch die Bethe-Bloch-Formel nach Gleichung 2.2.1 auf Seite 37 approximiert werden. Bei einer mittleren Anregungsenergie von  $3.6\ \text{eV}$  im Silizium zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares erhält man im Mittel etwa  $2.5 \times 10^4$  Ladungsträgerpaare beim Durchgang eines geladenen Teilchens. Das Signal:Rausch-Verhältnis des Detektors beträgt 11:1 auf der  $\phi$ -Seite und 13:1 auf der  $z$ -Seite. Der ionisierte Bereich hat eine seitliche Ausdehnung von etwa  $0.1\ \mu\text{m}$  [30]. Die mögliche Ortsauflösung wird durch auftretende  $\delta$ -Elektronen beschränkt.

RUN: 21559 / EVENT: 4825  
 SNG\_N\_EL  
 SNG\_MUON  
 SNG\_C\_EM  
 ETT\_EWBA  
 ETT\_EWEA  
 ETT\_EWE\*  
 TRK\_CNT2

RUN: 21559 / EVENT: 4825

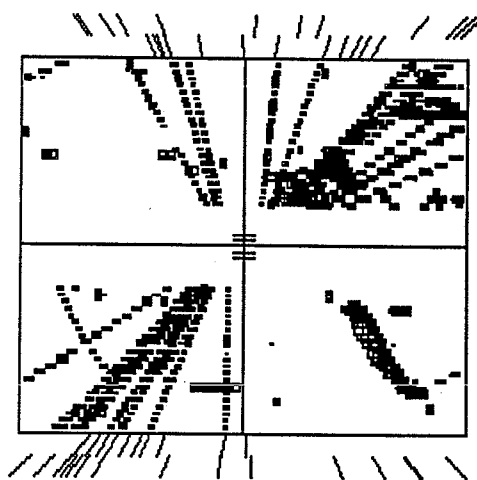
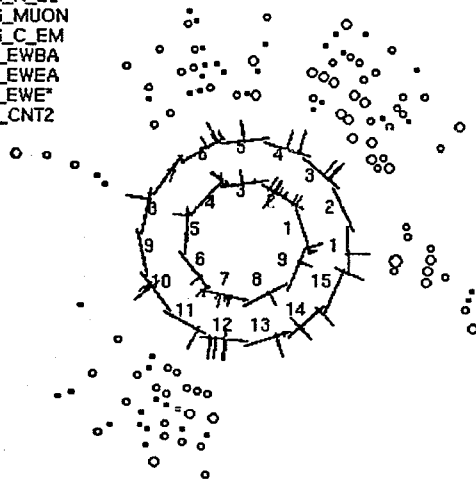


Abbildung 2.5: Ansicht eines Ereignisses im Vertexdetektor während der Datennahme (»on-line«). Links ist die  $r$ - $\phi$ -Ansicht des Vertexdetektors und der ITC zu sehen. Sichtbar sind die Pulshöhen der einzelnen Streifen (senkrecht zu den einzelnen Modulen) durch ein minimal ionisierendes Teilchen in den neun Modulen der inneren Lage und den 15 Modulen der äußeren Lage des VDET. Die Kreise geben die gemessenen Spurkoordinaten der ITC an. Rechts ist die  $r$ - $z$ -Ansicht des gleichen Ereignisses in der TPC gezeigt. Am oberen und unteren Rand sind die auf die TPC-Außenwand projizierten Signale des Vertexdetektors (in der Mitte) für die einzelnen Spuren der TPC zu sehen.

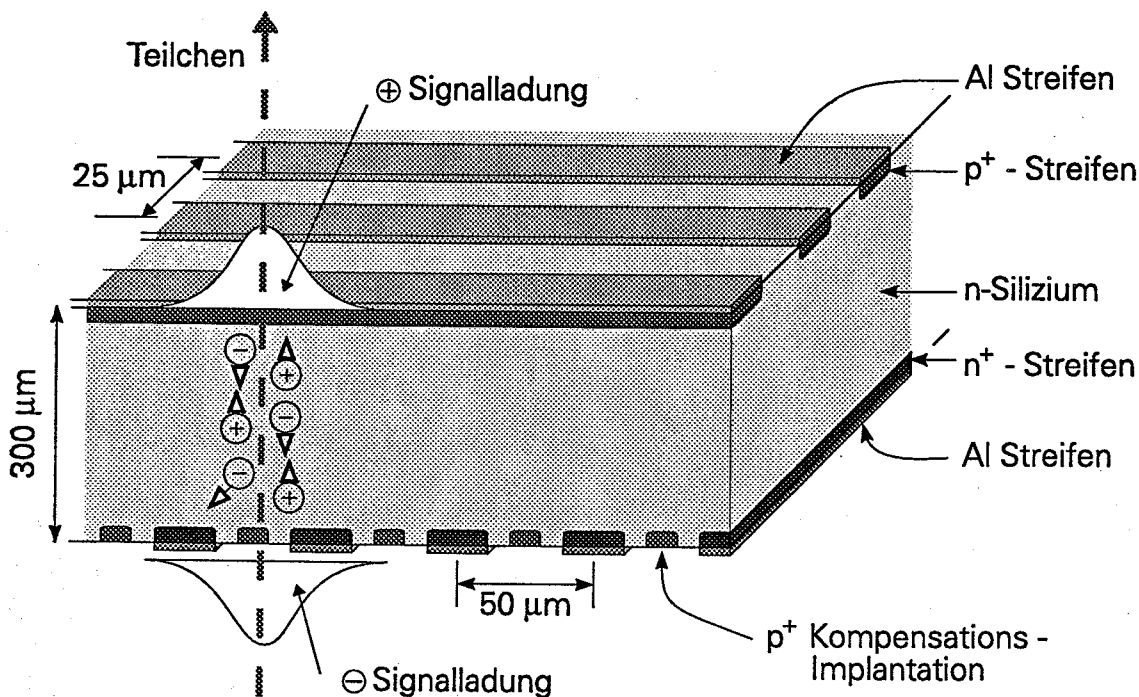


Abbildung 2.6: Schnittzeichnung eines Silizium-Streifendetektors.

Die positiven Ladungsträger sind als Quasiteilchen aufzufassen, die die kollektive Bewegung der Elektronen im Valenzband beschreiben [29].

Durch die große Reichweite der hochenergetischen  $\delta$ -Elektronen, die von zentralen Stößen der ionisierenden Teilchen auf die Elektronen im Halbleiter stammen, verschiebt sich der Ladungsschwerpunkt um ca.  $5\text{ }\mu\text{m}$  und limitiert die Ortsauflösung. Die durch die Spurionisation erzeugten frei beweglichen Ladungsträger werden durch Anlegen eines elektrischen Feldes aus dem depletierten Halbleitervolumen abgesaugt. Der aktive Bereich des Halbleiters – bei jedem  $p$ - $n$ -Übergang definiert durch die Verarmungszone von freien Ladungsträgern – wird durch eine Vorspannung vergrößert. Durch das elektrische Feld werden die Ladungen getrennt und in den stark dotierten Streifen auf beiden Seiten gesammelt ( $p^+$ -Streifen auf der  $r$ - $\phi$ -Seite und  $n^+$ -Streifen auf der  $z$ -Seite des Wafers).

Die Streifen sind im Abstand von  $100\text{ }\mu\text{m}$  über Entkopplungskondensatoren an ladungsempfindliche Verstärker angeschlossen. Die dazwischenliegenden Streifen, die nicht direkt ausgelesen werden, geben durch kapazitive Ladungsteilung die gesammelte Ladung an die benachbarten Streifen weiter. So wird trotz des Abstandes der ausgelesenen Streifen von  $100\text{ }\mu\text{m}$  eine Punktauflösung von  $12\text{ }\mu\text{m}$  erreicht.

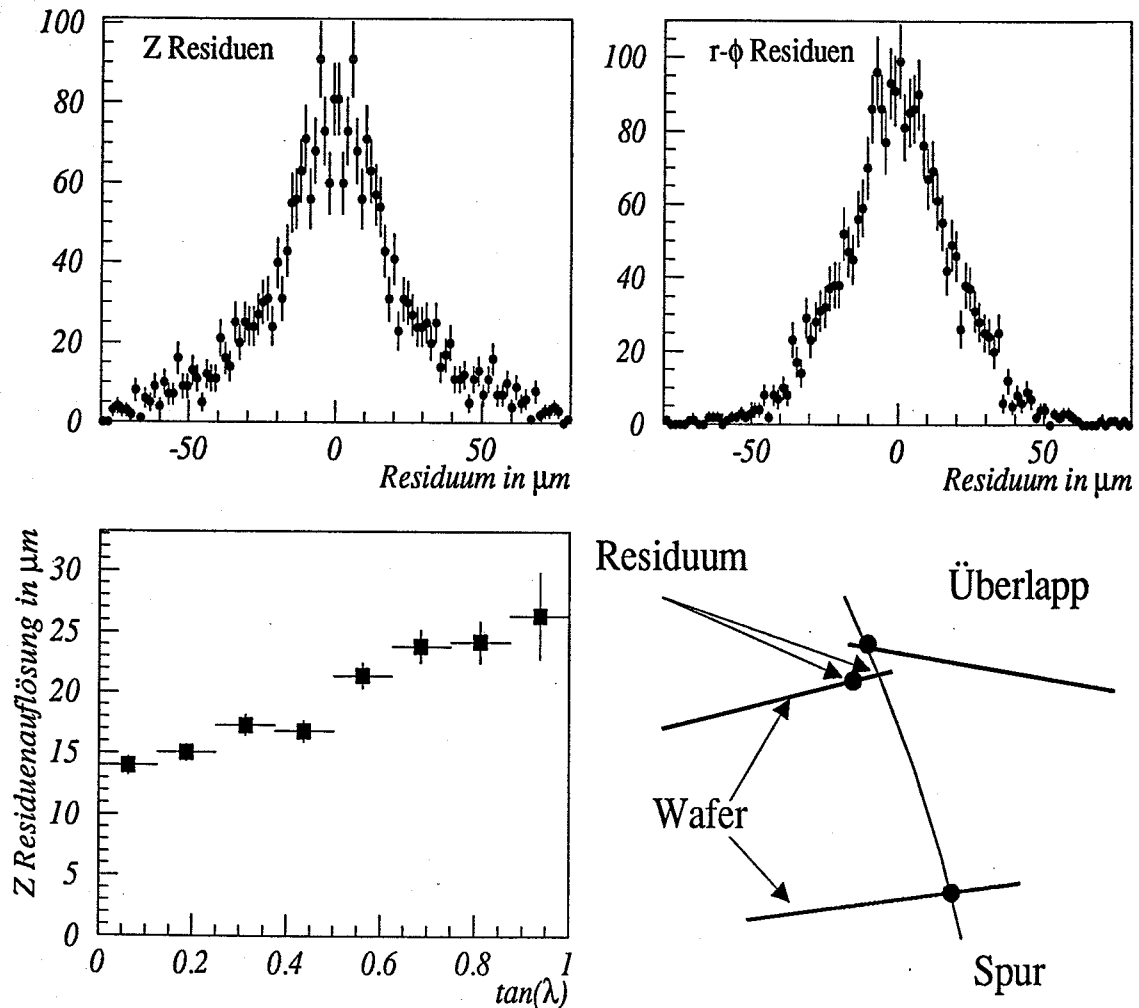


Abbildung 2.7: Die Auflösung der Ortsbestimmung einzelner Wafer innerhalb des Vertexdetektors gemessen mit Spuren, die im Überlapp der Wafer Signale induzieren (rechts unten). Oben sind die Residuen in  $r$ - $z$ - und  $r$ - $\phi$ -Richtung gezeigt, unten die Änderung der Auflösung in  $r$ - $z$ -Richtung als Funktion von  $\tan \lambda$ , mit  $\lambda = \pi/2 - \theta$ .

Die Bestimmung der Position des Vertexdetektors: Damit die hohe Punktauflösung der einzelnen Silizium-Streifenzähler ausgenutzt werden kann, muß deren Position relativ zum *ALEPH*-Detektor entsprechend präzise bekannt sein. Die Streifenzähler wurden mechanisch sehr genau montiert. Mit einem Mikroskop werden die Positionen der Streifenzähler innerhalb des vormontierten Vertexdetektors vermessen. Beim Einbau des *VDET* kann es aber zu Verformungen kommen. Durch die Verlustwärme der Elektronik und durch die Erdanziehung sind ebenfalls Verformungen möglich. Ausgehend von der Vermessung muß die Position der einzelnen Streifenzähler mit Hilfe der Spuren der aufgezeichneten  $Z^0$ -Ereignisse bestätigt werden. Würde man nur die Information der äußeren Spurdetektoren benutzen, um die Position festzulegen, so würden sich systematische Spurverschiebungen durch die äußeren Detektoren auf den Vertexdetektor übertragen<sup>(1)</sup>.

Die selbstkonsistente Vermessung des Vertexdetektors ist möglich durch den Überlapp der aktiven Bereiche der einzelnen Wafer. In  $r$ - $\phi$ -Richtung benachbarte Streifenzähler überdecken sich zu 5 % in ihrem aktiven Bereich (siehe Abbildung 2.5). Bei Spuren, die im Bereich des Überlapps Signale produzieren, kann die relative Orientierung benachbarter Zähler mit einer Genauigkeit von weniger als  $2\ \mu\text{m}$  bestimmt werden. Zur Alignierung wurden  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse verwendet, deren hohe Spurmultiplicität ausreichende Statistik im Bereich des Überlapps zur Messung der Residuen liefern. Abbildung 2.7 zeigt die Auflösung der Position einzelner Wafer. Die radiale Position der Wafer wird mit einer Genauigkeit von  $5\ \mu\text{m}$  bestätigt [32]. In  $r$ - $\phi$ -Richtung beträgt die Spurauflösung ca.  $17\ \mu\text{m}$  und in  $r$ - $z$ -Richtung ca.  $29\ \mu\text{m}$ .

### 2.2.3 Die innere Spurkammer (ITC)

Die *ITC* (Inner Tracking Chamber) (siehe [3] in Abbildung 2.3) ist eine zylindrische Viel-draht-Proportionalkammer [33], die für jede geladene Spur bis zu acht  $r$ - $\phi$ -Koordinaten liefert. Das aktive Zylindervolumen hat eine Länge von  $2\ \text{m}$ . In der Kammer sind zwischen den Endkappen 960 Drähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die Drähte – jeweils einzelnen Driftzellen zugeordnet – verteilen sich auf acht konzentrische Zylinderoberflächen um die Strahlachse. Die vier inneren Lagen bestehen aus je 96 Signaldrähten, die äußeren aus 114 Signaldrähten. Gehalten werden die Drähte von einer  $2\ \text{mm}$  dicken Karbonfaserhülle mit einem Durchmesser von  $570\ \text{mm}$ . Die ebenfalls  $2\ \text{mm}$  dicke, aus Polystyrol gefertigte Innenhülle besitzt einen Durchmesser von  $256\ \text{mm}$ . Eine konstante Driftgeschwindigkeit über das gesamte Driftvolumen wird durch hexagonale Driftzellen erreicht. Die  $30\ \mu\text{m}$  dicken Signaldrähte auf einem Potential zwischen  $2.15\ \text{kV}$  und  $2.3\ \text{kV}$  sind von sechs, auf Masse liegenden Potentialdrähten, umgeben (siehe Abbildung 2.8).

Die von den geladenen Teilchen beim Durchlaufen des Kammergases durch Ionisation erzeugten Elektronen driften auf die Signaldrähte zu und erzeugen elektrische Signale. Diese Signale bewegen sich entlang der Drähte zu beiden Enden der *ITC*. Aus der Laufzeitdifferenz mit der die Signale an den beiden Enden registriert werden, wird die  $z$ -Koordinate bestimmt. Die  $\phi$ -Koordinate folgt aus der Signaldrahtnummer der betreffenden Lage. Die Auflösung beträgt in  $z$ -Richtung  $\sigma_z \approx 3\ \text{cm}$  und in  $r$ - $\phi$ -Richtung  $\sigma_{r-\phi} \approx 100\ \mu\text{m}$ .

Die Kammer ist mit einer Gasmischung aus Argon(50%) und  $\text{C}_2\text{H}_6$  (50%) gefüllt. Die

<sup>(1)</sup>Bei einer Studie zur Messung möglicher *CP*-Verletzung bei  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  Zerfällen wurde z.B. eine Verdrehung der beiden *TPC*-Endkappen festgestellt [31].

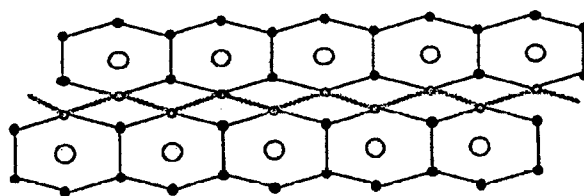


Abbildung 2.8: Die Driftzellen der ITC. Jeder Signaldraht (großer heller Kreis) ist von sechs Felddrähten umgeben (schwarze Punkte). Die dünnen schwarzen Linien zeigen die einzelnen Driftzellen; die so verbundenen Felddrähte liegen auf dem gleichen Potential. Die Felddrähte angrenzender Ebenen (verbunden durch die dicke Linie) können zu Kalibrationszwecken von den übrigen Felddrähten isoliert werden.

mittlere Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich beträgt  $50 \mu\text{m}/\text{ns}$ . Durch die schnelle Reaktionszeit der ITC von  $2 \mu\text{s}$  für den Nachweis eines Spurdurchgangs leistet die Kammer einen wichtigen Beitrag zum Trigger von Ereignissen mit geladenen Spuren.

## 2.2.4 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die TPC (Time Projection Chamber) ([5] in Abbildung 2.9) ist eine große Driftkammer mit Zylindergeometrie, die zusammen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL), der inneren Spurkammer (ITC) und dem Vertexdetektor (VDET) von einem supraleitenden Solenoid umgeben ist, der in seinem Inneren ein homogenes Magnetfeld von 1.5 Tesla erzeugt. An beiden Enden der TPC (Endplatten) befinden sich Drahtkammern zum Nachweis der Driftelektronen. Zwischen den beiden Endplatten und der Hochspannungsmembran aus graphitbeschichtetem Mylar, die die TPC in zwei Hemisphären teilt, verläuft ein zum Magnetfeld paralleles elektrisches Feld mit einer Feldstärke von  $115 \text{ V}/\text{cm}$ . Die TPC wird mit einem Gasgemisch aus 91 % Argon und 9 % Methan bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von  $21^\circ\text{C}$  betrieben.

Ein geladenes Teilchen, dessen Bahnkurve im parallelen elektrischen und magnetischen Feld einer Helix folgt, setzt entlang seiner Flugbahn in der TPC durch Ionisation des Kammergases Elektronen frei. Diese folgen den elektrischen Feldlinien und driften auf die nächstliegende Endplatte zu.

An den Endplatten lösen die Elektronen in der Nähe eines Signaldrahtes (siehe Abbildung 2.10) Elektronenlawinen aus. Der dadurch am Signaldraht entstehende Spannungsimpuls wird zur Messung der spezifischen Ionisation verwendet. Die zurückgebliebenen positiven Ionen induzieren eine Ladung in den hinter den Signaldrähten gelegenen Elektrodenreihen (Pads). Damit die Ionen der Ladungslawine nicht in den eigentlichen Driftraum gelangen und das homogene Feld zwischen den Sektoren und der Hochspannungsmembran durch Raumladungseffekte stören, wird nach jedem Ereignis die Signaldrahtebene durch eine Potentialbarriere, das »Gating«-Gitter, vom Driftraum abgeschirmt. Aus der Verteilung der Signalhöhen in den Pads wird die  $r$ - $\phi$ -Position des Spurpunktes bestimmt. Die  $z$ -Koordinate kann wegen der konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen aus der Driftzeit berechnet werden, sodaß die Spur dreidimensional rekonstruiert werden kann.

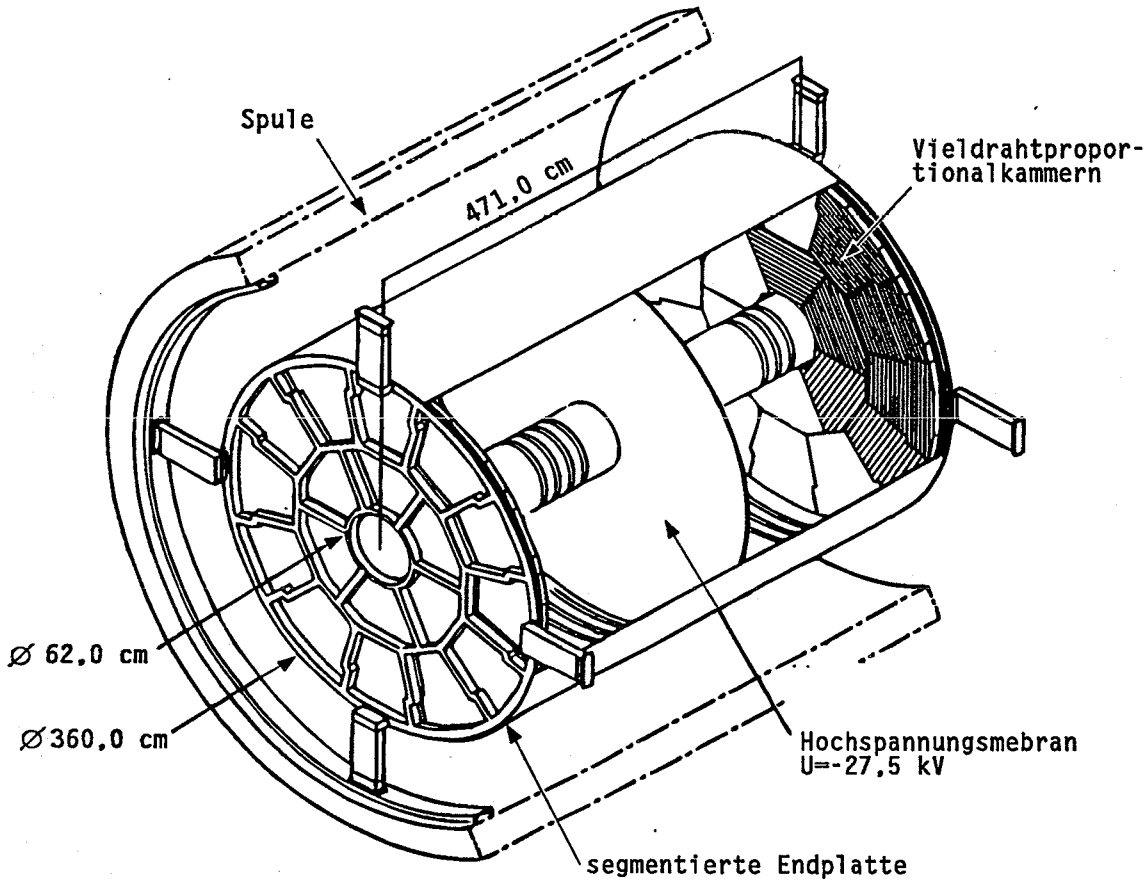


Abbildung 2.9: Der mechanische Aufbau der TPC.

Für Spuren, deren Impuls  $0.5 \text{ GeV}$  übersteigt, erhält man maximal 21 Spurpunkte entsprechend den 21 konzentrischen Padreihen.

Die Projektion der Teilchenspur auf eine Endplatte ist ein Kreissegment, aus dessen Radius sich die Impulskomponente in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ergibt. Mit Hilfe der  $z$ -Komponente – rekonstruiert aus der Laufzeit der driftenden Elektronen – erhält man den vollständigen Impuls. Die Transversalimpulsauflösung  $\Delta p_T/p_T$  der TPC beträgt:

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 1.2 \times 10^{-3} p_T [\text{GeV}]$$

Die Energieverlustmessung durch Spurionisation: Um Informationen über die Art der geladenen Teilchen (z.B.  $p$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ) zu erhalten, ist es wichtig, die spezifische Ionisation  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  einer Spur mit hoher Auflösung zu messen. Entsprechend der Zahl der Signaldrähte erhält man für eine geladene Spur in der TPC maximal 344  $\frac{dE}{dx}$ -Werte, aus denen ein Mittelwert gebildet wird. Da die  $\frac{dE}{dx}$ -Werte landauverteilt sind und die Fluktuationen am oberen Ende der Verteilung die Streuung der Meßwerte stark dominieren, werden von allen  $\frac{dE}{dx}$ -Messungen einer Spur 40 % der größten  $\frac{dE}{dx}$ -Werte nicht in die Bildung des Mittelwerts einbezogen. Die restlichen 60 % der  $\frac{dE}{dx}$ -Messungen definieren das mittlere  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  (60 % *truncated mean*). Durch das Abschneiden der langen Ausläufer der Landauverteilung erhält man in guter Näherung eine Gaussverteilung der verbleibenden 60 % der

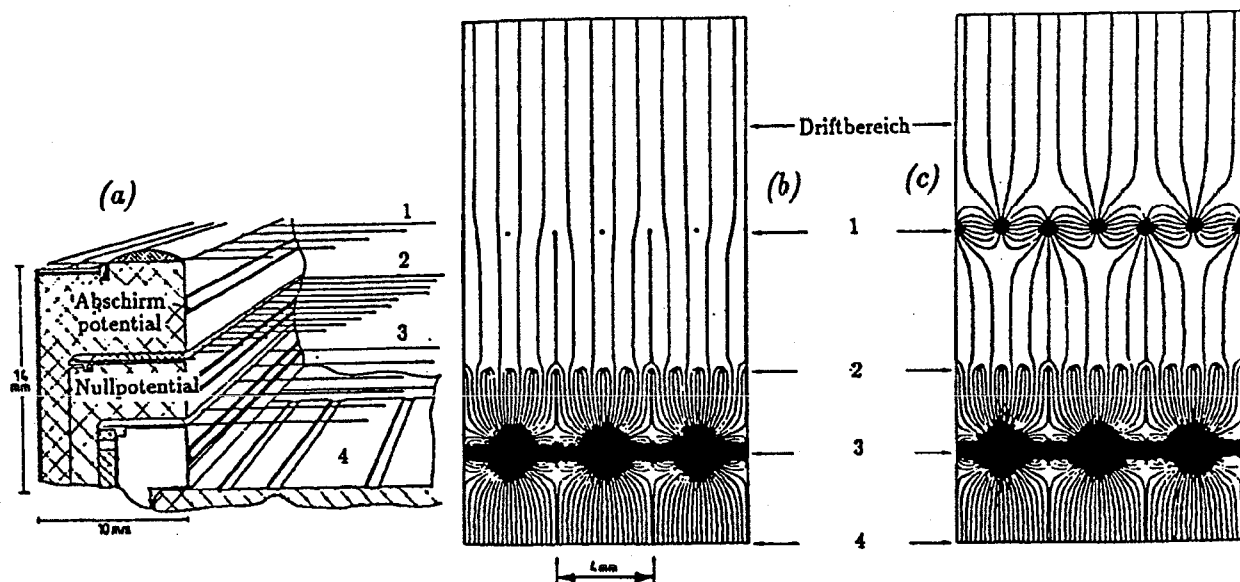


Abbildung 2.10: Die verschiedenen Drahtebenen eines TPC-Sektors (a). Im unteren Teil der Zeichnung ist die Signalfächenebene (4) mit den Pads zu sehen. Die in den Signalfächern induzierten Ladungen der Signaldrähte (3) werden zur Spurrekonstruktion in  $x$ - $y$ -Richtung herangezogen. Die Pads definieren die Transversalimpulsauflösung für geladene Spuren. Es folgt das Kathodengitter (2), das zur Definition der Feldstärke im Driftbereich auf Nullpotential liegt, und schließlich das »Gating«-Gitter (1). Durch eine Potentialänderung am Gating-Gitter kann der Signalbereich der TPC (zwischen (1) und (4)) vom Driftbereich für geladene Teilchen abgetrennt werden. Rechts ist der Verlauf der elektrischen Feldlinien gezeigt, wenn der Signalbereich offen (b) oder geschlossen (c) ist für die ankommenden Driftelektronen.

$\frac{dE}{dx}$ -Werte. Die Auflösung der spezifischen Ionisation  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  beträgt etwa 5 % für eine Spur, die den gesamten Radius der TPC überstreicht.

Der mittlere spezifische Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel [14] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.2.1)$$

Hierbei trägt das Teilchen die Ladung  $z \cdot e$  und durchdringt ein Element mit der Ordnungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$ .  $m_e$  ist die Elektronenmasse und  $r_e$  der klassische Elektronenradius.  $N_A$  ist die Avogadrokonstante. Das Produkt  $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$  hat den Wert  $0.3071 \text{ MeV cm}^2 g^{-1}$ . Das Ionisationsniveau  $I$  beträgt etwa  $16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$  für  $Z > 1$ . In Abbildung 2.11 ist der Verlauf der Ionisation als Funktion des Impulses für die verschiedenen Massen der langlebigen geladenen Teilchen angegeben. Oberhalb von einem Teilchenimpuls von etwa  $2 \text{ GeV}$  ionisieren Elektronen am stärksten von allen Teilchen und lassen sich daher am besten identifizieren. Diese Eigenschaft wurde bei der Identifikation von Photonkonversionen herangezogen. Myonen können wegen der ähnlichen Masse nur schwer von Pionen unterschieden werden.

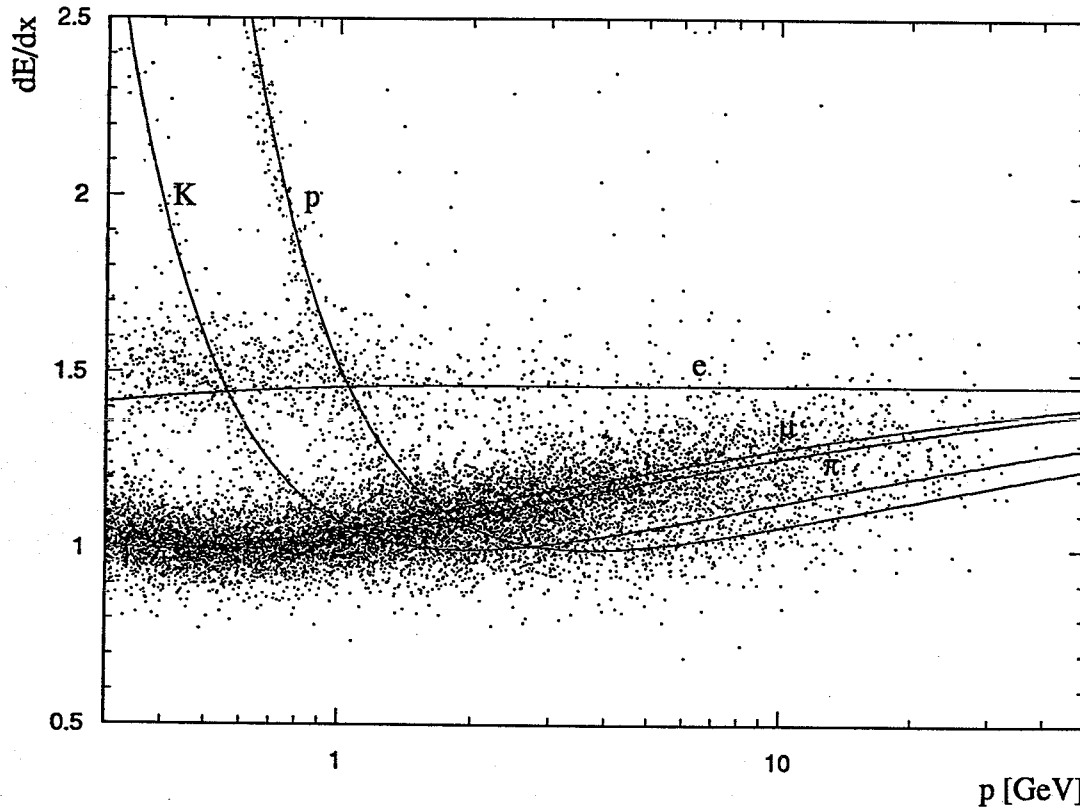


Abbildung 2.11: Der Verlauf der spezifischen Ionisation  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  für Elektronen, Myonen, Kaonen, Pionen und Protonen als Funktion des Impulses.

Mit Hilfe der *TPC* werden also die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und ihr Impuls sowie ihre spezifische Ionisation  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  gemessen. Die *TPC* ist notwendig zur Rekonstruktion geladener Spuren. Nur eine Spur, deren Parameter schon in der *TPC* gemessen wurden, kann zum Primärwechselwirkungspunkt extrapoliert und einer eventuell vorhandenen *VDET*- oder *ITC*-Koordinate zugeordnet werden. Die zusätzliche Information kann anschließend benutzt werden, um die Spurparameter genauer festzulegen.

## 2.2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das *ECAL* ([6a, b] in Abbildung 2.3) dient zur Orts- und Energiemessung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen, im wesentlichen von Photonen, Elektronen und Positronen. Das *ECAL* umgibt die *TPC* und ist in seinem Mittelteil (Barrel) und den beiden Enden (Endcaps) in je zwölf Module unterteilt (Abbildung 2.12). Jedes Modul besteht aus 45 Schichten von Bleifolien und Gas-Proportionalzählern mit einem Querschnitt von  $5 \times 5 \text{ mm}$  bei einer Länge von ca.  $4.7 \text{ m}$  im Zentralbereich. Eine Zählerschicht besteht aus einer Ebene von Signaldrähten und einer darunterliegenden Kathodenebene (Pads). Die Pads aufeinanderfolgender Schichten sind in turmartigen Strukturen so angeordnet, daß ihre Projektion auf den Kollisionspunkt zeigt (siehe Abbildung 2.14).

Durch die hohe Zahl dieser Türme (4096 Türme im Barrel-Modul und je 984 Türme in den Endkappen) erhält man eine genaue Ortsinformation über den Schauer, den ein Teilchen in

den Bleischichten auslöst. Die Schauerteilchen lösen an den Signaldrähten, die auf einem Potential von 1250 V liegen, Ladungslawinen aus. Die übrigbleibenden positiven Ionen induzieren in den Pads elektrische Signale, aus deren Größe und Lage die Energie und die Flugrichtung des Teilchens bestimmt werden. Um die Zahl der auszulesenden Kanäle zu reduzieren, wird ein Turm in drei Tiefenbereichen, sogenannten »Storeys« (Stockwerken), ausgelesen. Dabei werden die Signale der ersten zehn Padebenen (10 Schichten mit je 2 mm Blei), die der mittleren 23 (23 Schichten mit je 2 mm Blei) und die der letzten 12 Padebenen (12 Schichten mit je 4 mm Blei) zu je einem Signal aufaddiert. Gleichzeitig ist die Auslese der Ladungslawinen am Signaldraht möglich. Die 45 Bleischichten entsprechen zusammen einer Dicke von 22 Strahlungslängen. Die Strahlungslänge gibt den mittleren Weg an, auf dem ein Elektron durch Emission von Bremsstrahlungsphotonen 63 % seiner Energie verliert.

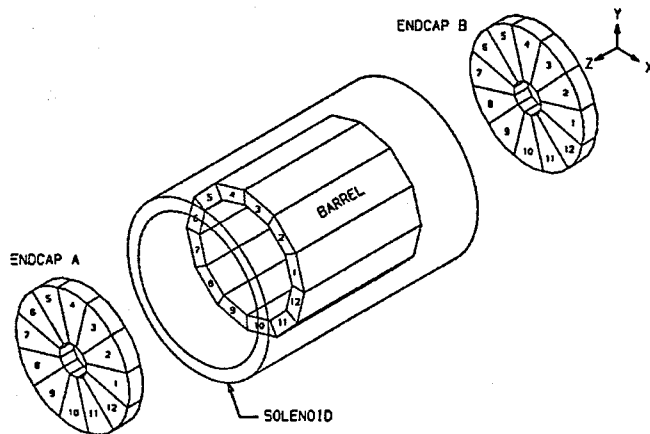


Abbildung 2.12: Die modulare Struktur des ECAL:

Sowohl die Endkappen als auch der Zentralbereich bestehen aus jeweils zwölf Modulen.

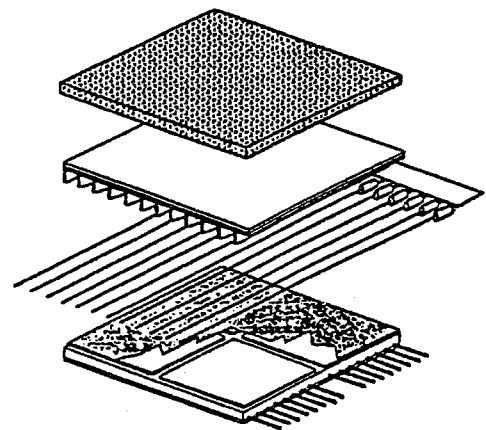


Abbildung 2.13: Explosionszeichnung einer Lage eines ECAL-Moduls:

Oben das Bleiblech (schraffiert), unterhalb die Proportionalkammern bestehend aus einem Aluminiumprofil und den Signaldrähten. Unten ist die Padebene zur Auslese der induzierten Signale zu sehen.

Die Winkelauflösung im ECAL beträgt  $0.8^\circ \times 0.8^\circ$ , die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\Delta E}{E} = 1.7\% + \frac{19\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad \text{bei der Auslese der Signalfächen und}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 1.6\% + \frac{17\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad \text{bei der Auslese der Signaldrähte.}$$

Für ein Teilchen mit einer Energie von 10 GeV beträgt die Energieauflösung etwa 6 % und die Ortsauflösung etwa 2 mm. Außer für die Energiemessung wird das ECAL auch für die Elektron-Pion-Separation verwendet. Zur Unterscheidung dient das für Elektronen und Pionen charakteristische Schauerprofil.

## 2.2.6 Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

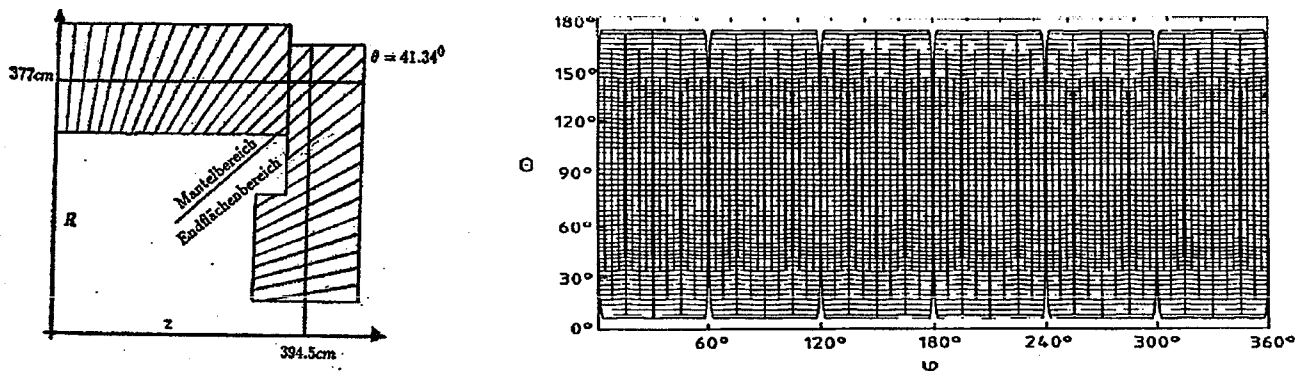


Abbildung 2.14: Die turmartige Struktur des hadronischen Kalorimeters:

**links:** Die Turmstruktur bei einem Schnitt in der  $r$ - $z$ -Ebene. Die einzelnen Türme zeigen auf den Wechselwirkungspunkt.

**rechts:** Die einzelnen Türme in der  $\phi$ - $\theta$ -Ebene. Oben und unten ( $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ ) befinden sich die sechs Module der beiden Endkappen, in der Mitte das Barrel. Die etwas dunkleren Linien im Bereich ( $30^\circ \lesssim \theta \lesssim 150^\circ$ ) bei  $\phi = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, \dots$  stellen die toten Zonen zwischen den einzelnen Modulen des Zentralbereichs dar. Ein kleines Viereck entspricht einem Turm. Der Aufbau des hadronischen Kalorimeters ist analog zum elektromagnetischen Kalorimeter; die Granularität des ECAL ist jedoch viel feiner: durchschnittlich 14 Pad-Türme des ECAL entsprechen einem Pad-Turm des HCAL.

Das HCAL ([8a, b] in Abbildung 2.3) dient zur Energiemessung hadronischer Teilchen wie Pionen, Kaonen, Protonen und Neutronen und zusammen mit den Myonkammern zur Myonidentifikation. Der prinzipielle Aufbau des HCAL gleicht dem elektromagnetischen Kalorimeter. Das HCAL besteht aus 22 Lagen 5 cm dicker Eisenplatten und benutzt zum Schauernachweis Streamerkammereinheiten mit einem Querschnitt von  $0.9 \times 0.9 \text{ cm}^2$ , die über Streifenelektroden und eine Lage von Pads ausgelesen werden. Eine Streamerkammer unterscheidet sich von einem gewöhnlichen Proportionalzählrohr durch einen dickeren Signaldraht und eine höhere Betriebsspannung. Dies verändert die Potentialverhältnisse in der Röhre, es bildet sich anstatt einer Entladung in unmittelbarer Nähe des Drahtes ein Funke (Streamer), der sich wenige mm vom Draht auf die Kathode hin ausbreitet und dann erlischt. Ein geladenes Teilchen löst so eine begrenzte, von der Primärionisation unabhängige Ladungslawine aus. Die Pads sind wie im ECAL als projektive, zum Wechselwirkungspunkt zeigende Türme (HCAL-Türme) angeordnet (siehe Abbildung 2.14), wobei jeder HCAL-Turm etwa den Raumwinkel von 14 ECAL-Türmen abdeckt. Der Zentralbereich des HCAL umfaßt 3456, die Endkappen 1920 Türme, der Überlapp zwischen dem Zentralbereich und den Endkappen beträgt 768 Türme. Die Padsignale eines

*HCAL*-Turms werden aufaddiert und zur Energiemessung verwendet. Man erhält eine Energieauflösung von:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84 \%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$$

Gleichzeitig ist eine digitale Auslese einzelner Streifenelektroden (das sind jeweils acht nebeneinander liegende Drähte) zur Erkennung des Schauerprofils möglich. Dies erlaubt die Trennung von Pionen und Myonen.

## 2.2.7 Die Myonen-Kammern

Außerhalb des *HCAL* sind zwei Lagen von Streamerrohren in einem Abstand von etwa 50 cm angebracht, die als Myonkammern dienen. Sie liefern den Nachweis für ein Myon und zwei weitere Spurpunkte, aus denen seine Flugrichtung bestimmt werden kann (9 in Abbildung 2.3).

## 2.2.8 Die Monitore des Strahlorbis (BOM)

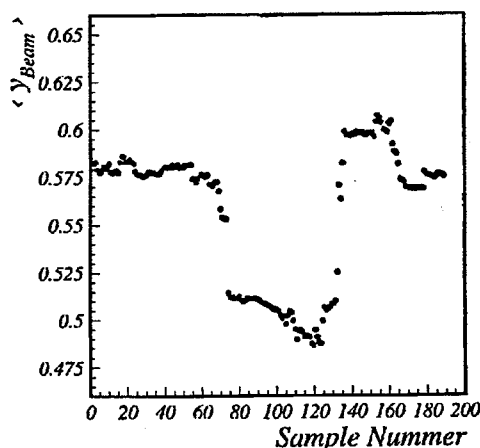


Abbildung 2.15: Der Mittelwert der vertikalen Strahlposition  $\langle y_{Beam} \rangle$  (cm) gemessen mit dem BOM für drei verschiedene Füllungen des LEP Speicherrings.

Am LEP-Speicherring sind an vielen Punkten Monitore für die Messung der Strahlposition angebracht, damit der Strahl auf die gewünschte Lage eingeregelt werden kann. Die Messung der horizontalen  $x_{Beam}$  und der vertikalen Strahlposition  $y_{Beam}$  erfolgt jeweils über vier Elektroden, die paarweise jeweils parallel horizontal und vertikal zur Strahlrichtung ausgerichtet sind. Die Ladungspakete im Speicherring induzieren beim Passieren eines BOM-Monitors Ladungen in den Platten. Die Verhältnisse der Ladungen in den gegenüberliegenden Platten ergeben die Position des Strahls in zwei Koordinaten. Abbildung 2.15 zeigt als Beispiel den Mittelwert von  $y_{Beam}$  für einige Füllungen des LEP-Speicherrings. Die Position der Wechselwirkungsregion kann sich in der  $x$ - $y$ -Ebene verschieben.

Die *ALEPH*-Kollaboration benützt die beiden in der Nachbarschaft des Detektors liegenden *BOM*-Monitore, um die Position des Strahlquerschnitts an der Wechselwirkungszone unter Berücksichtigung des Magnetfeldes zu bestimmen. Für jedes einzelne Ereignis kann so die Lage des Strahls transversal zur Strahlrichtung gemessen werden. Zur absoluten Kalibrierung muß jedoch der Vertexdetektor herangezogen werden. Die vom *BOM*-System gemessene Position des Strahlquerschnittes stimmt in der Regel innerhalb der statistischen Fehler mit dem aus je 100 Ereignissen mit Hilfe der Vertexdetektordaten bestimmten Strahllage überein.

### 2.2.9 Triggerung und Datenmenge

Alle  $11.5 \mu\text{s}$  kollidieren Elektron- und Positronpakete am Wechselwirkungspunkt. Innerhalb dieses Zeitraumes muß die Entscheidung getroffen werden, ob ein Ereignis vorliegt und die Detektoren daher ausgelesen werden sollen. Das *ALEPH* Triggersystem [34] wurde so konzipiert, daß es alle aus  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen herrührenden Ereignisse akzeptiert. Die Datenrate liegt bei wenigen Hertz, so daß keine spezifischen Ereignistypen selektiert werden müssen. Der Trigger ist dreistufig aufgebaut. Fällt die Entscheidung in der ersten Stufe, die auf den Spuren in der *ITC* und/oder den Energiedepositionen in den Kalorimetern basiert, positiv aus, so wird für die zweite Stufe die *TPC* innerhalb von etwa  $50 \mu\text{s}$  ausgelesen. Mit der Spurinformaton aus der *TPC* wird nun entschieden, ob der gesamte Detektor ausgelesen wird. In der dritten Stufe werden asynchron zur Datennahme Untergrundereignisse von der Datenmenge der vollständig ausgelesenen Ereignisse getrennt. Die dritte Triggerstufe benutzt bereits topologische Eigenschaften des Ereignisses wie z.B. die Anzahl der geladenen Spuren.

Die Analyse dieser Arbeit basiert auf hadronischen Ereignissen, die Triggereffizienz beträgt nahezu 100 %. Meist löst ein hadonisches Ereignis mehrere Trigger aus.

### 2.2.10 Datennahme 1992

Während der Datennahme treten immer wieder Störungen in einem Teil der Detektoren auf. Nicht alle Ereignisse werden mit gleicher Qualität aufgezeichnet. Es wird daher gefordert, daß alle benützten Detektoren einwandfrei arbeiteten. Essentiell für die durchgeführte Analyse ist die einwandfreie Funktionsweise der Spurdetektoren (*VDET*, *ITC*, *TPC*). Zur Messung der Energie neutraler Teilchen werden die Kalorimeter herangezogen. Myon oder Leptonerkennung in den Kalorimetern ist für diese Analyse nicht notwendig. Von den  $785 \cdot 10^3$  hadronischen Ereignissen aus der Datennahme des Jahres 1992, was einer integrierten Luminosität von ca.  $23 \text{ pb}^{-1}$  entspricht, konnten  $680 \cdot 10^3$  Ereignisse zur Analyse herangezogen werden.

## 2.3 Die Datenrekonstruktion und die Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen im ALEPH-Detektor

Die Aufbereitung der Daten: Nach der Datennahme werden aus den Signalen der einzelnen Detektorkomponenten, den sogenannten Rohdaten, mit dem Rekonstruktionsprogramm *JULIA* (siehe Abbildung 2.16(b)) die sogenannten *POT*-Dateien (*Production Output Tape*) produziert. Innerhalb von *JULIA* werden aus den Detektorsignalen die Koordinaten der Spuren im *VDET*, in der *ITC* und in der *TPC* bestimmt und durch die Anpassung der Koordinaten an eine Helixkurve der Spurimpuls der geladenen Teilchen berechnet. Gleichzeitig wird die Spurrekonstruktion in den Kalorimetern durchgeführt und die Energiedeposition bestimmt. Die Rohdaten werden auch zur genaueren Kalibration des Detektors verwendet. Die rekonstruierten Teilchenspuren werden anschließend für die Analyse der aufgezeichneten Ereignisse verwendet.

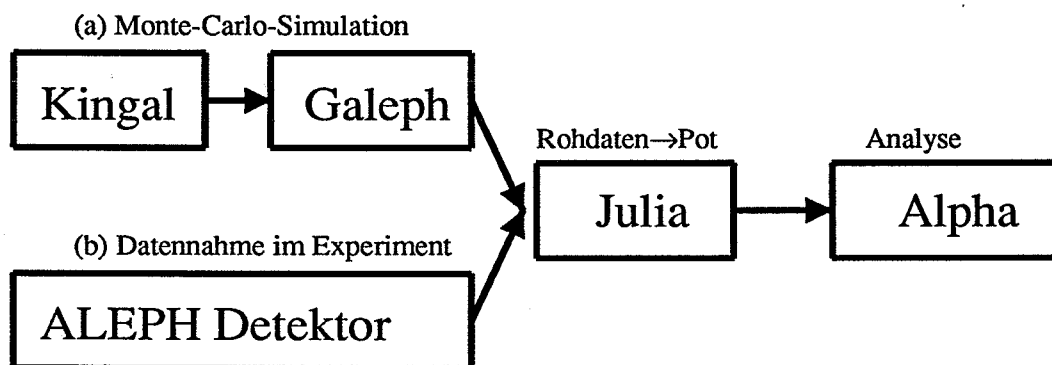


Abbildung 2.16: Der Datenfluß bei der Datennahme und der Ereignissimulation:

- (a) Aus den mit Monte-Carlo-Verfahren generierten Viererimpulsen der auslaufenden Teilchen des Programms *KINGAL* [35], werden die sogenannten »Monte-Carlo-Rohdaten«, das sind die simulierten elektrischen Pulse, durch das Programm *GALEPH* erzeugt.
- (b) Sowohl für die Monte-Carlo- als auch für die experimentellen Rohdaten werden durch das Programm *JULIA* [37] aus den Meßwerten der einzelnen Detektoren die Teilchenimpulse rekonstruiert. Das Programm *ALPHA* [38] schließlich stellt die zur Analyse eines Ereignisses notwendigen Daten in einfacher Form zur Verfügung.

Die Generation von Monte-Carlo-Ereignissen mit Detektorsimulation: Da wegen der begrenzten Effizienz des Detektors und der Rekonstruktionsprogramme nicht alle Ereignisse vollständig rekonstruiert werden können, wird der Detektor mit Hilfe von Monte-Carlo-Verfahren simuliert, damit diese Verluste abgeschätzt werden können. Gleichzeitig können die »Monte-Carlo-Daten« benutzt werden, um den physikalischen Untergrund einzelner Kanäle zu bestimmen. Bei der Selektion eines bestimmten Endzustandes soll z.B. aus der Menge aller vorhandenen Ereignisse die Identifikation von Ereignissen eines bestimmten Typs ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, b\bar{b}, \dots$ ) mit möglichst hoher Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgen. Die Anwendung der Analysealgorithmen auf Monte-Carlo-Daten ermöglicht die Überprüfung der gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeit, da die korrekte Simulation von grundlegenden Eigenschaften des Detektors angenommen wird. Es muß aber bemerkt werden, daß simulierte Ereignisse nicht den im Detektor aufgezeichneten Ereignissen gleichzustellen

sind, es ist lediglich möglich die Reproduzierbarkeit bestimmter Parameter einer Theorie mit den simulierten Detektorsignalen zu studieren, d.h. mit Monte-Carlo-Analysen können die Detektorsignale für physikalische Hypothesen überprüft werden.

Ein Ereignis wird schrittweise simuliert. Wie in Abbildung 2.16(a) zu sehen ist werden bei der Monte-Carlo-Simulation zuerst die Ereignisse, d.h. die Impulse der einzelnen Teilchen des Endzustands und anschließend die entsprechenden Signale des Detektors erzeugt (Monte-Carlo-Rohdaten). Dies sind z.B. die elektrischen Pulse der *TPC* durch die simulierte Ionisation einer Spur im Driftbereich. Anschließend werden die Monte-Carlo-Rohdaten mit dem gleichen Rekonstruktionsalgorithmus ausgewertet, mit dem auch die experimentellen Daten verarbeitet werden.

Die hohe Meßgenauigkeit der Spurdetektoren erfordert eine sehr genaue Materialbeschreibung bei der Simulation des Detektors. Speziell die Massenbelegung des Vertexdetektors muß sehr genau beschrieben werden. Die Änderung des Spurimpaktparameters z.B. durch Vielfachstreuung ist, wegen der Nähe des Detektors zum Primärwechselwirkungspunkt signifikant und meßbar. Abbildung 2.17 veranschaulicht auf eindrucksvolle Weise die Notwendigkeit der ausführlichen Simulation des Detektors durch das Programm *GALEPH* [36]. Dargestellt ist die Extrapolation der Spurtrajektorien von Spuren in den Daten mit großem negativem Spurimpaktparameter (zur Definition dieses Begriffs siehe Kapitel 3.5) zum Vertexdetektor. Spuren mit großem negativem Impaktparameter wurden meist durch Vielfachstreuung abgelenkt. Ihre Durchstoßpunkte durch den *VDET* sind deshalb mit Regionen starker Massenbelegung korreliert. Die erhöhte Massenbelegung durch die Keramikstege senkrecht zur Waferoberfläche und die verschiedenen elektronischen Bauteile kann mit diesen Spuren sehr gut reproduziert werden.

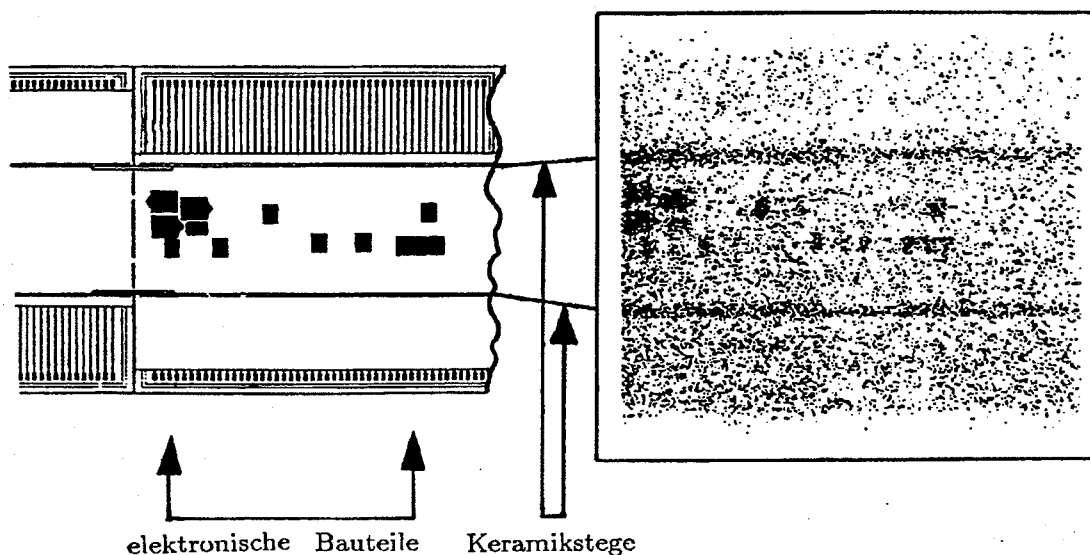


Abbildung 2.17: Die Massenbelegung eines Moduls des Vertexdetektors:

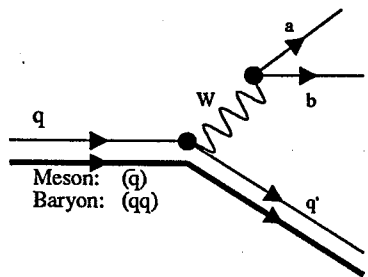
*links:* Sichtbar sind die Siliziumwafer sowie zwei Keramikstege in Längsrichtung zur mechanischen Stabilisierung des Moduls. Dazwischen befinden sich einige elektronische Bauteile.

*rechts:* Die Reproduktion der Massenbelegung mit Hilfe von Spuren mit großem Impaktparameter in den Daten. Die oben genannten Bauteile sind alle sichtbar.

# Kapitel 3

## Die Selektion von $Z^0$ -Zerfällen in schwere Quarks

Die Zerfälle der Charm- und der Bottom-Quarks erfolgen durch die schwache Wechselwirkung (siehe Abbildung 3.1). Für die Selektion von  $Z^0$ -Zerfällen in schwere Quarks können deshalb z.B. die Leptonen aus dem Zerfall des  $W$ -Bosons  $[(a, b) = (l, \nu_l)]$  herangezogen werden (semileptonische Zerfälle schwerer Quarks). Die grosse Masse der zerfallenden Quarks führt zu hohen Transversalimpulsen  $p_T$  der Zerfallsprodukte relativ zur Flugrichtung der primären Quarks. Die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte sind unabhängig vom Impuls der schweren, zerfallenden Hadronen und damit unabhängig von der Fragmentation. Andererseits besitzen Charm- und Bottom-Quarks eine endliche Lebensdauer, die Zerfallsprodukte dieser Quarks stammen also nicht vom Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons. Die Zerfallslänge der schweren Quarks ist meßbar und kann daher als zusätzliche Information für die Selektion benutzt werden (siehe Abbildung 3.3). Aufgrund der zusätzlichen Information können auch die hadronischen Zerfallsmoden schwerer Quarks  $[(a, b) = (q, \bar{q}')]$  für die Selektion verwendet werden.



Schwache Zerfälle schwerer Quarks

| Quark $q$           | $b$   | $c$   |
|---------------------|-------|-------|
| Isospinpartner $q'$ | $c$   | $s$   |
| Schwaches Boson     | $W^-$ | $W^+$ |

Abbildung 3.1: Der Zerfall eines schweren Quarks. Der Zerfall konjugierter Ladungszustände erfolgt analog. Außer den bevorzugten Quarkzerfällen (z.B.  $b \rightarrow W^- c$ ) existieren noch Übergänge zwischen den nicht benachbarten Quarkfamilien (siehe Tabelle 1.1 auf Seite 5), die aber stark unterdrückt sind.

### Semileptonische Zerfälle schwerer Quarks

Leptonen aus semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks können mit hoher Effizienz und niedrigem Untergrund identifiziert werden. Das kleine Verzweigungsverhältnis der semileptonischen Zerfälle:

$$BR(b \rightarrow l \nu_l + c) \simeq BR(W \rightarrow l \nu_l) \simeq 20\% \quad , \quad l = e, \mu \quad (3.0.1)$$

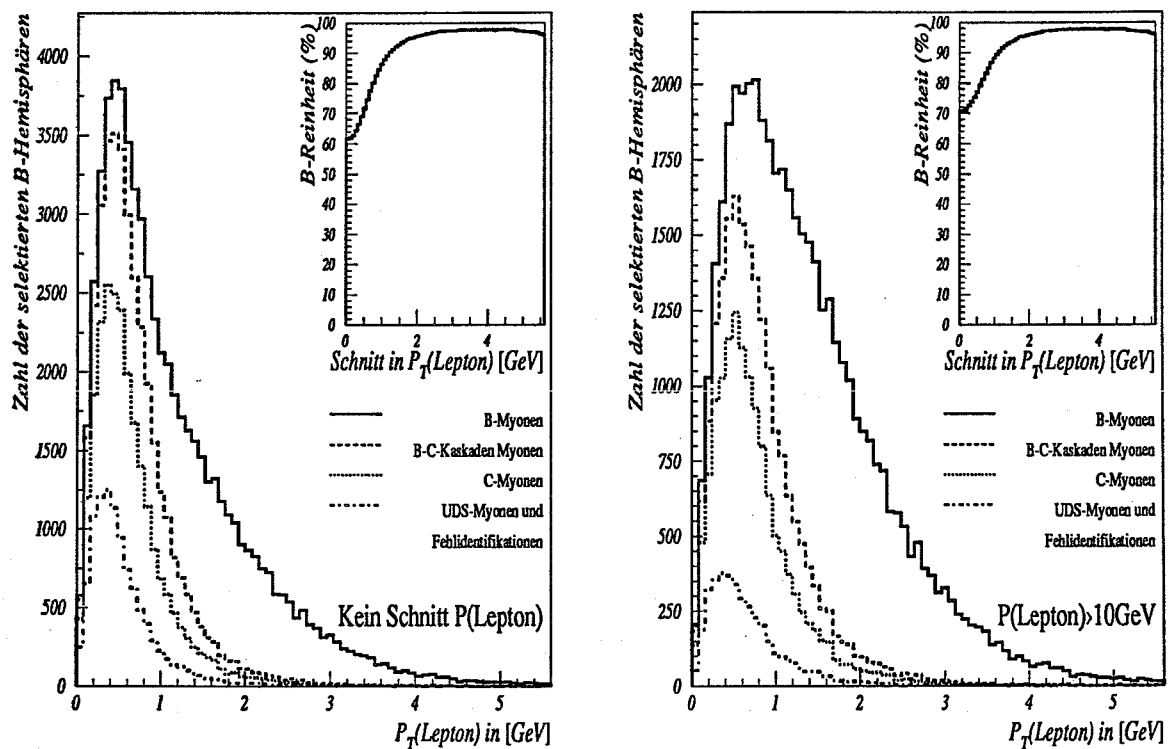


Abbildung 3.2: Das Transversalimpulsspektrum von Myonen aus dem Zerfall eines  $b$ -Quarks in hadronischen Ereignissen für verschiedene Schnitte im Leptonimpulsspektrum. Die einzelnen Beiträge wurden in der Darstellung addiert. Bei der Berechnung der Reinheit der  $b\bar{b}$ -Ereignisse wurden auch die Myonen, die aus den Kaskadenzerfällen der  $b$ -Hadronen stammen, berücksichtigt. Bei Kaskadenzerfällen stammt das nachgewiesene Myon aus dem anschließenden, sekundären, semileptonischen Zerfall des  $c$ -Quarks.

| Art der Messung                                       | $\tau_b$ [ps]   |
|-------------------------------------------------------|-----------------|
| $J/\psi$ -Ereignisse                                  | $1.44 \pm 0.08$ |
| Hadronische $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Ereignisse     | $1.50 \pm 0.05$ |
| Semileptonische $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Ereignisse | $1.47 \pm 0.05$ |
| Mittelwert:                                           | $1.48 \pm 0.03$ |

Tabelle 3.1: Die verschiedenen inklusiven Messungen der Lebensdauer von  $b$ -Hadronen durch die LEP-Experimente. Die Messungen wurden mit drei unterschiedlichen Methoden durchgeführt, wobei entweder  $J/\psi$ -Ereignisse, hadronische  $b$ -Zerfälle oder semileptonische  $b$ -Zerfälle zur Messung der  $b$ -Lebensdauer  $\tau_b$  herangezogen wurden [40]. Bei der Messung der  $b$ -Lebensdauer mit Hilfe der  $J/\psi$ -Ereignisse wird der Zerfallsvertex des  $b$ -Hadrons rekonstruiert. Der Abstand des  $b$ -Zerfallsvertex vom  $Z^0$ -Zerfallsvertex hängt von der Lebensdauer der  $b$ -Hadronen ab. Aus der Faltung des Spektrums der  $b$ -Fluglänge mit dem Impulsspektrum erhält man die mittlere Lebensdauer der  $b$ -Hadronen. Die Messungen der  $b$ -Lebensdauer bei semileptonischen Ereignissen erfolgt durch die Analyse des Impaktparameterspektrums der selektierten Leptonen, die vom  $b$ -Zerfallsvertex stammen. Die Messung der  $b$ -Lebensdauer mit Hilfe aller Spuren aus dem hadronischen Zerfall des  $b$ -Hadrons erfolgt analog; da für jeden Zerfallsvertex mehrere Spuren rekonstruiert werden, ist der statistische Fehler der Messung kleiner.

reduziert jedoch den Anteil der selektierten  $b$ -Quarks. Die Selektion von Ereignissen mit primären  $b$ -Quarks durch die Analyse der Leptonen stützt sich auf Schnitte im Transversalimpulsspektrum und im Impulsspektrum der Leptonen.

Abbildung 3.2 zeigt das Transversalimpulsspektrum der selektierten Myonen bei verschiedenen Schnitten im Myonimpuls. Bei typischen Schnitten im Transversalimpulsspektrum der Myonen von  $p_T \gtrsim 1.25 \text{ GeV}$  ist die Effizienz für die Selektion einer Ereignishälfte mit einem primären  $b$ -Quark relativ klein. Die Selektion einzelner  $b$ -Quarks erfolgt üblicherweise mit einer Reinheit von ca. 90 % bei einer Effizienz von ca. 15 % [39]. Die Schwächen der Selektion von  $b$ -Quarks mit Hilfe der semileptonischen  $b$ -Zerfallsmoden liegen also – abgesehen von systematischen Unsicherheiten durch die Selektion von Leptonen die nicht von  $b$ -Hadronen stammen – vor allem in der begrenzten Statistik der selektierten Leptonen (siehe Abbildung 3.2).

#### Die Selektion von schweren Quarks unter Verwendung der Lebensdauer

Alternative Selektionsmethoden, deren Meßgenauigkeit nicht statistisch begrenzt sein soll, dürfen also nicht nur die semileptonischen  $b$ -Zerfälle berücksichtigen, sondern müssen auch die hadronischen Zerfälle der  $b$ -Quarks in die Analyse einbeziehen. Neben der Quarkmasse ( $m_b \simeq 4.5 \text{ GeV}$ ,  $m_c \simeq 1.5 \text{ GeV}$ ,  $m_{uds} = \mathcal{O}(50 \text{ MeV})$ ), die das Transversalimpulsspektrum der Zerfallsprodukte beeinflusst, kann auch die verhältnismäßig lange Lebensdauer der  $b$ -Hadronen (siehe Tabelle 3.1) zur Selektion herangezogen werden. Im folgenden wird eine Methode zur Selektion von  $b$ -Quarks präsentiert, die sich auf den Impaktparameter der einzelnen Spuren eines Ereignisses stützt. Der Impaktparameter einer Spur ist der kürzeste dreidimensionale Abstand zwischen einer geladenen Spur und dem Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons. Wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, sind die Impaktparameter einzelner Spuren sowohl von der Fluglänge der  $b$ -Hadronen (über die Lebensdauer der  $b$ -Quarks) als auch (über den Transversalimpuls der Zerfallsprodukte bezüglich der Flugrichtung des Quarks) von der Masse der  $b$ -Hadronen abhängig.

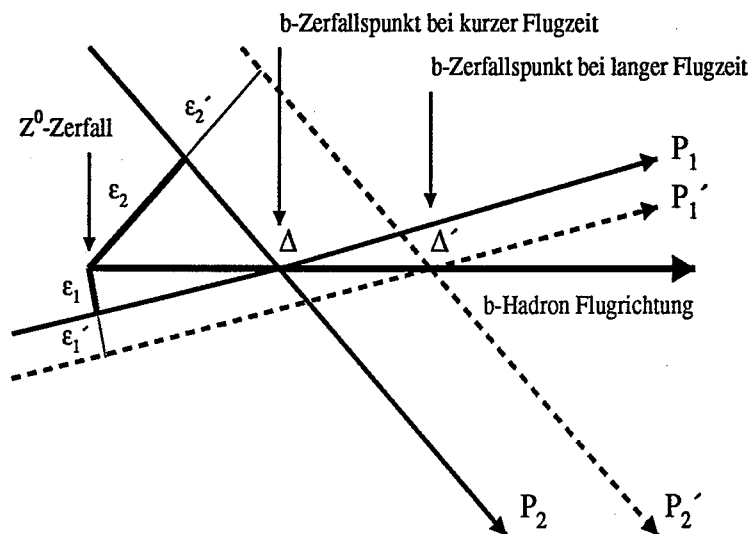


Abbildung 3.4: Die Abhängigkeit des Impaktparameters vom Transversalimpuls der Spur bezüglich der Impulsrichtung des zerfallenden  $b$ -Hadrons und von der Lebensdauer der  $b$ -Hadronen.

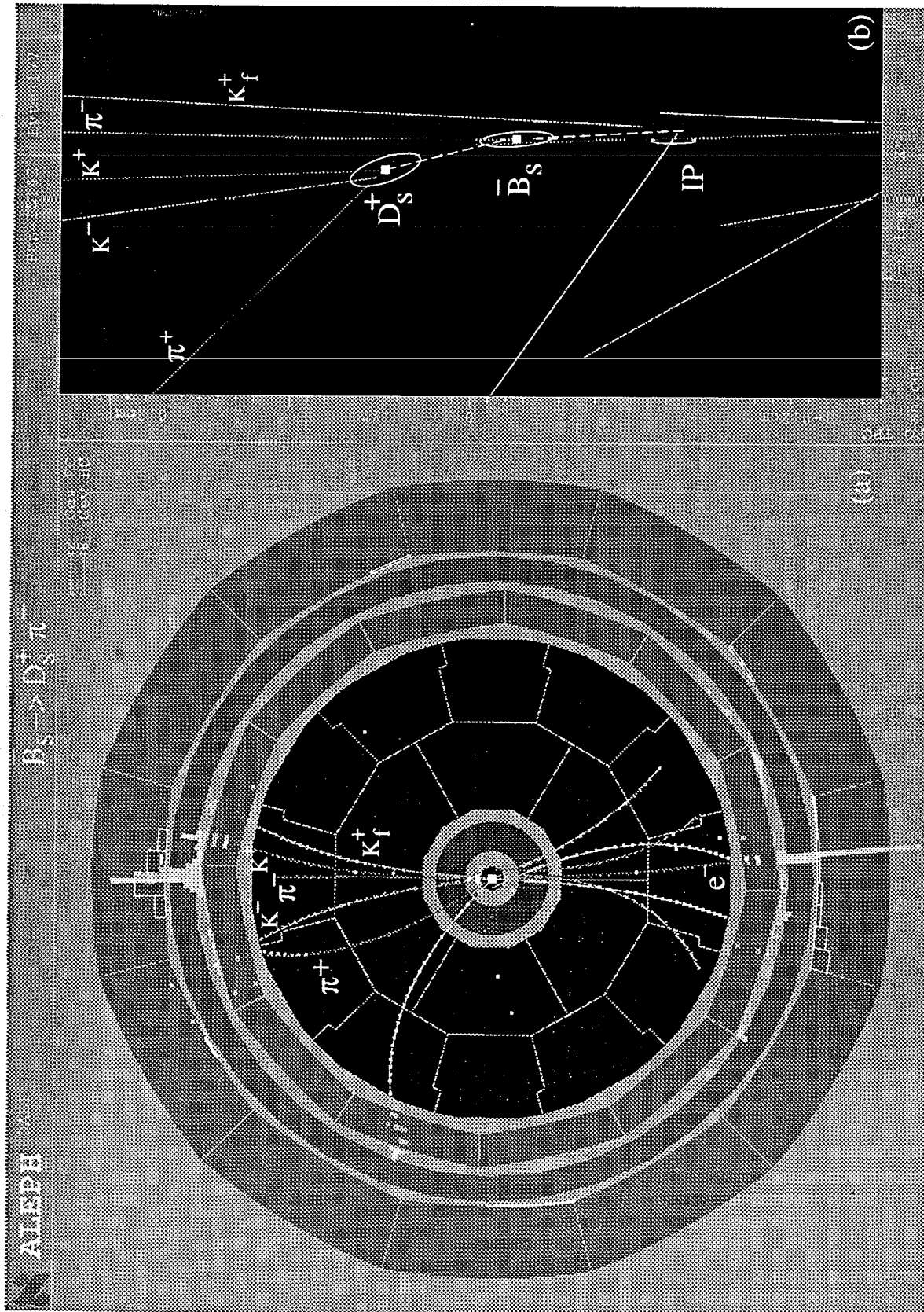


Abbildung 3.3: Der schwache Zerfall eines  $\bar{B}_s$ -Mesons in ein  $D_s^+$ -Meson und ein Pion. Das  $D_s^+$ -Meson zerfällt anschließend:  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Die Spur des dritten Kaons  $K_f^+$  stammt aus der Fragmentation. Oben (b) ist die Fischaugenprojektion der rekonstruierten Zerfallsvertizes zu sehen, unten (a) die x-y-Ansicht des Ereignisses im Detektor.

Dargestellt ist der schematische Zerfall eines  $b$ -Hadrons in zwei geladene Spuren mit dem Impuls  $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2|$ . Zerfällt das  $b$ -Hadron nach kurzer Flugzeit am Ort  $\Delta$ , so erhält die Spur mit dem größeren Transversalimpuls (2) den größeren Impaktparameter ( $\epsilon_2 > \epsilon_1$ ). Zerfällt das  $b$ -Hadron erst später am Zerfallspunkt  $\Delta'$ , so vergrößern sich die Impaktparameter beider Spuren:  $\epsilon'_1 > \epsilon_1$  und  $\epsilon'_2 > \epsilon_2$ .

Die Flugbahn des  $b$ -Hadrons in einem hadronischen Ereignis (zur Definition hadronischer Ereignisse siehe Kapitel 3.1) ist definiert durch den Ort des  $Z^0$ -Zerfalls und der Flugrichtung des  $b$ -Hadrons. Die  $b$ -Flugrichtung wird durch die Richtung des Jets genähert, der die Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons enthält (siehe Kapitel 3.2). Die Kenntnis der  $b$ -Flugrichtung ist sowohl für die Bestimmung des  $Z^0$ -Zerfallsvertex als auch für die Berechnung der Spurimpaktparameter notwendig. Die Bestimmung des  $Z^0$ -Zerfallspunktes wird in Kapitel 3.3 beschrieben.

Nach der Selektion von gut rekonstruierten, geladenen Spuren (siehe Kapitel 3.4) wird für jede Spur der Impaktparameter und dessen Fehler berechnet (siehe Kapitel 3.5 und 3.6). Spuren, die aus der Fragmentation am Primärvertex stammen, erlauben mit Hilfe der Impaktparametersignifikanz, also des Spurimpaktparameters gewichtet mit seinem Fehler, die Messung der Detektorauflösung, sowie die Berechnung der Wahrscheinlichkeit, mit der eine Spur aus der Fragmentation, also vom Primärvertex stammt (siehe Kapitel 3.7.1). Die Kombination einzelner Spurwahrscheinlichkeiten zu Hemisphären- oder Ereigniswahrscheinlichkeiten (siehe Kapitel 3.7.2) erlaubt dann Aussagen über die Existenz sekundärer Vertices in einem Ereignis, ohne diese Vertices zu rekonstruieren. In Kapitel 3.9 wird die Detektorauflösung, die in den Daten gemessen wurde, mit der Vorhersage des Monte-Carlos verglichen. Im gleichen Kapitel werden auch notwendige Korrekturen der Detektorauflösung des Monte-Carlos beschrieben. Spuren aus Photonkonversionen im Detektormaterial besitzen zwar einen endlichen Impaktparameter, zur Identifikation von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen sind sie jedoch nicht hilfreich. In Kapitel 3.8 wird der Algorithmus zur Erkennung von Photonkonversionen beschrieben.

### 3.1 Die Vorselektion hadronischer Ereignisse

Die Unterscheidung hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle von anderen  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen: Nicht alle im Detektor nachgewiesenen Ereignisse sind  $Z^0$ -Zerfälle in Quarks (z.B.  $Z^0 \rightarrow \text{Leptonen}$  oder  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen). Diese Ereignisse müssen aussortiert werden. Hadronische Ereignisse zeichnen sich durch viele geladene Spuren im Endzustand aus. Eine einfache, aber sehr effiziente, Vorselektion hadronischer Ereignisse verlangt mindestens fünf geladene Spuren, die folgende Kriterien erfüllen müssen (ALEPH-Standard):

- Jeder Spur müssen mindestens vier TPC-Koordinaten zugeordnet sein, wobei der Polarwinkel  $\theta$  der Spur innerhalb des Bereichs von  $|\cos \theta| < 0.96$  liegen muß. Diese beiden Schnitte sind teilweise redundant; hochenergetische geladene Teilchen mit einem Polarwinkel  $|\cos \theta| < 0.96$  erzeugen Signale in weniger als vier Padreihen der TPC, ihnen werden somit weniger als vier TPC-Koordinaten zugeordnet.
- Der kleinste Abstand der Spur vom Wechselwirkungspunkt muß transversal zur  $e^+e^-$ -Strahlrichtung kleiner als 2 cm und longitudinal zur Strahlrichtung kleiner als 10 cm sein.
- Die allen selektierten, geladenen Spuren zugeordnete Energie muß mindestens 10 % der Schwerpunktsenergie (doppelte Strahlenergie) betragen.

Die so vorselektierten Ereignisse enthalten zu 0.62 %  $\tau$ -Zerfälle des  $Z^0$ -Bosons und zu 0.39 %  $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen; alle anderen Untergrundquellen sind vernachlässigbar.

### 3.2 Die Rekonstruktion von Jets

Die Motivation zur Analyse von Jets: Für die Berechnung der Spurimpaktparameter ist die Kenntnis der Flugrichtung des  $b$ -Hadrons notwendig. Diese wird durch die Jetrichtung genähert, zu der das  $b$ -Hadron, beziehungsweise dessen Zerfallsprodukte gehören. Beim  $Z^0$ -Zerfall geht ein großer Teil des Impulses der  $b$ -Quarks auf die  $b$ -Hadronen über, d.h. der Jet, der die Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons enthält, beschreibt in guter Näherung auch die Flugrichtung des  $b$ -Hadrons. Spuren von Teilchen aus der Fragmentation kann der Jetalgorithmus von den Spuren aus dem Zerfall des  $b$ -Hadrons nur bedingt unterscheiden. Lediglich der Impuls von Teilchen aus der Fragmentation hochenergetischer Gluonen kann in einen deutlich abgetrennten Raumwinkelbereich zeigen, als der Jet, der die Impulse der  $b$ -Zerfallsprodukte enthält, sie formen also einen eigenen Jet. Teilchen aus der Fragmentation von zum  $b$ -Hadron kollinearen Gluonen sind dagegen in dem Jet, mit dem die Flugrichtung des  $b$ -Hadrons angenähert wird, enthalten, sie verschlechtern die Auflösung der  $b$ -Flugrichtung. Die Güte der rekonstruierten  $b$ -Flugrichtung kann nur mit Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt werden, da der Typ der primären Quarks und die Flugrichtung der  $b$ -Hadronen nur bei Monte-Carlo-Simulationen bekannt ist.

Jetalgorithmen, die einzelne Teilchenspuren bündeln, basieren auf verschiedene Kombinationsmechanismen (siehe Kapitel 3.2.1). Meistens wird die invariante Masse der Spuren – oder eine äquivalente Größe – als Entscheidungsgrundlage herangezogen. Alle Jetalgorithmen benötigen einen Abschneideparameter  $Y_{Cut}$ , der bestimmt bis zu welchem Maße die einzelnen Teilchen miteinander kombiniert werden. Der Abschneideparameter wurde so optimiert, daß die geladenen Zerfallsprodukte der  $b$ -Hadronen so vollständig wie möglich in den beiden Jets mit der höchsten Energie enthalten sind, gleichzeitig jedoch eine bestmögliche Rekonstruktion der Flugrichtung des  $b$ -Hadrons erreicht wird.

### 3.2.1 Die Definition von Jets

Die Kombination einzelner Teilchenspuren zu Jets: Ereignisse werden in sogenannte Jets aufgeteilt, um die Prozesse auf dem Partonniveau, also die Entwicklung des Partonschauers bestehend aus Quarks und Gluonen, sichtbar zu machen. Die Zahl der Jets, in die ein Ereignis aufgeteilt wird, hängt von den Parametern ab, die die Bündelung von Teilchen, beziehungsweise bereits kombinierter »Pseudoteilchen«, steuern. Die Bündelung erfolgt durch sogenannte Jetalgorithmen. Alle Jetalgorithmen kombinieren Spuren in benachbarten Phasenraumelementen zu Teilchenbündeln bis ein im Voraus festgelegtes Abbruchkriterium erfüllt ist.

Alle Jetalgorithmen sind iterativ und benutzen für jeden Iterationsschritt eine algorithmusspezifische Metrik, die ein Maß für die Hypothese darstellt, daß zwei Spuren der Fragmentation des gleichen Partons zuzuordnen sind. Die iterative Kombination einzelner Spuren wird gesteuert von der sogenannten Metrik des Jetalgorithmus.

Die zugrundegelegten Hadronisationsmodelle gehen meist von masselosen Teilchen aus. Die experimentell nachweisbaren Hadronen sind jedoch massiv (z.B.  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , u.a.); lediglich Photonen (z.B. aus  $\pi^0$ -Zerfällen) sind masselos. Die benutzte Metrik muß also die Kombination von masselosen und massiven Teilchen beschreiben. In jedem Iterationsschritt bestimmt die Metrik  $y_{ij}$  welche beiden Teilchen ( $i, j$ ) mit den Impulsen ( $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j$ ) zu einem Pseudoteilchen mit dem Impuls  $\mathbf{p}$  kombiniert werden. Jetalgorithmen unterscheiden sich nicht nur in der Wahl der Metrik sondern auch in der Berechnung von  $\mathbf{p}$ :

| <i>Jet-<br/>algorithmus</i> | <i>Kombination der<br/>Spurimpulse</i>                                                                                                                    | <i>Metrik <math>y_{ij}</math></i>                                                            |
|-----------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|
| $E$<br>$E0$                 | $\mathbf{p} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j$<br>$\mathbf{p} = (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) \left[ \frac{E_i + E_j}{ \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j } \right]$ | $m_{ij}^2/s$                                                                                 |
| $KT$<br>$KT0$               | $\mathbf{p} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j$<br>$\mathbf{p} = (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) \left[ \frac{E_i + E_j}{ \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j } \right]$ |                                                                                              |
|                             |                                                                                                                                                           | $2 \cdot \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{s} \cdot (1 - \cos [\angle(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j)])$ |
| <i>Jade</i>                 | $\mathbf{p} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j$                                                                                                                | $2 \cdot \frac{E_i E_j}{s} \cdot (1 - \cos [\angle(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j)])$            |

Die Energie des Pseudoteilchens  $E$  ist die Summe der Energie der beiden kombinierten Teilchen ( $E_i, E_j$ ), wobei für die Masse geladener Spuren die Pionmasse angenommen wird. In jedem Iterationsschritt kombiniert der Algorithmus die beiden Teilchen ( $i, j$ ) mit minimalem  $y_{ij}$  zu einem Pseudoteilchen. In der folgenden Iteration werden die beiden bereits kombinierten Viererimpulse der Teilchen ( $i, j$ ) durch den Viererimpuls des Pseudoteilchens ersetzt. Die Iteration endet, sobald keine Kombination von zwei (Pseudo-)Teilchen gefunden werden kann, für die die Metrik  $y_{ij}$  kleiner als ein bestimmter Grenzwert  $Y_{Cut}$  ist. Die Zahl der nicht mehr kombinierbaren (Pseudo-)Teilchen ist die Zahl der gefundenen Jets.

Der  $E$ -, der  $E0$ - und der  $Jade$ -Algorithmus benutzen als Entscheidungskriterium die invariante Masse der Teilchen, die kombiniert werden sollen; im Grenzfall masseloser Teilchen sind diese Algorithmen identisch. Der  $KT$  (*Durham*)- und der  $KT0$ -Algorithmus kombiniert zwei Teilchen, von denen eines eine möglichst geringe Energie haben und möglichst

kollinear zum höherenergetischen Teilchen sein soll. Es wird angenommen, daß wie auf dem Partonniveau abgestrahlte Gluonen mit niedriger Energie, mit ihren Mutterteilchen rekombiniert werden können. Der  $E_0$ - und der  $KT_0$ -Algorithmus versuchen dabei der Modellannahme masseloser Teilchen gerecht zu werden; die Masse der Teilchen, die kombiniert werden sollen, wird dabei durch eine Renormierung ihrer Impulssumme absorbiert.

### 3.2.2 Die Parameterwahl des benutzten Jetalgorithmus

Die maximale, normierte invariante Masse eines Jets, gegeben durch den Parameter  $Y_{Cut}$ , bestimmt, ob zwei (Pseudo-)Teilchen zu einem neuen Pseudoteilchen kombiniert werden, oder jedes der beiden (Pseudo-)Teilchen einen eigenen Jet bildet. Zwei (Pseudo-) Teilchen  $(i, j)$  werden also nur kombiniert, wenn ihre Impulsvektoren in den gleichen Raumwinkelbereich zeigen, d.h. ihre invariante Masse  $m_{ij} \simeq 2E_i E_j [1 - \cos(\angle \mathbf{p}_i, \mathbf{p}_j)]$  kleiner ist als  $Y_{Cut} \cdot \sqrt{s}$ .  $Y_{Cut}$  schränkt somit auch die räumliche Ausdehnung des Jets ein, die beschrieben wird durch einen Kegel, der ausgehend vom Primärvertex, alle Spurimpulse enthält, die zum Jet beitragen. Bei größeren Werten von  $Y_{Cut}$  schließt dieser Kegel immer mehr Spuren ein, die nicht unbedingt aus dem Zerfall des  $b$ -Hadrons stammen und die Auflösung der  $b$ -Flugrichtung verschlechtern. Bei sehr kleinen Werten von  $Y_{Cut}$  ist die invariante Masse zweier beliebiger Spurpaare größer als  $Y_{Cut} \cdot \sqrt{s}$ , die Zerfallsprodukte eines  $b$ -Hadrons bilden eigene Jets, die für sich genommen nicht mit der tatsächlichen  $b$ -Flugrichtung übereinstimmen, jede Spur stellt für sich selbst einen »entarteten« Jet dar.

Ein Maß für die Güte der rekonstruierten Flugrichtung eines  $b$ -Hadrons, die unter anderem von  $Y_{Cut}$  abhängt, ist der Winkel  $\vartheta$  zwischen dem Impulsvektor des  $b$ -Hadrons  $\mathbf{p}_{Hadron}$  und dem Impulsvektor desjenigen Jets mit dem Impuls  $\mathbf{p}_{Jet}$ , dessen Achse der Trajektorie des  $b$ -Hadrons am nächsten liegt:

$$\vartheta = \angle(\mathbf{p}_{Hadron}, \mathbf{p}_{Jet}) \quad (3.2.2)$$

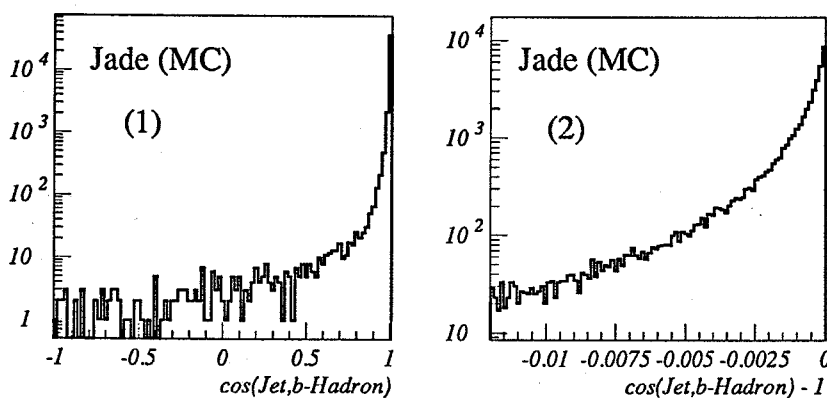


Abbildung 3.5: Die Winkelverteilung  $\vartheta = \angle(\mathbf{p}_{Jet}, \mathbf{p}_{b-Hadron})$  der rekonstruierten Jets.

- (1) Die Verteilung des Winkels zwischen dem  $b$ -Hadron und dem rekonstruierten Jet.
- (2) Die Winkelauflösung  $[\cos \vartheta - 1]$  der in der Analyse korrekt zugeordneten Jets. Die Auflösung ist gegeben durch den Bereich der 66 % der Ereignisse enthält. Bei einem Abschneideparameter  $Y_{Cut} = 0.02$  beträgt  $[\cos \vartheta - 1] = 0.0022$ .

Der Mittelwert der  $\cos\vartheta$  Verteilung (siehe Abbildung 3.8 (1)) hängt stark von den Ausläufern der Verteilung ab (siehe Abbildung 3.5). Die Ausläufer stammen von Jets, die nicht die Zerfallsprodukte der  $b$ -Hadronen enthalten. In diesen Ereignissen haben die Jets ihren Ursprung in der Fragmentation von Gluonen, während die Spuren des  $b$ -Jets zum Großteil, z.B. durch die begrenzte Detektorakzeptanz, verloren gingen. Die  $\cos\vartheta$  Verteilung muß bei der Wahl von  $Y_{Cut}$  berücksichtigt werden, da bei der Wahl der den  $b$ -Hadronen am nächsten stehenden Jetachsen, keine weiteren Hilfsmittel zur Verfügung stehen. Die Wahl der falschen Jetachse würde die Aussagekraft der Impaktparameter geladener Spuren verschlechtern.

Die Auflösung der rekonstruierten  $b$ -Flugrichtung  $\cos\vartheta$  ist gegeben durch die Grenze des Bereichs von  $\cos\vartheta$  der, ausgehend von  $\cos\vartheta = 1$ , 66 % der beiden hochenergetischen Jets enthält. Dies sind Jets, die den entsprechenden  $b$ -Hadronen korrekt zugeordnet wurden. Die Verteilung hat ein sehr stark ausgeprägtes Maximum bei  $\cos\vartheta = 1$  (siehe Abbildung 3.5(2)).

Die geladenen Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons sollen möglichst vollständig im Jet enthalten sein, denn nur sie können im Vertexdetektor ein Signal erzeugen und so die Information über die Lebensdauer des  $b$ -Hadrons weitergeben. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Information wird der Anteil der nicht im Jet enthaltenen geladenen Zerfallsprodukte aus dem Zerfall des  $b$ -Hadrons ermittelt. Jets mit großer invarianter Masse, die bei einem großem Wert von  $Y_{Cut}$  rekonstruiert werden, enthalten dabei mehr Zerfallsprodukte der  $b$ -Hadronen als Jets mit einer bezüglich der Masse der  $b$ -Hadronen relativ kleinen invarianten Masse.

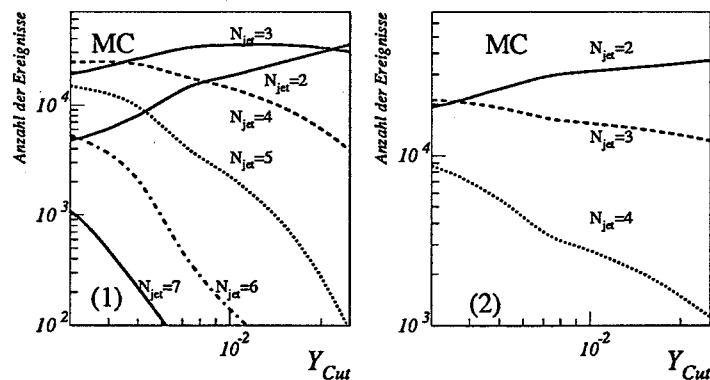


Abbildung 3.6:

- (1) Die Jetraten von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen berechnet mit allen experimentell nachgewiesenen elektrisch geladenen und elektrisch neutralen Teilchen, sowie
- (2) die Jetraten von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen, wenn die im Text beschriebenen Schnitte auf die Energie, den Polarwinkel und die Anzahl der Jets angewandt wird (siehe Seite 54).

Der Winkel zwischen dem  $b$ -Hadron und dem räumlich nächsten Jet und der Anteil der im Jet enthaltenen Impulse der Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons haben entgegengesetztes Verhalten bei der Variation von  $Y_{Cut}$  (siehe Abbildung 3.8). Bei einem größerem Wert von  $Y_{Cut}$  nimmt der Anteil der Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons im Jet zu; durch zusätzliche Spuren aus dem Fragmentationsprozess verschlechtert sich jedoch gleichzeitig

die Auflösung der Flugrichtung des  $b$ -Hadrons. Da ein Großteil der Schwerpunktsenergie im  $Z^0$ -Zerfall von den primären  $b$ -Quarks auf die  $b$ -Hadronen übergeht, werden nur die vier Jets mit der höchsten Energie betrachtet; Jets mit einer Energie von weniger als 10 GeV werden nicht in die Analyse einbezogen. Zur Analyse der Impaktparameter können nur Spuren herangezogen werden, die auch im Vertexdetektor Signale erzeugten. Jets, deren Achsen nicht innerhalb des  $VDET$ -Polarwinkelbereichs ( $|\cos \theta| < 0.7$ ) liegt, enthalten meist keine Spuren mit  $VDET$ -Koordinaten, sie müssen deshalb von der Analyse ausgeschlossen werden. Abbildung 3.6(1) zeigt die Jetraten in  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen als Funktion von  $Y_{Cut}$ . Die Jets wurden rekonstruiert aus allen elektrisch geladenen und neutralen Teilchen. Abbildung 3.6(2) zeigt die Jetraten in hadronischen Ereignissen mit zwei, drei oder vier Jets, wobei die rekonstruierten Teilchenbündel die oben genannten Bedingungen bezüglich der Energie und des Polarwinkels der beiden hochenergetischen Jets erfüllen müssen.

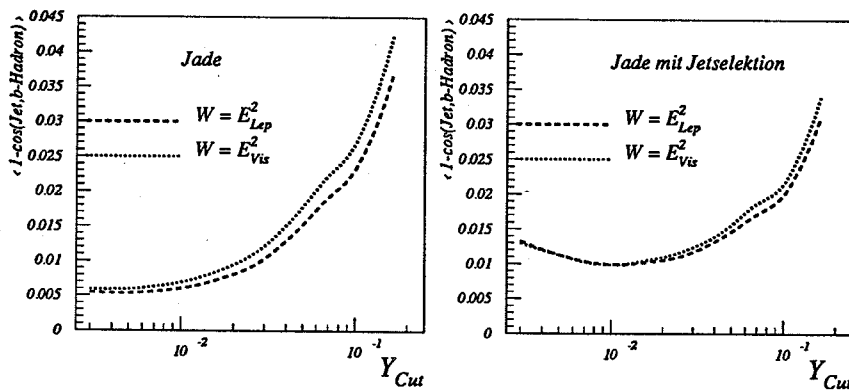


Abbildung 3.7: Die mittlere Auflösung der  $b$ -Hadron Flugrichtung  $\langle 1 - \cos \vartheta \rangle$  ist nahezu unabhängig von der Definition der Normierung  $W = \sqrt{s}$ . Die durchgezogene Linie zeigt die Auflösung für  $W = 2 \times E_{Strahl}$ , die gestrichelte Linie für die Energiesumme aller geladenen und neutralen Spuren.

Die Energieskala  $\sqrt{s}$ , die zur Normierung der Metrik  $y_{ij}$  benötigt wird, kann sowohl durch die gemessene Energie aller geladenen und neutralen Teilchen als auch durch die Strahlenergie bestimmt werden. Abbildung 3.7 zeigt, daß beide Definitionen im Mittel die gleiche Richtungsauflösung der  $b$ -Hadronen ergeben.

Abbildung 3.8 faßt das Ergebnis der Studie für die verschiedenen Algorithmen zusammen. Zur Näherung der  $b$ -Hadron Flugrichtung wurde, wegen der weitgehenden Unabhängigkeit vom Fragmentationsmodell der *Jade*-Algorithmus [42] verwendet. Die Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons sollen beim gewählten Wert von  $Y_{Cut}$  möglichst vollständig zur Berechnung der Jetachse beitragen. Bei  $Y_{Cut} = 0.02$  enthalten sowohl der *Jade*-Algorithmus als auch der *E0*-Algorithmus im Mittel nahezu 97 % der geladenen Zerfallsprodukte, was durch eine größere Jetmasse (oder einen entsprechend größeren Wert von  $Y_{Cut}$ ) nur unwesentlich verbessert werden kann (siehe Abbildung 3.8(2)). Sowohl die Breite des Kerns der Richtungsauflösung in Abbildung 3.5 (siehe Abbildung 3.8(3)), als auch bei der Fehlererkennung des zum  $b$ -Hadron nächsten Jets (sichtbar in den ähnlichen Verteilungen des Mittelwerts von  $\langle 1 - \cos \vartheta \rangle$ ) liefert der *Jade*-Algorithmus vergleichbare Ergebnisse wie der *E0*-Algorithmus.

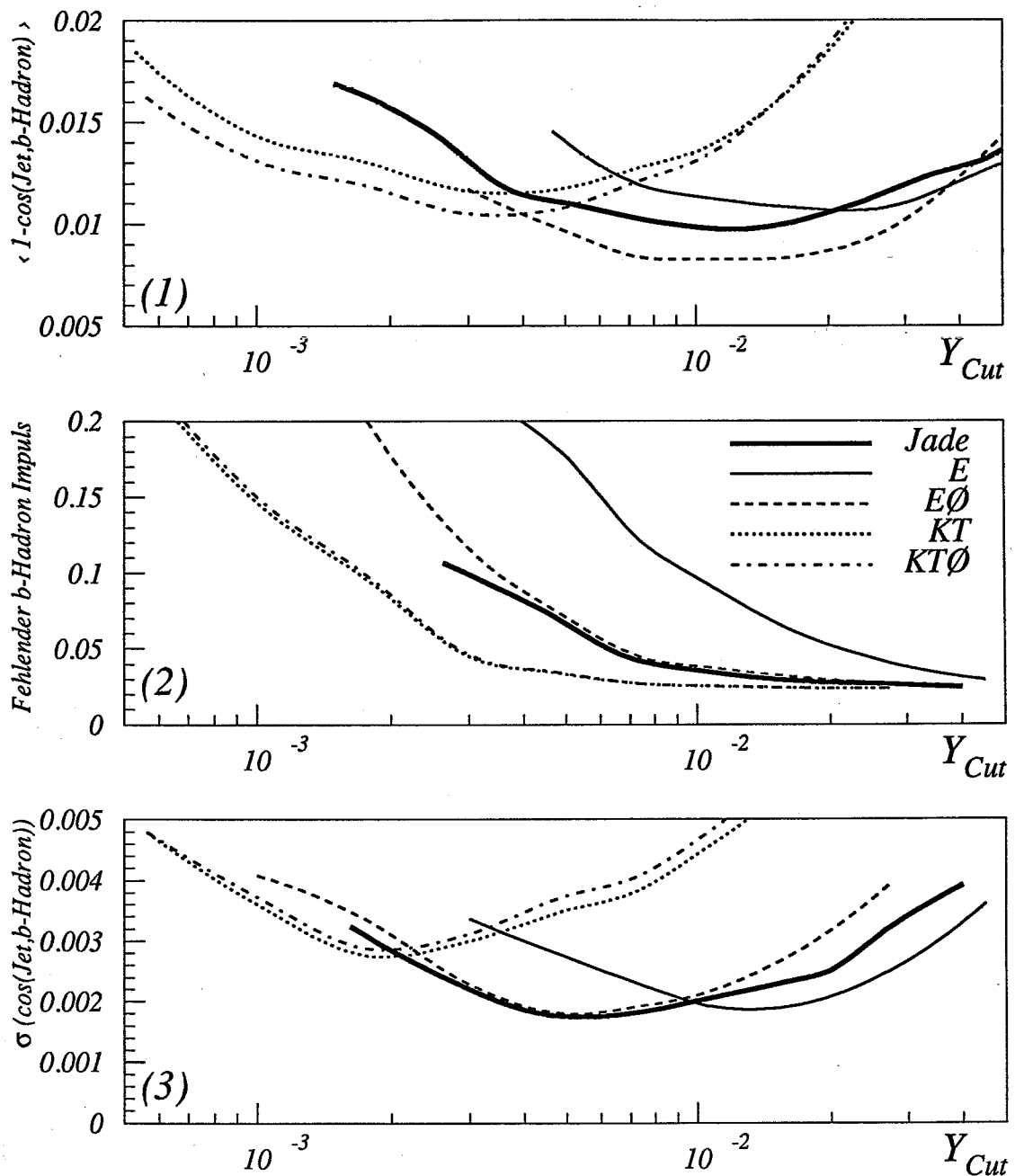


Abbildung 3.8:

- (1) Der Mittelwert  $\langle 1 - \cos \vartheta \rangle$ , für die den  $b$ -Hadronen nächsten Jets als Funktion von  $Y_{\text{Cut}}$ , sowie
- (2) der mittlere fehlende Impulsanteil der geladenen Zerfallsprodukte des  $b$ -Hadrons als Funktion von  $Y_{\text{Cut}}$  für die den  $b$ -Hadronen nächstliegenden Jets. Bei einem kleinen Teil der Ereignisse kann der Jet mit den Fragmenten aus dem Zerfall des  $b$ -Hadrons nicht beobachtet werden. Wegen solchen Ereignissen erreicht diese Verteilung eine endliche Sättigung.
- (3) Die Auflösung des Zentrums der Verteilung von  $\cos \vartheta$  in Abhängigkeit von  $Y_{\text{Cut}}$ .

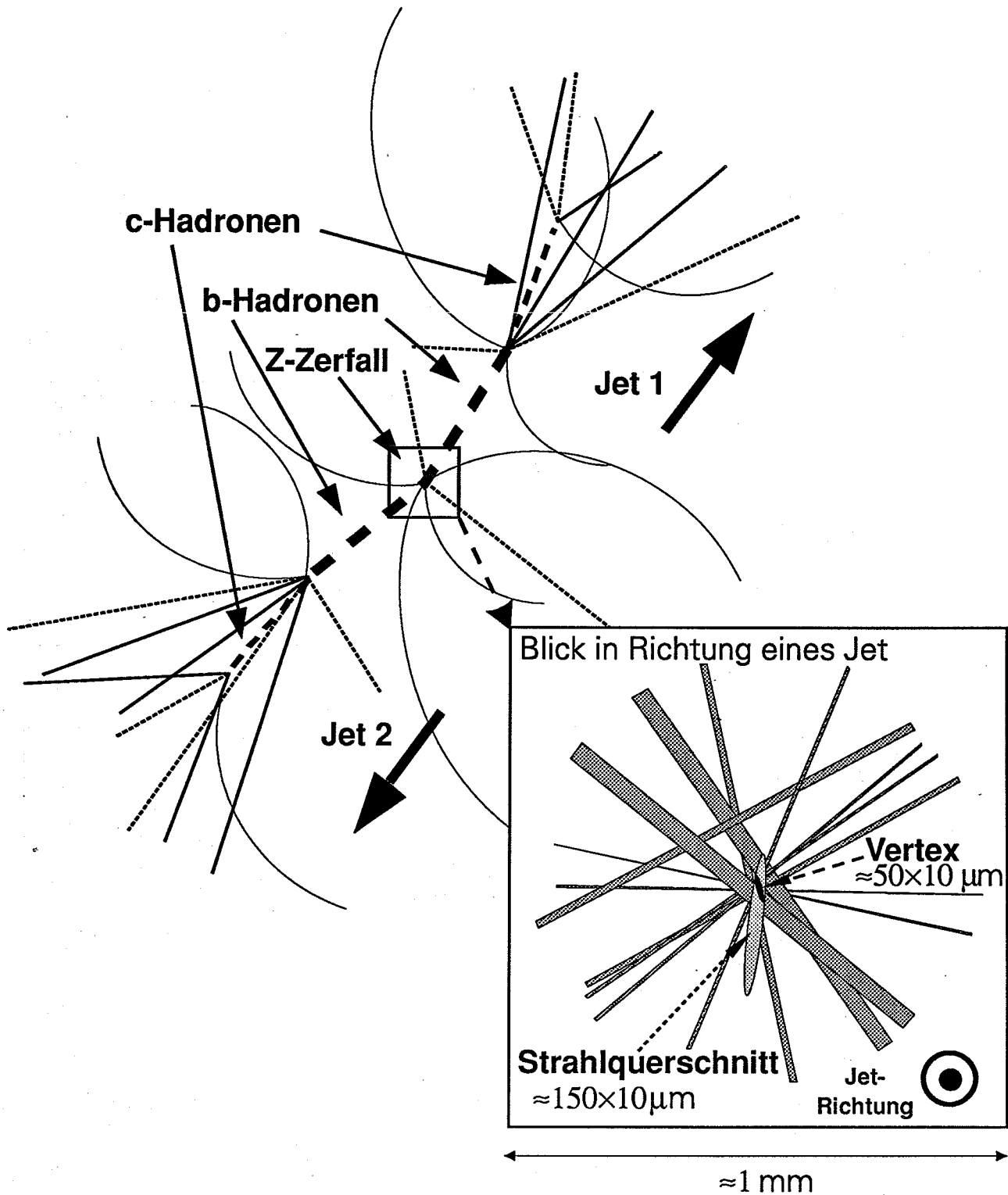


Abbildung 3.9: Die schematische Darstellung der Simulation eines  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisses. Der Ausschnitt zeigt die Projektion der Spuren eines Jets auf eine Ebene senkrecht zur Jetachse. Die Jetachse zeigt auf den Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons.

### 3.3 Die Rekonstruktion des $Z^0$ -Zerfallsvertex

Der primäre Zerfallsvertex: Die hohe Präzision der Spurparametermessung bei Spuren mit zugeordneten  $VDET$ -Koordinaten, insbesondere die Genauigkeit der Impaktparameterbestimmung erfordern eine Kenntnis des  $Z^0$ -Zerfallsvertex mit einer Genauigkeit von  $\mathcal{O}(\text{einige } 10\mu\text{m})$ , damit geladene Spuren, die von sekundären Vertizes stammen auch bei sehr kleinen Zerfallslängen identifiziert werden können. Gleichzeitig muß die Präzision des gemessenen Primärvertex unabhängig vom Typ der  $Z^0$ -Zerfallsprodukte sein, d.h. der Algorithmus soll für alle primären Quarks ( $uds$ ,  $c$ ,  $b$ ) ähnlich präzise arbeiten. Spuren aus dem Zerfall schwerer Hadronen (Charm- oder Bottom-Hadronen), die ja nicht vom Primärvertex stammen, dürfen die Präzision der Rekonstruktion des Primärvertex nicht signifikant beeinflussen. Die Projektion der Zerfallsspuren auf eine Ebene senkrecht zur Bewegungsrichtung des primären Quarks (genähert durch den Jet), wie in Abbildung 3.9 dargestellt, erlaubt die Bestimmung des Primärvertex in dieser Ebene nahezu unabhängig von der Lebensdauer der schweren Hadronen in Ereignissen mit einem primären  $b$ - oder  $c$ -Quark. Die Verlängerung der Jetachsen vom Schnittpunkt der Spuren in den Projektionsebenen schneiden sich am Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons.

In der Projektion scheinen alle Spuren vom Primärvertex zu stammen, der mit den sekundären Vertizes der  $b$ -Hadronen zusammenfällt. Schematisch ist diese Projektion in Abbildung 3.9(rechts unten) dargestellt. Die tertiären Vertizes der  $c$ -Hadronen spielen wegen der sehr viel kleineren Lebensdauer der  $c$ -Hadronen eine untergeordnete Rolle. Da die Flugrichtung der  $b$ -Hadronen bekannt ist, kann durch Kombination der Schnittpunkte der einzelnen Spuren in der Projektionsebene und den zugehörigen Jetrichtungen die dreidimensionale Position des Primärvertex rekonstruiert werden.

Die Projektion der Spuren auf die Ebene senkrecht zum Jetimpuls vernachlässigt die Spurinformation parallel zur Jetrichtung. Dieser Informationsverlust ist nur wünschenswert für Spuren von sekundären Vertizes, z.B. für Spuren aus dem Zerfall von  $b$ -Hadronen. Teilchenspuren aus der Hadronisation der Gluonen des Partonschauers stammen dagegen vom Primärvertex, ihre longitudinale Impulskomponente soll zur Rekonstruktion des primären Wechselwirkungspunktes beitragen.

In der Ebene, die aufgespannt wird durch den Impuls einer Spur und die Jetrichtung, schneiden die Spuren aus der Fragmentation die Jetachse wegen der endlichen Detektorauflösung zufällig vor oder hinter dem Primärvertex. Spuren sekundärer Zerfälle dagegen bevorzugen einen Schnittpunkt in Richtung des zugeordneten Jets. Alle Spuren deren Projektion die Jetachse hinter dem Primärvertex schneiden besitzen also eine hohe Wahrscheinlichkeit nicht von Sekundärvertizes zu stammen. Die bezüglich der Jetachse longitudinale Impulskomponente dieser Spuren kann deshalb zur Rekonstruktion des Primärvertex herangezogen werden.

Der  $Z^0$ -Zerfallspunkt wird mit einer  $\chi^2$ -Minimierung aus den mit ihren Fehlern gewichteten Schnittpunkten der geladenen Spuren auf den Ebenen senkrecht zu den Jetachsen, sowie der longitudinalen Impulsinformation der dem Primärvertex zugeordneten Spuren errechnet. Der so bestimmte  $Z^0$ -Zerfallspunkt wird zusätzlich durch den Strahlquerschnitt der  $e^+e^-$ -Strahlen eingegrenzt. Die räumlichen Koordinaten des  $Z^0$ -Zerfallsorts sind dann gegeben durch den Ort, der sowohl mit der Strahlellipse in Abbildung 3.9 als auch mit den Projektionen entlang der Jetachsen am besten verträglich ist. Die Auflösung des

$Z^0$ -Zerfallsvertex (siehe Abbildung 3.10) wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt, sie beträgt in longitudinaler ( $\sigma_{long}$ ) und transversaler ( $\sigma_{trans}$ ) Richtung zu den Achsen der beiden hochenergetischen Jets:

$$\sigma_{long} = 43 \mu m, \quad \sigma_{trans} = 53 \mu m \quad \text{für } Z^0 \rightarrow b\bar{b} \text{ Ereignisse und}$$

$$\sigma_{long} = 33 \mu m, \quad \sigma_{trans} = 33 \mu m \quad \text{für } Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s} \text{ Ereignisse.}$$

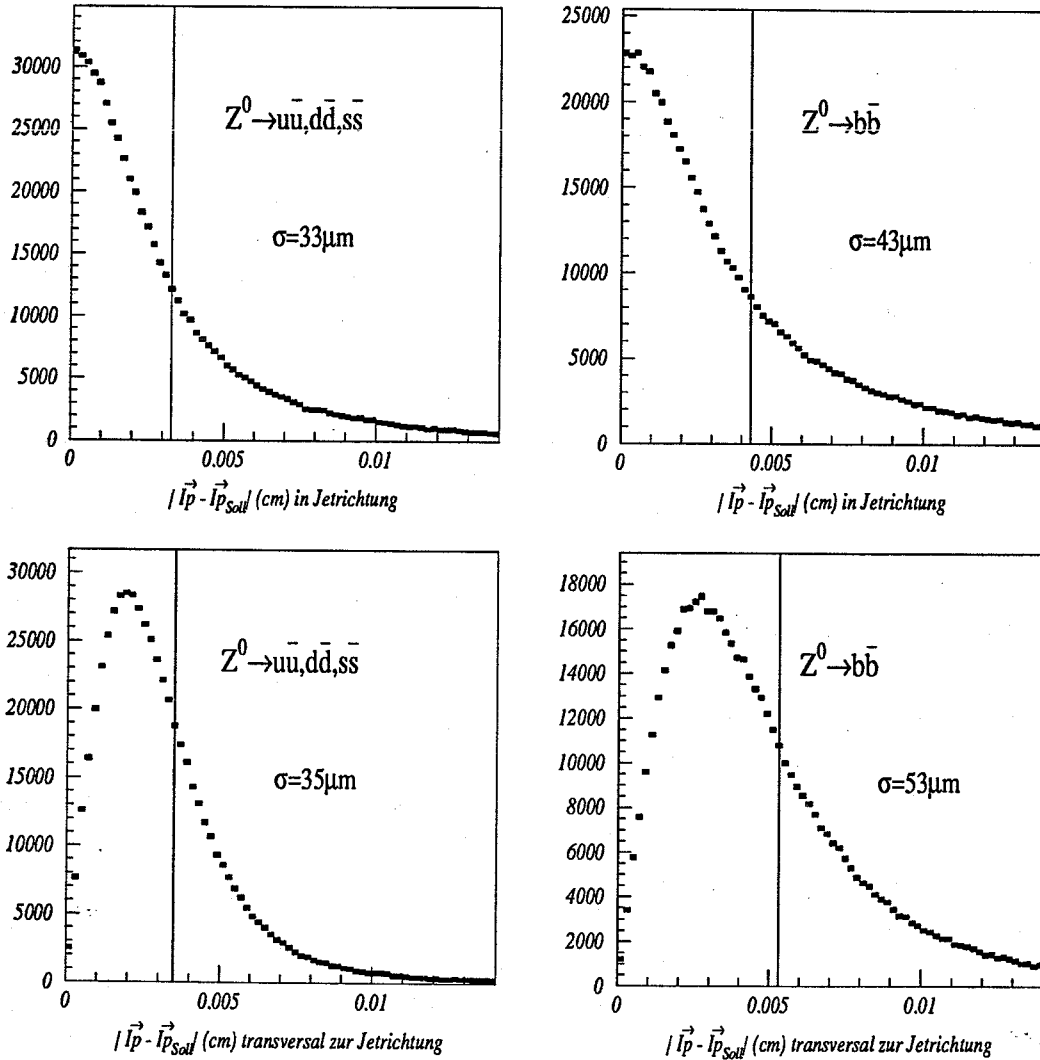


Abbildung 3.10: Die Auflösung des Rekonstruktionsalgorithmus zur Berechnung des Primärvertex transversal und longitudinal zu den beiden Achsen der hochenergetischen Jets. Diese Interpretation ist vorteilhaft bei der späteren Analyse von Impaktparametern, bei deren Definition die Jetachse eine entscheidende Rolle spielt. Die Auflösung  $\sigma$  ist definiert durch den Abstand vom Primärvertex, der 66 % der Einträge enthält.  $|\vec{IP} - \vec{IP}_{Sol}|$  ist der Abstand des rekonstruierten Primärvertex vom tatsächlichen Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons.

### 3.4 Die Spurselektion

Die Selektion der Spuren zur Impaktparametermessung: Nicht alle Spuren eines hadronischen Ereignisses erlauben eine präzise Messung des Spurimpaktparameters. Schlecht gemessene Spuren oder Spuren sekundärer Zerfälle sind unerwünschte Untergrundquellen. Die Spurselektion soll deshalb folgende Aufgaben erfüllen:

- Spuren mit irrtümlich zugewiesenen Detektorkoordinaten im Rahmen der Spurerkennung und der Spurrekonstruktion sollen verworfen werden. Dies gilt besonders für Spuren, denen irrtümlich  $VDET$ -Koordinaten zugeordnet wurden, die also eine hohe Meßgenauigkeit der Spurparameter vortäuschen.
- Spuren sekundärer Zerfälle leichter Hadronen bilden einen unerwünschten Untergrund zu Spuren aus dem Zerfall schwerer Hadronen. Zerfallsprodukte leichter Hadronen müssen – soweit möglich – erkannt und verworfen werden. Dies gelingt nicht vollständig, der verbleibende Untergrund wird in Kapitel 4.1 gesondert behandelt.
- Die Kombination einzelner Spurimpaktparameter zu Variablen, die ein Spurensample (z.B. einen Jet, eine Ereignishälfte oder das ganze Ereignis) beschreiben, ist nur sinnvoll, wenn die Zerfallsprodukte schwerer Hadronen möglichst vollständig selektiert werden.

Es muß also ein Kompromiß gefunden werden, damit einerseits nur gut rekonstruierte Spuren für die weitere Analyse benutzt werden, andererseits jedoch die relevanten Spuren mit möglichst hoher Effizienz in die Analyse eingehen. Die Spurselektion wird in zwei Schritten durchgeführt.

Zuerst werden allgemeine Qualitätskriterien angelegt, wie sie in ähnlicher Weise für viele Analysen von geladenen Spuren angewandt werden. Die statistische Meßgenauigkeit einer geladenen Spur ist durch die Anzahl der in den Spurdetektoren gemessenen Koordinaten und die Vielfachstreuung bestimmt. Anschließend werden Spurschnitte angewandt, die speziell auf die Impaktparametermessung zugeschnitten sind. Es müssen sowohl die kinematischen Eigenschaften des Zerfalls schwerer Hadronen, als auch die gute Rekonstruktion der geladenen Zerfallsprodukte berücksichtigt werden. Die Schnitte zur Selektion gut rekonstruierter Spuren ist so ausgelegt, daß möglichst wenig Spuren mit hoher statistischer Genauigkeit verworfen werden. Der Mechanismus der Spurselektion ist aus den Abbildungen 3.11 und 3.12 ersichtlich.

Spuren mit Impulsen  $p_{Spur}$  kleiner als 400 MeV stammen im allgemeinen nicht aus dem Zerfall schwerer Hadronen, sondern aus der Fragmentation am Primärvertex oder von Wechselwirkungen geladener oder neutraler Teilchen mit dem Detektormaterial. Diese Spuren sind meist schlecht rekonstruiert, sie werden deshalb von der Analyse ausgeschlossen. Die hohe statistische Genauigkeit der  $VDET$ -Koordinaten dominiert die Meßgenauigkeit des Spurimpaktparameters. In jeder Ausleserichtung, d.h. in  $z$ - und  $r$ - $\phi$ -Richtung, wird mindestens eine der Spur zugeordnete  $VDET$ -Koordinate ( $N_{VDET}^{\phi,z} \geq 1$ ) verlangt. Ein Minimum von vier  $TPC$ -Koordinaten ( $N_{TPC} \geq 4$ ) stellt eine ausreichend präzise Impulsmessung sicher. Dieser Schnitt schließt alle Spuren mit einem Polarwinkel  $|\cos \theta| \gtrsim 0.96$  von der Analyse aus, da dann weniger als vier Reihen von Signalstreifen in der  $TPC$  ansprechen. Der kleinste Abstand der Spur vom primären Wechselwirkungspunkt muß sowohl transversal ( $D_0$ ), als auch longitudinal ( $Z_0$ ) zur Strahlachse kleiner

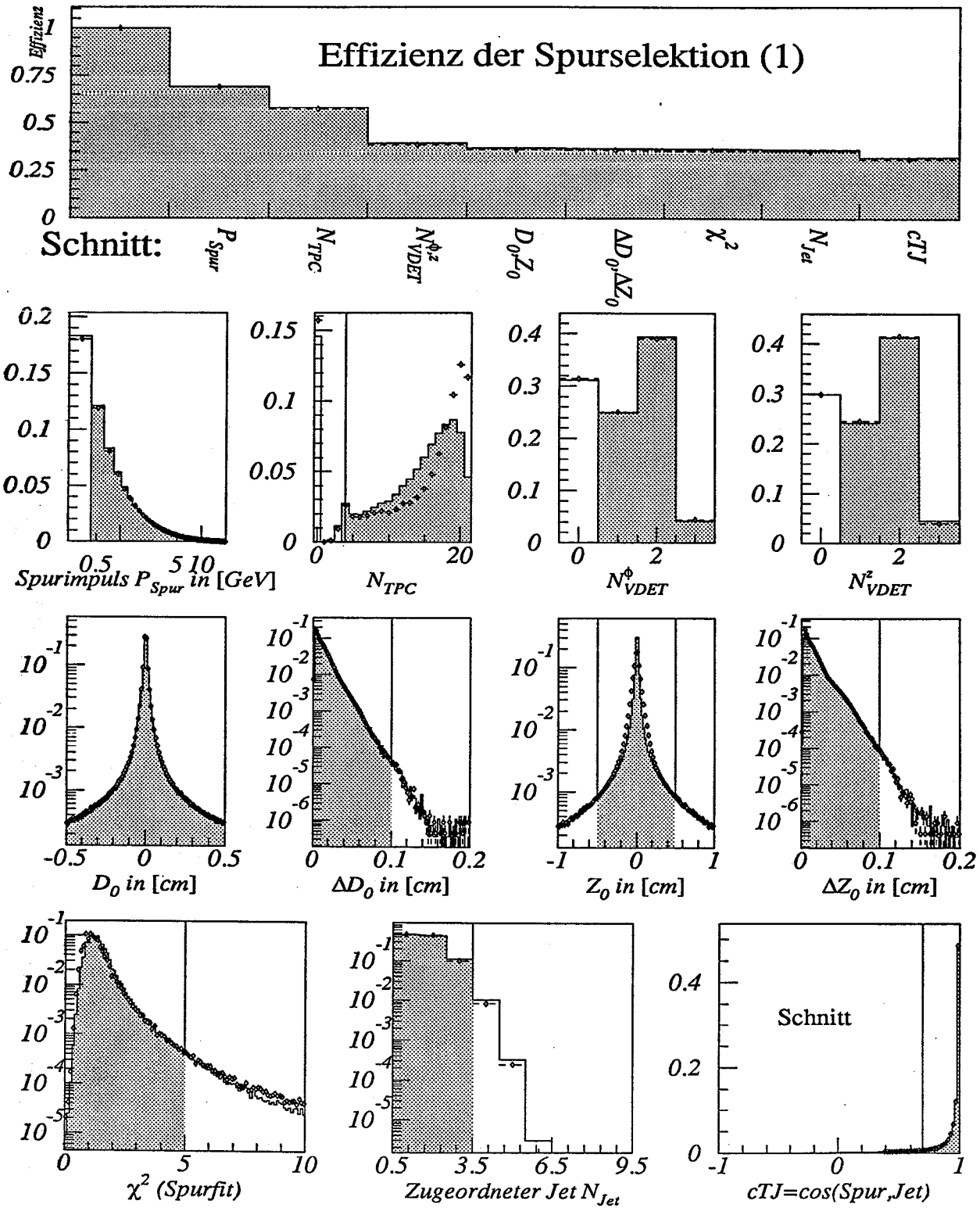


Abbildung 3.11: Die graphische Darstellung der allgemeinen Schnitte zur Spurselektion, wie sie bei der Analyse geladener Spuren in ALEPH üblich sind. Diese Schnitte überprüfen im wesentlichen die statistische Präzision der selektierten Spuren. Die durchgezogenen Linien zeigen die Verteilungen für Spuren in Monte-Carlo-Ereignissen, die Symbole die entsprechenden Verteilungen in den Daten. Die schattierten Flächen zeigen für jeden Schnitt die Menge der selektierten Spuren an.

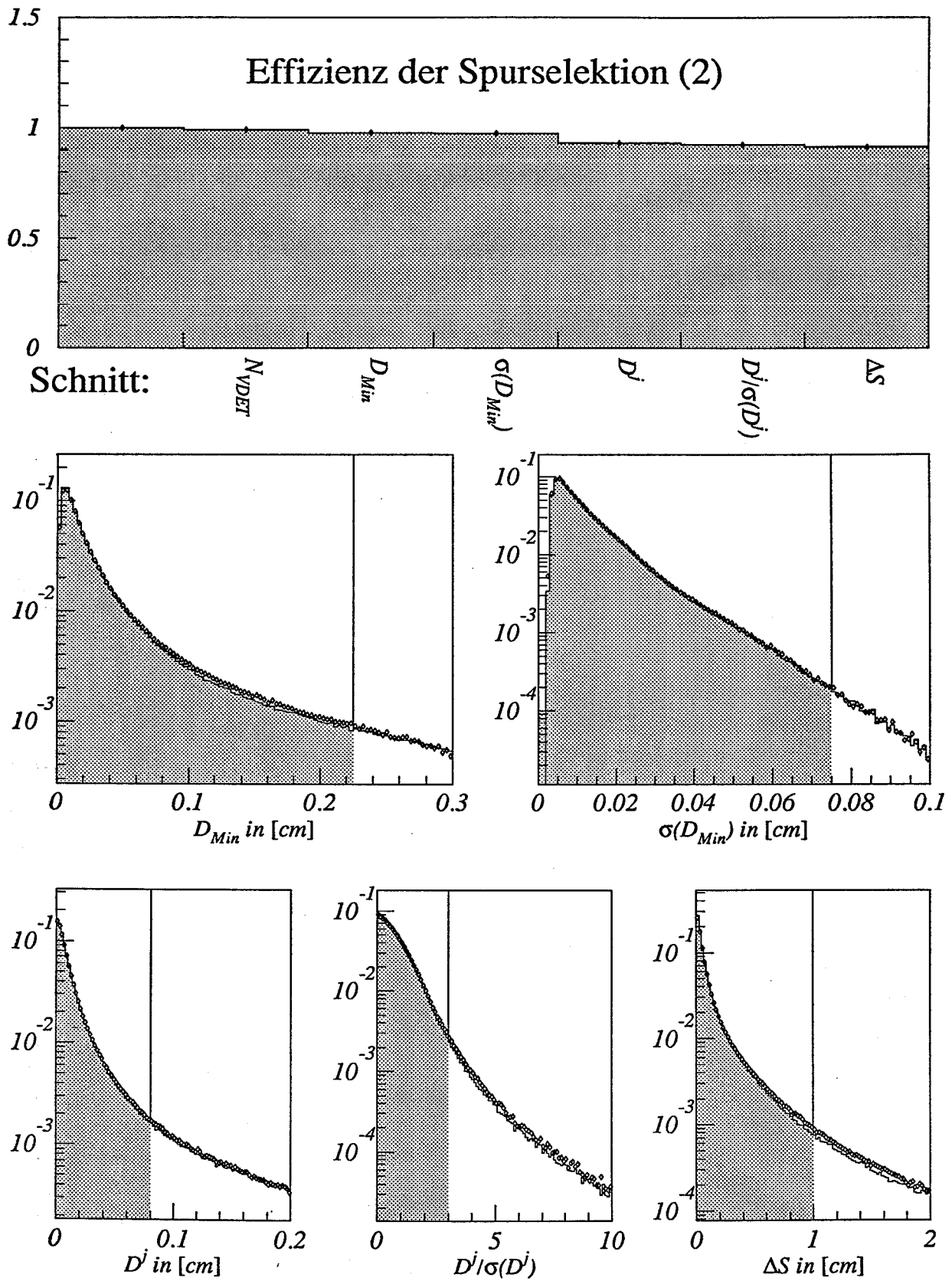


Abbildung 3.12: Die speziellen Schnitte zur Selektion von Spuren für die Impaktparameteranalyse. Die Effizienz (oben) wurde nach den allgemeinen Schnitten neu normiert. Die einzelnen Schnitte werden im Text erläutert.

als 0.5 cm sein. Die Fehler von  $D_0$  und  $Z_0$ ,  $\Delta D_0$  und  $\Delta Z_0$ , sind ebenfalls relevant für die Qualität der Spurrekonstruktion. Die Fehler  $\Delta D_0$  und  $\Delta Z_0$ , resultieren aus der Anpassung der Spurkoordinaten an die Parameter der Spurhelix. Die Fehler der Spurparameter sind daher ein Maß für die Präzision der Spurrekonstruktion. Die Forderung von  $\Delta D_0 \leq 0.1 \text{ cm}$  und  $\Delta Z_0 \leq 0.1 \text{ cm}$  verwirft schlecht rekonstruierte Spuren. Ein Konfidenzniveau der Spurparameterisierung von  $\chi^2/N_{DOF} \leq 5$  eliminiert einen Teil der Spuren, denen der Rekonstruktionsalgorithmus irrtümlich zufällige Koordinaten oder die Koordinaten nahegelegener Spuren zugeordnet hat.

Die folgende Tabelle faßt die allgemeinen Spurschnitte zusammen. Diese Spurschnitte stellen eine ausreichende statistische Präzision der Spurmessung sicher:

| Allgemeine Spurschnitte:  |                       |                          |                       |
|---------------------------|-----------------------|--------------------------|-----------------------|
| Spurimpuls $p_{Spur}$     | $> 400 \text{ MeV}$   |                          |                       |
| $N_{TPC}$                 | $\geq 4$              | $N_{VDET}^{\phi,z}$      | $\geq 1$              |
| $D_0, Z_0$                | $\leq 0.5 \text{ cm}$ | $\Delta D_0, \Delta Z_0$ | $\leq 0.1 \text{ cm}$ |
| $\chi^2/N_{DOF}(Spurfit)$ | $\leq 5$              |                          |                       |
| $N_{Jet}$                 | $\geq 3$              | $\cos(Jet, Spur)$        | $> 0.7$               |

Im folgenden wird für jede selektierte Spur mindestens eine *VDET-Raumkoordinate* verlangt. Eine Spur besitzt eine *VDET-Raumkoordinate*, falls in einer Lage der Streifenzähler die Zuordnung eines  $r$ - $\phi$ - und eines  $z$ -Streifens möglich ist, und zwei Raumkoordinaten, wenn der Spur in jeder der beiden Lagen ein  $r$ - $\phi$ - und ein  $z$ -Streifen zugeordnet wird.

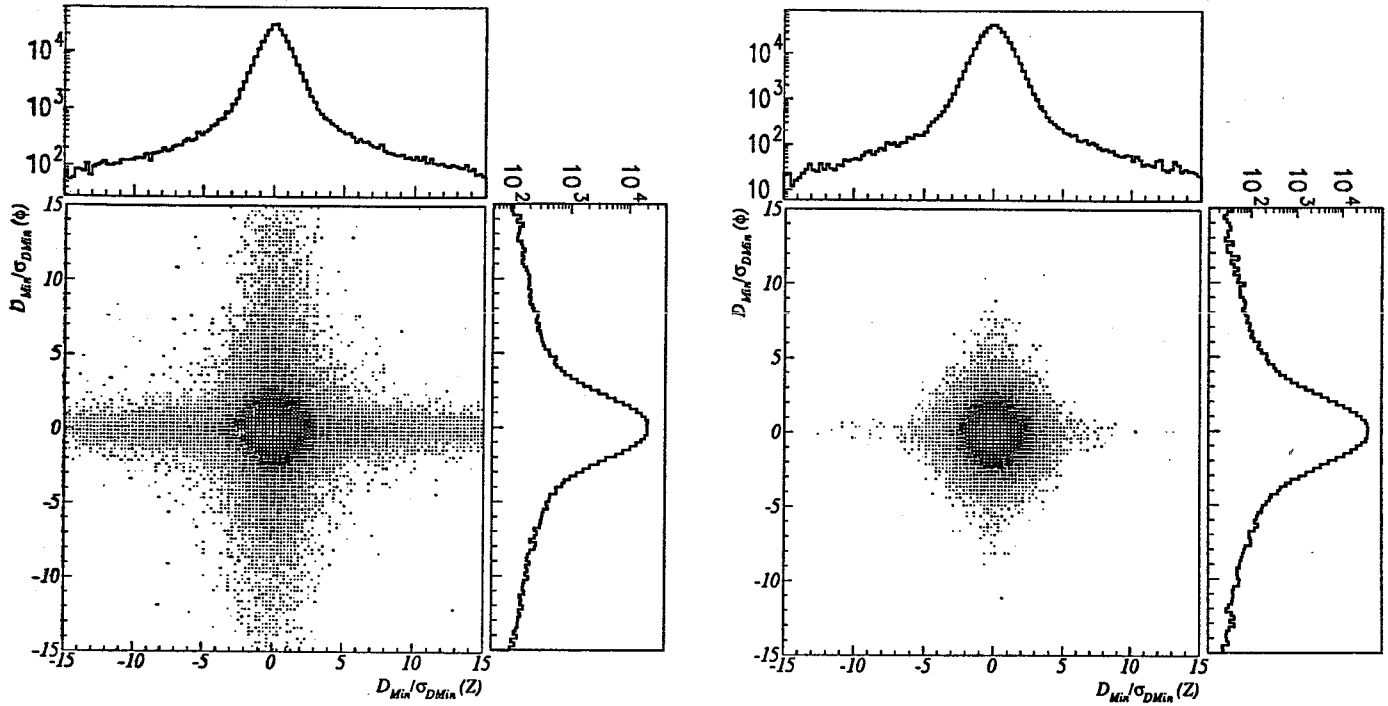
Zur Berechnung des Impaktparameters wird die Spur dem nächstliegenden Jet zugeordnet. Der Impuls eines erzeugten schweren Hadrons  $|p| \approx \mathcal{O}(20 - 40 \text{ GeV})$ , ist im allgemeinen größer als dessen Masse, zu der der gesamte Transversalimpuls der Zerfallsprodukte bezüglich der Flugrichtung des Hadrons proportional ist. Die Begrenzung der Abweichung zwischen der Spurrichtung und der Jet- beziehungsweise der Hadron-Richtung auf  $\cos(\angle \hat{p}_{Spur}, \hat{p}_{Jet}) < 0.7$  entfernt Spuren, die mit geringer Wahrscheinlichkeit aus dem Zerfall schwerer Hadronen stammen.

Die Impaktparameter von Spuren aus Zerfallsvertices langlebiger Teilchen (z.B.  $K^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^{\pm,0}$ , u.a.) ist, bedingt durch den viel größeren Abstand zwischen dem Primärvertex und dem sekundären Zerfallsvertex, im allgemeinen sehr viel größer als bei Zerfallsprodukten schwerer Hadronen. Ein Schnitt im Impaktparameter  $|D_{Min}| < 0.25 \text{ cm}$  reduziert den Untergrund, verwirft aber nur einen kleinen Teil der Spuren aus  $b$ - oder  $c$ -Zerfällen. Die Forderung nach kleinen Impaktparameterfehlern  $\sigma_{D_{Min}} < 0.075 \text{ cm}$  vermeidet Spuren mit ungenügend präziser Rekonstruktion im Bereich des Primärvertex. Die Präzision der Spurrekonstruktion und, im speziellen, die der Impaktparameterbestimmung sind stark von der Anzahl der *VDET*-Koordinaten der Spur abhängig. Die Unsicherheit des Impaktparameters verkleinert sich ungefähr um einen Faktor 5(20) falls der Spur außer *ITC*- und *TPC*-Koordinaten zusätzlich eine(zwei) *VDET*-Raumkoordinate(n) bei der Spurerkennung zugeordnet werden. Die Dominanz der *VDET*-Koordinaten bei der Meßgenauigkeit einer Spur bewirkt im Fall einer Fehlzuordnung eine irrtümliche systematische Verschiebung der gesamten Spur in Richtung der *VDET*-Koordinate. Im Bereich des Primärvertex ist diese Reduktion des Beitrags nahegelegener Spurkoordinaten der anderen Spurdetektoren (*ITC*, *TPC*) zur Meßgenauigkeit der Spurparameter besonders

### $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$ vor der Spurselektion

Spuren mit einer *VDET*-Koordinate:

Spuren mit zwei *VDET*-Koordinaten:



### $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$ nach der Spurselektion

Spuren mit einer *VDET*-Koordinate:

Spuren mit zwei *VDET*-Koordinaten:

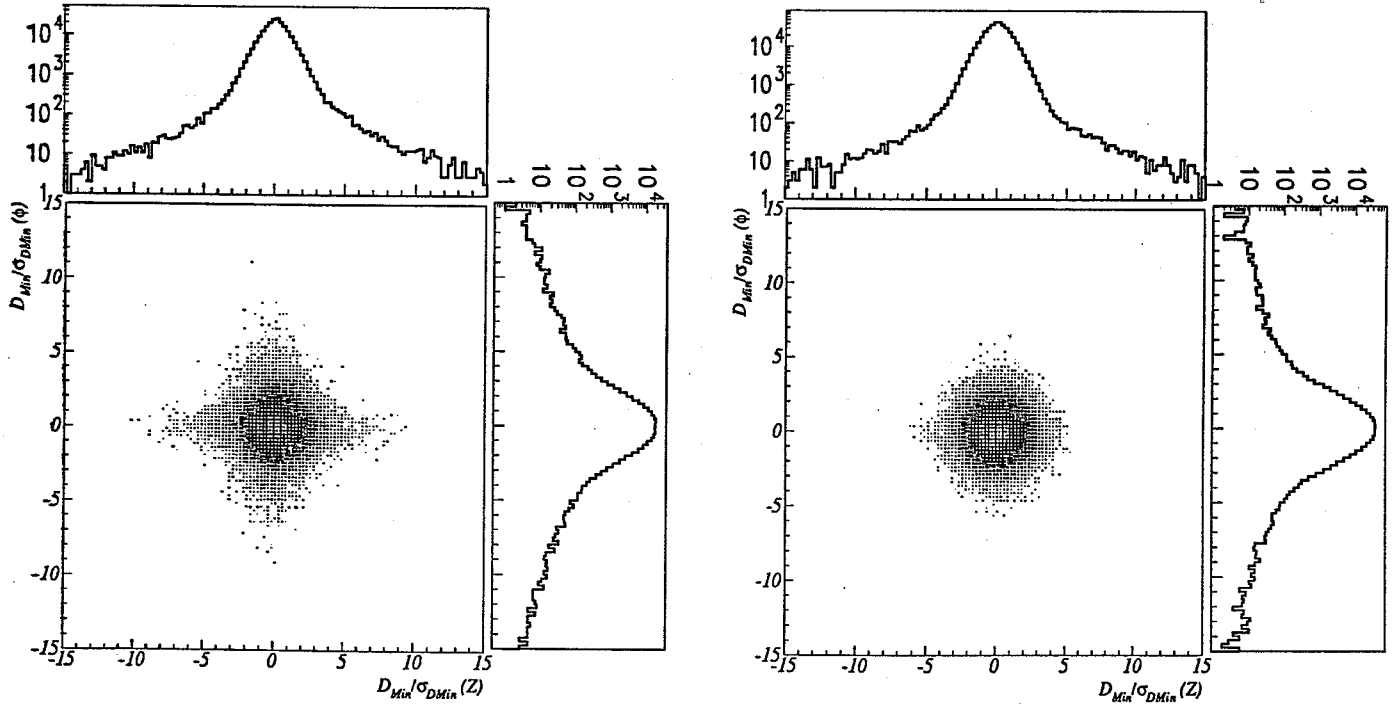
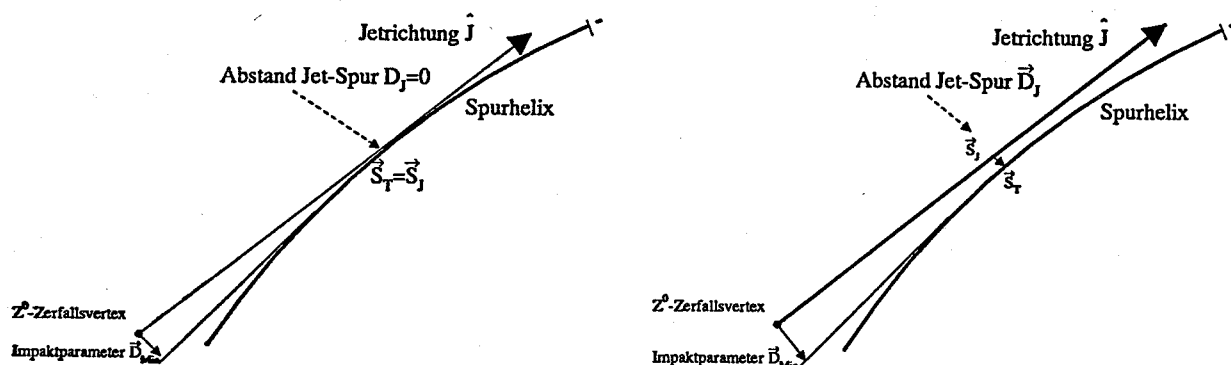


Abbildung 3.13: Die Projektion der Impaktparametersignifikanz von Spuren mit negativem Impaktparameter in  $r$ - $\phi$ - und  $r$ - $z$ -Richtung für Spuren mit einer beziehungsweise mit zwei *VDET*-Raumkoordinaten. Spuren mit negativem Impaktparameter stammen mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex; sie definieren die Detektorauflösung (siehe Kapitel 3.5).

Die Auslese der Signale des Vertexdetektors – hervorgerufen durch Spurionisation im Silizium – erfolgt sowohl in  $r$ - $\phi$ - als auch in  $z$ -Richtung. Die gewichteten Projektionen der räumlichen Impaktparametervektoren  $\mathbf{D}_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  auf die  $r$ - $\phi$ ( $r$ - $z$ )-Ebene sind in Abbildung 3.13 (oben) gezeigt. Nur die vergleichbare Auflösung des Vertexdetektors in  $\phi$ - und in  $z$ -Richtung erlaubt die Berechnung des dreidimensionalen Impaktparameters. Deutlich sichtbar ist – vor allem bei Spuren mit nur einer  $VDET$ -Koordinate – die Zunahme der Einträge entlang der Achsen ( $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}(\phi) = 0$  beziehungsweise  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}(z) = 0$ ), d.h. der Impaktparameter wird für diese Spuren systematisch als zu groß berechnet.



Die Längenverteilung der Projektionen der Impaktparametervektoren  $D_{Min}$  in  $\phi$ - beziehungsweise  $z$ -Richtung kann folgendermaßen interpretiert werden:

- 64

Schnitte in den Projektionslängen ( $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}(r-\phi)$ ,  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}(r-z)$ ) würden zwar die Fehlzuordnungen verringern, andererseits aber auch das Signal zerstören. Betrachtet man den Effekt der fehlerhaften Zuordnung innerhalb des schematischen Schaubildes in Abbildung 3.14 links (idealer Detektor), so stammen die Spuren aus dem Zerfall eines  $b$ -Hadrons vom Ort  $S_j$ . Der Abstand zwischen dem Jet und der Spur  $D_j$  verschwindet. Die endliche Detektorauflösung verschiebt jedoch die tatsächlich gemessene Spur;  $D_j$  erhält dann einen zusätzlichen Beitrag durch die Detektorauflösung. Die endliche Länge von  $D_j$  ändert zwar auch den Impaktparameter, bei gut rekonstruierten Spuren aus  $b$ -Zerfällen ist die Verschiebung von  $D_j$  aber klein verglichen mit dem eigentlichen Impaktparameter, der aus der endlichen Fluglänge des  $b$ -Hadrons folgt. Die Spur scheint also – bedingt durch die Detektorauflösung – nicht mehr vom angenommenen Zerfallsort des schweren Hadrons  $S_j$  zu stammen.  $D_j$  ist also sensitiv auf die Qualität der Spurrekonstruktion und ermöglicht die Unterscheidung gut rekonstruierter Spuren ( $D_j$  klein) von schlecht rekonstruierten Spuren ( $D_j$  groß), ohne die im Impaktparameter enthaltene Information zu benutzen. Der maximale Abstand zwischen Spurhelix und Jetachse wurde getrennt für Spuren mit einer oder zwei  $VDET$ -Koordinaten optimiert zu:

$$\begin{aligned} D_j &< 0.04 \text{ cm} && \text{bei Spuren mit einer und} \\ D_j &< 0.07 \text{ cm} && \text{bei Spuren mit zwei } VDET\text{-Koordinaten.} \end{aligned}$$

Bei Spuren mit zwei  $VDET$ -Koordinaten sind Fehlzuordnungen unwahrscheinlich; der Schnitt ist daher weniger restriktiv. In Abbildung 3.13 ist die Reduktion der Fehlzuordnungen sichtbar. Der maximale Abstand darf drei Standardabweichungen des statistischen Fehlers dieser Größe nicht überschreiten ( $D_j/\sigma(D_j) \leq 3$ ).

Die Zerfallslänge  $\Delta S$ , das ist der Abstand des Punktes  $S_j$  vom  $Z^0$ -Zerfallsvertex (siehe Abbildung 3.14), von Bottom- oder Charm-Hadronen ist sehr viel kürzer als die Zerfallslänge von Hadronen aus der Fragmentation leichter Quarks ( $\Lambda$ ,  $K^0$ ,  $\Sigma^{\pm,0}$ , u.a.). Ein maximaler Abstand vom Primärvertex zum Ort des kleinsten Abstandes  $S_j$  zwischen der Spur und der Jetachse von  $\Delta S < 1 \text{ cm}$  entfernt einen großen Teil der Zerfallsprodukte störender, sekundärer Zerfälle leichter Hadronen. Die folgende Tabelle faßt die speziellen Spurschnitte zusammen:

| Spezielle Spurschnitte zur Impaktparameteranalyse: |        |                                 |                    |        |                                 |
|----------------------------------------------------|--------|---------------------------------|--------------------|--------|---------------------------------|
| $N_{VDET}$                                         | $\geq$ | 1                               |                    |        |                                 |
| $D_{Min}$                                          | $<$    | 0.25 cm                         | $\sigma_{D_{Min}}$ | $<$    | 0.075 cm                        |
| $D_J$                                              | $\leq$ | 0.04 cm (falls $N_{VDET} = 1$ ) | $D_J$              | $\leq$ | 0.07 cm (falls $N_{VDET} = 2$ ) |
| $D_J/\sigma(D_j)$                                  | $\leq$ | 3                               |                    |        |                                 |
| $S_J$                                              | $\leq$ | 1 cm                            |                    |        |                                 |

Die hohe statistische Präzision wird garantiert, indem mindestens eine  $VDET$ -Raumkoordinate verlangt wird. Gleichzeitig werden durch die speziellen Spurschnitte, die auf die Messung des Impaktparameters abgestimmt sind, die meisten Spuren verworfen, die eine fehlerhafte Spurrekonstruktion z.B. durch falsch zugeordnete Koordinaten aufweisen. Damit mehrere Spuren, z.B. alle Spuren einer Ereignishälfte, in der weiteren Analyse miteinander kombiniert werden können, wird auf eine möglichst effiziente Spurselektion Wert gelegt.

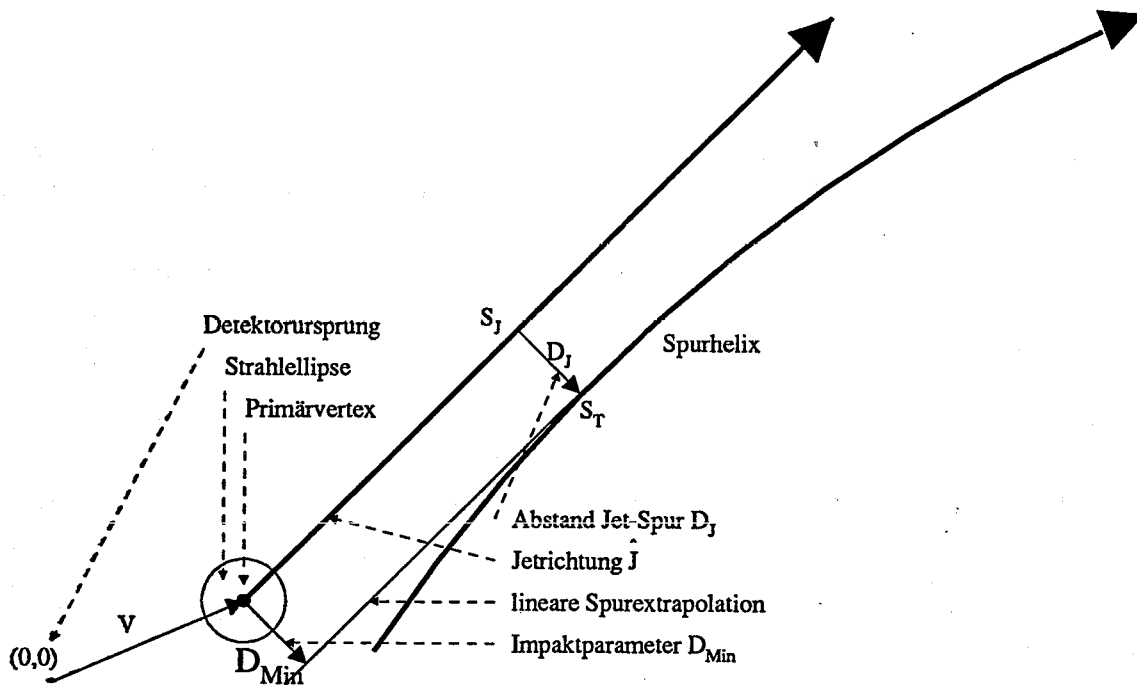


Abbildung 3.15: Die Definition des Spurimpaktparameters  $D_{Min}$ .

### 3.5 Der Impaktparameter einer Spur

Die Definition des Spurimpaktparameters  $D_{Min}$ : Der Impaktparameter ist der kürzeste dreidimensionale Abstand der Spur vom Zerfallsvertex. Die Messung des dreidimensionalen Impaktparameters zur Unterscheidung von Spuren aus Zerfällen schwerer Hadronen von Spuren aus der Fragmentation am Primärvertex wurde erst möglich durch die Verwendung von Silizium-Vertexdetektoren mit gleichzeitiger zweidimensionaler Auslese in  $r$ - $\phi$  und  $z$ -Richtung. Die Ortsauflösung dieser Detektoren muß in beiden Ausleserichtungen vergleichbar sein.

Bei Zerfällen  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  zeigen die Spuren zum  $Z^0$ -Zerfallsvertex, schließlich stammen sie aus der Fragmentation<sup>(1)</sup>, die innerhalb einer nicht auflösbaren Zeitskala erfolgt.

Schwere Quarks ( $c, b$ ) zerfallen – bedingt durch die relativ lange Lebensdauer – nicht am gleichen Punkt wie das  $Z^0$ -Boson, es entstehen mehrere Vertizes als Quellen neuer Teilchen. Die experimentelle Auflösung der Apparatur verschmiert die Spuren so, daß die zweifelsfreie Zuordnung gemessener Spuren zu den einzelnen Vertizes nicht mehr möglich ist. Dies gilt im besonderen für Spuren aus Zerfällen nahe am Primärvertex. Spuren aus der Fragmentation und von zerfallenden schweren Quarks müssen deshalb gleichberechtigt analysiert werden. Ohne auf die Rekonstruktion sekundärer Vertizes zurückzugreifen, kann jeder Spur ein hypothetischer Sekundärvertex zugeordnet werden. Dieser Vertex liegt auf der Trajektorie des zerfallenden schweren Hadrons, in Näherung also auf der Jetachse. Der hypothetische Vertex  $S_J$  ist gegeben durch den kleinsten räumlichen Abstand  $D_J = |S_t - S_J|$  (siehe Abbildung 3.15) der Spur von der Jetachse. Der Ursprung von Spuren aus der Fragmentation erscheint – im statistischen Mittel – identisch

<sup>(1)</sup>Dies gilt nicht für die Spuren aus den Zerfälle leichter Hadronen ( $K^0, \Lambda, \Sigma^{\pm,0}$ , u.a.). Auf diese Zerfallsprodukte wird in Kapitel 4.1 eingegangen.

mit dem Zerfallspunkt des  $Z^0$ -Bosons. Zerfällt das  $Z^0$  in  $c$ - oder  $b$ -Quarks, so stammen die Zerfallsprodukte der fragmentierenden Hadronen – ebenso im statistischen Mittel – von deren Zerfallspunkten. Der Spurimpaktparameter  $D_{Min}$  ist definiert als der kleinste Abstand der linearen Spurextrapolation vom Primärvertex. Der Primärvertex wird innerhalb des Detektorkoordinatensystems beschrieben durch den Vektor  $\mathbf{V}$ . Die Flugrichtung des zerfallenden Hadrons,  $\hat{\mathbf{J}}$ , wird genähert mit der Jetrichtung.

Die Detektorauflösung ist die Ursache endlicher Abstände  $D_j$  zwischen der Spurkurve und der Jetrichtung. Dies bewirkt Fluktuationen des Impaktparameters  $D_{Min}$ . Die Spuren aus der Fragmentation stammen vom Primärvertex, ihr Impaktparameter ist ausschließlich durch diese Fluktuationen bestimmt, die nicht unbedingt in die Richtung der Jetachse zeigen müssen. Durch eine Fluktuation des Impaktparameters kann der Spur ein negatives Vorzeichen zugeordnet werden, wenn der Impaktparametervektor  $\mathbf{D}_{Min}$  nicht in die Richtung des Jets zeigt.

Die zusätzliche Information durch das Vorzeichen des Spurimpaktparameters bietet folgende Vorteile bei der Analyse der Spuren:

- Werden nur Spuren mit positiven Impaktparametern analysiert, so werden 50 % der Spuren aus der Fragmentation, die hier als Untergrund betrachtet werden müssen, ausgeschlossen. Die wesentliche Information für  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse steckt in den Spuren der Zerfallsprodukte der  $b$ -Hadronen. Diese haben vorwiegend positive Impaktparameter und werden damit bevorzugt selektiert, sodaß wenig Information verlorengeht (siehe Abbildung 3.16).
- Spuren mit negativem Impaktparameter stammen mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex. Diese Spuren ermöglichen eine Messung der Detektorauflösung.

Die Unterscheidung von Spuren mit positivem und negativem Impaktparameter ist nur sinnvoll, wenn die Zerfallslänge schwerer Hadronen den Impaktparameter – verglichen mit der Detektorauflösung – signifikant beeinflusst. Eine Analyse der Impaktparametersignifikanz  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$ , d.h. des Impaktparameters gewichtet mit seinem statistischen Fehler ist daher nützlich. Abbildung 3.17 zeigt die Effizienz der richtigen Vorzeichengebung gemessen in der Monte-Carlo-Simulation. Spuren mit signifikantem Impaktparameter ( $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \gtrsim 4$ ) werden nahezu immer die richtigen Vorzeichen zugeordnet. Die Berechnung des Impaktparameterfehlers  $\sigma_{D_{Min}}$  ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

## 3.6 Die Impaktparameterauflösung

Die Berechnung des Impaktparameterfehlers: Die Aussagekraft des Spurimpaktparameters ist durch seinen Fehler bestimmt. Die Impaktparameter der einzelnen Spuren werden deshalb mit ihrem Fehler gewichtet. Die Genauigkeit der Impaktparametermessung hängt von einer Reihe von Spurparametern wie Impuls, Polarwinkel und der Koordinatenzahl in den Spurdetektoren sowie von der Vielfachstreuung geladener Teilchen im Detektormaterial ab. Eine vom Monte-Carlo unabhängige Analyse der Spurimpaktparameter wird erreicht durch die Kalibration der Detektorauflösung mit Hilfe einer geeigneten Parameterisierung des negativen Impaktparameterspektrums. Speziell die Effekte durch die Vielfachstreuung können auf diese Weise gemessen und bei der Analyse berücksichtigt werden.

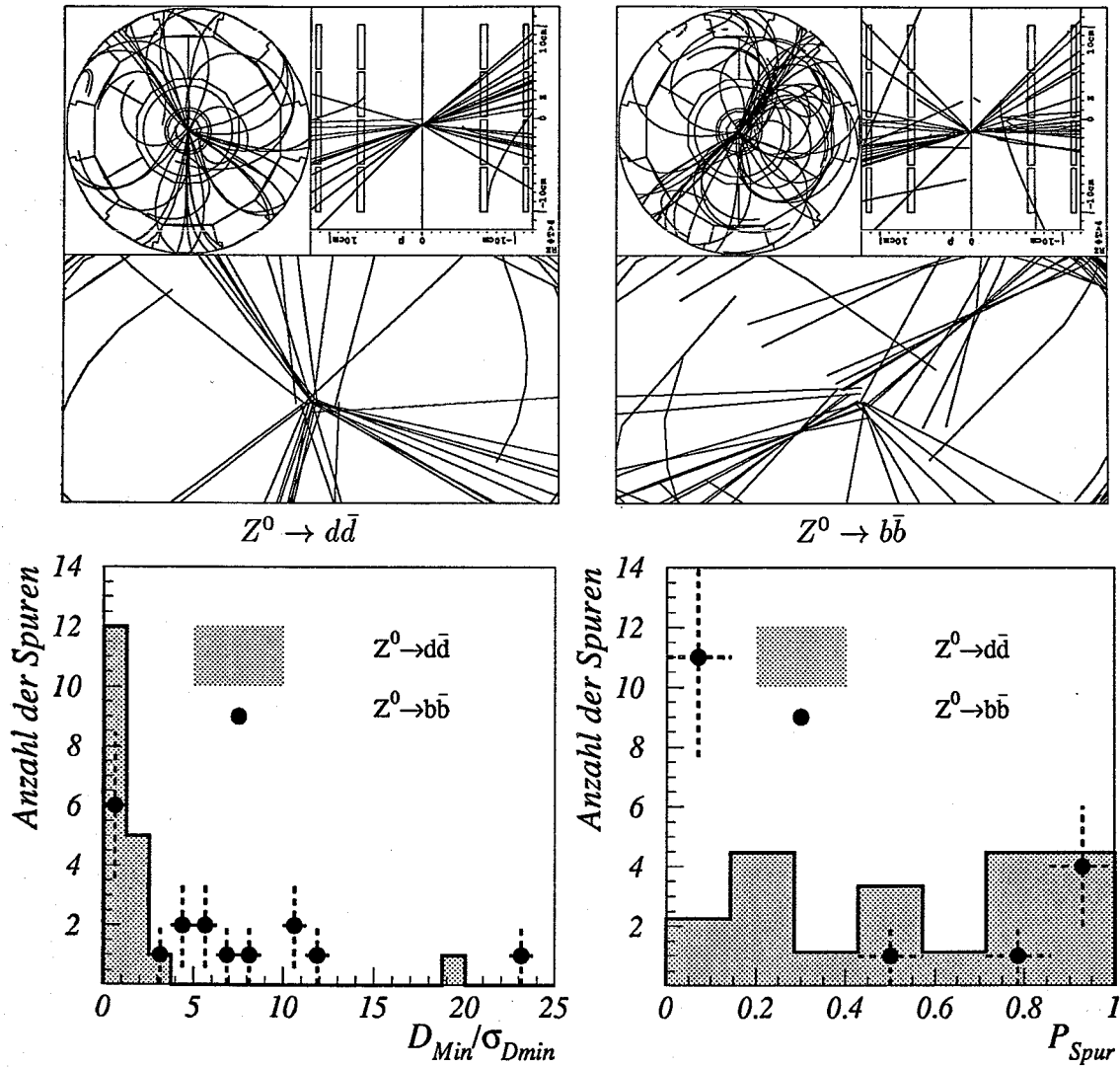


Abbildung 3.16: Die Spurimpaktparameter eines simulierten  $Z^0 \rightarrow d\bar{d}$  Ereignisses und eines simulierten  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisses. Gezeigt werden oben die  $r$ - $\phi$ -Projektionen der Spuren in der TPC und rechts davon die  $r$ - $z$ -Projektionen der Spuren im Vertexdetektor. Die Fischaugenprojektionen der Vertizes (links und rechts in der Mitte) haben für beide Ereignisse den gleichen Maßstab. Sehr deutlich sind die sekundären Vertizes der  $b$ -Hadronen im rechten Bild zu sehen. Die Histogramme zeigen die Impaktparametersignifikanzen der selektierten Spuren ( $D_{Min}/\sigma_{Dmin}$ ) und die Wahrscheinlichkeiten  $P_{Spur}$ , die anzeigen ob die selektierten Spuren vom Primärvertex stammen (siehe Kapitel 3.7). Im  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignis sind die Impaktparametersignifikanzen im Mittel größer; diese Spuren besitzen gleichzeitig eine kleine Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex zu stammen.

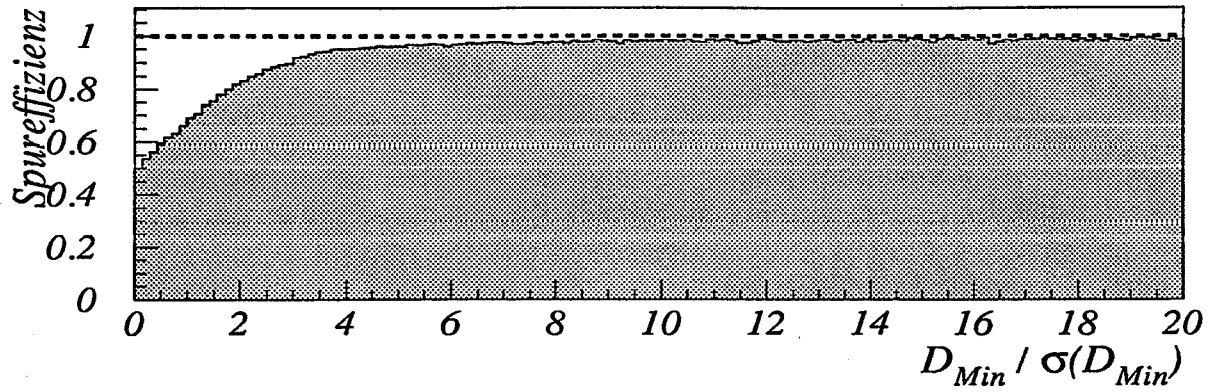


Abbildung 3.17: Die Effizienz der richtigen Vorzeichensetzung des Impaktparameters von Spuren aus  $b$ -Hadron Zerfällen als Funktion der Impaktparametersignifikanz  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$ .

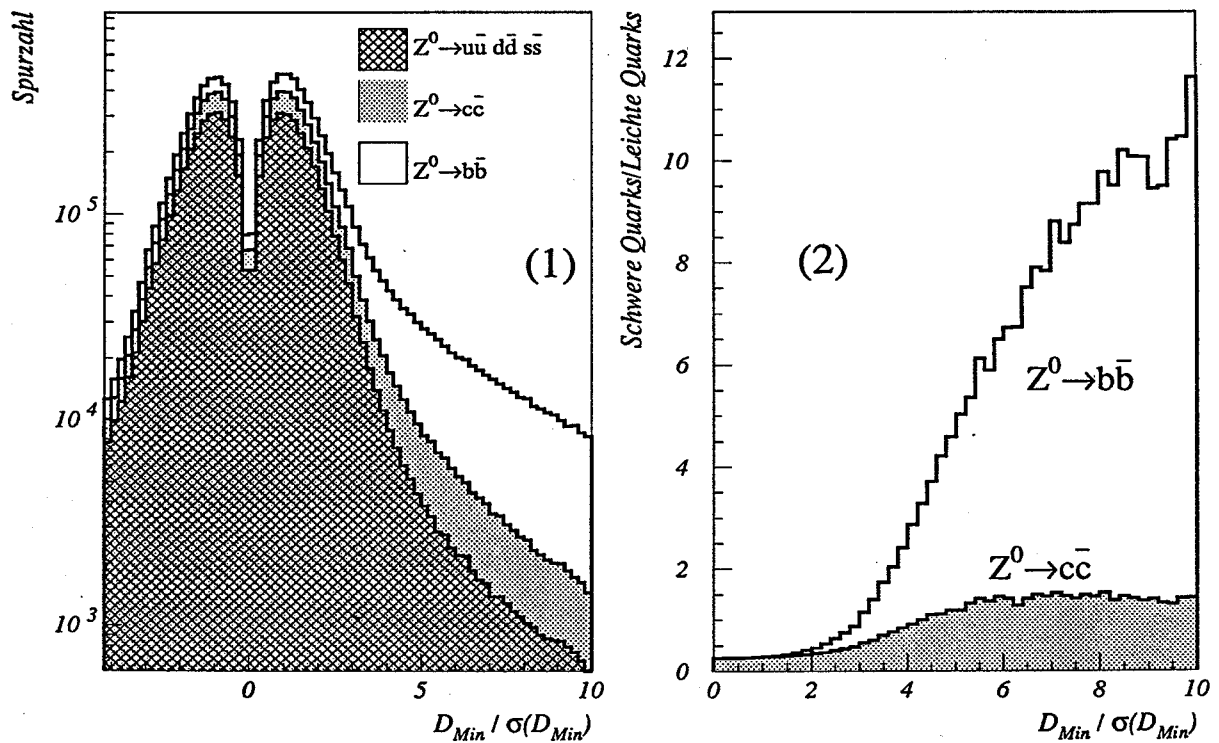


Abbildung 3.18:

- (1) Die addierten Verteilungen der Impaktparametersignifikanz von Spuren aus Ereignissen mit verschiedenen Primärquarks. Der Abfall bei  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \simeq 0$  folgt aus der Messung des Impaktparameters in drei Dimensionen. Deutlich ist für Spuren aus  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen die relative Zunahme im Bereich großer Signifikanz zu sehen. Die Verteilung der Impaktparameter für Spuren mit negativem Vorzeichen ist identisch für alle Quarktypen, sie definiert die Detektorauflösung.
- (2) Die Impaktparametersignifikanz von Spuren aus  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  und  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen normiert auf das Signifikanzspektrum der Spuren von  $Z^0$ -Zerfällen in leichte Quarks ( $uds$ -Quarks).

Spuren geladener relativistischer Teilchen im parallelen  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  Feld werden beschrieben durch eine Helix. Eine Helix im Raum ist festgelegt durch den kürzesten Abstand zum Detektorursprung (zur Strahlachse longitudinal:  $Z_0$ , transversal:  $D_0$ ), den Radius  $r$  der Helixprojektion senkrecht zum Magnetfeld, den Winkel  $\lambda$  des Spurimpulses bezüglich der Ebene senkrecht zum Magnetfeld und den Azimutwinkel  $\phi$  der Spur. Der Radius  $r$  ist proportional zum inversen Spurimpuls  $1/p$ , der Winkel  $\lambda$  ist mit dem Polarwinkel  $\theta$  verknüpft:  $\lambda = \pi/2 - \theta$ . Die numerischen Werte der Spurparameter werden durch eine  $\chi^2$ -Anpassung der Helixparameter an die gemessenen Spurkoordinaten in den einzelnen Spurdetektoren bestimmt. Die berechneten Fehler der Parameter sind von statistischer Natur. Die statistische Signifikanz des Impaktparameters  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  ist nahezu unabhängig von den physikalischen Eigenschaften der Spur, da sowohl  $D_{Min}$  als auch  $\sigma_{D_{Min}}$  in ähnlicher Weise von den Parametern der Helix abhängen. Dies erlaubt die gleichberechtigte Analyse aller Spuren. Der statistische Fehler des Impaktparameters  $\sigma_{D_{Min}} = \sigma_{D_{Min}}(1/r, \tan \lambda, \phi, D_0, Z_0)$  ist abhängig von der statistischen Ungenauigkeit in der Bestimmung des  $Z^0$ -Zerfallspunktes und von den Fehlern der Spurparameter, die sich aus der Fehlermatrix  $[E]_{ij}$  der Spurhelix  $H = H(1/r, \tan \lambda, \phi, D_0, Z_0)$  am Primärvertex berechnen lassen:

$$\Delta\sigma_{D_{Min}} = \left( \sum_j \sum_i [E]_{ij} \frac{\partial D_{Min}}{\partial x_i} \frac{\partial D_{Min}}{\partial x_j} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.6.3)$$

$$\text{wobei: } [E]_{ij} = \langle (x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle = \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2(\text{Spurfit})}{\partial x_i \partial x_j} \right]^{-1}$$

$$\text{und: } x_i = \frac{1}{r}, \tan \lambda, \phi, D_0, Z_0.$$

Zur Berechnung des Primärwechselwirkungspunktes werden neben den Jetachsen die geladenen Spuren herangezogen. Korrelationen zwischen dem Fehlerbeitrag des Primärvertex und dem Spurf Fehler aus dem Spurf it werden vermieden durch die Berechnung des Primärwechselwirkungspunktes unter explizitem Ausschluß der betreffenden Spur. Die mathematische Formulierung zur Berechnung des statistischen Impaktparameterfehlers ist in Anhang A zu finden.

Abbildung 3.18(1) zeigt kumulativ die Beiträge der einzelnen Quarktypen zum Signifikanzspektrum. Bei  $Z^0$ -Zerfällen in leichte Quarks ( $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ) ist die Verteilung der Signifikanz  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  von Spuren mit negativem Impaktparameter nahezu identisch mit der Verteilung der Spursignifikanz von Spuren mit positivem Impaktparameter. Werden schwere Quarks beim  $Z^0$ -Zerfall erzeugt, so werden Einträge mit positiver Spursignifikanz bevorzugt. Der Vergleich der Impaktparametersignifikanz  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  von Spuren aus dem  $Z^0$ -Zerfall in die verschiedenen primären Quarktypen (siehe Abbildung 3.18(2)) zeigt dies sehr deutlich.

Die Verteilung der Einträge mit positivem Impaktparameter für die verschiedenen Quarktypen in Abbildung 3.18(1) hängt im Monte-Carlo von der Simulation der hadronischen Ereignisse durch den Monte-Carlo-Generator und der Simulation des Detektors ab. Das negative Signifikanzspektrum schließt die Spuren sekundärer Vertizes im wesentlichen aus und mißt somit den Effekt der Detektorauflösung  $\hat{R}(D_{Min}/\sigma_{D_{Min}})$ , der sich aus der Vielfachstreuung sowie den Fehlern der Helixparameter und der Spurrekonstruktion zusammensetzt. Diese Messung, angewandt auf Spuren mit positivem Impaktparameter,

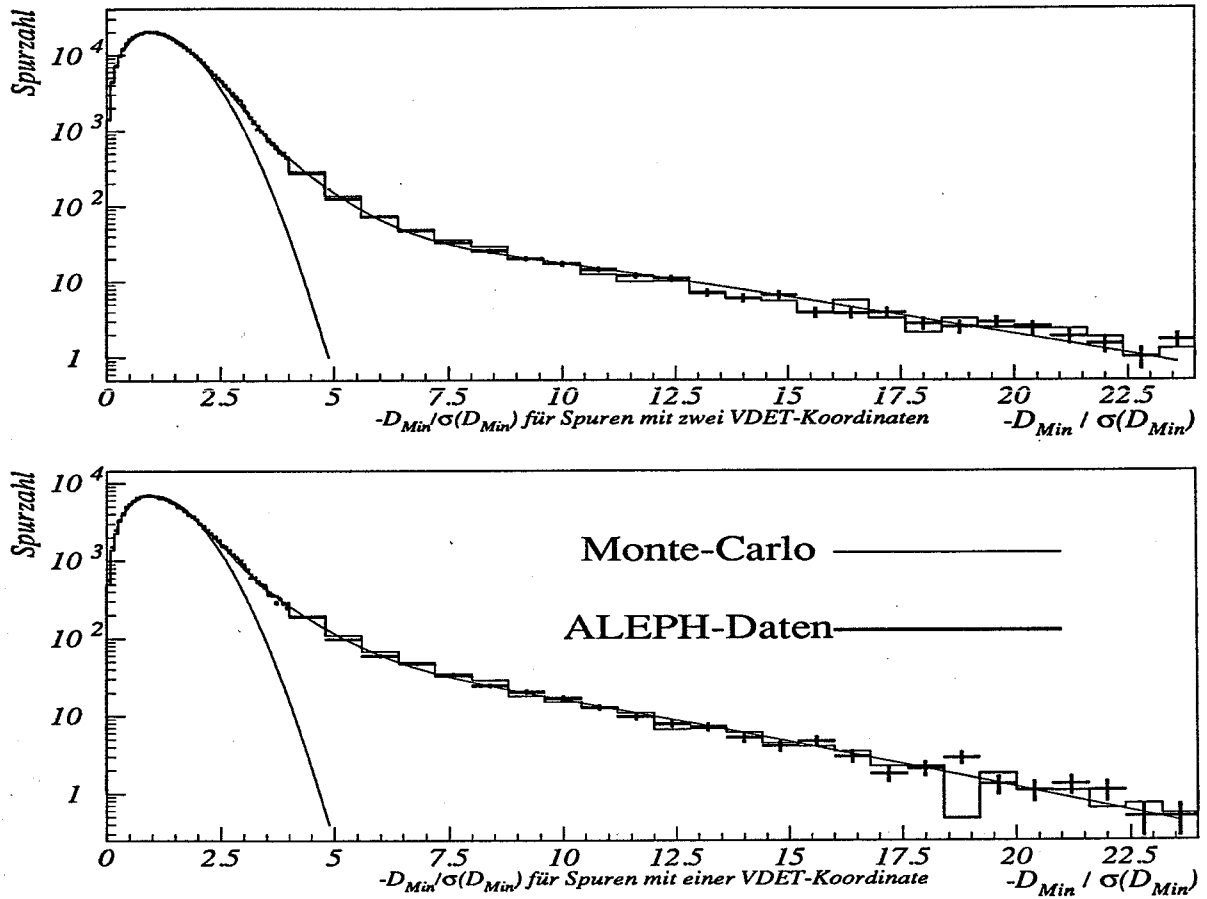


Abbildung 3.19: Die Signifikanz der rekonstruierten Spuren mit negativem Impaktparameter im ALEPH-Detektor. Zum Vergleich ist auch das Signifikanzspektrum der simulierten Ereignisse gezeigt. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Parameterisierung der Detektorauflösung der Daten sowie den gauß'schen Anteil der Detektorauflösung  $\propto r^2 \exp(-r^3/r_0^3)$  im Bereich  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \lesssim 5$ .

erlaubt eine Interpretation der Impaktparametersignifikanz in den Daten ohne die Detektorsimulation zu verwenden.

Die Kalibration der Detektorauflösung  $\tilde{R}$  erfordert eine Parameterisierung des negativen Signifikanzspektrums. Bei Abwesenheit von jeglichen systematischen Unsicherheiten durch ein begrenztes Detektorverständnis sollte die Signifikanzverteilung der geladenen Spuren eine radiale Gaußkurve in Kugelkoordinaten  $\propto r^2 \cdot \exp(-r^3/r_0^3)$  sein. Der Fehler des Impaktparameters hängt dann lediglich von der statistischen Genauigkeit der Spurmessung und den im Rahmen der Vielfachstreuung statistisch auftretenden Streuprozessen im Detektormaterial ab. Der Abfall für sehr kleine Werte von  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  in Abbildung 3.19 folgt aus der Messung des Spurimpaktparameters in drei Dimensionen. Die Signifikanzverteilung  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$  der meisten Spuren kann durch die statistische Fehlerkomponente ausreichend parameterisiert werden. Bei Spuren mit großer Signifikanz ( $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \gtrsim 5$ ) dominiert der systematische Fehlerbeitrag z.B. durch eine schlechte Spurrekonstruktion wegen falsch zugewiesenen Koordinaten. Wegen der unterschiedlichen systematischen

Beiträge sind die Daten getrennt dargestellt für Spuren mit einer beziehungsweise zwei *VDET*-Raumkoordinaten. Die Ausläufer der Verteilung können durch die Superposition zweier Exponentialkurven ( $\propto r \cdot \exp(-r/\lambda)$ ) beschrieben werden. Ein Fit des Impaktparameterspektrums der Spuren mit negativem Vorzeichen an die Parameter der Gauß- und Exponentialfunktionen stellt die Messung der Detektorauflösung dar.

## 3.7 Die Berechnung von Spur- und Ereigniswahrscheinlichkeiten

Vom Spurimpaktparameter zur Spurwahrscheinlichkeit: Im allgemeinen zerfallen Charm-(Bottom-) Hadronen in ca. 3(5) geladene Spuren. Die Impaktparameter dieser Spuren enthalten Information über die Lebensdauer des zerfallenden Hadrons. Damit keine Information verloren geht, soll nicht auf den Impaktparameter der einzelnen Spuren geschnitten werden, da solche Schnitte auch Spuren mit kleinem Impaktparameter aus *b*-Zerfällen verwerfen. Alle selektierten Spuren sollen in geeigneter Weise zu einer Größe kombiniert werden, die die Existenz sekundärer Vertizes anzeigt. Geladene Spuren vom Primärvertex gehen dann zwar in die Analyse ein, aber es wird darauf geachtet, daß sie den Einfluß der Spuren sekundärer *b*-Zerfallsvertizes auf die Analyse nicht beeinträchtigen. Die mathematische Umformulierung der Impaktparametersignifikanz mit statistischen Methoden zu einer Spurwahrscheinlichkeit und die anschließende Kombination einzelner Spurwahrscheinlichkeiten zu Größen die beliebige Spurkombinationen, z.B. alle Spuren eines Jets, einer Ereignishälfte oder eines Ereignisses, beschreiben ist eine notwendige Konsequenz.

### 3.7.1 Die Spurwahrscheinlichkeit

Die Definition der Spurwahrscheinlichkeit: Die Messung der Detektorauflösung  $\tilde{R}$  (siehe Abbildung 3.19), erlaubt die Definition der Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur vom Primärvertex stammt. Mathematisch ist  $\tilde{R}(D_{Min}/\sigma_{D_{Min}})$  für Spuren mit  $D_{Min} < 0$  die Wahrscheinlichkeitsdichte von  $[D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}]$ . Durch Integration erhält man die Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$\mathcal{P}^{Spur}(D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}) = \int_{-\infty}^{-|D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}|} \tilde{R}(x) dx \quad , \text{ wobei gilt: } \int_{-\infty}^0 \tilde{R}(x) dx = 1 \quad (3.7.4)$$

Die Spurwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Spur}$  (siehe Abbildung 3.20) ist ein Maß für die Konsistenz des Spurursprungs mit dem Primärvertex. Eine kleine Spurwahrscheinlichkeit zeigt Spuren von sekundären oder tertiären Vertizes an. Die Berechnung der Spurwahrscheinlichkeit stellt eine umkehrbar eindeutige Abbildung der Impaktparametersignifikanz dar. Die Verteilung der Spurwahrscheinlichkeiten in  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen ohne Teilchen mit großer Lebensdauer ist flach, weshalb die Wahrscheinlichkeitsinterpretation zulässig ist. Der Anstieg der Einträge bei  $\mathcal{P}^{Spur} \gtrsim 0$  stammt von Spuren aus dem Zerfall leichter Hadronen (z.B.  $K^0, \Lambda, \Sigma^{\pm,0}$  u.a.). In  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  und  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen ist die Verteilung der Spurwahrscheinlichkeit nur für Spuren mit negativem Impaktparameter flach – diese Spuren stammen schließlich nicht von sekundären Vertizes. Die Spurmenge mit negativen Impaktparametern kann nicht nur zur Kalibration der Detektorauflösung herangezogen

werden, sondern auch zur Messung des Untergrunds aus  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen, denn diese Spurmenge besteht aus Spuren von der Fragmentation am Primärvertex. Für schwere Quarks läßt die stark ansteigende Flanke der Verteilung der Spuren mit positivem Impaktparameter den Effekt der endlichen Lebensdauer dieser Quarks auf die Spurwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Spur}$  erkennen.

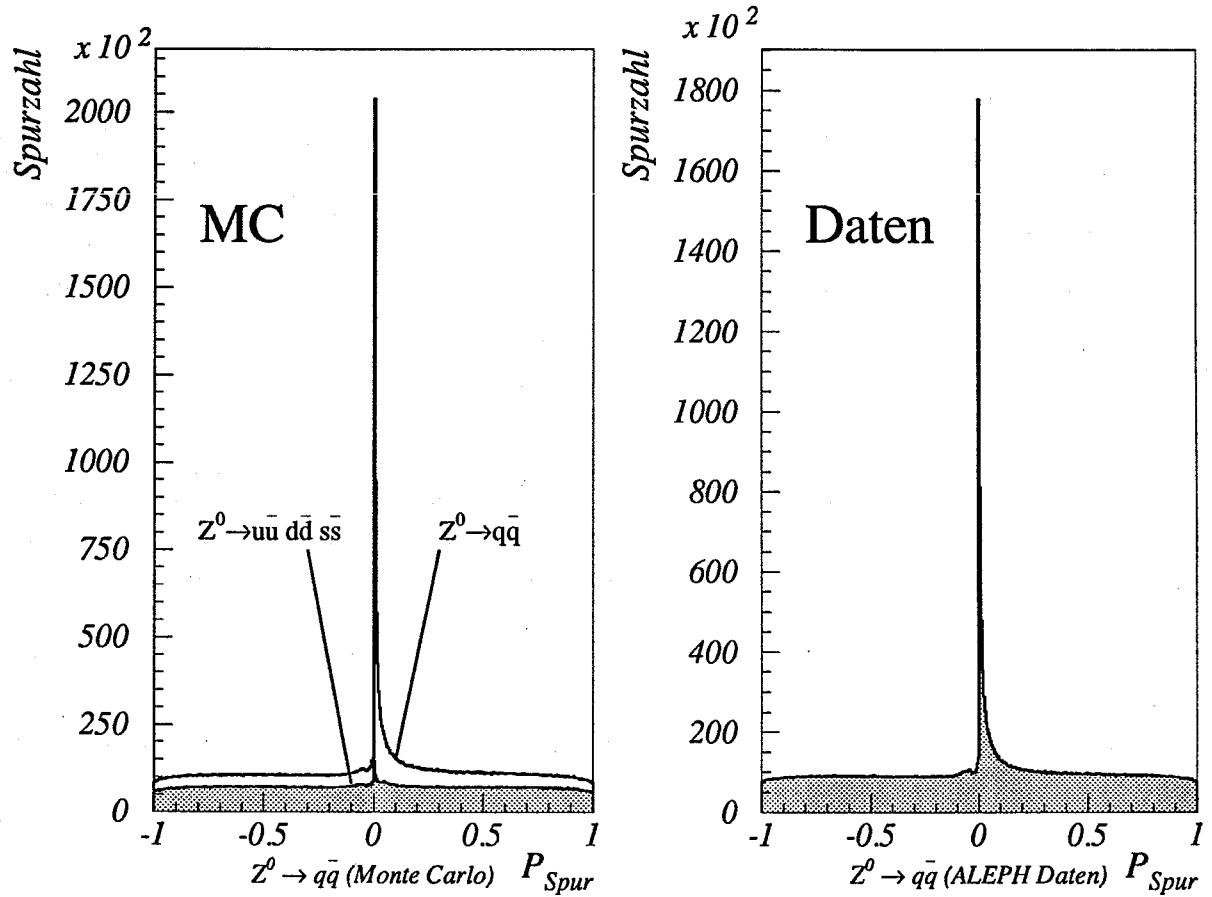


Abbildung 3.20: Die Spurwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Spur}$  in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation. Die Monte-Carlo-Analyse zeigt, daß in  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen nur wenige Spuren von sekundären Vertizes stammen. Die erhöhte Rate der Einträge bei  $\mathcal{P}^{Spur} \gtrsim 0$  ist klein verglichen mit der Anzahl von Einträgen bei Ereignissen mit schweren Quarks. Das Spektrum aller Spuren mit negativem Impaktparameter und damit negativer Spurwahrscheinlichkeit ist, wie erwartet, für alle Quarktypen flach.

### 3.7.2 Die Kombination von Spurwahrscheinlichkeiten

Die Wahrscheinlichkeit, daß alle Spuren einer Menge vom Primärvertex stammen: Die Wahrscheinlichkeit einer Spur vom Primärvertex zu stammen erlaubt die Definition einer kombinierten Wahrscheinlichkeit, die sich auf eine Gruppe von Spuren bezieht. Diese kombinierte Wahrscheinlichkeit ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Hypothese, daß alle diese Spuren vom Primärvertex stammen. Es können beispielsweise die Spuren eines Jets, einer Ereignishälfte oder des ganzen Ereignisses zusammengefaßt werden. Spuren aus dem Zerfall schwerer Hadronen stammen von sekundären Vertizes, die Kombination

der Wahrscheinlichkeiten dieser Spuren wird also diese Hypothese nicht unterstützen. Zusätzliche Spuren aus der hadronischen Fragmentation am Primärvertex verwischen zwar die Information der Spuren von sekundären Vertizes, können sie aber nicht auslöschen.

Innerhalb eines hadronischen Ereignisses kann jede Spur als statistisches Ereignis betrachtet werden, da die Spurerkennung und die Spurrekonstruktion unabhängig von der jeweiligen Umgebung erfolgt<sup>(2)</sup>. Während die Wahrscheinlichkeiten von Spuren aus der Fragmentation am Primärvertex statistisch unabhängig sind, sind die Spuren aus dem Zerfall schwerer Hadronen miteinander korreliert.

Die statistisch unabhängigen Wahrscheinlichkeiten der Spuren aus der Fragmentation sind innerhalb des Raums der Spurwahrscheinlichkeiten gleichverteilt. Die Normierung der kombinierten Wahrscheinlichkeit ist bei Endzuständen mit  $N$  selektierten geladenen Spuren bestimmt durch das Volumen eines  $N$ -dimensionalen Einheitswürfels in diesem Raum. Die gemeinsame Dichte des Spurensembles ist konstant. Die Verteilungsfunktion

$$\mathcal{P}_N(\mathcal{P}_1^{Spur}, \mathcal{P}_2^{Spur}, \dots, \mathcal{P}_N^{Spur}) = 1 - \int_{(\mathcal{P}_1^{Spur}, \mathcal{P}_2^{Spur}, \dots, \mathcal{P}_N^{Spur})}^{(1,1,\dots,1)} dx_1 dx_2 \dots dx_N \quad (3.7.5)$$

beschreibt die Wahrscheinlichkeit für ein Ensemble von  $N$  unabhängigen Spuren mit gleichverteilten Spurwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}_i^{Spur}$ ,  $i = 1, \dots, N$ , die gemessenen, oder geringere Spurwahrscheinlichkeiten zu besitzen. Die Gleichverteilung der einzelnen Spurwahrscheinlichkeiten erlaubt den Übergang zur unabhängigen Integration:

$$\mathcal{P}_N = 1 - \int_{y_N}^1 \int_{y_{N-1}}^1 \dots \int_{y_1}^1 dx_1 \dots dx_{N-1} dx_N \quad (3.7.6)$$

mit den Integrationsgrenzen  $y_j = \prod_{i=1}^j \mathcal{P}_i^{Spur}$ ,  $j = 1, \dots, n$ . Einfache mathematische Umformungen liefern folgendes Ergebnis:

$$\mathcal{P}_N = y_N \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{[-\ln(y_N)]^j}{j!} \quad (3.7.7)$$

Die Dichte der kombinierten Wahrscheinlichkeit von  $N$  Spuren, die vom Primärvertex stammen, ist eine Gleichverteilung. Spuren sekundärer Vertizes haben innerhalb der Spurfehler eine geringe Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex zu kommen, sodaß das Produkt aller Spurwahrscheinlichkeiten  $y_N$  klein wird. In Abbildung 3.21 ist dies deutlich sichtbar am Beispiel der Hemisphärenwahrscheinlichkeit, die alle Spuren einer Hemisphäre, also einer Ereignishälfte kombiniert:

- Die Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen ist flach, da die Spuren vom Zerfallsort des  $Z^0$ -Bosons stammen. Die Überhöhung bei  $\mathcal{P}^{Hemi} \rightarrow 0$  stammt von Spuren sekundärer Zerfälle, die einen physikalischen Untergrund zu Ereignissen mit schweren Quarks bilden. Auf die Analyse der Ereignisse, die Zerfallsprodukte leichter Hadronen ( $K^0$ ,  $\Lambda$ , u.a.) enthalten, wird in Kapitel 4.1 eingegangen.

<sup>(2)</sup>Dies gilt nur in Näherung. Spuren die durch die Detektorauflösung nur schlecht voneinander getrennt werden können oder gar gemeinsame Spurkoordinaten aufweisen sind nicht voneinander unabhängig. Spuren mit gemeinsamen Koordinaten sind aber sehr selten.

- Der Ursprung von Spuren aus Zerfällen schwerer Hadronen ist im allgemeinen inkompatibel mit dem Primärvertex. Die Zerfallsprodukte zeichnen sich durch kleine Spurwahrscheinlichkeiten aus. Es existiert ein Überschuß von Spuren mit positivem Vorzeichen, der durch die Lebensdauer der schweren Hadronen verursacht wird. Der Anstieg bei  $\mathcal{P}^{Hemi} \rightarrow 0$  ist – bedingt durch die Lebensdauer der schweren Hadronen – viel stärker ausgeprägt als bei der Verteilung der Hemisphärenwahrscheinlichkeit in  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen. Die größere Lebensdauer und die größere Masse der  $b$ -Hadronen in Verbindung mit der größeren geladenen Multiplizität ihrer Zerfälle erzeugt bei  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen ein viel ausgeprägteres Signal als bei  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen.

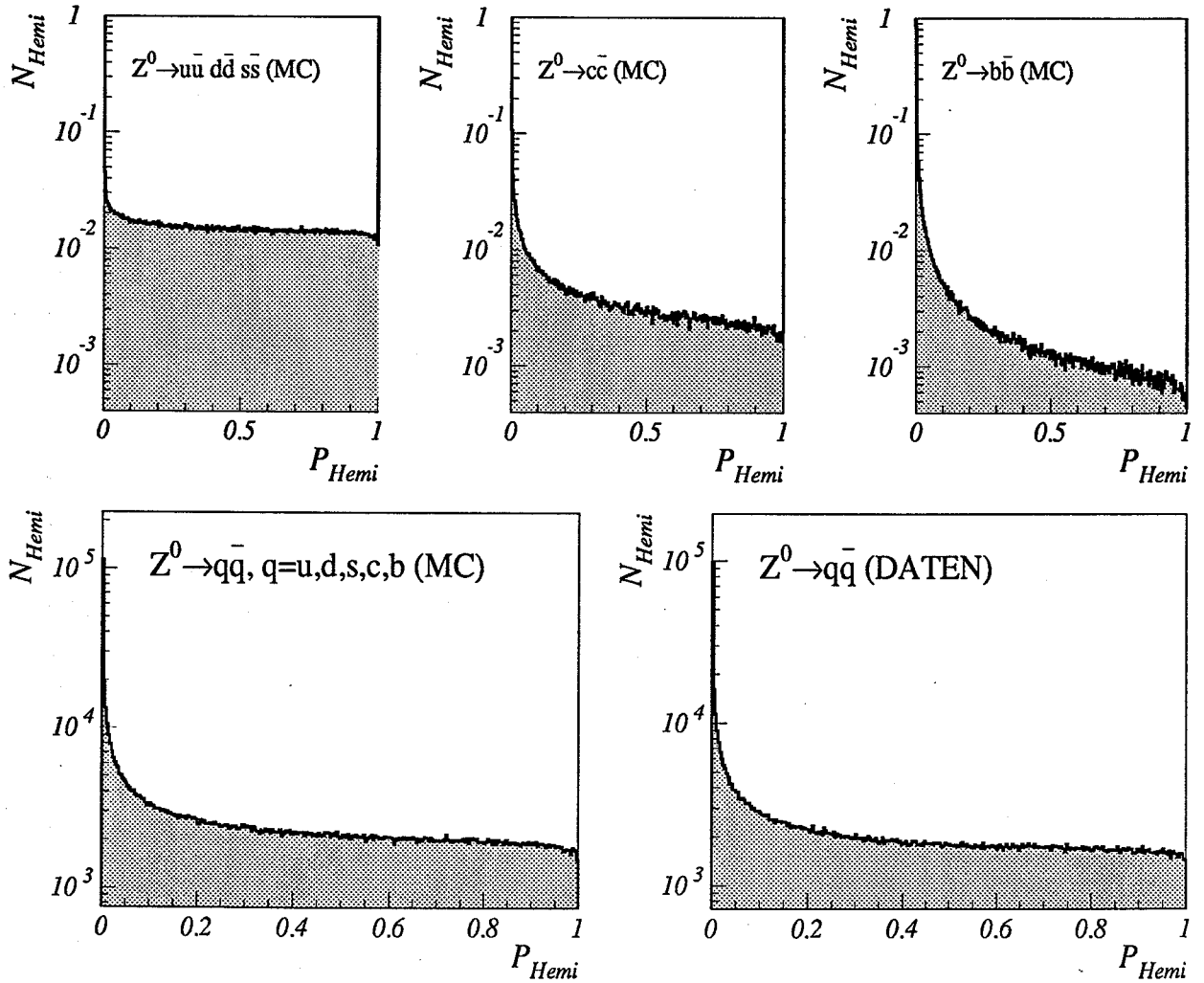


Abbildung 3.21: Die Verteilungen der Hemisphärenwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}^{Hemi}$  für die verschiedenen Quarktypen. Die Verteilungen wurden normiert auf die Gesamtzahl der Ereignisse im ersten Bin. Nahezu alle Ereignishälften in diesem Bin sind  $b$ -Hemisphären. Die unteren beiden Bilder zeigen die Hemisphärenwahrscheinlichkeiten der Monte-Carlo-Ereignisse für alle Quarktypen ( $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ) und für die aus den Daten selektierten hadronischen Ereignisse.

Die Qualität dieses Selektionsalgorithmus wird veranschaulicht in der Darstellung der Selektionseffizienz als Funktion der Anreicherung der Ereignishälften mit primären  $b$ -Quarks (siehe Abbildung 3.22). Die einzelnen Einträge von links nach rechts entsprechen verschiedenen Schnitten in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  der selektierten Ereignishälften mit einem Abstand von  $\Delta \log_{10}(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}) = 0.1$ . Deutlich sichtbar ist der schnelle Abfall des Untergrunds durch  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignishälften bei wachsender  $b$ -Reinheit. Die Reinheit der  $b$ -Ereignishälften ist gegeben durch den Anteil der selektierten  $b$ -Ereignishälften in der Menge aller selektierten Ereignishälften. Die Selektion von Ereignissen mit primären  $b$ -Quarks könnte bei der Verwendung der Ereigniswahrscheinlichkeit, das ist die Wahrscheinlichkeit, daß alle selektierten Spuren eines Ereignisses mit dem Primärvertex kompatibel sind, bei gleichem Untergrund zwar effizienter erfolgen, die Messung der  $b$ -Effizienz ist aber nur möglich bei der Analyse von Ereignishälften.

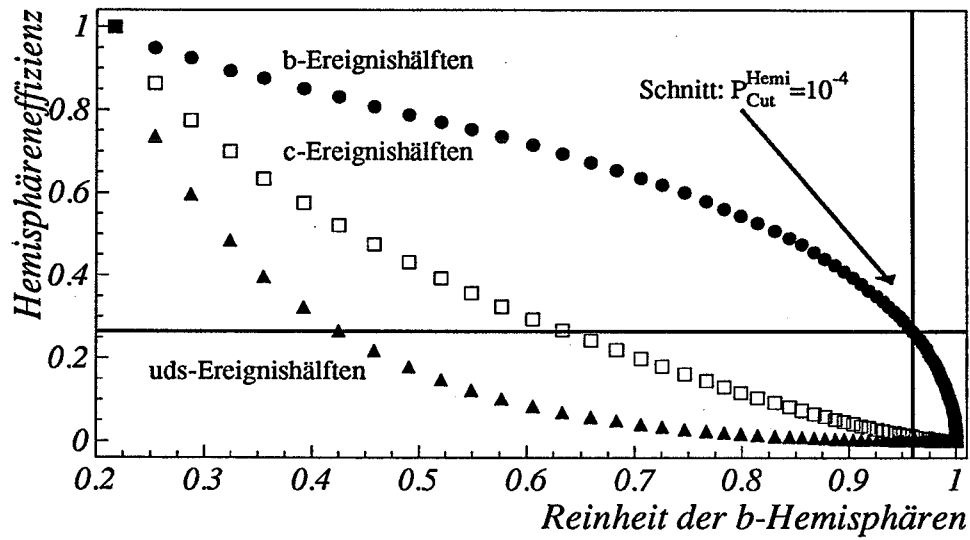


Abbildung 3.22: Die Abhängigkeit der Selektionseffizienz von der Reinheit der selektierten  $b$ -Ereignishälften. Bei der Selektion von Ereignishälften mit immer kleineren Hemisphärenwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}^{Hemi}$  nimmt der relative Anteil der  $b$ -Ereignishälften zu.

#### Zusammenfassung:

Die Messung der Detektorauflösung mit Hilfe des Spektrums der Impaktparametersignifikanz von Spuren mit negativem Vorzeichen erlaubt somit eine statistische Aussage, ob eine Spur mit positivem Vorzeichen vom Primärvertex oder von einem sekundären Vertex stammt. Wegen der Interpretation der Impaktparametersignifikanz einer einzelnen Spur als die Wahrscheinlichkeit mit dem Primärvertex kompatibel zu sein, können die Wahrscheinlichkeiten mehrerer Spuren zu einer kombinierten Wahrscheinlichkeit zusammengefaßt werden. Die kombinierte Wahrscheinlichkeit erlaubt Aussagen über die Existenz von sekundären Vertices in dieser Spurmenge. Die Spurmenge kann sich dabei aus den geladenen Spuren eines Jets, einer Ereignishälfte oder des gesamten Ereignisses zusammensetzen. Dies erlaubt die Auswahl von  $Z^0$ -Zerfällen in schwere Quarks, da schwere Quarks eine endliche Lebensdauer besitzen und nicht am Primärvertex zerfallen.

### 3.8 Die Identifikation von Photonkonversionen

Die Identifikation von Konversionselektronen: Die Spuren aus  $\gamma$ -Konversionen im Detektormaterial besitzen meist eine große Impaktparametersignifikanz. Die Signatur der Spuren dieser Prozesse ist der Signatur von Spuren aus dem Zerfall schwerer Hadronen sehr ähnlich, sie stellen deshalb einen unerwünschten Untergrund dar. Ein Teil dieser Spuren kann aber erkannt und verworfen werden.

Der Algorithmus ist folgendermaßen aufgebaut:

- Es werden nur Spuren mit einem Impuls größer als 400 MeV, mit mindestens vier TPC-Koordinaten und einem Konfidenzniveau des Spurfits von  $\chi^2/N_{DOF} < 6$  betrachtet. Beide Spuren müssen entgegengesetzt geladen sein, da bei der  $\gamma$ -Konversion nur entgegengesetzt geladene Teilchen entstehen können. Das Photon selbst ist masselos, deshalb muß die Masse des rekonstruierten, hypothetischen Mutterteilchens zweier Spuren kleiner als 10 MeV sein, wenn die Konversionshypothese unterstützt werden soll. Wegen der Masselosigkeit des Photons müssen die Impulsvektoren der beiden Spuren in die gleiche Ereignishälfte zeigen. Die Ionisationsmessung in der TPC entlang der Spuren ermöglicht die Identifikation des auslaufenden  $e^+e^-$ -Paares. Die minimale Wahrscheinlichkeit der verwendeten Teilchenhypothesen ( $e^+, e^-$ ) muß größer als 1 % sein.
- Anschließend werden alle möglichen sekundären Vertizes gefittet. Bei der kombinatorischen Zuordnung einer Spur zu mehreren Vertizes entscheidet der Vertex mit dem kleinsten  $\chi^2$ . Eine minimale Wahrscheinlichkeit von 2 % zur Unterstützung der Konversionshypothese wird gefordert.
- Der Impulsvektor des rekonstruierten neutralen Teilchens muß – innerhalb der Vertexfehler – vom rekonstruierten Sekundärvertex zum  $Z^0$ -Zerfallsvertex zeigen. Diese Forderung unterdrückt den kombinatorischen Untergrund durch Spurpaare, deren invariante Masse zufällig innerhalb des erlaubten Bereichs liegt.

Prinzipiell können mit diesem Algorithmus unter der Annahme verschiedener Zerfallshypothesen die Zerfälle verschiedenster ungeladener Teilchen in zwei geladene Spuren identifiziert werden. In dieser Anwendung sollen jedoch nur Spuren von Photonkonversionen verworfen werden. Zerfallen neutrale Teilchen sehr nahe am Primärwechselwirkungspunkt (Zerfallslänge  $\lesssim 1$  cm), so steigt der kombinatorische Untergrund für ihre Identifikation sehr stark an, d.h. innerhalb ihrer Fehler sind der Primärvertex und der Sekundärvertex kompatibel. Zwei beliebige Spuren, deren invariante Masse der Zerfallshypothese entspricht, täuschen dann einen Zerfallsvertex vor. Auf die Rekonstruktion von zerfallenden  $K^0$ - oder  $\Lambda$ -Teilchen wird deshalb verzichtet.

Elektron-Positron-Paare aus Photonkonversionen im Detektormaterial können dagegen sehr gut identifiziert werden. Photonen können nur im Detektormaterial zu einem Teilchen-Antiteilchen-Paar (nahezu immer ein  $e^+e^-$ -Paar) konvertieren. Wegen des minimalen Konversionsradius, bestimmt durch den Abstand des Strahlrohrs (Radius  $\sim 5$  cm) vom  $e^+e^-$ -Strahl, wird die zufällige Kombination eines  $e^+e^-$ -Paares durch die ausreichend große Separation des sekundären Vertex vom Primärvertex sehr unwahrscheinlich. Bei der Analyse von simulierten Ereignissen werden 70 % aller Photonkonversionen mit zwei

rekonstruierten Spuren erkannt, lediglich 16 % der verworfenen Spurpaare stammen nicht von Konversionsphotonen. In Abbildung 3.23 ist die gefundene Konversionsrate der Photonen in Abhängigkeit vom Konversionsradius zu sehen. Sie reflektiert deutlich die radiale Materialdichte der Spurdetektoren. Die Trennwände der einzelnen Spurdetektoren, die einzelnen Lagen des Vertexdetektors und das Strahlrohr sind zu erkennen. Die Selektion der  $\gamma$ -Konversionen ist darauf optimiert Photonkonversionen mit möglichst hoher Effizienz zu selektieren, nicht aber Fehlidentifikationen von Photonkonversionen zu minimieren.

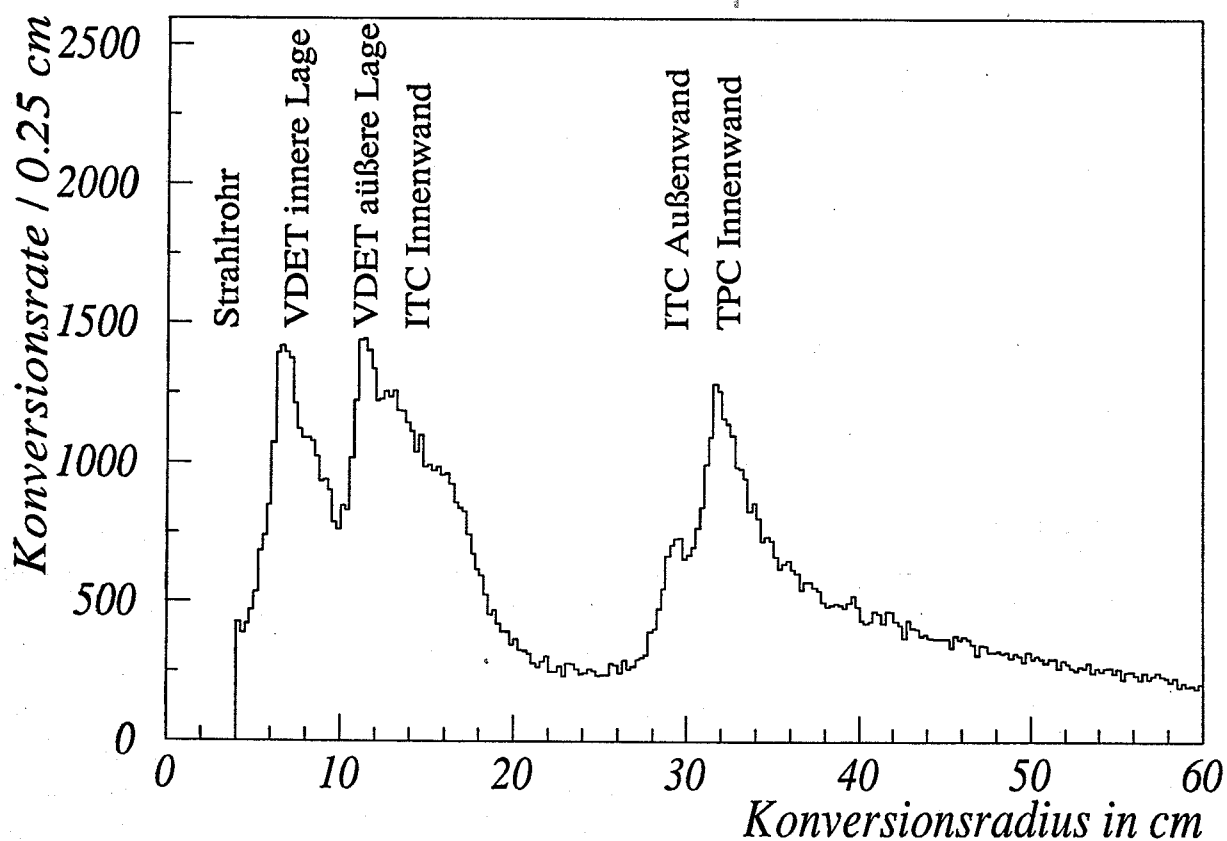


Abbildung 3.23: Die Photonkonversionsrate in Abhängigkeit vom Radius der Photonkonversion. Für diese Darstellung wurden  $9 \times 10^5$  Monte-Carlo-Ereignisse verwendet.

### 3.9 Die Korrektur der Detektorsimulation

Der Einfluß der Detektorsimulation auf die Spurselektion: Da bei der Abschätzung von Untergrundereignissen auf die Verwendung von Monte-Carlo-Ereignissen nicht vollständig verzichtet werden kann, muß untersucht werden, inwieweit die simulierte Verteilung der Impaktparametersignifikanz mit der in den Daten gemessenen Verteilung übereinstimmt.

Der Effekt der Detektorsimulation kann in zwei voneinander unabhängige Bereiche aufgespalten werden:

- Die mittlere Anzahl von Teilchenspuren in einem hadronischen Ereignis wurde gemessen. Die Parameter der Monte-Carlo-Generatoren wurden angepaßt, um diese Messung zu reproduzieren. Die hier verwendeten Spurschnitte können sich jedoch bei der Selektion von Spuren in simulierten und reellen Ereignissen unterschiedlich auswirken, und zu unterschiedlichen Multiplizitäten führen.
- Nach der erfolgreichen Spurselektion hängt z.B. die Hemisphärenwahrscheinlichkeit nur von der Impaktparametersignifikanz der einzelnen Spuren ab. Eine ungenaue Simulation des Impaktparameters einer Spur oder seines Fehlers verändert die Effizienz für die Selektion einer Ereignishälfte.

Die dadurch notwendigen Korrekturen werden im folgenden beschrieben.

#### 3.9.1 Der Anteil von Spuren mit VDET-Koordinaten in einem hadronischen Ereignis

Der Anteil von Spuren mit VDET-Koordinaten: Die Signaleffizienz des Vertexdetektors für den Nachweis der Spurionisation im Silizium wurde in den Daten gemessen [43] und wird bei der Simulation der VDET-Signale berücksichtigt. Die Unsicherheit der Spurerkennung in den übrigen Spurdetektoren (*ITC*, *TPC*) ist nicht so genau bekannt. Da aber nur einer Spur, die auch in den äußeren Spurdetektoren rekonstruiert wurde, eine VDET-Koordinate zugeordnet werden kann, muß diese Ineffizienz abgeschätzt werden. Ein Maß für diese Ineffizienz sind die unterschiedlichen Anteile der rekonstruierten Spuren mit VDET-Koordinaten in den Daten und im Monte-Carlo. Mit einem Vergleich der Anteile in den Daten und im Monte-Carlo kann eine Abschätzung der unterschiedlichen Rekonstruktion geladener Spuren in der *ITC* und der *TPC* durchgeführt werden, da die speziellen Spurschnitte des Selektionsalgorithmus unterschiedlich auf simulierte Spuren und gemessene Spuren wirken können. Tabelle 3.2 zeigt die Anteile von Spuren mit einer beziehungsweise zwei VDET-Koordinaten in den hadronischen Ereignissen der Daten und des Monte-Carlos.

| Spurtyp            | Spuranteil |       | relativer Unterschied |
|--------------------|------------|-------|-----------------------|
|                    | Daten      | MC    |                       |
| 1 VDET-Koordinate  | 0.188      | 0.194 | 3.4 %                 |
| 2 VDET-Koordinaten | 0.421      | 0.432 | 2.6 %                 |

*Tabelle 3.2: Der Anteil der rekonstruierten Spuren mit einer(zwei) VDET-Koordinate(n) in den Daten und im Monte-Carlo. Die Anteile sind normiert auf die Anzahl der rekonstruierten geladenen Spuren eines hadronischen Ereignisses.*

Zur Bestimmung des Anteils der geladenen Spuren mit einer(zwei) *VDET*-Koordinate(n) werden geladene Teilchen in hadronischen Ereignissen unabhängig vom Vertexdetektor nach den folgenden Kriterien selektiert:

$$\begin{aligned} D_0 &< 2 \text{ cm} , \\ Z_0 &< 10 \text{ cm} , \\ N_{TPC} &\geq 4 , \\ p_{spur} &> 400 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Die Anforderungen dieser primären Spurselektion sind sehr viel schwächer als die Bedingungen für die Spurselektion zur Messung der Impaktparameter. Nach dieser Vorselektion ist der Unterschied in der Multiplizität geladener Spuren in den Daten und im Monte-Carlo gering. Die Voranalyse verwirft ungefähr 38.5 % aller Spuren. Meist werden Spuren ohne *TPC*-Koordinaten verworfen, entweder weil ihr Impuls so klein ist, daß die Spurhelix innerhalb der *ITC* verläuft, oder weil die Spuren aus zufälligen, rauschbedingten *ITC*-Koordinaten rekonstruiert wurden.

Anschließend werden alle zusätzlichen Spurschnitte angewandt (siehe Kapitel 3.4), damit möglichst fehlerfrei rekonstruierte Spuren selektiert werden, und die Anteile der Spuren mit einer oder zwei *VDET*-Koordinaten in den Daten und im Monte-Carlo gemessen. Wie Tabelle 3.2 zeigt, unterscheiden sich die relativen Anteile in den Daten und im Monte-Carlo um ca. 3 %. Im Monte-Carlo wird die Zuordnung von *VDET*-Koordinaten zu den geladenen Spuren überschätzt.

Der Effekt der unterschiedlichen Anteile von Spuren mit *VDET*-Koordinaten und damit der Effekt der unterschiedlichen Spurrekonstruktion in den Daten und im Monte-Carlo auf die Hemisphärenwahrscheinlichkeit wird abgeschätzt durch willkürliches Entfernen einzelner Spuren einer Ereignishälfte im Monte-Carlo gemäß dem relativen Unterschied der entsprechenden Anteile. Diese Fehlerabschätzung setzt voraus, daß keine Korrelationen zwischen den beitragenden Ineffizienzquellen existieren. So wird z.B. angenommen, daß die fehlerhafte Zuordnung von *VDET*-Koordinaten unabhängig ist von den, zwischen den Daten und dem Monte-Carlo auftretenden Unterschieden in der Rekonstruktion einer geladenen Spur in der *TPC*.

Bei der Selektion von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen wurde auf diese Weise der systematische Fehlerbeitrag durch die Detektorsimulation bestimmt. Der relative Fehler der Selektionseffizienz von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignishälften durch die unzureichende Beschreibung der Zuordnung von Koordinaten beträgt typischerweise 1 %.

In den Daten ist der Typ des primären Quarks beim  $Z^0$ -Zerfall nicht bekannt, bei der Messung der Spuranteile muß daher über alle hadronische Ereignisse gemittelt werden. Monte-Carlo-Studien haben gezeigt, daß die unterschiedlichen Spuranteile in den Daten verglichen mit dem Monte-Carlo zum Großteil von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen stammen. Die unterschiedlichen Anteile der Spuren mit einer(zwei) *VDET*-Koordinate(n) in  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen folgen aus dem Schnitt im Impaktparameter  $D_{Min}$ , der zwar viele unerwünschte Spuren aus dem Zerfall leichter Hadronen verwirft, aber auch die Spuren von sehr seltenen, langlebigen *b*-Hadronen mit großer Fluglänge. Bei  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  oder  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignissen ist der Effekt geringer, eine individuelle Messung für jeden Quarktyp ist jedoch nicht möglich, weil unabhängig selektierte  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  oder  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisse nicht mit ausreichend hoher Reinheit zur Verfügung stehen.

### 3.9.2 Die Detektorauflösung

Die unterschiedliche Detektorauflösung in den Daten und im Monte-Carlo: Die Monte-Carlo-Simulation reproduziert die Impaktparameterauflösung der Daten nicht exakt. Das Signifikanzspektrum der Spuren mit negativem Vorzeichen mißt die Detektorauflösung und wird zur Kalibration des Selektionsalgorithmus benutzt. Die nur näherungsweise mögliche Beschreibung des Detektors durch die Simulationsprogramme bewirkt eine Abweichung der Detektorauflösung des Monte-Carlo von den Daten. Die Abweichung setzt sich bei Monte-Carlo-Ereignissen über die Spurwahrscheinlichkeit in die Hemispährenwahrscheinlichkeit fort, und hat daher eine unterschiedliche Effizienz zur Selektion einer Ereignishälfte in den Daten und im Monte-Carlo zur Folge. Dieser Effekt wird im folgenden abgeschätzt und das Signifikanzspektrum der Spuren in den Monte-Carlo-Ereignissen entsprechend korrigiert, damit die in den Daten gemessene Detektorauflösung reproduziert wird. In Abbildung 3.19 ist die negative Impaktparametersignifikanz in den Daten und im Monte-Carlo nach der Korrektur dargestellt.

Abbildung 3.24(oben) zeigt das Verhältnis des Signifikanzspektrums zwischen den Daten und dem Monte-Carlo. Das Monte-Carlo-Modell simuliert auf richtige Weise sowohl Spuren die nahezu ausschließlich von ihren statistischen, also gauß'schen Fehlern dominiert sind, als auch Spuren mit großer Signifikanz, die z.B. durch die fehlerhafte Zuordnung von *VDET*-Koordinaten unzureichend beschrieben werden. Die Differenz der Spektren ist maximal im Bereich  $S = D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \approx 4$ , sie resultiert z.B. aus der unzureichenden Behandlung der Vielfachstreuung geladener Spuren im Detektormaterial oder der unzureichenden Simulation der Spannungsimpulse einzelner Auslesestreifen des Vertexdetektors bei der Spurionisation, deren Mittelwert den Ort des Spurdurchgangs bestimmt. Diese prinzipiell kleinen Effekte tragen in diesem Signifikanzbereich wesentlich zur Differenz des Spursignifikanzspektrums bei; das Monte-Carlo täuscht eine zu gute Impaktparameterauflösung vor.

Da das Monte-Carlo-Modell zu kleine Impaktparameterfehler vortäuscht muß dieser Effekt korrigiert werden. Die Korrektur erfolgt durch eine statistische Verschiebung der Impaktparametersignifikanz einzelner Spuren zu größeren Werten von  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}}$ . Jeder Spur eines Monte-Carlo-Ereignisses wird also eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet, daß bei einer korrekten Simulation eine größere Impaktparametersignifikanz auftreten würde. Diese Wahrscheinlichkeitsdichte kann innerhalb eines Intervalls  $[S, S + \delta S]$  durch einen Beitrag modelliert werden, der eine korrekte Spursimulation beschreibt, sowie einer abnehmenden Wahrscheinlichkeitsdichte für höhere Werte von  $S$ . Die Wahrscheinlichkeitsdichte der korrekt simulierten Spuren wird durch eine  $\delta$ -Funktion beschrieben. Die abnehmende Wahrscheinlichkeitsdichte für höhere Werte von  $S$  wird durch die Superposition von zwei Exponentialfunktionen genähert. Diese Korrektur kann mit wenigen Parametern dargestellt werden (siehe Tabelle 3.3). Die Korrektur von Spuren mit einer oder zwei *VDET*-Koordinaten muß getrennt behandelt werden, da die Form der beiden Signifikanzspektren zu unterschiedlich ist, um durch die gleichen Parameter beschrieben zu werden.

Das korrigierte Signifikanzspektrum der Spuren von Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Abbildung 3.24(unten)) stimmt, wie erwartet, mit dem Spektrum der Daten überein, das Verhältnis der Signifikanzspektren in den Daten und im Monte-Carlo ist konsistent mit einer horizontalen Geraden.

Das korrigierte Signifikanzspektrum der Spuren mit negativem Impaktparameter reproduziert also die Detektorauflösung der Daten korrekt im Monte-Carlo. Nach der Messung der Verschmierungsparameter (siehe Tabelle 3.3) kann die Signifikanz durch die unterschiedliche Detektorauflösung in den Daten und im Monte-Carlo auch für Spuren mit positivem Impaktparameter korrigiert werden. Dies erlaubt die Berechnung des Fehlers der Selektionseffizienz für Untergrundereignisse durch die Berechnung der Selektionseffizienz z.B. von Ereignishälften mit Spuren, deren Impaktparametersignifikanzen korrigiert wurden. Der Unterschied zwischen der Hemisphäreneffizienz berechnet aus den unkorrigierten Spursignifikanzen und der Hemisphäreneffizienz berechnet aus den korrigierten Impaktparametersignifikanzen von Spuren mit positivem Vorzeichen ist ein Maß für den systematischen Fehler der Selektionseffizienz einzelner Untergrundquellen durch die unterschiedliche Detektorauflösung in den Daten und im Monte-Carlo. Diese Abschätzung wurde bei der Untergrundbestimmung von Charm-Ereignishälften (siehe Kapitel 4.2) verwendet.

| $N_{Hit}^{VDET}$ | $A_\delta$ | $A_{e1}$ | $\lambda_1$ | $A_{e2}$ | $\lambda_2$ | $\chi^2/N_{DOF}$ |
|------------------|------------|----------|-------------|----------|-------------|------------------|
| 1                | 0.9167     | 0.0753   | 0.0080      | 0.866    | 4.333       | 0.845            |
| 2                | 0.9070     | 0.0837   | 0.0093      | 0.618    | 1.749       | 1.523            |

*Tabelle 3.3: Die Parameter zur Verschmierung der Impaktparametersignifikanz. Eine Wichtung jeder einzelnen Spur im Monte-Carlo mit der Verschmierungsfunktion  $V(S)$  reproduziert das Signifikanzspektrum der Daten. Die Verschmierung eines einzelnen Bins ist gegeben durch eine  $\delta$ -Funktion, die den unkorrigierten Anteil der Spursignifikanz beschreibt und zwei Exponentialfunktionen zur Beschreibung der Ausläufer:*

$$V(S) = A_\delta \cdot \delta(S) + A_{e1} \cdot \exp(-\lambda_1/S) + A_{e2} \cdot \exp(-\lambda_2/S)$$

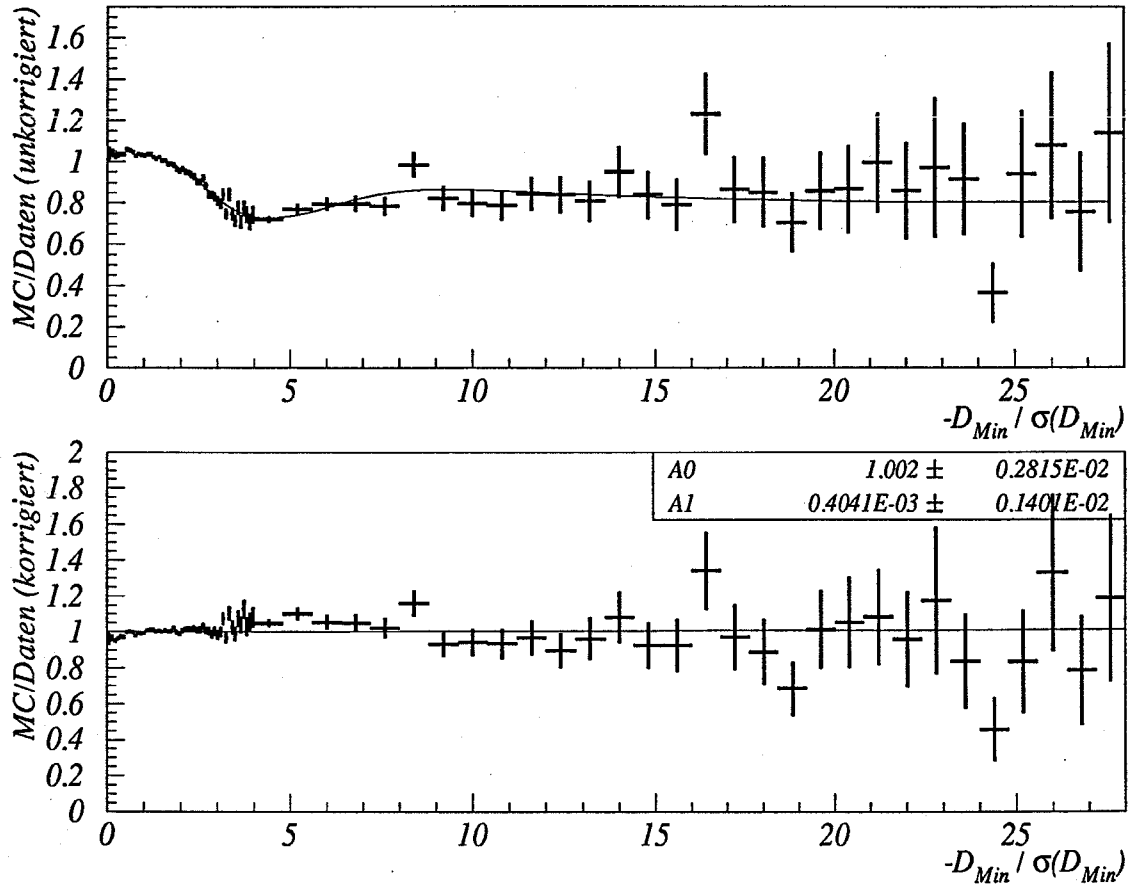


Abbildung 3.24: Das Verhältnis der negativen Impaktparameterverteilung in den Daten und im Monte-Carlo. Oben ist das Verhältnis für das unkorrigierte Monte-Carlo dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt das Verhältnis der parameterisierten Verteilungen der Impaktparametersignifikanz. Unten ist das Verhältnis nach Anwendung der Korrektur dargestellt, die Abweichung bei  $D_{Min}/\sigma_{D_{Min}} \sim 4$  wurde durch die Wichtung der einzelnen Spuren korrigiert. Die Parameter eines Geradenfits:  $g(x) = A0 + A1 \cdot x$  zeigen, daß das Verhältnis der korrigierten Signifikanzverteilung in den Daten und im Monte-Carlo mit einer Geraden verträglich ist. Die durchgezogene Linie zeigt die angepaßte Gerade.

# Kapitel 4

## Die Messung von $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}$

Prinzipielle Aspekte der Messung: Zur Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  werden beide Hälften eines Ereignisses getrennt analysiert und als voneinander unabhängig betrachtet. Beim Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in ein  $b\bar{b}$ -Paar mit anschließendem  $QCD$ -Partonschauer und der Fragmentation in Hadronen geht ein Großteil der Schwerpunktsenergie auf die  $b$ -Quarks über, die ungefähr in entgegengesetzter Richtung emittiert werden. Jedes Ereignis kann deshalb in zwei Ereignishälften geteilt werden, wobei jede Ereignishälfte, die ein  $b$ -Quark enthält, unabhängig zur Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  analysiert wird. Die Ereignishälften werden durch den Jet mit der höchsten Energie festgelegt. Spuren deren Impulsvektoren in diese Ereignishälfte zeigen werden dieser Hemisphäre zugeordnet, die restlichen Spuren der gegenüberliegenden Hemisphäre.

Anschließend wird für die Spuren in jeder Ereignishälfte aus den Spurwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}^{Spur}$  die Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  berechnet (siehe Kapitel 3.7.1 und 3.7.2). Die Hemisphärenwahrscheinlichkeit ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß die Spuren dieser Ereignishälfte aus der Fragmentation am Primärvertex stammen. Die gesuchten Ereignishälften mit primären  $b$ -Quarks enthalten jedoch sekundäre Vertizes, da die  $b$ -Quarks wegen ihrer endlichen Lebensdauer nicht am Primärvertex zerfallen. Eine Ereignishälfte wird daher selektiert, wenn ihre Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  kleiner als ein bestimmter Schwellenwert  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  ist. Dieser Schwellenwert ist ein freier Parameter der Analyse, der noch festgelegt werden muß.

Die Selektionseffizienzen  $\epsilon_{uds}$ ,  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  geben die Wahrscheinlichkeit an, daß in einer selektierten Ereignishälfte ein primäres  $uds$ -,  $c$ - oder  $b$ -Quark vorliegt. Die Häufigkeit der entsprechenden Ereignisse ist gegeben durch die partiellen Zerfallsbreiten  $\mathcal{F}_{uds} = \Gamma_{uds}/\Gamma_{Had}$ ,  $\mathcal{F}_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  und  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ . Die Zerfälle  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  werden gemeinsam analysiert, da sich deren Endzustände wegen der kleinen Masse und der verschwindenden Lebensdauer leichter Quarks bei der Anwendung des Selektionsalgorithmus identisch verhalten.

Mit  $\mathcal{F}_{uds} + \mathcal{F}_c + \mathcal{F}_b = 1$  läßt sich der Anteil der selektierten Ereignishälften  $\mathcal{F}_1$  wie folgt beschreiben:

$$\mathcal{F}_1 = (1 - \mathcal{F}_c - \mathcal{F}_b)\epsilon_{uds} + \mathcal{F}_c\epsilon_c + \mathcal{F}_b\epsilon_b \quad . \quad (4.0.1)$$

Eine Formulierung für die *gleichzeitige* Selektion *beider* Ereignishälften  $\mathcal{F}_2$  erfolgt analog,  $\epsilon_i^d$ ,  $i = uds, c, b$  beschreiben die Effizienz beide Ereignishälften eines Ereignisses vom Typ

$i$  zu selektieren:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_2 &= (1 - \mathcal{F}_c - \mathcal{F}_b)\epsilon_{uds}^d + \mathcal{F}_c\epsilon_c^d + \mathcal{F}_b\epsilon_b^d \\ &= (1 - \mathcal{F}_c - \mathcal{F}_b)\epsilon_{uds}^2 + \mathcal{F}_c\epsilon_c^2 + \mathcal{F}_b\epsilon_b^2 + \\ &\quad (1 - \mathcal{F}_c - \mathcal{F}_b)\lambda_{uds}(\epsilon_{uds} - \epsilon_{uds}^2) + \mathcal{F}_c\lambda_c(\epsilon_c - \epsilon_c^2) + \mathcal{F}_b\lambda_b(\epsilon_b - \epsilon_b^2) \quad , \quad (4.0.2)\end{aligned}$$

wobei die  $\lambda_i = \frac{\epsilon_i^d - \epsilon_i^2}{\epsilon_i - \epsilon_i^2}$ ,  $i = uds, c, b$  die Korrelationen zwischen beiden Ereignishälften beschreiben. Der Korrelationsterm in Ereignissen mit primären  $b$ -Quarks sind klein. Die Korrelationen bei  $uds$ - und  $c$ -Ereignissen ( $\sim \mathcal{O}(10^{-2})$ ) sind mit dem Verhältnis  $(\mathcal{F}_{uds} \cdot \epsilon_{uds})/(\mathcal{F}_b \cdot \epsilon_b)$  bzw.  $(\mathcal{F}_c \cdot \epsilon_c)/(\mathcal{F}_b \cdot \epsilon_b)$  unterdrückt und können vernachlässigt werden. Die Häufigkeiten  $\mathcal{F}_1$  und  $\mathcal{F}_2$  sind die Meßgrößen. Aus den Gleichungen 4.0.1 und 4.0.2 folgt für  $\mathcal{F}_b$  und  $\epsilon_b$ :

$$\mathcal{F}_b = \frac{(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_c \cdot (\epsilon_c - \epsilon_{uds}) - \epsilon_{uds})^2}{\mathcal{F}_2 - \mathcal{F}_c \cdot (\epsilon_c - \epsilon_{uds})^2 + \epsilon_{uds}^2 - 2 \cdot \mathcal{F}_1 \cdot \epsilon_{uds} - \lambda_b \cdot \mathcal{F}_b \cdot (\epsilon_b - \epsilon_b^2)} \quad (4.0.3)$$

$$\epsilon_b = \frac{\mathcal{F}_2 - \mathcal{F}_c \cdot \epsilon_c \cdot (\epsilon_c - \epsilon_{uds}) - \mathcal{F}_1 \cdot \epsilon_{uds} - \lambda_b \cdot \mathcal{F}_b \cdot (\epsilon_b - \epsilon_b^2)}{(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_c \cdot (\epsilon_c - \epsilon_{uds}) - \epsilon_{uds})} \quad (4.0.4)$$

Da der Korrelationsterm ( $\propto \lambda_b$ ) im Nenner von Gleichung 4.0.3 und im Zähler von Gleichung 4.0.4 klein ist, können die beiden Gleichungen iterativ gelöst werden. Es ist also nicht notwendig die  $b$ -Effizienz  $\epsilon_b$  mit Monte-Carlo-Methoden zu bestimmen, sie kann aus den Daten gemessen werden.

Gleichung 4.0.3 enthält vier unbekannte Größen:  $\mathcal{F}_c$ ,  $\epsilon_{uds}$ ,  $\epsilon_c$  und  $\lambda_b$ .  $\mathcal{F}_c$  kann mit Hilfe des Standardmodells berechnet werden oder einer Messung der  $LEP$ -Experimente entnommen werden. Die Effizienz leichter Quarks  $\epsilon_{uds}$  kann aus den Daten gemessen werden, allerdings ist – bedingt durch die endliche Lebensdauer einiger leichter Hadronen (z.B.  $K^0$ ,  $\Lambda$ ) – eine Korrektur notwendig, die mit dem Monte-Carlo bestimmt wird. Die Abschätzung des Untergrunds durch die ungewollte Selektion von Ereignissen mit leichten Primärquarks  $\epsilon_{uds}$  wird in Kapitel 4.1 beschrieben. Die Charm-Effizienz  $\epsilon_c$  sowie die Korrelationen der Ereignishälften in  $b$ -Ereignissen  $\lambda_b$  werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation (Kapitel 4.2 und 4.3) bestimmt.

Gleichung 4.0.3 ist nur gültig wenn die Vorselektion der Ereignisse aus Kapitel 3.1 und die Selektion von Ereignissen mit mindestens einer selektierten Spur (siehe Kapitel 3.4) nicht einen bestimmten Quarktyp bevorzugt. Aus Monte-Carlo-Studien ist aber bekannt, daß leichte Quarks gegenüber  $b$ -Quarks bevorzugt werden. Die Spuren von  $b$ -Quarks mit großer Lebensdauer werden nämlich von der Spurselektion verworfen, um den Untergrund durch Zerfälle langlebiger leichter Hadronen zu unterdrücken. Dieser Effekt wird durch die Akzeptanz beschrieben. Die Akzeptanz ist das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen mit primären Quarks eines bestimmten Typs die in die Analyse eingehen und der Zahl der tatsächlich stattgefundenen Ereignisse dieses Typs. Im Idealfall ist die Akzeptanz für alle  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse gleich. Die unterschiedliche Akzeptanz für Ereignisse mit verschiedenen primären Quarks (siehe Abbildung 4.1) des Selektionsalgorithmus ergibt einen eigenständigen systematischen Fehlerbeitrag von  $0.00165 \oplus 0.00033$  zur Messung von  $\mathcal{F}_b$ :

$$\frac{[N_b/N_{udsc}]^{\text{Selektiert}}}{[N_b/N_{udsc}]^{\text{Alle MC Ereignisse}}} = 0.9962 \pm 0.00165 \text{ (stat)} \pm 0.00033 \text{ (Detektor)} \quad (4.0.5)$$

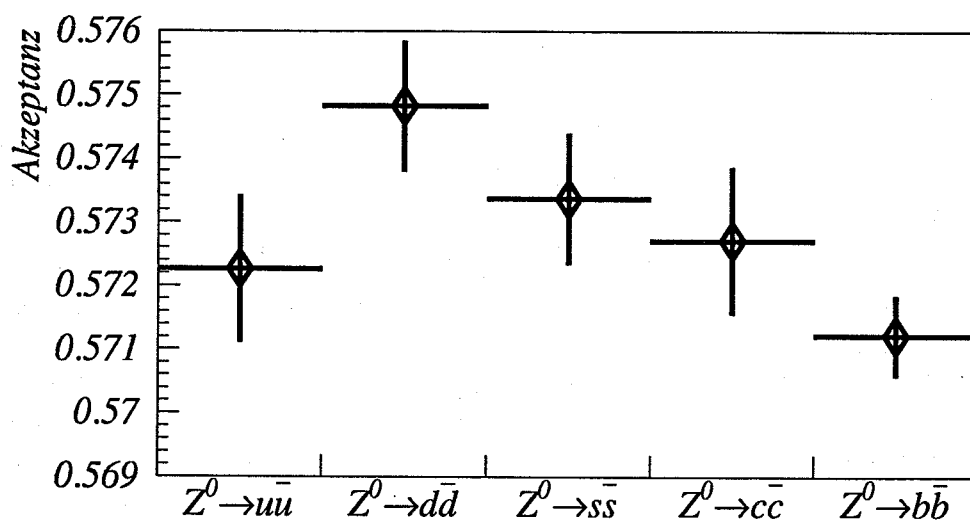


Abbildung 4.1: Die unterschiedliche Akzeptanz der Ereignisse mit verschiedenen primären Quarktypen durch die Vorselektion hadronischer Ereignisse.

## 4.1 Der Untergrund durch $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ Zerfälle

Die Selektion von Untergrundereignissen mit primären  $uds$ -Quarks  $\epsilon_{uds}$ : Ereignishälften aus der Fragmentation eines Teilchenschauers von einem primären  $u\bar{u}$ -,  $d\bar{d}$ - oder  $s\bar{s}$ -Quarkpaar (leichte Quarks) vom  $Z^0$ -Zerfall können wegen der Existenz langlebiger Teilchen oder durch Fluktuationen infolge der Detektorauflösung eine kleine Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  besitzen und daher selektiert werden. Deshalb wird auf irrtümlich selektierte Ereignishälften, die ein langlebiges Teilchen enthalten, korrigiert. Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Evolution eines hadronischen Ereignisses aus dem Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in leichte Quarks.

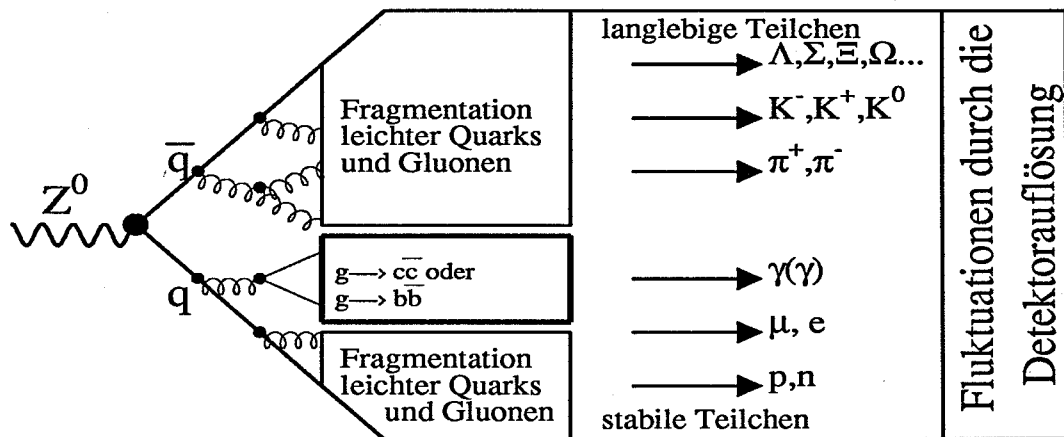


Abbildung 4.2: Die Fragmentation eines leichten Quark-Antiquark-Paares ( $q = u, d, s$ ). Langlebige Teilchen aus der Fragmentation (z.B.  $K^{\pm,0}$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^{\pm,0}$ , u.a.) produzieren beim Zerfall Spuren mit kleinen Spurwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}^{Spur}$ . Abgestrahlte Gluonen, die in ein  $c\bar{c}$ - oder  $b\bar{b}$ -Paar fragmentieren werden getrennt behandelt; sie treten nicht sehr häufig auf. Die Detektorauflösung läßt statistische Fluktuationen der Spurwahrscheinlichkeit zu und trägt daher zum Untergrund bei.

Spuren von Zerfällen langlebiger Teilchen besitzen eine endliche Zerfallslänge und somit eine kleine Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex zu stammen. Dies führt zu einer kleinen Hemisphärenwahrscheinlichkeit. Diejenige Ereignishälfte, die diese Spuren enthält, kann selektiert werden und trägt deshalb zum Untergrund bei. Spuren rekonstruierbarer neutraler Zerfälle, sogenannte  $V^0$ -Zerfälle, können prinzipiell identifiziert werden. Dazu gehören im wesentlichen  $K^0$ - und  $\Lambda$ -Zerfälle. Kleine Untergrundbeiträge stammen von Photonkonversionen im Detektormaterial, die jedoch durch die Photonerkennung (siehe Kapitel 3.8) sehr effizient erkannt werden. Zerfallen langlebige geladene Teilchen nahe dem Primärvertex, so ist die Rekonstruktion dieser Teilchen aus den Zerfallsprodukten nicht möglich. Dies sind zerfallende  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$ ,  $\Sigma^{\pm}$ ,  $\Xi^{\pm}$ ,  $\Omega^{\pm}$  oder Elektronen mit Comptonwechselwirkung im Detektormaterial. Frühere Analysen der ALEPH-Kollaboration zeigen, daß die Produktionsrate der  $\eta$ - [47],  $\Xi$ - und  $\Omega$ -Teilchen [48] vom Lund-Partonschauermodell [49] ausreichend präzise beschrieben werden. Da ihr Beitrag ebenso wie die Beiträge durch zerfallende  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$  oder  $e^{\pm}$  mit Comptonwechselwirkungen im Detektor nur eine untergeordnete Rolle spielt, werden sie bei der Analyse der systematischen Fehler vernachlässigt.

Ein  $uds$ -Ereignis ist definiert durch den Typ der primären Quarks. Ein leichtes Quark aus dem  $Z^0$ -Zerfall kann wie alle Quarks bei der Entwicklung des Partonschauers ein Gluon abstrahlen, das in ein  $c\bar{c}$ - oder  $b\bar{b}$ -Paar zerfällt ( $gluon \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$ ). Diese sekundären Quarks fragmentieren in Teilchen, die eine endliche Lebensdauer besitzen und sekundäre, mit dem Primärvertex inkompatible Vertizes erzeugen.

Ein weiterer, meßbarer Untergrund resultiert aus Spuren die vom Primärvertex stammen. Durch die begrenzte Detektorauflösung erhalten Spuren aus der Fragmentation, also Spuren vom Primärvertex, ein zufälliges Impaktparametervorzeichen. Die Wahrscheinlichkeiten dieser Spuren sind gleichverteilt für Spuren mit positivem und negativem Impaktparameter. Abbildung 3.20 zeigt die flache Verteilung der Spurwahrscheinlichkeiten  $\mathcal{P}^{Spur}$  für Spuren mit positivem oder negativem Impaktparameter bei  $Z^0$ -Zerfällen in leichte Quarks. Daraus folgt, daß aus der Verteilung der Hemisphärenwahrscheinlichkeit für Spuren mit negativem Impaktparameter der Untergrund in der Verteilung der Hemisphärenwahrscheinlichkeit für Spuren mit positivem Impaktparameter (die auch die gesuchten  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Zerfälle enthalten) aus den Daten abgeschätzt werden kann, ohne auf Monte-Carlo-Korrekturen zurückgreifen zu müssen.

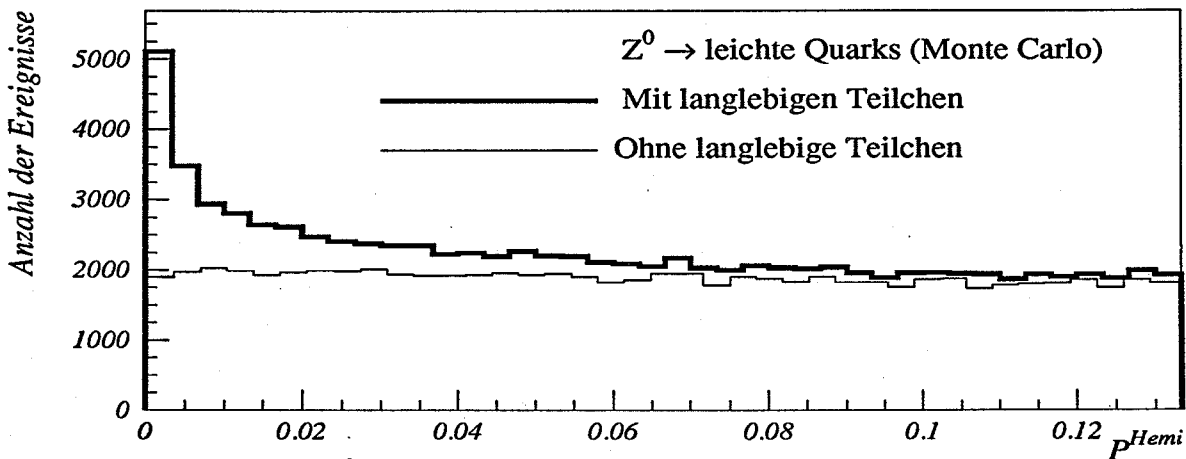


Abbildung 4.3: Der Untergrundbeitrag durch langlebige Teilchen aus der Fragmentation leichter Quarks als Funktion von der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$ . Das untere Histogramm zeigt die Anzahl der selektierten Ereignishälften, falls keine Spur in der betreffenden Hemisphäre von einem sekundären Vertex stammt. Das obere Histogramm zeigt die Verteilung der Hemisphärenwahrscheinlichkeit wenn Zerfälle leichter Hadronen (z.B.  $K^{\pm,0}$ ,  $\Lambda$ , u.a.) berücksichtigt werden.

Alle Spuren aus sekundären Vertizes in  $uds$ -Ereignissen stellen also einen physikalischen Untergrund dar, da ihr Signal ähnlich ist zu Spuren von langlebigen primären  $b$ -Quarks – schließlich stammen diese Spuren auch von sekundären Vertizes. Diese Untergrundquellen können jedoch nur für Monte-Carlo-Ereignisse vollständig identifiziert werden, da nur für Monte-Carlo-Ereignisse die gesamte Fragmentationskette und die einzelnen Zerfälle bekannt sind. In Abbildung 4.3 ist die Verteilung von  $\mathcal{P}^{Hemi}$  für den Untergrund von Spuren aus dem Primärvertex (flache Verteilung) und für Spuren vom Primärvertex zusammen mit den langlebigen Teilchen (dick umrandete Verteilung) zu sehen. Der Untergrundanteil durch langlebige Teilchen ist durch die Differenz der beiden Verteilungen gegeben.

Besitzen mehrere Spuren einer Ereignishälfte einen sekundären Vertex, so wird die Spur mit der kleinsten Spurwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Spur}$  für die Selektion der Ereignishälfte verantwortlich gemacht. Das Mutterteilchen dieser Spur bestimmt die Untergrundquelle. Der Anteil jeder Untergrundquelle wird dem Monte-Carlo entnommen.

Da die Eigenschaften der zerfallenden Teilchen wie z.B. Lebensdauer, Masse, Spin, u.s.w. sehr genau bekannt sind, ist ihr Impuls, der auf die Zerfallsprodukte übergeht, die einzige unbekannte Größe, die zum Spurimpaktparameter beiträgt. Das Impulsspektrum der Mutterteilchen hängt vom zugrundeliegenden  $QCD$ -Prozess ab. Die Fragmentation und somit die Kombination von einzelnen Quarks zu experimentell nachweisbaren Teilchen findet bei einer Energieskala  $\mathcal{O}(1\text{GeV})$  statt. Deswegen kann in diesem Bereich wegen der großen Kopplungskonstanten die Fragmentation von Quarks und Gluonen in Hadronen nicht mit Hilfe der  $QCD$  berechnet werden. Man ist bei der Beschreibung dieser Prozesse auf Modelle angewiesen, die unter Umständen abweichende Ergebnisse liefern. Unstimmigkeiten zwischen verschiedenen Modellen schlagen sich z.B. in verschiedenen Impulsspektren nieder. Die Abschätzung der Produktionsraten wurde daher abhängig vom Impulsspektrum der Zerfallsprodukte durchgeführt.

Zur Bestimmung des Fehlers der Untergrundrate durch rekonstruierbare Zerfälle neutraler Teilchen in zwei geladene Spuren ( $V^0$ -Zerfälle) kann die gemessene  $V^0$ -Rate aus den Daten mit der  $V^0$ -Rate der simulierten Ereignisse verglichen werden. Die Abweichungen der impulsabhängigen Produktionsrate der Daten von der Produktionsrate des Monte-Carlos (siehe Kapitel 4.1.1) liefert für jede Quelle den systematischen Fehlerbeitrag. Die Abschätzung der Untergrundrate für Zerfälle geladener Teilchen (z.B.  $\Sigma^\pm$ ) muß sich auf andere Argumente stützen (siehe Kapitel 4.1.1 auf Seite 90).

Schwere Quarks aus dem Zerfall von Gluonen ( $gluon \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$ ) sind bisher nicht meßbar, da die Rekonstruktion und die Identifikation – bedingt durch den kleinen Impuls der resultierenden Quarks – nicht möglich ist. Die Abschätzung des Untergrunds durch diese Ereignisse erfolgt durch Vergleich verschiedener Monte-Carlo-Generatoren, die sich auf unterschiedliche Modellannahmen zur Beschreibung dieses Effekts stützen. Die Abweichungen der impulsabhängigen Produktionsrate zwischen beiden Modellen (siehe Kapitel 4.1.2) ergibt den systematischen Fehlerbeitrag zum Zerfall von Gluonen in schwere Quarks.

Der Untergrund für die Selektion von  $b$ -Ereignishälften durch die irrtümliche Selektion von Ereignishälften mit primären  $uds$ -Quarks ist klein, die Selektionseffizienz  $\epsilon_{uds}$  beträgt etwa  $0.09\% \pm 0.01\%$  bei einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  von  $10^{-4}$ ). Für die Untersuchung wurden die vollständigen Daten des Jahres 1992 sowie die zugehörigen Monte-Carlo-Ereignisse benutzt. Analysen zu  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Quarks aus dem Zerfall und der anschließenden Fragmentation von Gluonen, durchgeführt mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren basieren auf je  $5 \times 10^6$  Ereignissen. In den folgenden Abschnitten (Kapitel 4.1.1 und 4.1.2) werden die impulsabhängigen Produktionsraten der einzelnen Untergrundquellen durch verschiedene langlebige Teilchen im einzelnen beschrieben.

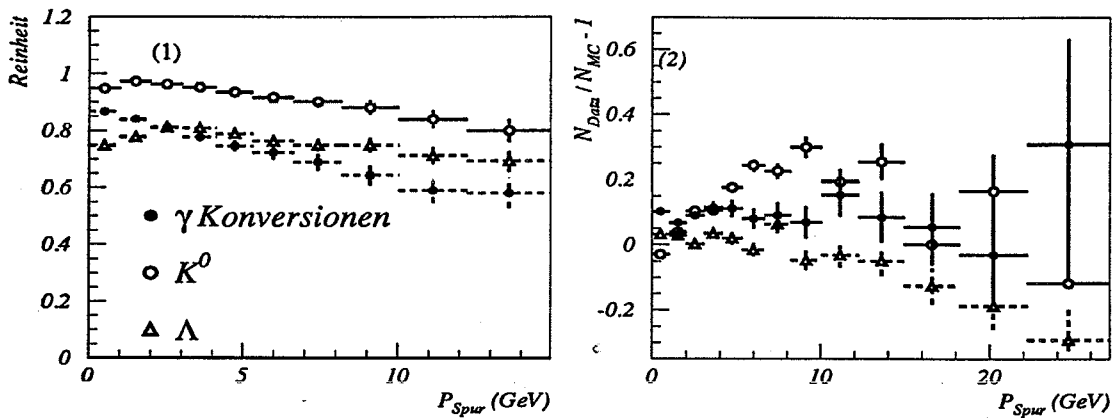


Abbildung 4.4: (1) Die Reinheit der rekonstruierten  $V^0$ -Zerfälle und (2) die Abweichung der impulsabhängigen Produktionsrate der Daten vom Monte-Carlo  $N_{Data}/N_{MC} - 1$ .

#### 4.1.1 Die Rekonstruktion von neutralen Zerfällen

Die Messung der  $V^0$ -Rate zur Untergrundbestimmung: Photonkonversionen,  $K^0$ - und  $\Lambda$ -Zerfälle wurden rekonstruiert [44]. Abbildung 4.4 zeigt die Reinheit, das ist der Anteil der tatsächlichen  $V^0$ -Zerfälle einer Zerfallshypothese in den selektierten  $V^0$ -Zerfälle, als Funktion des Spurimpulses  $p_{Spur}$  der Zerfallsprodukte (1) sowie (nach der Untergrundsubtraktion des Beitrags von primären  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Ereignissen) die relative Abweichung der Produktionsraten (2) eines Teilchentyps zwischen den Daten und dem Monte-Carlo ( $N_{Data}/N_{MC} - 1$ ). Diese Abweichung bestimmt den systematischen Fehler für die Häufigkeit der Selektion eines Ereignisses aufgrund der Existenz eines langlebigen Teilchens des entsprechenden Typs.

$\Sigma^0, \pm$ -Zerfälle wurden nicht rekonstruiert. Wegen dem identischen Quarkgehalt von  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Teilchen kann man annehmen, daß die Form ihrer Impulsspektren ähnlich sein muß. Die Produktionsrate kann wegen des unterschiedlichen Isospins der  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Teilchen nicht vorhergesagt werden. Die relative Produktionsrate  $\Sigma^0/\Lambda$  wurde von der ARGUS-Kollaboration gemessen [45]:

$$\Sigma^0/\Lambda = 0.33 + 0.11 - 0.06 \quad (4.1.6)$$

Nach dem Prinzip der lokalen Parton-Hadron-Dualität (LPHD) [46] hängt die Kombination von (Anti-)Quarks zu Mesonen und Baryonen von der Energieskala der Fragmentation  $\approx \mathcal{O}(100 \text{ MeV})$  ab. Diese Energie ist sowohl beim ARGUS-Experiment als auch bei den LEP-Experimenten klein verglichen mit der gesamten für die Hadronisation zur Verfügung stehenden Energie. Es ist daher zulässig dieses Meßergebnis auf Wechselwirkungen bei LEP-Energien zu übertragen. Isospinargumente erlauben deshalb die Verallgemeinerung dieser Messung:

$$\Sigma^0/\Lambda = \Sigma^\pm/\Lambda \quad (4.1.7)$$

auf alle  $\Sigma$ -Teilchen und somit eine Abschätzung der Untergrundrate für die Zerfälle der geladenen und der neutralen  $\Sigma$ -Teilchen.

### 4.1.2 Gluonzerfall in schwere Hadronen

Sekundäre Vertizes in  $uds$ -Ereignissen durch Gluonsplitting: Der experimentelle Nachweis des Fragmentationsprozesses  $gluon \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$  bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung ist sehr schwierig und bisher nicht erfolgt. Der Nachweis des Quarktyps aus der Fragmentation des Gluons in niederenergetische Jets kann wegen der kleinen Virtualität der zerfallenden Quarks nicht durchgeführt werden. Diese Quark-Antiquarkpaare zerfallen nahezu isotrop. Man ist daher auf Monte-Carlo-Simulationen angewiesen. Es ist jedoch zu beachten, daß Monte-Carlo-Modelle den experimentellen Sachverhalt nur näherungsweise beschreiben. Ereignistopologische Meßgrößen, wie z.B. Thrust oder Sphärizität [50], von hadronischen Ereignissen bei  $LEP$  werden jedoch in guter Näherung beschrieben. Man kann daher annehmen, daß der Prozeß  $gluon \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$  in Näherung beschrieben wird.

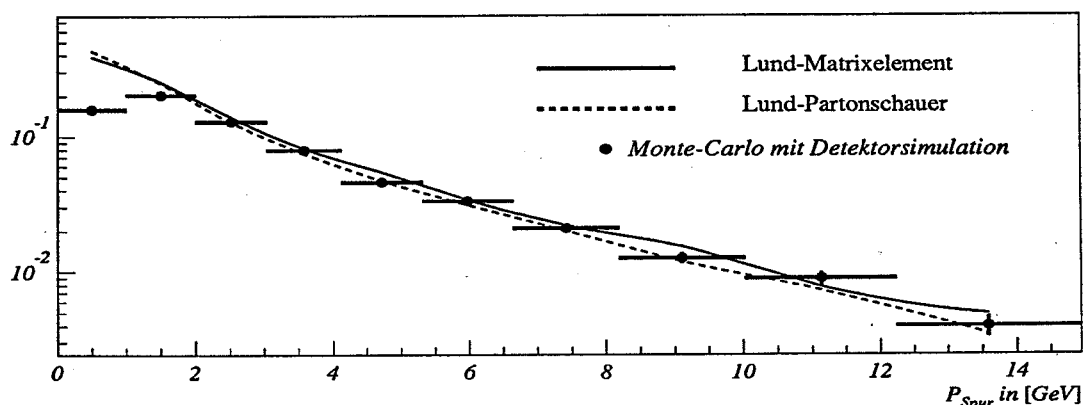


Abbildung 4.5: Das normierte Impulsspektrum von Spuren aus Gluonzerfällen in schwere Quarks für zwei verschiedene Monte-Carlo-Generatoren. Die Form des Impulsspektrums ist für beide Generatoren nahezu identisch. Die Detektorsimulation reproduziert mit Ausnahme von Spuren mit sehr kleinen Spurimpulsen  $P_{Spur} \lesssim 2$  GeV das Impulsspektrum der Spuren auf dem Generatorniveau. Spuren mit kleinem Impuls stammen von Quarks mit sehr kleiner kinetischer Energie, die sehr nahe am Primärvertex zerfallen.

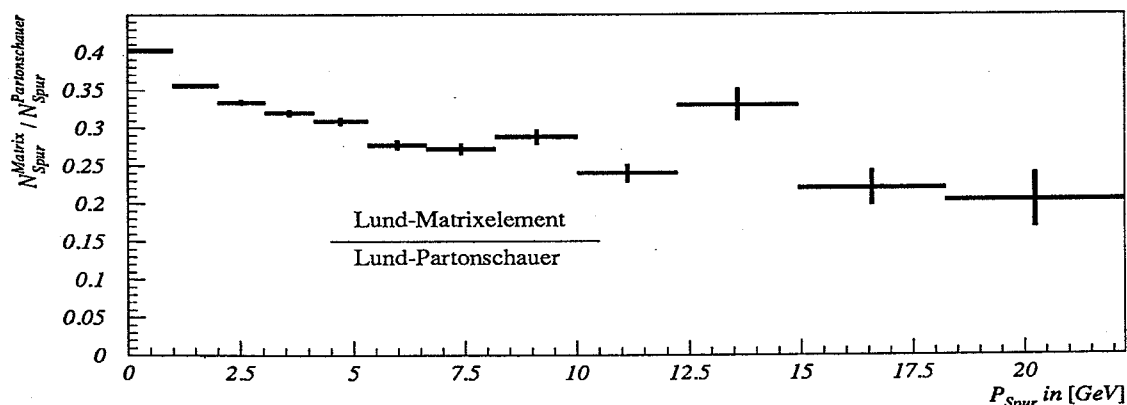


Abbildung 4.6: Die Produktionsrate geladener Spuren von schweren Quarks beim Gluonzerfall. Das Partonschauer-Programm produziert mehr schwere Quarks durch Gluonzerfälle, weil mehr Gluonen abgestrahlt werden. Matrixelementgeneratoren in Ordnung  $O(\alpha_s^2)$  können dagegen nur maximal zwei Gluonen abstrahlen.

Monte-Carlo-Partonschauergeneratoren beschreiben die Gluonabstrahlung im Rahmen der  $QCD$  mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichungen. Die Übereinstimmung vieler inklusiver Größen (z.B. Thrust oder Sphärizität) [50] eines simulierten hadronischen Ereignisses mit den Daten ist bei diesen Modellen besser als bei Matrixelementgeneratoren. Die Güte der Simulation des Zerfalls von Gluonen in schwere Quarks ( $c\bar{c}, b\bar{b}$ ) ist jedoch nicht bekannt. Zur Abschätzung systematischer Effekte wurden die Produktionsraten der beiden Modelle (Lund-Partonschauermodell [49] und Lund-Matrixelementmodell [49]) miteinander verglichen. Abbildung 4.5 zeigt für beide Generatoren ein ähnliches Impulsspektrum der Zerfallsprodukte des Gluonzerfalls in schwere Quarks und Hadronen. Die höhere Energie der Gluonen im Matrixelementmodell bevorzugt die Produktion schwerer Quark-Antiquark Massen gegenüber dem Partonschauermodell. Im Partonschauermodell werden aber mehr Gluonen von den primären Quarks abgestrahlt als im Matrixelementmodell. Das Matrixelementmodell produziert etwa eineinhalb mal so viele Gluonzerfälle in  $b$ -Quarks wie das Partonschauermodell, aber nur ein fünftel der Gluonzerfälle in  $c$ -Quarks. Aus Abbildung 4.6 ist ersichtlich, daß nahezu über das gesamte Impulsspektrum etwa drei- bis viermal so viele geladene Zerfallsprodukte von Charm- oder Bottom-Hadronen aus Gluonzerfällen stammen als beim vergleichbaren Matrixelementgenerator.

#### 4.1.3 Die Fehleranalyse der Selektionseffizienz $\epsilon_{uds}$ durch den Zerfall langlebiger leichter Hadronen

Bei der Analyse des Fehlers  $\Delta\epsilon_{uds}$  für die Selektionseffizienz  $\epsilon_{uds}$  von Ereignishälften aufgrund von langlebigen leichten Hadronen wurden folgende Fehlerquellen berücksichtigt:

- Statistische Fehler jeder Untergrundquelle durch die begrenzte Monte-Carlo-Statistik der irrtümlich selektierten Ereignishälften,
- Statistische Fehler der Daten, falls eine Rekonstruktion der  $V^0$ -Zerfälle ( $\gamma, K^0, \Lambda$ ) oder die Interpretation der Produktionsraten von zerfallenden Teilchen möglich ist, z.B. bei  $\Sigma^{0\pm}$ -Zerfällen.
- Falls eine  $V^0$ -Rekonstruktion möglich ist, tragen – abhängig vom Impuls der Zerfallsprodukte – die Abweichungen der impulsabhängigen Produktionsraten der rekonstruierten  $V^0$ -Zerfälle des betreffenden Zerfallskanals in den Daten und im Monte-Carlo zum systematischen Fehler bei.
- Zur Abschätzung des Untergrundes durch den Gluonzerfall in schwere Quarks wurden die Abweichungen der Produktionsraten beider Monte-Carlo-Generatoren zur Bestimmung des systematischen Fehlers herangezogen.

Die statistischen Fehler sind voneinander unabhängig, sie addieren sich quadratisch. Die systematischen Fehler setzen sich aus den unterschiedlichen Produktionsraten in den Daten und im Monte-Carlo sowie den unterschiedlichen Produktionsraten der Monte-Carlo-Generatoren bei der Abschätzung des Untergrundes durch Gluonzerfälle in schwere Quarks zusammen. Abbildung 4.7(1) und Abbildung 4.7(2) zeigen den Beitrag der einzelnen Untergrundquellen aus dem Zerfall  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ,  $\epsilon_{uds}$ , sowie die zugehörigen Fehler  $\Delta\epsilon_{uds}$ . In Tabelle 4.1 sind die einzelnen Fehlerbeiträge für einen Schnitt  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$  aufgeführt, bei dem die Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  durchgeführt wird. In der Tabelle ist auch die Effizienz für die Selektion von Ereignishälften durch Fluktuationen der Detektorauflösung enthalten (siehe Abbildung 4.3 auf Seite 88).

|                                       | Untergrund                   | Fehler                             |
|---------------------------------------|------------------------------|------------------------------------|
| Fehlerquelle                          | $\epsilon_{uds} \times 10^4$ | $\Delta\epsilon_{uds} \times 10^4$ |
| Detektorauflösung                     | 2.6                          | 0.33                               |
| $K^0$ -Zerfälle                       | 3.2                          | 0.46                               |
| Hyperonzerfälle ( $\Xi, \Sigma$ )     | 1.2                          | 0.22                               |
| Gluonzerfall $g \rightarrow b\bar{b}$ | 1.3                          | 0.58                               |
| Gluonzerfall $g \rightarrow c\bar{c}$ | 0.5                          | 0.42                               |
| Detektorsimulation                    | -                            | 0.13                               |
| Summe                                 | 8.8                          | 0.95                               |

Tabelle 4.1: Die relativen Fehlerbeiträge  $\Delta\epsilon_{uds}$  zur Selektionseffizienz  $\epsilon_{uds}$  von Ereignishälften mit leichten primären Quarks für einen Schnitt von  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$ .

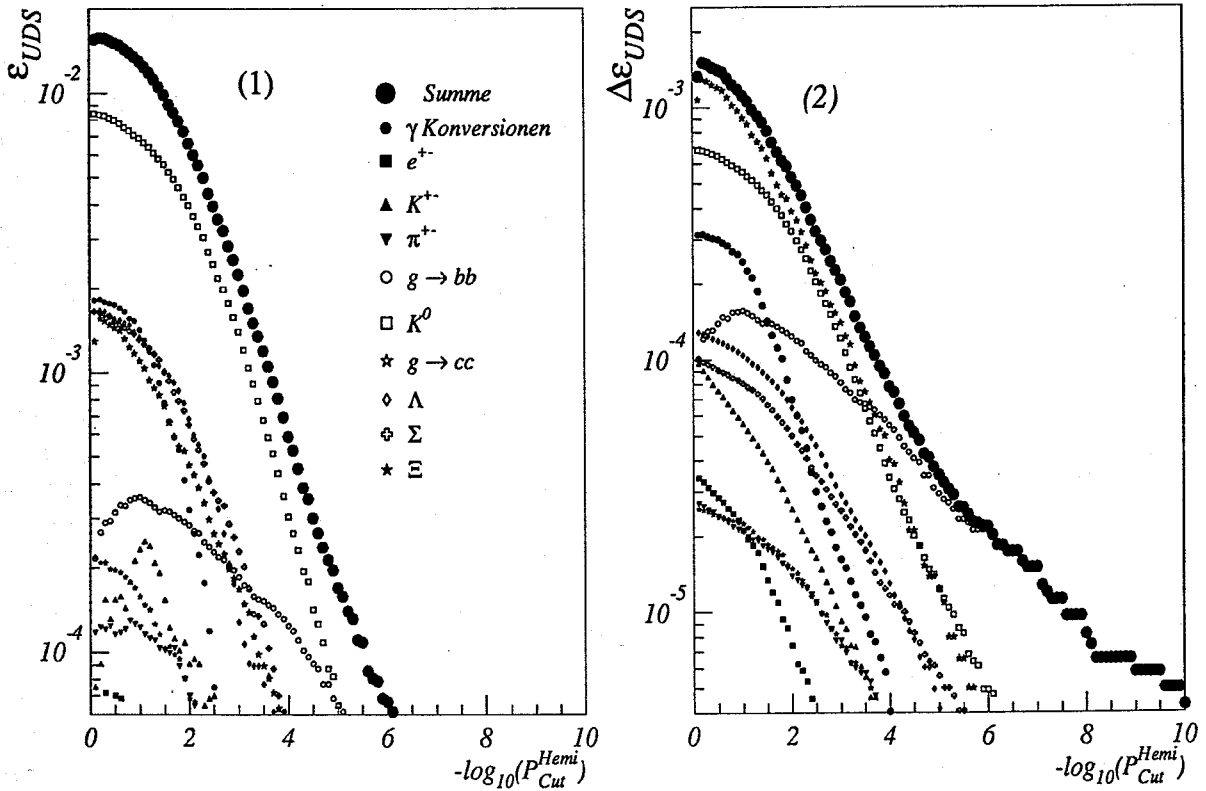


Abbildung 4.7: (1) Die Effizienz von  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignishälften,  $\epsilon_{uds}$ , und (2) der zugehörige Fehler  $\Delta\epsilon_{uds}$  der Effizienz aufgrund der Selektion von Ereignishälften durch den Einfluß von langlebigen Teilchen. Die Effizienz ist für alle Quellen in Abhängigkeit vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit ( $\text{Log}_{10}(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi})$ ) dargestellt.

## 4.2 Die Subtraktion des Charm-Untergrunds: $\epsilon_c$

Der Untergrund durch Ereignisse mit primären Charm-Quarks: Wegen ihrer endlichen Lebensdauer (siehe Tabelle 4.2) [14] tragen die Charm-Hadronen zum Untergrund der selektierten  $b\bar{b}$ -Ereignishälften bei, da sie nicht am Primärvertex zerfallen. Unabhängig selektierte  $c\bar{c}$ -Ereignisse sind jedoch immer mit  $b\bar{b}$ -Ereignissen, deren Selektion etwa fünfmal so wahrscheinlich ist, kontaminiert. Dies fordert, eine sehr genaue Kenntnis des  $b\bar{b}$ -Anteils, der jedoch gerade gemessen werden soll. Mögliche  $c\bar{c}$ -Signale sind z.B. hochenergetische  $D$ -Mesonen oder Leptonen z.B. aus dem Zerfall eines  $D^\pm$ -,  $D^0$ - oder  $\Lambda_c$ -Teilchens, die innerhalb eines wohldefinierten Bereichs des  $(p, p_T)$ -Raums liegen. Da die Ereignishälften unabhängig voneinander analysiert werden, könnte die Selektionseffizienz im Prinzip aus den Daten auf der gegenüberliegenden Ereignishälfte gemessen werden. Dann wären jedoch mindestens einige  $10^3$  selektierte Ereignisse notwendig, um die Charm-Effizienz mit ausreichender statistischer Genauigkeit messen zu können. Die Selektion von einigen tausend Charm-Ereignissen mit ausreichend kleiner  $b\bar{b}$ -Kontamination ist jedoch derzeit nicht möglich. Aus diesen Gründen muß eine Abschätzung des Charm-Untergrunds mit dem Monte-Carlo durchgeführt werden.

Die Erzeugung und der Zerfall von Charm-Hadronen im Monte-Carlo-Programm hängt in allen verwendeten Modellen von einer Vielzahl von Parametern ab. Diese steuern die unterschiedlichen Produktionsmultiplizitäten von geladenen und neutralen Charm-Hadronen, deren Lebensdauer, sowie die verschiedenen exklusiven Zerfallskanäle. Da ein Teil der Parameter nicht genügend genau bekannt ist, können Unsicherheiten in der Abschätzung des Charm-Untergrunds mit dem Monte-Carlo auftreten. Da der Wirkungsquerschnitt für  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisse noch nicht genügend genau gemessen wurde und daher die relative Anzahl der Charm-Ereignisse nicht genau bekannt ist, schlägt sich die Unsicherheit in der Voraussage von  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  z.B. in einem globalen Skalierungsfaktor nieder. Aus Messungen der  $LEP$ -Experimente ist  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  nur mit einer Genauigkeit von ca. 10 % bekannt [15]. Da bisher – entgegen allen Bemühungen – keine Abweichung des Standardmodells von den Daten nachgewiesen werden konnte, wird deswegen hier der theoretische Wert aus dem Standardmodell benutzt. Die Unsicherheit von  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  ist dann gegeben durch die Änderung der Vorhersage von  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  bei Variation der unbekannten Parameter  $m_{Higgs}$ ,  $m_{Top}$  und  $\alpha_s$  (siehe Kapitel 1.4.2) innerhalb ihrer erlaubten Grenzen. Zusätzlich kann die Nachweiswahrscheinlichkeit eines  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisses in den Daten von den simulierten Detektorsignalen abweichen. Dieser Unterschied muß ebenfalls abgeschätzt und als systematische Unsicherheit betrachtet werden.

Im Schaubild 4.8 ist schematisch dargestellt in welcher Reihenfolge in der Ereignisevolution die einzelnen Fehlerbeiträge eintreten. Auf den folgenden Seiten wird beschrieben, wie die wichtigsten Fehlerkomponenten quantitativ bestimmt wurden. Kapitel 4.2.4 geht auf die Redefinition des numerischen Wertes der Selektionseffizienz von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignishälften  $\epsilon_c$  im Monte-Carlo ein, sodaß die wesentlichen Meßwerte vom  $ALEPH$  Monte-Carlo reproduziert werden. Die Vorgehensweise zur Abschätzung des Fehlers der Charmeffizienz aufgrund der Detektorsimulation wurde bereits in Kapitel 3.9 beschrieben, er setzt sich zusammen aus dem Fehler durch die unterschiedlichen Anteile von Spuren mit  $VDET$ -Koordinaten in den Daten und im Monte-Carlo (siehe Seite 79), sowie dem Fehler durch die unterschiedlichen Spektren der Impaktparametersignifikanz geladener Spuren in den Daten und im Monte-Carlo (siehe Seite 81-83).

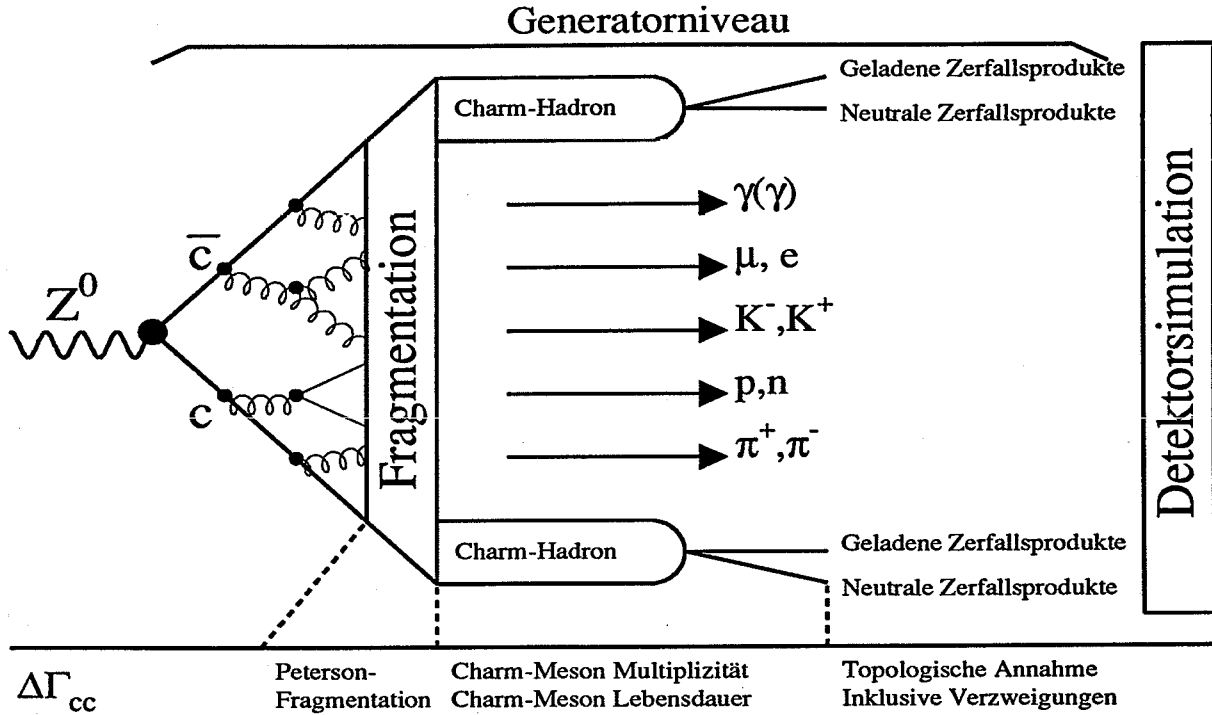


Abbildung 4.8: Die Darstellung der Evolution eines  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisses. Es ist zu sehen in welcher Reihenfolge die einzelnen Fehlerquellen bei der Entwicklung des Ereignisses beitragen.

#### 4.2.1 Unsicherheiten durch die Monte-Carlo Produktion

Die Unsicherheit durch die Simulation der  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisse auf dem Generatorniveau: Bei der Fragmentation von Charm-Hadronen wurden folgende Fehlerquellen des Monte-Carlo-Modells identifiziert, die die Selektion von Charm-Ereignishälften beeinflussen (siehe Abbildung 4.8):

- Die Selektionseffizienz der verschiedenen Charm-Hadronen ändert sich in Abhängigkeit vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$ . Diese ist jedoch abhängig von den relativen Anteilen der Charm-Hadronen in einer Ereignishälfte mit einem primären Charm-Quark. Die Effizienz der Selektion von Charm-Ereignishälften hängt somit von einer genauen Kenntnis der Charm-Multiplizität ab.

Die Multiplizität der Charm-Hadronen im Prozeß  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  wurde bei LEP-Energien ( $\sqrt{s} \sim M_Z$ ) bisher nicht gemessen, da die selektierten Ereignisse stets mit  $b$ -Zerfällen des Typs  $e^+e^- \rightarrow (b\bar{b} - \text{Hadronen}) \rightarrow (c\bar{c} - \text{Hadronen} + X)$  kontaminiert sind. Reine  $c\bar{c}$ -Ereignisse können deswegen nur bei niederen Energien, die keine  $b\bar{b}$ -Produktion erlauben, untersucht werden. Die Multiplizität von  $D^\pm$ - und  $D^0, \bar{D}^0$ -Teilchen in einem hadronischen Ereignis wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 10.55 GeV unterhalb der  $\Upsilon$ -Resonanz mit einer Genauigkeit von ca. 20 % gemessen [14, 52]. Mit  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}(\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}) \approx \frac{4}{10}$  aus dem Quark-Parton-Modell (Bornsche Näherung) erhält man daraus für die relativen Anteile  $N(D^\pm)$  und  $N(D^0)$  der  $D^\pm$ - und der  $D^0$ -Mesonen bezogen auf die Gesamtzahl der Charm-

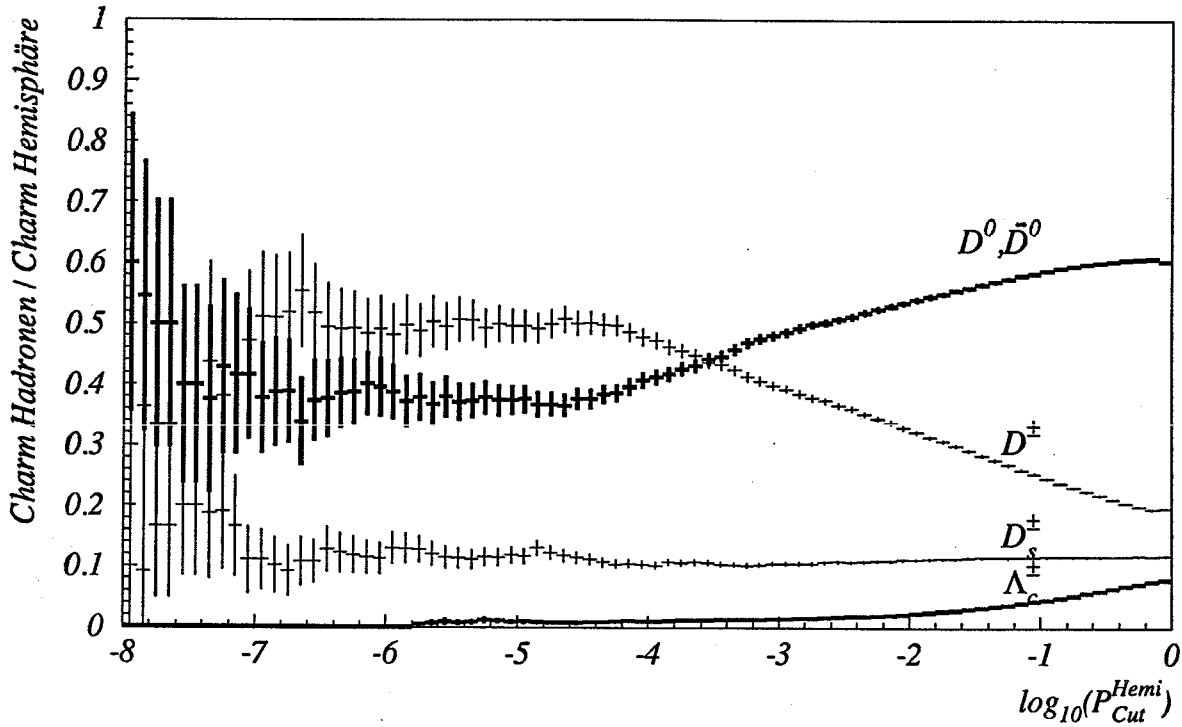


Abbildung 4.9: Die relativen Anteile von Charm-Hadronen in einer Charm-Ereignishälfte abhängig von der Hemisphärenwahrscheinlichkeit.

Quarks in einer Charm-Ereignishälfte:

$$\begin{aligned} N(D^\pm) &= 0.200 \pm 0.038 \quad , \\ N(D^0) &= 0.463 \pm 0.075 \quad . \end{aligned}$$

Die Abhängigkeit der Fragmentation von  $c$ -Quarks im Monte-Carlo-Modell ist weitgehend unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Die Extrapolation der relativen Beiträge von Charm-Hadronen zu höheren Schwerpunktsenergien kann daher als konstant angenommen werden. Sofern Messungen vorhanden sind, liegt die Voraussage für die Charm-Hadron-Multiplizität des Monte-Carlos innerhalb der Meßfehler.

- Wegen ihrer endlichen Lebensdauer zerfallen die Charm-Hadronen ähnlich wie die  $b$ -Hadronen nicht am Primärvertex. Der Spurimpaktparameter geladener Zerfallsprodukte und damit die Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  hängt von der Fluglänge und damit auch von der Lebensdauer der Charm-Hadronen ab. Der Fehlerbeitrag der Selektionseffizienz  $\epsilon_c$  von Ereignishälften mit einem primären Charm-Hadron wurde ermittelt, indem für simulierte Ereignisse die Lebensdauer innerhalb der in Tabelle 4.2 angegebenen Fehler variiert wurde.
- Der Impuls der auslaufenden Charm-Hadronen trägt über die Lebensdauer zur mittleren Fluglänge bei. Beim Zerfall des Charm-Hadrons beeinflusst das Verhältnis der Impulskomponenten der Zerfallsprodukte longitudinal ( $\simeq c$ -Hadron Impuls) und transversal zur Charm-Hadron Flugrichtung ( $\simeq c$ -Hadron Masse) das Impaktparameterspektrum der geladenen Zerfallsprodukte und damit die Hemisphärenwahrscheinlichkeit. Die Charm-Fragmentation nach dem Peterson-Schlatter-Schema

| Hadron           | Mittlere Lebensdauer $\tau$ [ps] |       |                                                        |
|------------------|----------------------------------|-------|--------------------------------------------------------|
| $D^\pm$          | 1.066                            | $\pm$ | 0.023                                                  |
| $D^0, \bar{D}^0$ | 0.420                            | $\pm$ | 0.008                                                  |
| $D_s^\pm$        | 0.450                            | $\pm$ | $\begin{smallmatrix} 0.030 \\ 0.026 \end{smallmatrix}$ |
| $\Lambda_c^\pm$  | 0.191                            | $\pm$ | $\begin{smallmatrix} 0.015 \\ 0.012 \end{smallmatrix}$ |

Tabelle 4.2: Die Lebensdauer der langlebigen Charm-Hadronen. Diese vier Charm-Hadronen werden bei über 99 % aller  $c$ -Quark Fragmentationen produziert. Weitere Typen von Charm-Hadronen wurden vernachlässigt.

(siehe Kapitel 1.6) steuert den Anteil des Impulses, der vom  $c$ -Quark auf das  $c$ -Hadron übergeht. Zur Berechnung der Unsicherheit für die Selektion der Ereignishälften wurde der gemessene Wert des Peterson-Fragmentationsparameters  $\epsilon_{Charm} = (47_{-10}^{+18} \pm 5) \times 10^{-3}$  [51] innerhalb der angegebenen Fehler durch die Wichtung der Monte-Carlo-Ereignishälften variiert. Durch die Wichtung der Ereignishälften wird die Verteilung der Peterson-Fragmentationsfunktion (siehe Gleichung 1.6.63 und Abbildung 1.12 auf Seite 26) der analysierten Ereignishälften für die geänderten Fragmentationsparameter  $\epsilon_{Charm}$  erzeugt.

- Die Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall eines Charm-Hadrons bestimmen die mittlere Anzahl der geladenen Zerfallsspuren. Zerfälle mit hoher geladener Multiplizität werden effizienter selektiert. Mögliche Abweichungen der mittleren Multiplizität in den Daten vom Monte-Carlo müssen also bei der Fehlerabschätzung berücksichtigt werden. Dies wird im folgenden Abschnitt ausführlich diskutiert.

Bei restriktiven Schnitten in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit ( $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} \lesssim -4$ ) tragen, wie aus Abbildung 4.9 zu sehen ist, die  $D^\pm$ -Mesonen wegen ihrer langen Lebensdauer (siehe Tabelle 4.2) wesentlich zur Anzahl von selektierten Charm-Ereignishälften bei, während bei schwachen Schnitten ( $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} \gtrsim -4$ ) die höhere geladene Multiplizität der  $D^0$ -Mesonen dominiert.

#### 4.2.2 Inklusive und exklusive Charm-Hadron Zerfallsmoden

Die Fehlerabschätzung der Charm-Effizienz aufgrund der Unkenntnis der Zerfallsmoden: Charm-Hadronen zerfallen in eine Vielzahl verschiedener exklusiver Moden, quantitative Messungen existieren nur von den Zerfallskanälen mit den höchsten Raten. Die inklusiven Zerfälle von Charm-Hadronen in  $n$  geladene Spuren wurden dagegen gemessen. Tabelle 4.3 zeigt die Meßergebnisse der wesentlichen Charm-Hadron-Zerfälle in  $n$  geladene Spuren ( $n$ -Prong) der MARK III-Kollaboration und zum Vergleich die entsprechenden Raten des ALEPH Monte-Carlos. Die Meßwerte und die Aussagen des Monte-Carlos weichen erheblich voneinander ab. Daraus folgt, daß auch die exklusiven Zerfallsraten vom Monte-Carlo nicht richtig vorausgesagt werden. Es ist daher notwendig den Einfluß durch die ungenauen Vorhersagen auf die Effizienz für die Selektion von Charm-Ereignishälften durch die ungenauen Vorhersagen abzuschätzen. Für  $\Lambda_c^\pm$ -Zerfälle liegen keine Meßergebnisse vor. Der Beitrag durch  $\Lambda_c^\pm$ -Zerfälle ist jedoch klein, sie liegen nur in ca. 1 % der Ereignishälften vor. Deswegen wurden die Ergebnisse des Monte-Carlo-Generators, die sich auf Modellannahmen stützen, übernommen.

In Abbildung 4.10 sind die Anteile der Zerfälle der Charm-Mesonen in  $n$  geladene Spuren als Funktion des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  dargestellt. Es ist zu erkennen, daß Zerfallsraten mit höherer geladener Multiplizität für kleinere Schnitte in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  effizienter selektiert werden. Die Gruppierung mehrerer exklusiver Zerfallskanäle in einem inklusiven Modus (z.B. die Gruppe aller 4-Prong Zerfälle des  $D^0$ -Mesons) wirft jedoch folgende Fragen auf:

- Sind alle exklusiven Zerfälle innerhalb einer Gruppe gleichberechtigt?
- Sind die exklusiven Verzweungsverhältnisse einer Gruppe im Monte-Carlo kinematisch richtig beschrieben?

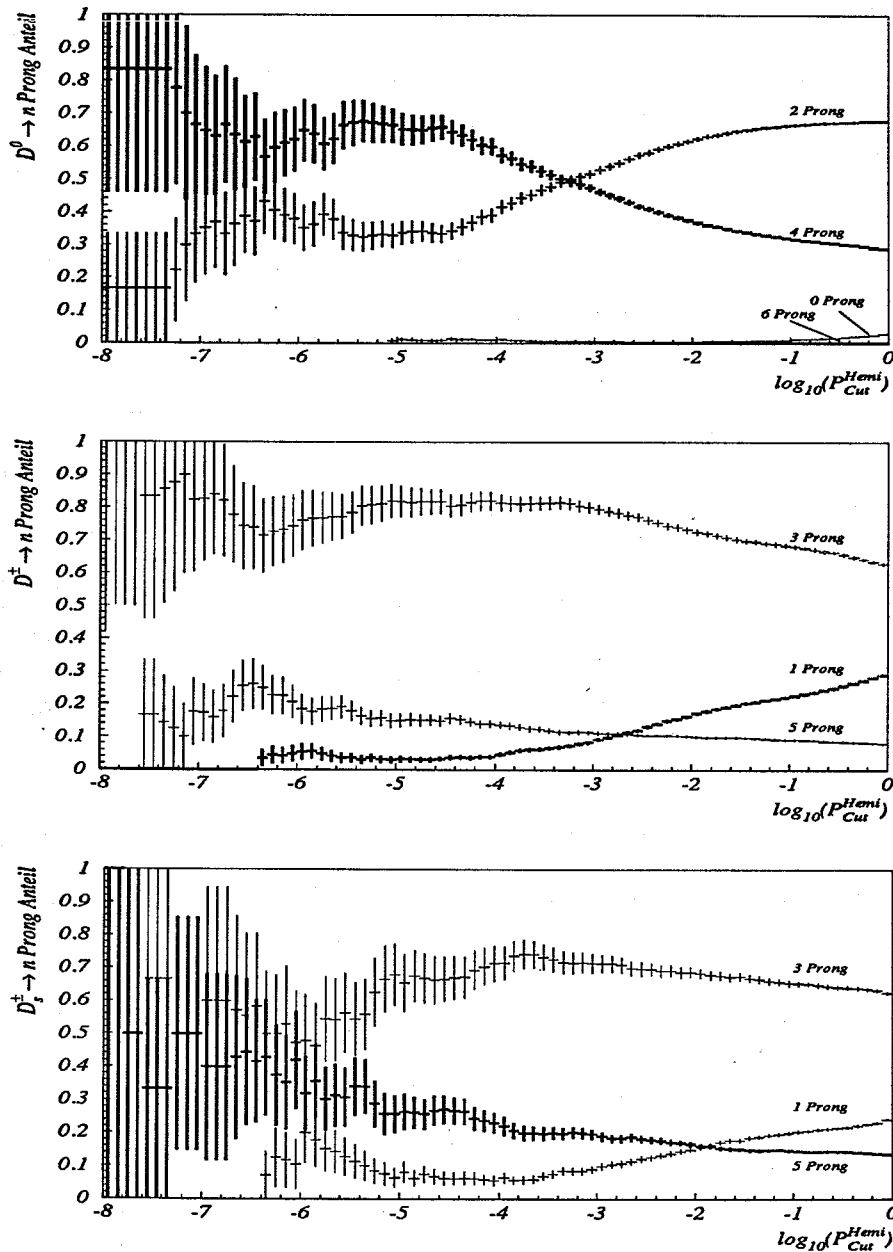


Abbildung 4.10: Die relativen Beiträge für die verschiedenen inklusiven Zerfallsmoden von Charm-Zerfällen in geladene Spuren aus dem Monte-Carlo als Funktion des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ .

| Inklusive Charm-Zerfallsraten (in %) gemessen von der MARK III Kollaboration: |               |                |                |                |                |               |               |
|-------------------------------------------------------------------------------|---------------|----------------|----------------|----------------|----------------|---------------|---------------|
| Hadron                                                                        | 0-Prong       | 1-Prong        | 2-Prong        | 3-Prong        | 4-Prong        | 5-Prong       | 6-Prong       |
| $D^\pm$                                                                       | -             | $38.4 \pm 2.3$ | -              | $54.1 \pm 2.3$ | -              | $7.5 \pm 1.5$ | -             |
| $D^0, \bar{D}^0$                                                              | $5.4 \pm 1.1$ | -              | $63.4 \pm 2.4$ | -              | $29.3 \pm 2.3$ | -             | $1.9 \pm 0.9$ |
| $D_s^\pm$                                                                     | -             | $37 \pm 10$    | -              | $42 \pm 15$    | -              | $21 \pm 11$   | -             |
| Inklusive Charm-Zerfallsraten (in %) im ALEPH-Monte-Carlo:                    |               |                |                |                |                |               |               |
| $D^\pm$                                                                       | -             | 29             | -              | 63             | -              | 8.0           | -             |
| $D^0, \bar{D}^0$                                                              | 2.9           | -              | 68             | -              | 29             | -             | 0.4           |
| $D_s^\pm$                                                                     | -             | 13             | -              | 62             | -              | 24            | -             |

Tabelle 4.3: Die inklusiven Zerfallsraten  $x_j^i$ , ( $i = D^\pm, D^0, D_s^\pm$ ,  $j = \text{Anzahl der geladenen Spuren}$ ) von Charm-Hadronen. Unten sind die entsprechenden Voraussagen des ALEPH Monte-Carlos dargestellt.

Im Idealfall würde ein Vergleich der Verzweigungsverhältnisse exklusiver Zerfallsmoden zwischen dem Monte-Carlo und den Daten auch den Fehler in der Voraussage für die inklusiven Messungen und damit den entsprechenden Fehler für die Charm-Hadron-Effizienz liefern. Die fehlenden Messungen für einige der exklusiven Zerfallskanäle fordern jedoch andere Lösungen. Der Unterschied der inklusiven Zerfallsraten in Tabelle 4.3 zwischen dem Monte-Carlo  $x_j^i[MC]$  und den Messungen  $x_j^i[Messung]$  der MARK III-Kollaboration [53] für den Zerfall eines Charm-Mesons vom Typ  $i$ , ( $i = D^\pm, D^0, D_s^\pm$ ) in  $j$  geladene Spuren basiert nämlich auf der Unkenntnis einiger exklusiver Zerfallsraten  $y_{ijk}$  im Monte-Carlo. Die  $y_{ijk}$  sind die im Monte-Carlo vorgegebenen Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall eines Charm-Hadrons vom Typ  $i$  in  $j$  geladene Spuren durch den exklusiven Zerfall  $k$ . Um die Fehler  $\Delta y_{ijk}$  aus der Kenntnis der inklusiven Charm-Zerfallsraten zu bestimmen, wurden die einzelnen exklusiven Zerfallskanäle gemäß der Poisson-Statistik mit der Häufigkeit des jeweiligen exklusiven Zerfalls gewichtet:

$$(\Delta y_{ijk})^2 = \frac{(x_j^i[MC] - x_j^i[Messung])^2}{x_j^i[MC]} \cdot y_{ijk} \quad , \quad \text{mit: } x_j^i[MC] = \sum_k y_{ijk} \quad . \quad (4.2.8)$$

Diese Art der Wichtung simuliert die statistische Meßgenauigkeit sehr kleiner Zerfallsmoden. Aus Gleichung 4.2.8 folgt, daß der relative Fehler  $(\Delta y_{ijk})/y_{ijk}$  um so kleiner ist, je größer das exklusive Verzweigungsverhältnis ist. Durch Summation über alle exklusiven Zerfallsmoden  $k$   $(\sum_k (\Delta y_{ijk})^2)^{1/2}$  erhält man den systematischen Fehler  $\Delta x_j^i[MC]$  für die Monte-Carlo-Voraussage der inklusiven Zerfallskanäle  $x_j^i[MC]$ .

Die Abschätzung der Fehler der Charm-Effizienz auf dem Generatorniveau: Zur Berechnung des Gesamtfehlers für die Selektionseffizienz von Charm-Ereignishälften  $\Delta \epsilon_c$ , der aus den oben diskutierten Unsicherheiten der Charm-Hadron-Multiplizitäten und den inklusiven und exklusiven Zerfallsraten resultiert, wird die Selektionseffizienz für eine  $c(\bar{c})$ -Ereignishälfte  $\epsilon_c$  eines  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisses getrennt für jeden Charm-Hadron Typ und dessen inklusiven Zerfallsmodus berechnet, d.h. die einzelnen Beiträge werden nach der Anzahl der geladenen Spuren aufgespalten:

$$\begin{aligned}
\epsilon_c = & f_{D^\pm} \left( x_1^{D^\pm} \epsilon_1^{D^\pm} + x_3^{D^\pm} \epsilon_3^{D^\pm} + x_5^{D^\pm} \epsilon_5^{D^\pm} \right) + \\
& f_{D^0} \left( x_0^{D^0} \epsilon_0^{D^0} + x_2^{D^0} \epsilon_2^{D^0} + x_4^{D^0} \epsilon_4^{D^0} + x_6^{D^0} \epsilon_6^{D^0} \right) + \\
& f_{D_s^\pm} \left( x_1^{D_s^\pm} \epsilon_1^{D_s^\pm} + x_3^{D_s^\pm} \epsilon_3^{D_s^\pm} + x_5^{D_s^\pm} \epsilon_5^{D_s^\pm} \right) + \\
& f_{\Lambda_c^\pm} \cdot \epsilon_{\Lambda_c^\pm}
\end{aligned} \tag{4.2.9}$$

Die  $f_i$  sind die Raten für die Produktion eines Charm-Hadrons vom Typ  $i$ . Die  $x_j^i$  sind die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls eines Hadrons vom Typ  $i$  in  $j$  geladene Spuren und  $\epsilon_j^i$  die zugehörigen Selektionseffizienzen. Zerfälle von Charm-Hadronen in mehr als sechs geladene Spuren sind wegen der Masse des Charm-Quarks von etwa 1.5 GeV sehr selten und wurden vernachlässigt. Da die Meßwerte für die  $f_i$  und die  $x_j^i$  mit Fehlern behaftet sind, kann die Charm-Effizienz  $\epsilon_c$  Werte größer als 1 annehmen. Deswegen wurden die numerisch großen Werte der  $f_i$  und  $x_j^i$  so renormiert, daß der Fehler der Produktionsmultiplizität  $f_{D^\pm}$  und das jeweils größte Verzweigungsverhältnis jedes Hadron-Typs (das sind  $x_2^{D^0}$ ,  $x_3^{D^\pm}$  und  $x_3^{D_s^\pm}$ ) den Fehler von  $\epsilon_c$  dominieren. Mit den zusätzlichen Bedingungen,

$$\sum_j x_j^i = 1 \quad \text{und} \quad \sum_i f_i = 1 \tag{4.2.10}$$

sowie den beiden Substitutionen,  $S = f_{D^\pm} + f_{D^0} + f_{D_s^\pm}$  und  $F = \frac{f_{D^0}}{f_{D^0} + f_{D_s^\pm}}$ , erhält man:

$$\begin{aligned}
\epsilon_c = & f_{D^\pm} \left( x_1^{D^\pm} \left[ \frac{1 - x_3^{D^\pm}}{x_1^{D^\pm} + x_5^{D^\pm}} \right] \epsilon_1^{D^\pm} + x_3^{D^\pm} \epsilon_3^{D^\pm} + x_5^{D^\pm} \left[ \frac{1 - x_3^{D^\pm}}{x_1^{D^\pm} + x_5^{D^\pm}} \right] \epsilon_5^{D^\pm} \right) + \\
& (S - f_{D^\pm}) F \left( x_0^{D^0} \epsilon_0^{D^0} + x_2^{D^0} \epsilon_2^{D^0} + [1 - x_0^{D^0} - x_2^{D^0} - x_6^{D^0}] \epsilon_4^{D^0} + x_6^{D^0} \epsilon_6^{D^0} \right) + \\
& (S - f_{D^\pm})(1 - F) \left( x_1^{D_s^\pm} \left[ \frac{1 - x_3^{D_s^\pm}}{x_1^{D_s^\pm} + x_5^{D_s^\pm}} \right] \epsilon_1^{D_s^\pm} + x_3^{D_s^\pm} \epsilon_3^{D_s^\pm} + x_5^{D_s^\pm} \left[ \frac{1 - x_3^{D_s^\pm}}{x_1^{D_s^\pm} + x_5^{D_s^\pm}} \right] \epsilon_5^{D_s^\pm} \right) + \\
& (1 - S) \cdot \epsilon_{\Lambda_c^\pm}
\end{aligned} \tag{4.2.11}$$

Die Renormierung schließt bei der unabhängigen Variation der einzelnen Parameter  $x_j^i$  und  $f_i$  Charm-Effizienzen größer als 1 aus. Der Fehler der Charm-Effizienz  $\Delta\epsilon_c$  wird mit Hilfe von Gleichung 4.2.11 durch die Änderung der Charm-Hadron-Multiplizitäten  $f_i$  und der einzelnen geladenen Anteile  $x_j^i$  innerhalb ihrer Meßfehler ermittelt.

Abbildung 4.11 faßt die Beiträge aller besprochenen Unsicherheiten durch die Simulation von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen auf dem Generatorniveau zusammen. Der relative Fehler der Charmeffizienz  $\Delta\epsilon_c/\epsilon_c$  ist bei schwachen Schnitten in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  durch die Unsicherheit der Charm-Hadron Multiplizitäten ( $f_i$ ) dominiert. Die relative Änderung der Charm-Effizienz durch die Variation der Lebensdauer der Charm-Hadronen sowie des Charm-Fragmentationsparameters  $\epsilon_{Charm}$  sind in diesem Bereich etwa halb so groß. Die unterschiedlichen Produktionsraten der inklusiven Zerfallsmoden im

Monte-Carlo und in den Daten setzen sich nach Formel 4.2.11 in eine Unsicherheit der Charm-Effizienz fort. Im Bereich harter Schnitte  $\log_{10}(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}) \lesssim -4$  führt dies zu einem zusätzlichen Fehler durch die topologische Annahme mehrere exklusive Zerfallskanäle in einem inklusiven Zerfallskanal beschreiben zu können (siehe Gleichung 4.2.8).

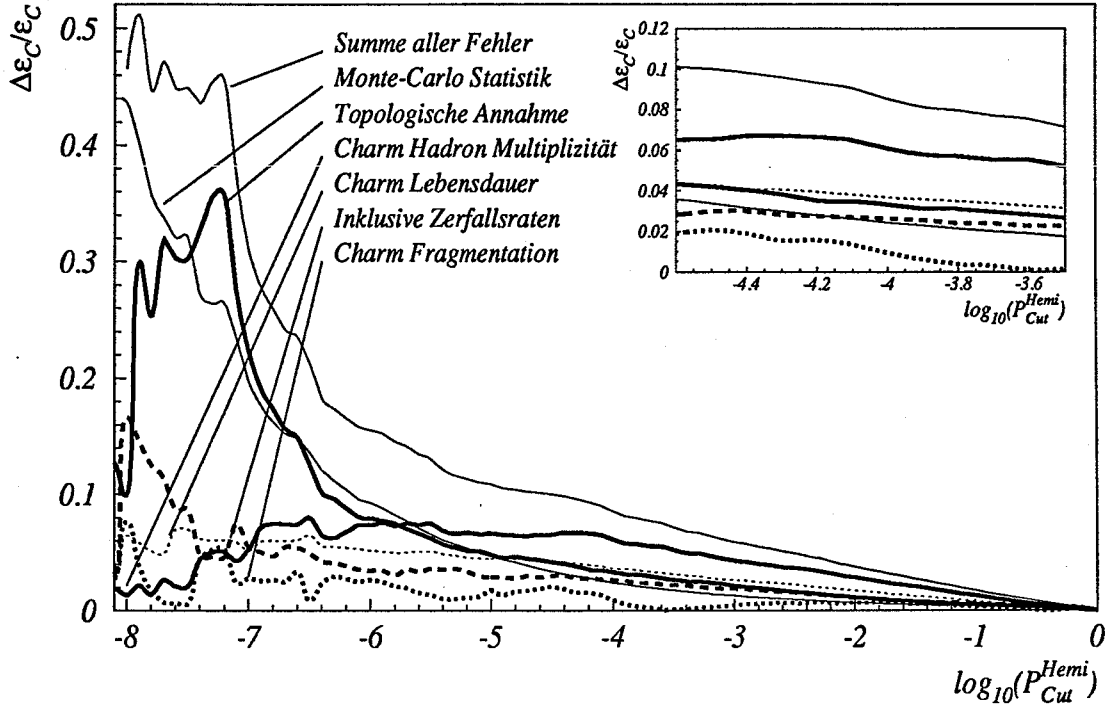


Abbildung 4.11: Die relativen Fehlerbeiträge  $\Delta\epsilon_c/\epsilon_c$  durch die Änderung der Parameter im Monte-Carlo-Generator bei der Simulation von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen abhängig vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ . Dies sind die Beiträge durch die Fehler der Charm-Hadron-Multiplizitäten  $f_i$  und die Beschreibung exklusiver Zerfallsmoden mit Hilfe von inklusiven Zerfallsmoden (Fehler durch inklusive Zerfallsraten und die Annahme der topologischen Beschreibung), sowie die Beiträge aus der Wichtung einzelner Ereignishälften mit verschiedenen Lebensdauern der Charm-Hadronen und den Beiträgen für verschiedene Werte des Charm-Fragmentationsparameters  $\epsilon_{Charm}$ .

### 4.2.3 Die Detektorsimulation von $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ Ereignissen

Die Unsicherheit der Charmeffizienz durch die Simulation des Detektors: Wie in Kapitel 3.9 beschrieben, wurde die Unsicherheit in der Selektionseffizienz für Charm-Ereignishälften durch die Detektorsimulation abgeschätzt, indem

- einzelne Spuren im Monte-Carlo mit einem Zufalls-Auswahlverfahren entfernt werden und
- die Impaktparametersignifikanz einzelner Spuren verschmiert wird.

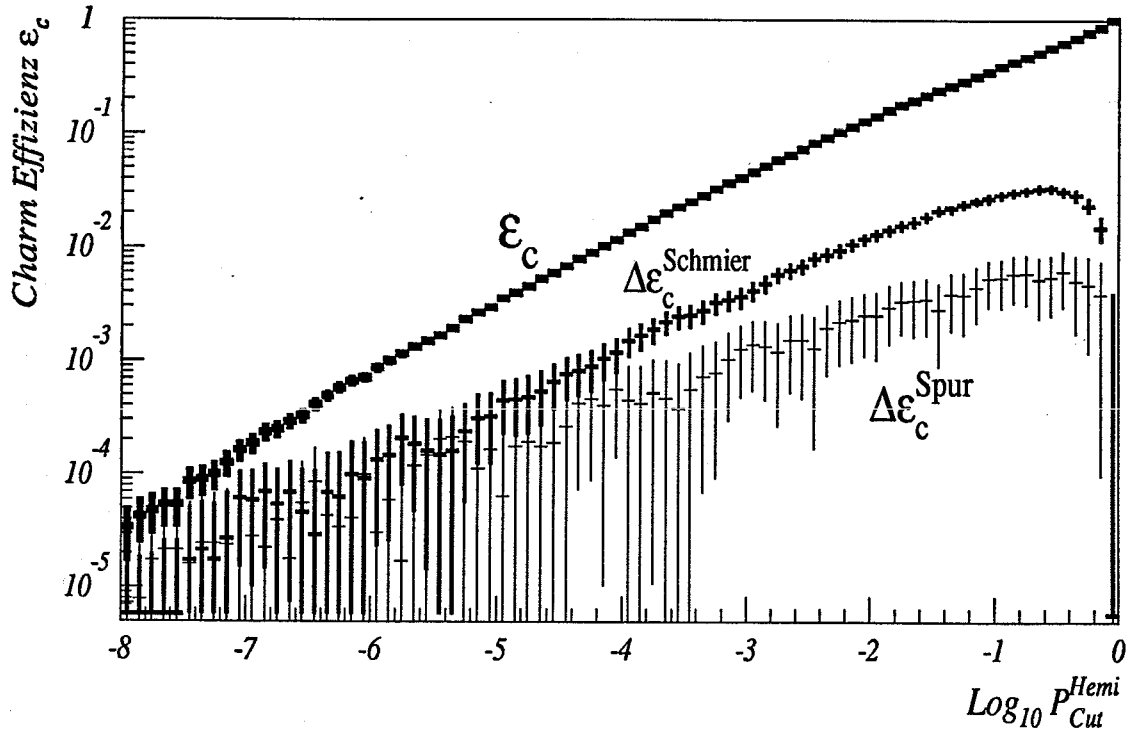


Abbildung 4.12: Die Charm-Effizienz  $\epsilon_c$  sowie die Unsicherheiten durch die Detektorsimulation  $\Delta\epsilon_c^{\text{Schmier}}$  und  $\Delta\epsilon_c^{\text{Spur}}$  in Abhängigkeit vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{\text{Cut}}^{\text{Hemi}}$ .

Abbildung 4.12 zeigt die Charm-Effizienz  $\epsilon_c$  von Monte-Carlo-Ereignissen zusammen mit der Änderung der Charm-Effizienz durch Verschmieren der Impaktparametersignifikanz  $\Delta\epsilon_c^{\text{Schmier}}$  und durch das zufällige Entfernen einzelner Spuren,  $\Delta\epsilon_c^{\text{Spur}}$  in Abhängigkeit vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{\text{Cut}}^{\text{Hemi}}$ . Die Signifikanzverschmierung ändert die Charmeffizienz um ca. 10 % bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\log_{10}(\mathcal{P}_{\text{Cut}}^{\text{Hemi}}) \simeq -4$ . Die Änderung der Charmeffizienz durch Entfernen einzelner Spuren ist vergleichsweise klein.

#### 4.2.4 Die Zusammenfassung der Korrekturen zur Charmeffizienz der Monte-Carlo-Ereignisse

In den vorhergehenden Kapiteln wurden die Fehlerbeiträge zur Charmeffizienz durch die Anwendung des Monte-Carlo-Generators und der nachfolgenden Simulation des Ereignisses im Detektor behandelt. Wie aber diskutiert wurde, werden die Messungen der inklusiven Zerfallsmoden der MARK III-Kollaboration nicht vom Monte-Carlo-Generator reproduziert. Speziell Ein-Prong-Zerfälle des  $D^\pm$  werden um ca. 30 % unterschätzt. Auch die Messungen der Charm-Hadron Lebensdauern (siehe Tabelle 4.2) stimmen mit den Monte-Carlo-Parametern nicht überein. Bekannte Unstimmigkeiten zwischen den Messungen und deren unzureichende Implementation im Generator wurden im Monte-Carlo durch eine Wichtung der  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignishälften so berücksichtigt, daß die Meßergebnisse

reproduziert werden<sup>(1)</sup>. Abbildung 4.13 zeigt die Gewichte für die Charm-Hemisphären. Die Änderung der Charm-Effizienz durch die Wichtung der Monte-Carlo-Ereignishälften bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\log_{10}(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}) = -4$  beträgt ( 8 %) verglichen mit dem ungewichteten Monte-Carlo. Die Verschmierung der Spursignifikanz (siehe Kapitel 4.2.3) erhöht dagegen die Charm-Effizienz um ca. 10 % (siehe Abbildung 4.12). Beide Effekte heben sich nahezu auf. In Tabelle 4.4 sind alle Fehlerbeiträge, die zur Charm-Effizienz  $\epsilon_c$  beitragen, zusammengefaßt. Die Abhängigkeit der Charm-Effizienz von  $\log_{10}(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi})$  ist in Abbildung 4.12 zu sehen.

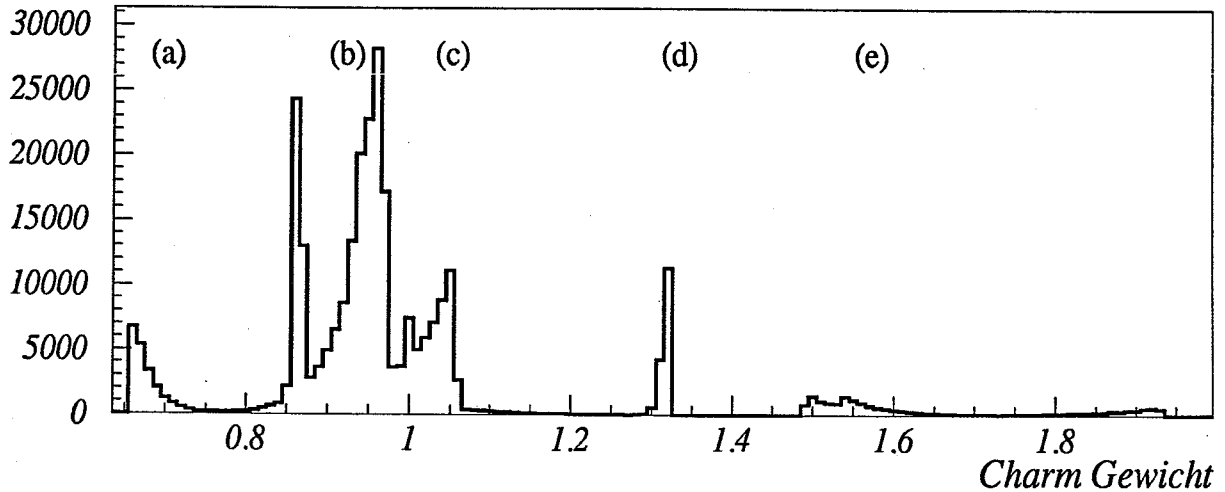


Abbildung 4.13: Die Verteilung der Gewichte für die Charm-Ereignishälften. Die Einträge der Charm-Gewichte bei 1.3 (d) stammen von der Unterschätzung der Ein-Prong  $D^\pm$ -Zerfälle. Die Wichtung mit der gemessenen Lebensdauer des betreffenden Charm-Hadrons führt zu den deutlich sichtbaren exponentiellen Flanken:

- monoton steigend falls die gemessene Lebensdauer kleiner ist (z.B. zwischen 0.7 und 0.8 (a) oder zwischen 1.5 und 1.7 (e) ) und
- monoton fallend falls die gemessene Lebensdauer größer ist als im Monte-Carlo festgelegt (z.B. zwischen 0.9 und 1.0 (b) oder zwischen 1.0 und 1.1 (c) ).

| Fehlerquelle                                        | $\Delta\epsilon_c/\epsilon_c$ ( % ) |
|-----------------------------------------------------|-------------------------------------|
| Detektorsimulation                                  | 9.9                                 |
| Charm-Hadron Produktionsrate                        | 5.8                                 |
| Charm-Lebensdauer                                   | 3.6                                 |
| Topologische Annahme                                | 3.1                                 |
| Inklusive Verzweigungsverhältnisse                  | 2.6                                 |
| Monte-Carlo-Statistik                               | 2.4                                 |
| Peterson-Fragmentationsparameter $\epsilon_{Charm}$ | 0.6                                 |
| Quadratische Summe                                  | 12.9                                |

Tabelle 4.4: Die relativen Fehlerbeiträge der Charmeffizienz  $\epsilon_c$  bei einem Schnitt von  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$ .

<sup>(1)</sup>Dies ist von Vorteil, da die erforderlichen Rechnerkapazitäten für die Monte-Carlo-Produktion von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignissen mit geänderten Parametern nicht zur Verfügung stehen.

### 4.3 Die Korrelationen zwischen den Ereignishälften

Korrelationen zwischen den beiden Hemisphären eines Ereignisses: Wegen dem voneinander unabhängigen Zerfall der beiden  $b$ -Hadronen in einem  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignis und der deshalb erfolgten Teilung des Ereignisses in zwei Hemisphären, liegt es zunächst nahe, die Selektion der beiden Ereignishälften als voneinander unabhängig zu betrachten. Die Wahrscheinlichkeiten, in einem  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignis *beide* Ereignishälften gleichzeitig zu selektieren oder aus der Menge aller Ereignishälften zwei Ereignishälften mit je einem primären  $b$ -Quark zu selektieren, wären dann gleich. In Wirklichkeit folgt jedoch aus der Selektion einer Ereignishälfte ein »Wissen« von der Selektion der gegenüberliegenden Hälfte. Die beiden Hemisphären eines Ereignisses sind also korreliert. Diese Korrelationen müssen bei der Messung des Verhältnisses  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  berücksichtigt werden. Die einzelnen Ursachen dieser Korrelationen werden im folgenden untersucht.

Die Korrelationen zwischen den beiden Hälften eines Ereignisses verknüpfen die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Selektion  $\epsilon^d$  ( $\epsilon_{uds}^d, \epsilon_c^d, \epsilon_b^d$ ) *beider* Ereignishälften eines  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  Ereignisses und die Wahrscheinlichkeit für die unabhängige Selektion je *einer* Ereignishälfte  $\epsilon$  ( $\epsilon_{uds}, \epsilon_c, \epsilon_b$ ):

$$\epsilon^d = \epsilon^2 + \text{Korrelationsterm} = \epsilon^2 + \lambda(\epsilon - \epsilon^2) \quad . \quad (4.3.12)$$

Diese Korrelationen  $\lambda$  ( $\lambda_{uds}, \lambda_c, \lambda_b$ ) treten zwar bei allen Ereignistypen auf, wichtig zur Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  sind jedoch nur die Korrelationen zwischen den Hälften eines  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisses (siehe Gleichung 4.0.3 auf Seite 85).

Durch die Trennung eines Ereignisses in zwei Ereignishälften und die konsequente Analyse jeder einzelnen Hemisphäre werden direkte Korrelationen zwischen den Ereignishälften vermieden. Direkte Korrelationen entstehen durch Schnitte in Variablen, die das ganze Ereignis betreffen, wenn man z.B. statt auf die deponierte Energie jeder einzelnen Ereignishälfte auf die Energie des Gesamt ereignisses schneiden würde. Enthält dann eine Hälfte des Ereignisses mehr Energie als zur Selektion des ganzen Ereignisses notwendig ist, so würde die gegenüberliegende Ereignishälfte in *jedem* Fall mitselektiert werden, unabhängig von ihrem Energieinhalt. Ihre Selektion ist mit der Selektion der ersten Ereignishälfte vollständig korreliert. Dagegen würde bei der getrennten Analyse der beiden Hemisphären die zweite Ereignishälfte verworfen, wenn sie zuwenig Energie enthält; die Wahrscheinlichkeit diese Ereignishälfte zu selektieren ist dann unabhängig von der Selektion der gegenüberliegenden Seite. Globale, das ganze Ereignis betreffende Schnitte wurden deshalb vermieden.

Indirekte Korrelationen, die nicht so offensichtlich erkannt werden können, müssen jedoch betrachtet werden. Sie haben im wesentlichen zwei Ursachen:

- Da die Reaktion  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  im Ruhesystem des Detektors stattfindet, haben die  $b$ -Hadronen aus der Fragmentation im wesentlichen entgegengesetzte Impulsrichtungen. Eine Störung der Akollinearität folgt nur aus der Abstrahlung von Gluonen durch die  $b$ -Quarks. Zeigt die Impulsrichtung eines  $b$ -Hadrons in die Akzeptanzlücken des Detektors nahe dem Strahlrohr, so gilt dies auch für das  $b$ -Hadron in der gegenüberliegenden Hemisphäre. Es ist daher möglich, daß beide Hälften nicht selektiert werden.

- Beide Ereignishälften teilen den Primärvertex, den Ort des  $Z^0$ -Zerfalls in Quarks.

Im folgenden Abschnitt wird der Korrelationskoeffizient  $\lambda$  als Maß für die Korrelation mathematisch definiert. Der Betrag der Korrelation in  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen wird mit dem Monte-Carlo bestimmt. Die Gleichungen 4.0.3 und 4.0.4 auf Seite 85 zeigen, daß das Meßergebnis für  $\mathcal{F}_b$  vom Korrelationsterm  $\propto \lambda_b \cdot \mathcal{F}_b \cdot (\epsilon_b - \epsilon_b^2)$  abhängt. Damit eine Fehlerabschätzung für den Korrelationskoeffizienten  $\lambda_b$  in  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen und die Propagation dieses Fehlers zu einem Fehlerbeitrag bei der Messung von  $\mathcal{F}_b$  durchgeführt werden kann, muß die Gesamtkorrelation in einzelne Beiträge aufgespalten werden. Nach der Identifikation der einzelnen physikalischen Ursachen ( $b$ -Impuls,  $b$ -Flugrichtung, u.a.) werden die einzelnen Beiträge in den Daten und im Monte-Carlo miteinander verglichen und die systematischen Fehler der einzelnen Korrelationsbeiträge bestimmt. Es wird gezeigt, daß alle wichtigen Quellen indirekter Korrelationen vom Monte-Carlo beschrieben werden.

### 4.3.1 Die Definition der Hemisphärenkorrelation

Die Definition der statistischen Korrelation zweier Variablen: Die Korrelation zwischen zwei Ereignishälften wird aufgespalten in ihre verschiedenen Beiträge. Die gesamte Korrelation zwischen den Ereignishälften ist die Summe aller unabhängigen Einzelkorrelationen  $\mathcal{V}$ . Der Beitrag jeder Quelle  $\mathcal{V}$  muß unabhängig analysiert werden. Quellen  $\mathcal{V}$ , die zur Gesamtkorrelation zwischen zwei Ereignishälften beitragen, sind der Polarwinkel (siehe Kap. 4.3.2, Seite 107-110), der Impuls und die Lebensdauer der  $b$ -Quarks, sowie mögliche Verschiebungen des Primärvertex und die Abstrahlung von hochenergetischen Gluonen (siehe Kap. 4.3.3, Seite 110-115). In diesem Abschnitt soll der Beitrag einer Korrelationsquelle zur Gesamtkorrelation mathematisch hergeleitet werden.

Die statistische Korrelation  $\lambda$  zweier Variablen  $\mathcal{X}_1$  und  $\mathcal{X}_2$  in den Ereignishälften (1,2) mit den Mittelwerten  $\langle \mathcal{X}_1 \rangle$  und  $\langle \mathcal{X}_2 \rangle$  ist wie folgt definiert:

$$\lambda \equiv \frac{\langle \mathcal{X}_1 \mathcal{X}_2 \rangle - \langle \mathcal{X}_1 \rangle \cdot \langle \mathcal{X}_2 \rangle}{\sqrt{(\langle \mathcal{X}_1^2 \rangle - \langle \mathcal{X}_1 \rangle^2) \cdot (\langle \mathcal{X}_2^2 \rangle - \langle \mathcal{X}_2 \rangle^2)}} \quad (4.3.13)$$

Für die hier verwendete Selektion sind die  $\mathcal{X}_m$ ,  $m = 1, 2$  gegeben durch Sprungfunktionen  $\Theta_m = \Theta(\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} - \mathcal{P}_m^{Hemi})$  die entweder eine selektierte Ereignishälfte oder eine *nicht* selektierte Ereignishälfte anzeigen:

$$\Theta_m = \begin{cases} 1 & \text{die Ereignishälfte wird selektiert, d.h. die Hemisphärenwahrscheinlichkeit } \mathcal{P}_m^{Hemi} \text{ ist kleiner als der Schnittwert } \mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}. \\ 0 & \text{die Ereignishälfte wird nicht selektiert und verworfen.} \end{cases}$$

Per Definition sind beide Hemisphären gleichrangig, d.h.  $\langle \mathcal{X}_1 \rangle = \langle \mathcal{X}_2 \rangle = \epsilon$ . Eingesetzt in Gleichung 4.3.13 ergibt dies Gleichung 4.3.12 aufgelöst nach  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{\epsilon^d - \epsilon^2}{\epsilon - \epsilon^2} \quad , \quad (4.3.14)$$

wobei  $\epsilon^d$  die Effizienz für die *gleichzeitige* Selektion beider und  $\epsilon$  die Effizienz für die Selektion *einer* Ereignishälfte beschreibt. Der Korrelationskoeffizient  $\lambda$  ist also proportional

zu der Wahrscheinlichkeit, daß beide Ereignishälften gleichzeitig selektiert werden ( $= \epsilon^d$ ) und der Wahrscheinlichkeit, daß die beiden Ereignishälften unabhängig voneinander selektiert werden ( $= \epsilon^2$ ). Für  $N$  Ereignisse, das entspricht  $2N$  Hemisphären, erhält man für  $\epsilon^d$  und  $\epsilon$ :

$$\epsilon^d = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Theta_1^j \Theta_2^j, \quad \epsilon = \frac{1}{2N} \sum_{j=1}^N \Theta_1^j + \Theta_2^j. \quad (4.3.15)$$

Im folgenden wird die Abhängigkeit von  $\epsilon^d$  und  $\epsilon$  von den Quellen  $\mathcal{V}_i$ , der Ereignishälfte  $i$  betrachtet. Hier werden nur Korrelationen zwischen gleichen Variablen in beiden Hemisphären ( $\mathcal{V}_1 = \mathcal{V}_2$ ) betrachtet, da nur für sie große Beiträge zum Korrelationsterm erwartet werden. Wegen der einfacheren Darstellung wird der zweidimensionale Raum der Hemisphärenvariablen ( $\mathcal{V}_1, \mathcal{V}_2$ ) diskret gewählt, d.h. es wird eine zweidimensionale Verteilung ( $\mathcal{V}_1, \mathcal{V}_2$ ) mit je  $n$  Intervallen und den Intervallindizes  $(i, j)$  betrachtet. Zur Berechnung von  $\epsilon^d$  muß dann über alle Werte ( $\mathcal{V}_1, \mathcal{V}_2$ ) beziehungsweise deren Intervallindizes  $(i, j)$  und über alle Ereignisse im Bin  $(i, j)$  summiert werden:

$$\epsilon^d = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{\text{Ereignisse in } (i,j)} \frac{\Theta_1 \Theta_2}{N}. \quad (4.3.16)$$

Wenn  $\epsilon_{ij}$  die Wahrscheinlichkeit ist, daß die Variable  $\mathcal{V}$  der selektierten Ereignishälfte im Bin  $i$  liegt und gleichzeitig die Variable  $\mathcal{V}$  der gegenüberliegenden Seite im Bin  $j$  liegt, so folgt:

$$\epsilon^d = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sum_{\text{Ereignisse in } (i,j)} \frac{\epsilon_{ij} \epsilon_{ji}}{N}$$

$$\text{oder:} \quad \epsilon^d = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \epsilon_{ij} \epsilon_{ji} \frac{N_{ji}}{N}. \quad (4.3.17)$$

Die Korrelationen durch andere Variablen innerhalb des Bins  $(i, j)$  können vernachlässigt werden, falls nur eine Korrelationsquelle untersucht werden soll, die  $\epsilon_{ij}$  entsprechen dann dem Mittelwert  $\langle \Theta_1 \Theta_2 \rangle$  in  $(i, j)$ . Projeziert man aus der zweidimensionalen Verteilung  $(i, j)$  für jedes Bin  $i$  die eindimensionalen Verteilungen der  $j$ -Bins heraus, so sind alle diese Verteilungen den entsprechenden  $j$ -Projektionen der  $i$ -Bins gleich. Es kann also die Verteilung  $\mathcal{V}_2$  der gegenüberliegenden Seite durch die Verteilung  $\mathcal{V}_1$  der gleichen Seite ersetzt werden. Deswegen gilt in guter Näherung:  $\epsilon_{ij} = \epsilon_i$  und  $\epsilon_{ji} = \epsilon_j$ , d.h. um die Effizienz im Intervall  $i$  zu erhalten, kann man über die Effizienzen  $\epsilon_{ij}$  für alle Intervalle  $j$  mitteln. Dadurch werden die Korrelationen der anderen Variablen, die in Gleichung 4.3.16 noch enthalten sind nicht mehr berücksichtigt, der Korrelationsbeitrag stammt nur noch von einer Quelle  $\mathcal{V}$ :

$$\begin{aligned} \epsilon^d &= \sum_i \sum_j \epsilon_i \epsilon_j \frac{N_{ji}}{N} \\ &= \epsilon \sum_i \epsilon_i \sum_j \frac{\epsilon_j N_{ji}}{\epsilon N} \\ &= \epsilon \sum_i \epsilon_i \mathcal{F}_i, \quad \text{wobei} \quad \mathcal{F}_i = \frac{1}{\epsilon} \sum_j \epsilon_j \frac{N_{ji}}{N}. \end{aligned} \quad (4.3.18)$$

$\mathcal{F}_i$  ist die normierte Verteilung ( $\sum_i \mathcal{F}_i \cdot \Delta\mathcal{V}_i = 1$ ) der Variablen  $\mathcal{V}$ , wenn die gegenüberliegende Ereignishälfte selektiert würde. Nach dem Übergang zu kontinuierlichen Verteilungen von  $\mathcal{V}$  erhält man die allgemeine Definition von  $\epsilon^d = \epsilon \cdot \epsilon_\nu$  zur Berechnung des Korrelationsbeitrags  $\lambda_\nu$  durch die Quelle  $\mathcal{V}$  nach Gleichung 4.3.14:

$$\epsilon_\nu = \int d\mathcal{V} \epsilon(\mathcal{V}) \cdot \mathcal{F}(\mathcal{V}) \quad , \quad \lambda_\nu = \frac{\epsilon_\nu - \epsilon}{1 - \epsilon} \quad . \quad (4.3.19)$$

### 4.3.2 Die Korrelationen durch die Polarwinkelverteilung

Ein Beispiel zur Berechnung des Korrelationsbeitrags und der Fehlerabschätzung: Wie schon vorher erwähnt, zeigen die Impulsvektoren der beiden  $b$ -Hadronen bevorzugt in entgegengesetzte Richtungen, sie sind also stark korreliert. Im Ruhesystem des  $Z^0$ , welches mit dem Labor- oder Detektorsystem identisch ist, bewegen sich die  $b$ -Quarks in entgegengesetzter Richtung und fragmentieren in Jets mit im wesentlichen entgegengesetzter Impulsrichtung. Eine Abweichung von der Kollinearität der auslaufenden Jets erfolgt nur durch die Abstrahlung harter Photonen vom einlaufenden  $e^+e^-$ -Paar oder harter Gluonen vom  $b\bar{b}$ -Endzustand. Nach der Fragmentation geht der wesentliche Anteil des Quarkimpulses auf den Jet über, der dem  $b$ -Hadron entspricht.

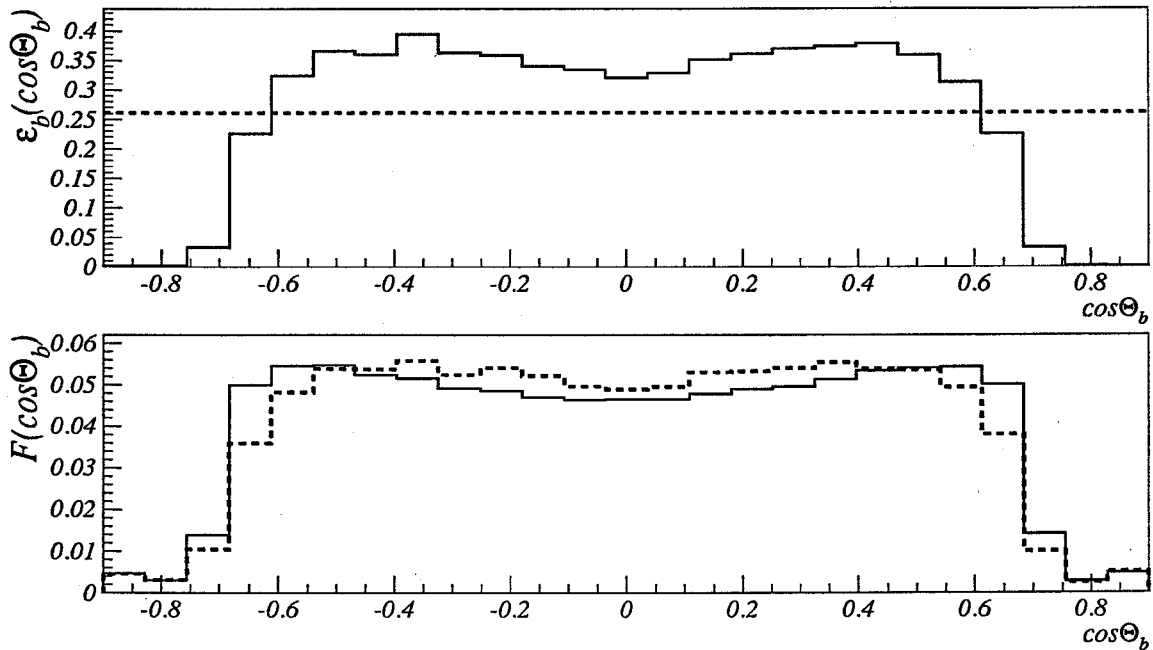


Abbildung 4.14:

**oben:** Die Effizienz für die Selektion einer einzelnen Ereignishälfte bei Monte-Carlo-Ereignissen als Funktion des Polarwinkels des  $b$ -Hadrons  $\cos \theta_b$ . Die gestrichelte Linie repräsentiert die mittlere Effizienz über einen Polarwinkelbereich  $-0.9 \leq \cos \theta_b \leq 0.9$ .

**unten:** Die Polarwinkelverteilung von  $b$ -Hadronen für eine Ereignishälfte mit einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$  (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechende Polarwinkelverteilung der  $b$ -Hadronen auf der gegenüberliegenden Seite.

## Der Korrelationsbeitrag

Die Gleichungen 4.3.18 und 4.3.19 dienen als Grundlage zur Berechnung des Korrelationsbeitrags durch die Polarwinkelverteilung in Monte-Carlo-Ereignissen. Abbildung 4.14 (oben) zeigt die Selektionseffizienz  $\epsilon(\cos \theta_b)$  einer  $b$ -Ereignishälfte als Funktion des Polarwinkels  $\cos \theta_b$  des  $b$ -Hadrons bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $10^{-4}$ .  $\epsilon(\cos \theta_b)$  gibt also die Wahrscheinlichkeit an eine Ereignishälfte zu selektieren, bei der der Impulsvektor des enthaltenen  $b$ -Hadrons den Polarwinkel  $\cos \theta_b$  besitzt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.14 (unten) zeigt die auf 1 normierte Polarwinkelverteilung  $\mathcal{F}^0(\cos \theta_b)$  für *alle*  $b$ -Ereignishälften (selektiert oder unselektiert). Durch die Faltung der Verteilungen von  $\epsilon(\cos \theta_b)$  und  $\mathcal{F}^0(\cos \theta_b)$  erhält man die mittlere Selektionseffizienz unabhängig von der gegenüberliegenden Seite. Keine der beiden Ereignishälften ist ausgezeichnet, die Polarwinkelverteilungen der  $b$ -Hadronen beider Seiten sind nahezu gleich. Die gestrichelte Linie in Abbildung 4.14 (unten) zeigt das auf 1 normierte Polarwinkelspektrum der  $b$ -Hadronen für Ereignishälften, bei denen die gegenüberliegende Seite bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$  selektiert wurde. Die beiden Verteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf, wie man es erwartet, wenn die Polarwinkel der  $b$ -Hadronen beider Ereignishälften korreliert sind. Eine Korrelation entsteht, sobald eine Abhängigkeit des Polarwinkelspektrums vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit auf der gegenüberliegenden Seite eintritt. Aus Abbildung 4.14 (unten) ist diese Abhängigkeit ersichtlich, *beide* Ereignishälften werden bevorzugt selektiert, wenn *beide*  $b$ -Hadronen im vollen Akzeptanzbereich des Vertexdetektors liegen ( $|\cos \theta_b| \lesssim 0.7$ ), d.h. den meisten Spuren sind dann zwei  $VDET$ -Koordinaten zugeordnet. Diese Bedingung stört somit die Polarwinkelverteilung der  $b$ -Hadronen und  $\mathcal{F}^0(\cos \theta_b)$  geht in  $\mathcal{F}(\cos \theta_b)$  über. Die mittlere Selektionseffizienz für die unabhängige Selektion einer Ereignishälfte – berechnet aus der Faltung der Polarwinkelverteilung  $\mathcal{F}^0(\cos \theta_b)$  (durchgezogene Linie in Abbildung 4.14 (unten)) und der polarwinkelabhängigen Selektionseffizienz  $\epsilon(\cos \theta_b)$  – unterscheidet sich von der mittleren Selektionseffizienz einer Ereignishälfte wenn die gegenüberliegende Ereignishälfte bereits selektiert wurde, die Polarwinkelverteilung ändert sich dann durch den Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit auf der gegenüberliegenden Seite (gestrichelte Linie in Abbildung 4.14 (unten)). Man erhält so eine Abhängigkeit der Selektionseffizienz vom Schnitt auf die Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi}$  der gegenüberliegenden Seite. Die Differenz der Faltung der polarwinkelabhängigen Selektionseffizienz  $\epsilon(\cos \theta_b)$  mit der geänderten Polarwinkelverteilung  $\mathcal{F}(\cos \theta_b)$  (gestrichelte Linie) und der unveränderten Polarwinkelverteilung  $\mathcal{F}^0(\cos \theta_b)$  (durchgezogene Linie) bestimmt gemäß den Gleichungen 4.3.18 und 4.3.19 den Korrelationsbeitrag  $\lambda$ .

## Die Fehleranalyse zum Korrelationsbeitrag

Der Beitrag einer Quelle zur Gesamtkorrelation kann mit Hilfe von simulierten Ereignissen bestimmt werden. Monte-Carlo-Simulationen beschreiben, wie schon mehrfach erwähnt, die Ereignisse im Detektor nicht vollkommen, es kann nicht von identischen Korrelationsbeiträgen in den Daten und in der Simulation ausgegangen werden. Es muß deshalb eine Beschreibung der Korrelationsbeiträge gefunden werden, die die tatsächlichen Korrelationsbeiträge der  $b$ -Ereignisse in guter Näherung reproduziert, ohne dabei Monte-Carlo-Information zu benutzen. Ein Vergleich der einzelnen, genäherten Korrelationsbeiträge

in den Daten und im Monte-Carlo wird zur Fehlerabschätzung verwendet. Die Differenz der entsprechenden Korrelationsbeiträge in den Daten und im Monte-Carlo bestimmt die systematische Unsicherheit.

In Abbildung 4.15 ist der Korrelationsbeitrag durch die Polarwinkelverteilung  $\cos \theta_b$  der  $b$ -Hadronen,  $\lambda(\cos \theta_b)$ , als Funktion des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von simulierten  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen dargestellt. Für die Monte-Carlo-Ereignisse wurde die Monte-Carlo-Information zur Identifikation der  $b$ -Hadronen benutzt. Die Natur der Polarwinkelverteilung läßt eine ähnliche Abhängigkeit des Polarwinkelspektrums sowie der zugehörigen Effizienzen bei allen Quarktypen vermuten. Zur Fehlerabschätzung werden die Beiträge zur Gesamtkorrelation unter Verwendung der Näherung  $\cos \theta_b = \cos \theta_{Jet}$  für alle Ereignisse  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  in den Daten (gepunktete Linie in Abbildung 4.15(unten)) und im Monte-Carlo (gestrichelte Linie in Abbildung 4.15(unten)) bestimmt. Die Amplitude des Korrelationsbeitrags durch alle hadronische Ereignisse kann durch Zerfälle des  $Z^0$  in leichte Quarks verstärkt oder abgeschwächt werden. Eine Verstärkung tritt ein, wenn die Observable (hier die Polarwinkelverteilung) für alle Quarktypen, die zu den hadronischen Ereignissen beitragen, gleich ist, eine Abschwächung wenn die Observable nur für  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse typisch ist. Der Polarwinkel der  $b$ -Hadronen kann bei rekonstruierten Ereignissen durch den Polarwinkel des Jets nur genähert werden. Spuren aus der Gluonfragmentation, die im Jet enthalten sind, können quantitativ den Beitrag zur Korrelation ändern. Diese Näherung bewirkt, daß der approximierte Korrelationsbeitrag  $\cos \theta_b = \cos \theta_{Jet}$  nur qualitativ richtig beschrieben wird. Eine Übereinstimmung des genäherten Korrelationsbeitrags mit Hilfe der Jets bei allen  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen in den Daten und im Monte-Carlo mit dem tatsächlichen Korrelationsbeitrag, der mit Hilfe der Monte-Carlo-Information aus der Polarwinkelverteilung der  $b$ -Hadronen bestimmt wurde, wird durch eine Skalierung des genäherten Korrelationsbeitrags erreicht. Die gestrichelte und die gepunktete Kurve in Abbildung 4.15 sind das Ergebnis des mit einem Faktor von 1.2 skalierten Korrelationsbeitrags durch die Polarwinkelverteilung der beiden hochenergetischen Jets im Monte-Carlo und in den Daten. Die Näherung reproduziert die Abhängigkeit des Korrelationsbeitrags vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit, die Abweichung der Näherungen  $\cos \theta_b \rightarrow \cos \theta_{Jet}$  zwischen den Daten und dem Monte-Carlo ist klein, wie in Abbildung 4.15 zu sehen ist.

Ein sehr weicher Schnitt in der Ereigniswahrscheinlichkeit<sup>(2)</sup>  $\mathcal{P}_E \leq 0.01$  verwirft dabei einen großen Teil der  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Ereignisse, sodaß der Beitrag durch  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse nicht zu sehr geändert wird.

Die Näherung, den Polarwinkel der  $b$ -Hadronen mit dem Polarwinkel der Jets zu approximieren, ist zur Fehlerabschätzung zulässig, wenn der Beitrag zur Gesamtkorrelation als Funktion der Hemisphärenwahrscheinlichkeit qualitativ reproduziert wird. Abbildung 4.15 zeigt die gute Übereinstimmung des Verlaufs des genäherten Korrelationsbeitrags in den Daten und im Monte-Carlo als Funktion des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  für  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} \lesssim 10^{-4}$ . Bei weichen Schnitten tragen Ereignisse mit leichten Quarks stärker zum genäherten Korrelationsbeitrag ( $\cos \theta_b \rightarrow \cos \theta_{Jet}$ ) bei. Die aus der Differenz des Korrelationsbeitrags in den Daten und im Monte-Carlo berechneten Fehler müssen natürlich ebenfalls entsprechend skaliert werden.

<sup>(2)</sup>Das ist die Wahrscheinlichkeit, daß alle geladenen Spuren eines Ereignisses mit dem Primärvertex kompatibel sind (siehe Kapitel 3.7.2).

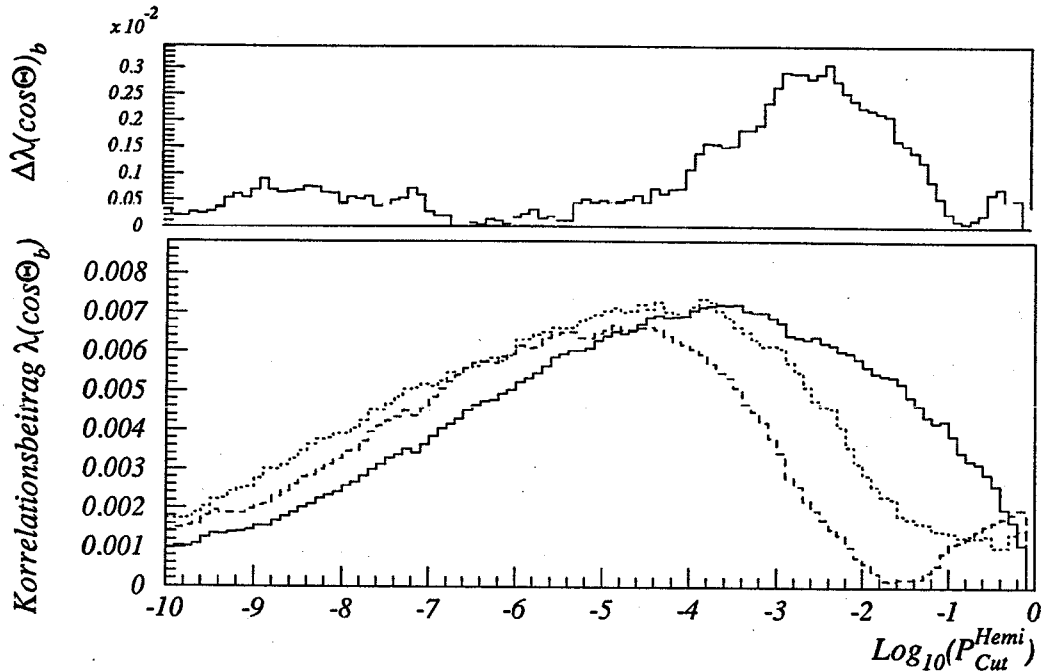


Abbildung 4.15: Die Korrelationsbeiträge  $\lambda(\cos \theta_b)$  durch die Polarwinkelverteilung der  $b$ -Hadronen  $\cos \theta_b$  abhängig vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit (durchgezogene Linie). Die genäherten Beiträge ( $\cos \theta_b \rightarrow \cos \theta_{jet}$ ) unter Verwendung aller  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse in den Daten (gepunktete Linie) und im Monte-Carlo (gestrichelte Linie) sind ebenfalls dargestellt. Die Differenz der genäherten Beiträge ( $\cos \theta_b \rightarrow \cos \theta_{jet}$ ) in den Daten (gepunktete Linie) und im Monte-Carlo (gestrichelte Linie) bestimmt den systematischen Fehler  $\Delta\lambda(\cos \theta_b)$  des betreffenden Korrelationsbeitrags, der in der oberen Abbildung zu sehen ist.

### 4.3.3 Die Analyse weiterer Korrelationsquellen

Die Analyse weiterer Korrelationsquellen: Die einzelnen Korrelationsquellen sind nur durch das Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Ursachen identifizierbar. Im letzten Kapitel wurde die Vorgehensweise zur Isolation eines Korrelationsbeitrags und die zugehörige Fehlerabschätzung am Beispiel der Polarwinkelverteilung  $\cos \theta_b$  erläutert. Weitere mögliche Korrelationsquellen der  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse wurden noch nicht in die Analyse der Korrelationsbeiträge einbezogen:

- Die Zerfälle der beiden  $b$ -Hadronen eines  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisses sind zunächst voneinander unabhängig. Durch die Bestimmung des Primärvertex, zu der auch die Spuren der Teilchen aus den Zerfällen der beiden  $b$ -Hadronen herangezogen werden, kann jedoch sehr wohl eine Korrelation zwischen den beiden Ereignishälften auftreten. Ein sehr langlebiges  $b$ -Hadron in einer Ereignishälfte mit entsprechend großer Zerfallslänge verändert den Fehlerellipsoiden des errechneten  $Z^0$ -Zerfallspunktes. Der Fehler entlang der Flugrichtung des langlebigen  $b$ -Hadrons vergrößert sich in beide Richtungen und geht in die Spursignifikanz der  $b$ -Zerfallsprodukte beider Ereignishälften ein. Eine größere  $b$ -Zerfallslänge kann also die Selektion der gegenüberliegenden Ereignishälfte verhindern.

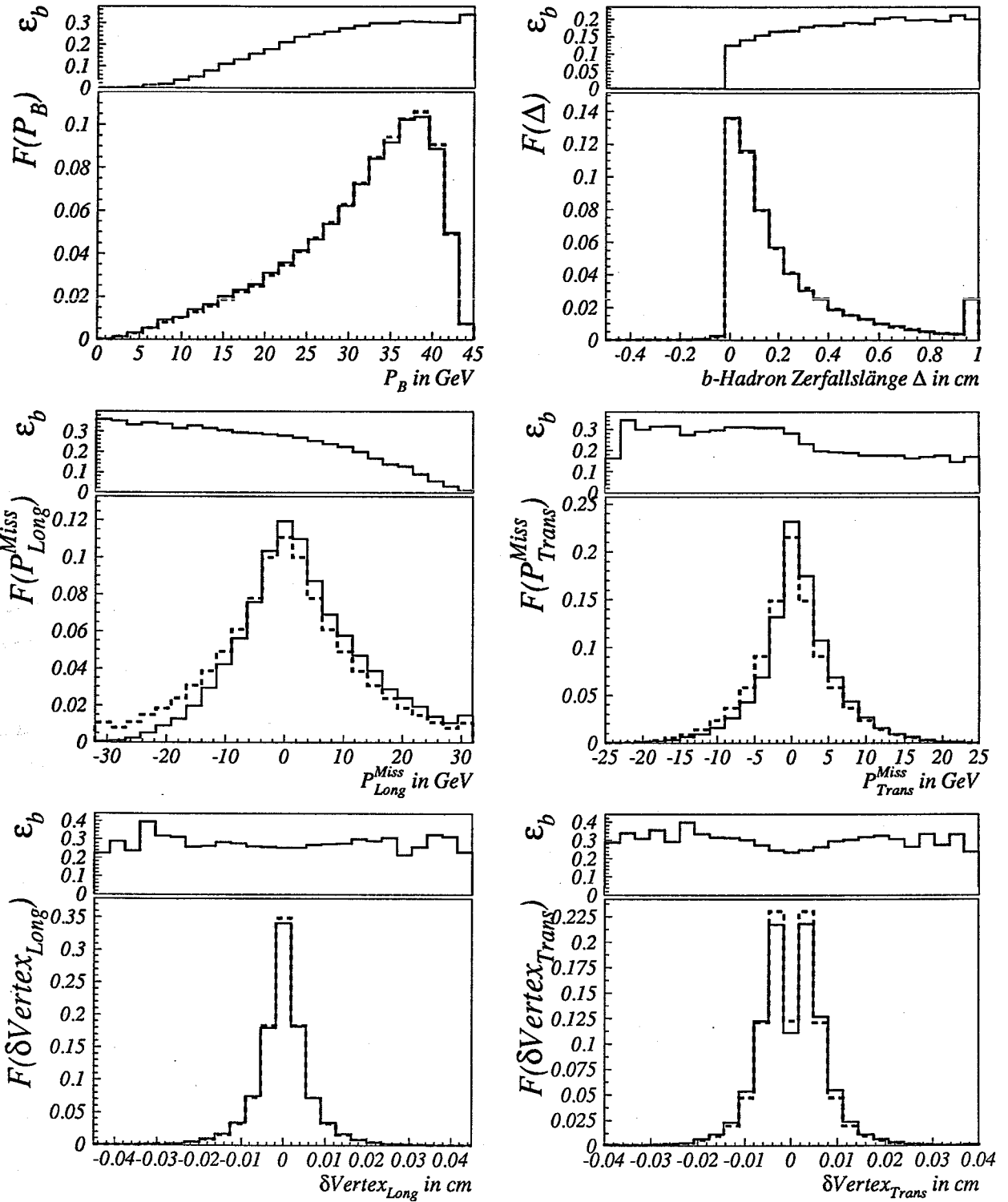


Abbildung 4.16: Die einzelnen Variablenverteilungen  $\mathcal{F}(V)$  bei einem Schnitt von  $\mathcal{P}^{Hemi} = 10^{-4}$  in der gegenüberliegenden Ereignishälfte (gestrichelte Linien), sowie die Verteilungen, wenn auf der gegenüberliegenden Ereignishälfte nicht geschnitten wurde  $\mathcal{F}^0(V)$  (durchgezogene Linien) als Funktion der Verteilungsvariablen  $V$ . Der Mittelwert aus der Faltung des ebenfalls gezeigten Effizienzspektrums  $\epsilon_b(V)$  mit der Verteilung von  $\mathcal{F}(V)$  ergibt die Selektionseffizienz  $\epsilon_b$ . Die Bedeutung der einzelnen Variablen ist im Text erklärt.

- Die Abstrahlung hochenergetischer Gluonen von den Quarks oder die Photonabstrahlung vom einlaufenden  $e^+e^-$ -Paar verursacht eine Akollinearität der  $b$ -Quarks im Detektorsystem. Zeigt der Impuls beider  $b$ -Quarks aus diesem Grund gar in die gleiche Ereignishälfte, so wird diese mit hoher Wahrscheinlichkeit selektiert, die gegenüberliegende nicht.
- Eine Verschiebung des Primärvertex transversal zur Ereignisachse, die durch den Jet mit der höchsten Energie definiert ist, bewirkt eine größere Impaktparametersignifikanz aller geladener Spuren. Die Hemisphärenwahrscheinlichkeit *beider* Ereignishälften wird kleiner.

Die Größe der Korrelation durch eine Observable (z.B. der Polarwinkel der  $b$ -Hadronen) wird mit Hilfe des Monte-Carlos bestimmt. Die Fehler der einzelnen Korrelationsquellen werden aus dem Unterschied zwischen dem Monte-Carlo und den Daten bestimmt. Die Definition geeigneter Observablen ist notwendig, um die aufgezeigten Korrelationsquellen zu beschreiben. In Abbildung 4.16 sind die Verteilungen verschiedener Ereignisvariablen für einen Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit auf der gegenüberliegenden Ereignishälfte von  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$  zu sehen, zusammen mit den Verteilungen wenn auf der gegenüberliegenden Ereignishälfte nicht geschnitten wird. Folgende Observable wurden bezüglich ihres Korrelationsbeitrags untersucht:

- Die endliche  $b$ -Hadron Zerfallslänge  $\Delta$  bewirkt eine negative Korrelation durch die schlechtere Messung des Primärvertex (siehe Abbildung 4.16(oben rechts)). Die mittlere Zerfallslänge der  $b$ -Hadronen ist im Rahmen dieser Analyse nicht meßbar, sie ist aber mit der Lebensdauer der  $b$ -Hadronen verknüpft. Die simulierten  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse wurden mit einer  $b$ -Hadron Lebensdauer von  $1.3 \times 10^{-12} \text{ sec}$  generiert, die gemessene  $b$ -Hadron Lebensdauer beträgt jedoch  $1.5 \times 10^{-12} \text{ sec}$  (siehe Tabelle 3.1). Daraus ergibt sich für die Abschätzung der Korrelation aus dem Monte-Carlo ein zusätzlicher systematischer Fehler. Dieser wird bestimmt, indem die Monte-Carlo-Ereignisse so gewichtet werden, daß die gemessene Lebensdauer reproduziert wird. Die Differenz des Korrelationsbeitrags zwischen dem gewichteten und dem ungewichteten Monte-Carlo bestimmt den systematischen Fehler.
- Eine systematische Verschiebung des Primärvertex ist nicht durch direkt meßbare Größen beschreibbar. Quantitativ wurde die Projektion des Fehlerellipsoids aus der Berechnung des Primärvertex auf die Ereignisachse  $\hat{a}$  (die Ereignisachse ist definiert durch den Jet mit der höchsten Energie) in transversaler Richtung  $\delta Vertex_{trans}$  und in longitudinaler Richtung  $\delta Vertex_{long}$  zur Berechnung des Korrelationsbeitrags herangezogen (siehe Abbildung 4.16(unten)).
- Der Impulsbetrag der  $b$ -Hadronen  $p_b$ , der stark vom Impuls der  $b$ -Quarks abhängt, beeinflusst in ähnlicher Weise, wie die Lebensdauer des zerfallenden  $b$ -Quarks, die Zerfallslänge des  $b$ -Hadrons. Eine größere Zerfallslänge des  $b$ -Hadrons auf einer Seite verkleinert systematisch, durch die ungenaue Messung des Primärvertex, die Impaktparametersignifikanz der Spuren auf der gegenüberliegenden Seite. Die gleichzeitige Selektion der gegenüberliegenden Ereignishälfte wird somit unwahrscheinlicher, woraus ein negativer Beitrag zur Gesamtkorrelation resultiert. Der Impuls der  $b$ -Hadronen ist stark korreliert mit dem Impuls der beiden zugehörigen hochenergetischen Jets. Zur Berechnung des genäherten Korrelationsbeitrags für alle hadronische Ereignisse in den Daten und im Monte-Carlo wird deshalb der Impuls der Jets benutzt.

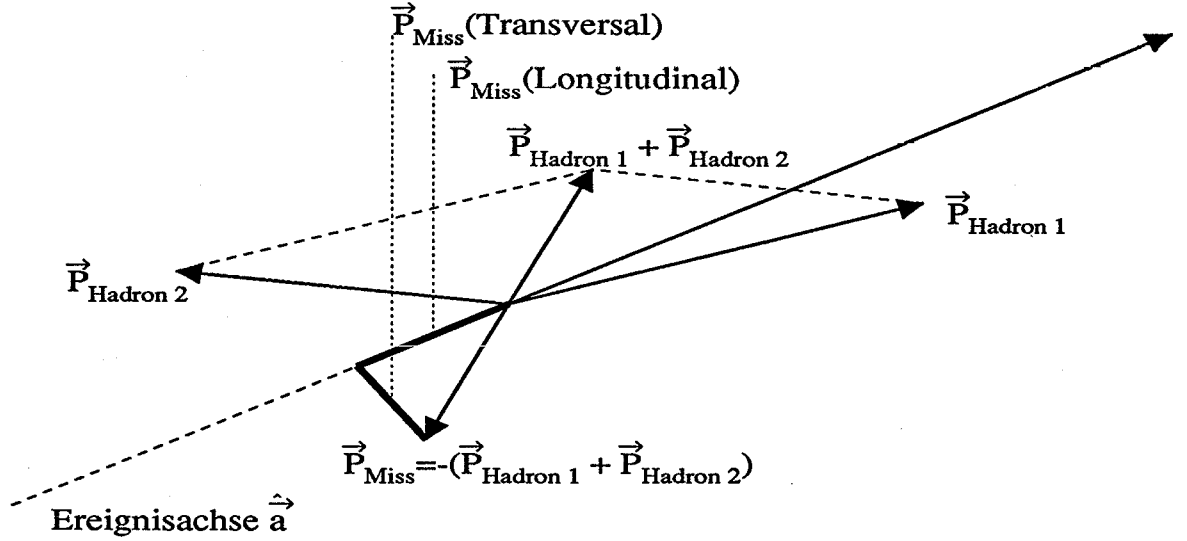


Abbildung 4.17: Zur Definition des fehlenden Impulses  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  in einem  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignis.

- Die Gluonabstrahlung bewirkt eine Akollinearität der auslaufenden  $b$ -Quarks. Wird ein ruhendes Schwerpunkssystem vorausgesetzt, so gilt:

$$\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_{\text{Miss}} = \mathbf{0} \quad , \quad (4.3.20)$$

wobei  $\mathbf{P}_{1,2}$  die Impulse der beiden  $b$ -Hadronen sind und  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  den durch Gluonabstrahlung verlorengegangenen Impuls beschreibt. Die Abstrahlung von Photonen aus dem Anfangszustand hat den gleichen Effekt. Das in diesem Fall bewegte Schwerpunkssystem des einlaufenden  $e^+e^-$ -Paares im Detektorsystem hat ebenfalls eine Akollinearität der auslaufenden Quarks zur Folge. Die longitudinale Projektion des fehlenden Impulses  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  bezüglich der Ereignisachse  $\hat{a}$ ,  $|\mathbf{P}_{\text{Miss}}^{\text{long}}|$  (siehe Abbildung 4.17), ist ein Maß für die Kollinearität zwischen dem  $b$ -Hadron und dem abgestrahlten Gluon. Durch das Vorzeichen von  $\hat{a} \cdot \mathbf{P}_{\text{Miss}}$  ist erkennbar von welchem Quark das Gluon abgestrahlt wurde.

Abbildung 4.17 zeigt auch, daß die transversale Komponente von  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  ein Maß für die Akollinearität der beiden  $b$ -Hadronen ist. Ein Vorzeichen von  $|\mathbf{P}_{\text{Miss}}^{\text{trans}}|$  wird entsprechend durch das Skalarprodukt  $\hat{a} \cdot \mathbf{P}_{\text{Miss}}$  definiert. Da keine der beiden Ereignishälften ausgezeichnet ist, werden beide Ereignishälften gleichberechtigt analysiert, d.h. die Ereignisachse zeigt stets in die gleiche Ereignishälfte wie das entsprechende  $b$ -Hadron. Ein positives Vorzeichen zeigt an, daß der Impulsvektor des Gluons  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  in die gleiche Ereignishälfte zeigt wie der Impulsvektor des  $b$ -Hadrons  $\mathbf{P}_{1,2}$  in der jeweils analysierten Hemisphäre. Ein negatives Vorzeichen zeigt Gluonabstrahlung vom  $b$ -Quark der gegenüberliegenden Ereignishälfte an. Aus Abbildung 4.17 ist ersichtlich, daß bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit die analysierte Ereignishälfte bevorzugt selektiert wird, wenn das Gluon vom  $b$ -Quark der gegenüberliegenden Ereignishälften emittiert wird und  $\mathbf{P}_{\text{Miss}}$  ein negatives Vorzeichen annimmt. Gleichzeitig sinkt die Effizienz Ereignisse mit starker

Gluonabstrahlung zu selektieren. Dieser Effekt führt zu einem negativen Korrelationsbeitrag.

Aus Abbildung 4.18(oben) ist ersichtlich, daß die Summe der aufgezeigten Korrelationsbeiträge die Gesamtkorrelation im wesentlichen reproduziert, es wurden also alle wesentlichen Beiträge erfaßt. Die Gesamtkorrelation wurde nach Gleichung 4.3.14 aus den Monte-Carlo-Ereignissen berechnet. Die Aufspaltung in einzelne Korrelationsquellen ist nötig um den Fehler der Gesamtkorrelation abzuschätzen. Die zugehörigen Fehler der einzelnen Korrelationsbeiträge und der daraus resultierende Gesamtfehler sind in Abbildung 4.18(unten) dargestellt. Tabelle 4.5 zeigt die einzelnen identifizierten Beiträge zur Gesamtkorrelation sowie deren Fehler aus dem Vergleich der genäherten Beiträge in den Daten und im Monte-Carlo für einen Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$ .

Es ist einfach sich weitere Korrelationsquellen auszudenken. Im einzelnen wurden folgende Quellen untersucht, die wegen ihres kleinen Beitrags  $\lambda$  zur Gesamtkorrelation bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$  jedoch bei der Fehleranalyse vernachlässigt wurden:

- der Azimutwinkel der  $b$ -Hadronen ( $\lambda \approx 0$ ),
- die verschiedenen Ladungs- und Massenzustände ( $B^\pm$ ,  $B^0$ , u.a.) des zerfallenden  $b$ -Hadrons ( $\lambda \approx 0.0001$ ),
- die Abhängigkeit der Korrelation vom Zerfall der  $b$ -Hadronen in sekundäre  $c$ -Hadronen:
  - die Impulsverteilung der sekundären  $c$ -Hadronen ( $\lambda \approx 0.0005$ ),
  - die Zerfallslänge der sekundären  $c$ -Hadronen ( $\lambda \approx -0.0016$ ),
  - die verschiedenen Massenzustände ( $D^\pm$ ,  $D^0$ , u.a.) der sekundären  $c$ -Hadronen ( $\lambda \approx 0.0001$ ),
- die Position des  $Z^0$ -Zerfallsvertex entlang der Strahlachse ( $\lambda \approx 0$ ),
- die Anzahl der geladenen Spuren im Jet ( $\lambda \approx 0.0004$ ) und
- die Energie der geladenen Spuren im Jet ( $\lambda \approx 0.0008$ ).

| Korrelationsquelle $\lambda$ | rel.Fehler $\Delta\lambda/\lambda$ (%) |
|------------------------------|----------------------------------------|
| Monte-Carlo Statistik        | 10.9                                   |
| Primärvertex                 | 5.8                                    |
| Polarwinkelabhängigkeit      | 3.6                                    |
| Gluonabstrahlung             | 3.6                                    |
| $b$ -Hadron Zerfallslänge    | 2.6                                    |
| $b$ -Hadron Impuls           | 1.7                                    |

Tabelle 4.5: Die Fehlerbeiträge zur  $b$ -Hemishärenkorrelation bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq 10^{-4}$ . Der (relativ) große Fehler durch die Monte-Carlo-Statistik resultiert aus der begrenzten Anzahl von Ereignissen mit zwei selektierten Ereignishälften.

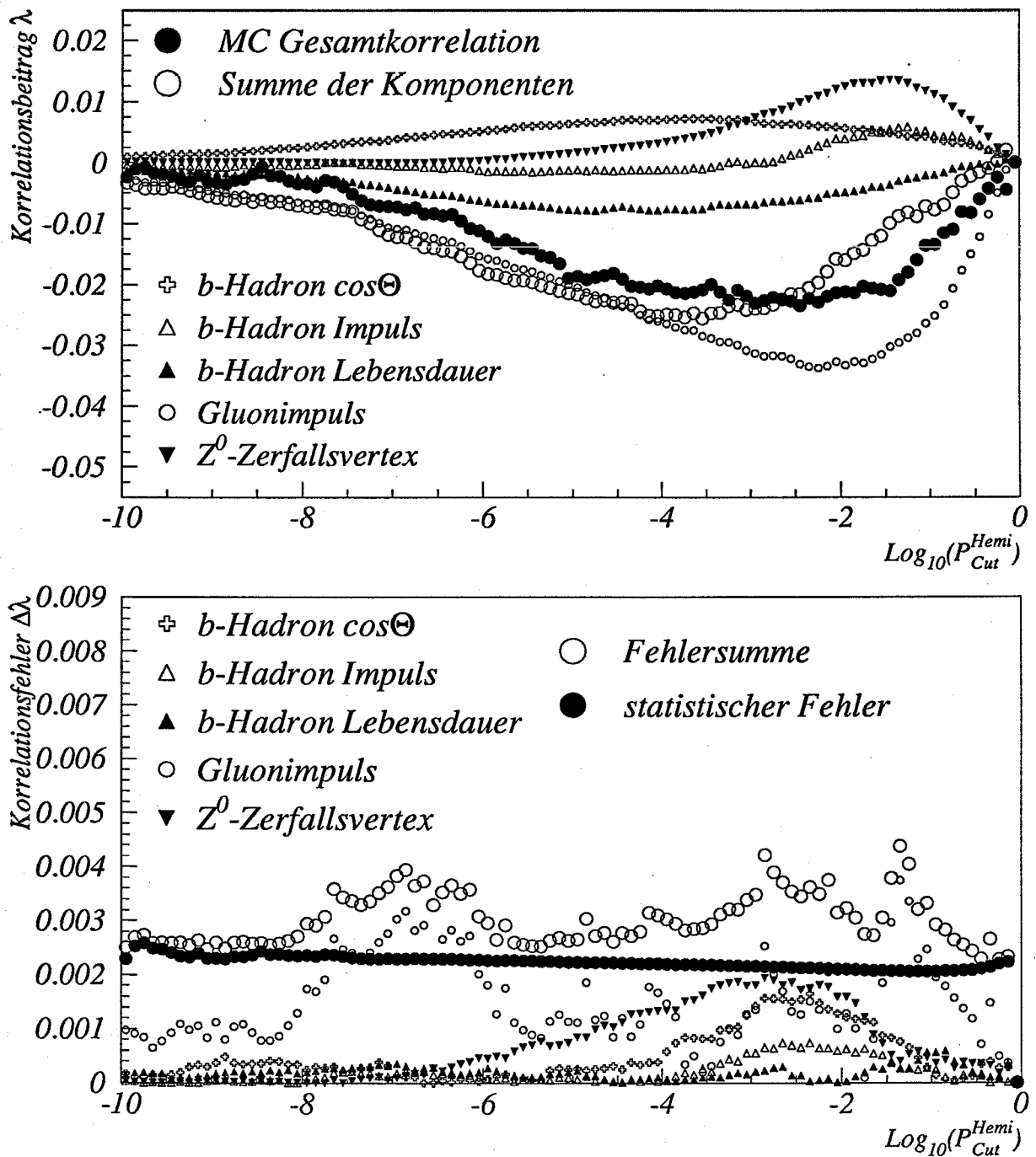


Abbildung 4.18: Alle Korrelationsbeiträge und deren Fehler als Funktion des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{\text{Cut}}^{\text{Hemi}}$ .

## 4.4 Das Resultat der Messung von $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$

Die Zusammenfassung der Teilanalysen zur Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ : In den vorigen Kapiteln wurden alle zur Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  notwendigen Teilanalysen vorgestellt. Gemäß den Gleichungen 4.0.3 und 4.0.4 auf Seite 85 wurde  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  und die Effizienz  $\epsilon_b$  zur Selektion einer  $b$ -Ereignishälfte aus den Daten bestimmt. Dazu ist die Kenntnis des Anteils der Ereignishälften  $\mathcal{F}_1$  mit einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}^{Hemi} \leq \mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ , sowie der Anteil der Ereignisse  $\mathcal{F}_2$  in denen *beide* Ereignishälften selektiert werden notwendig. Zur Subtraktion des Untergrunds durch die irrtümliche Selektion von Ereignishälften aus  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  Zerfällen (siehe Kapitel 4.1) wurde die Wahrscheinlichkeit der Selektion dieser Ereignisse  $\epsilon_{uds}$  aus dem Spektrum der negativen Hemisphärenwahrscheinlichkeit, sowie dem Untergrund aus den Zerfällen leichter Hadronen ( $K^0, \Lambda, \Sigma^{0,\pm}$  u.a.) bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit eine Ereignishälfte eines  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Ereignisses  $\epsilon_c$  zu selektieren wurde mit dem Monte-Carlo bestimmt (siehe Kapitel 4.2); das Monte-Carlo wurde dabei so modifiziert, daß vorhandene Meßwerte, wie z.B. die verschiedenen Lebensdauern der Charm-Hadronen, reproduziert werden. Die relative Anzahl der Charm-Ereignisse ( $\mathcal{F}_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$ ) ist gegeben durch die Vorhersage des Standardmodells. Korrelationen zwischen den Ereignishälften eines  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisses gehen in den Korrelationskoeffizienten  $\lambda_b$  ein. Dieser wurde dem Monte-Carlo entnommen, die Abschätzung der Fehler von  $\lambda_b$  wurde jedoch mit den Daten durchgeführt. Der Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit,  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ , ist ein freier Parameter der Messung, der so gewählt wird, daß der Fehler von  $\mathcal{F}_b$  minimal ist. Der kleine Anteil von  $Z^0$ -Zerfällen in  $\tau$ -Leptonen von 0.62 % in den vorselektierten hadronischen Ereignissen (siehe Kapitel 3.1) kann bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$  vernachlässigt werden, nur noch 0.1 % aller  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  Ereignisse werden selektiert.

Alle Unsicherheiten der Messung von  $\mathcal{F}_b$  durch die Parameter  $\mathcal{F}_c, \epsilon_c, \epsilon_{uds}$  und  $\lambda_b$  werden gemäß Gleichung 4.0.3 berechnet und sind – abhängig vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit – in Abbildung 4.19(oben) dargestellt. Bei sehr schwachen Schnitten dominieren die Fehler durch den Untergrund von leichten Quarks ( $uds$ ). Dies ist sichtbar am Ansteigen des statistischen Fehlers durch die Subtraktion des bei schwächeren Schnitten von  $\mathcal{P}^{Hemi}$  stark zunehmenden Untergrunds durch die irrtümliche Selektion von Ereignishälften mit primären  $uds$ -Quarks (siehe Kurve für die Fehler durch die  $uds$ -Lebensdauer in Abbildung 4.19(oben)). Die endliche Lebensdauer der Charm-Hadronen (siehe Tabelle 4.2) verursacht einen signifikanten Untergrund, der nur langsam ausstirbt (siehe Kurve für den Fehlerbeitrag durch die Charm-Generation und die Charm-Detektorsimulation in Abbildung 4.19(oben)). Die Unsicherheiten von  $\mathcal{F}_b$  durch die Untergrundsubtraktion hängen von der Kontamination der selektierten  $b$ -Ereignishälften mit  $Z^0$ -Zerfällen in  $uds$ - oder  $c$ -Quarks ab, sie werden mit abnehmendem Untergrund kleiner. Die quadratische Summe der unabhängigen einzelnen Fehlerbeiträge ergibt den Fehler der Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ . Deutlich sichtbar ist ein Minimum des Gesamtfehlers bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit bei  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} \approx 10^{-4}$ . Dieses Minimum bestimmt den Meßpunkt von  $\mathcal{F}_b$ , die einzelnen Fehlerbeiträge von  $\mathcal{F}_b$  bei  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$  sind der Tabelle 4.6 zu entnehmen.

$$\mathcal{F}_b = 0.2187 \pm 0.0026 \text{ (syst.)} \pm 0.0022 \text{ (stat.)}$$

Der statistische Fehler, der von der begrenzten Anzahl der Ereignisse mit zwei selektierten Hälften dominiert ist, ist nahezu gleich groß wie der systematische Fehler, zu dem im wesentlichen die Unsicherheit durch die Subtraktion des Charm-Untergrunds beiträgt. Der Untergrund der selektierten  $b$ -Ereignishälften ist dominiert von irrtümlich selektierten Charm-Ereignishälften. Gleichzeitig ist die relative Anzahl der Charm-Ereignisse  $\mathcal{F}_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{Had}$  experimentell nicht gut bestimmt. Deswegen wird das Ergebnis für  $\mathcal{F}_b$  als Funktion der partiellen Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons in  $c\bar{c}$ -Quarks angegeben, sodaß bei einer späteren (experimentellen) Bestimmung von  $\mathcal{F}_c$  das Meßergebnis entsprechend angepaßt werden kann:

$$\mathcal{F}_b = 0.2187 \pm 0.0026 \text{ (syst.)} \pm 0.0022 \text{ (stat.)} - 0.081 \times (\mathcal{F}_c - 0.171) \quad .$$

Der Referenzpunkt von  $\mathcal{F}_c = 0.171 \pm 0.004$  ist die Voraussage des Standardmodells für eine Masse der Top-Quarks  $m_{Top} = 165 \text{ GeV}$ ; der Fehler resultiert aus der Variation der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s = 0.123 \pm 0.006$  und der Masse des Higgs-Bosons  $60 \text{ GeV} < m_{Higgs} < 1000 \text{ GeV}$  innerhalb der angegebenen Schranken. Die Überprüfung von erweiterten Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen und die Vorhersage von  $\mathcal{F}_c$  beeinflussen ist im Rahmen dieser Parameterisierung möglich.

| <i>Statistische Fehler:</i>                               |         |
|-----------------------------------------------------------|---------|
| Statistik (Daten)                                         | 0.00220 |
| <i>Systematische Fehler:</i>                              |         |
| $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ Untergrund                     | 0.00188 |
| $b$ -Hemisphären Korrelationen                            | 0.00166 |
| $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ Untergrund | 0.00048 |
| Flavour-Akzeptanz                                         | 0.00029 |
| Summe der systematischen Fehler                           | 0.00262 |
| Gesamtfehler (quadratische Addition)                      | 0.00342 |

Tabelle 4.6: Die Fehlerbeiträge der Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  bei einem Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit von  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} \leq 10^{-4}$ .

Abbildung 4.19(unten) zeigt die Messung von  $\mathcal{F}_b$  abhängig vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ . Der Meßwert von  $\mathcal{F}_b$  ist innerhalb der Fehler unabhängig von  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$ , der Fehler von  $\mathcal{F}_b$  ist aber bei  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$  am kleinsten. Die einzelnen Meßpunkte dürfen nicht als voneinander unabhängig betrachtet werden, schließlich ist für einen weichen Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit die Menge der selektierten Ereignishälften, die bei härteren Schnitten selektiert wurde, enthalten. Dadurch sind die Meßwerte für zwei benachbarte Werte des Schnitts in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit miteinander korreliert.

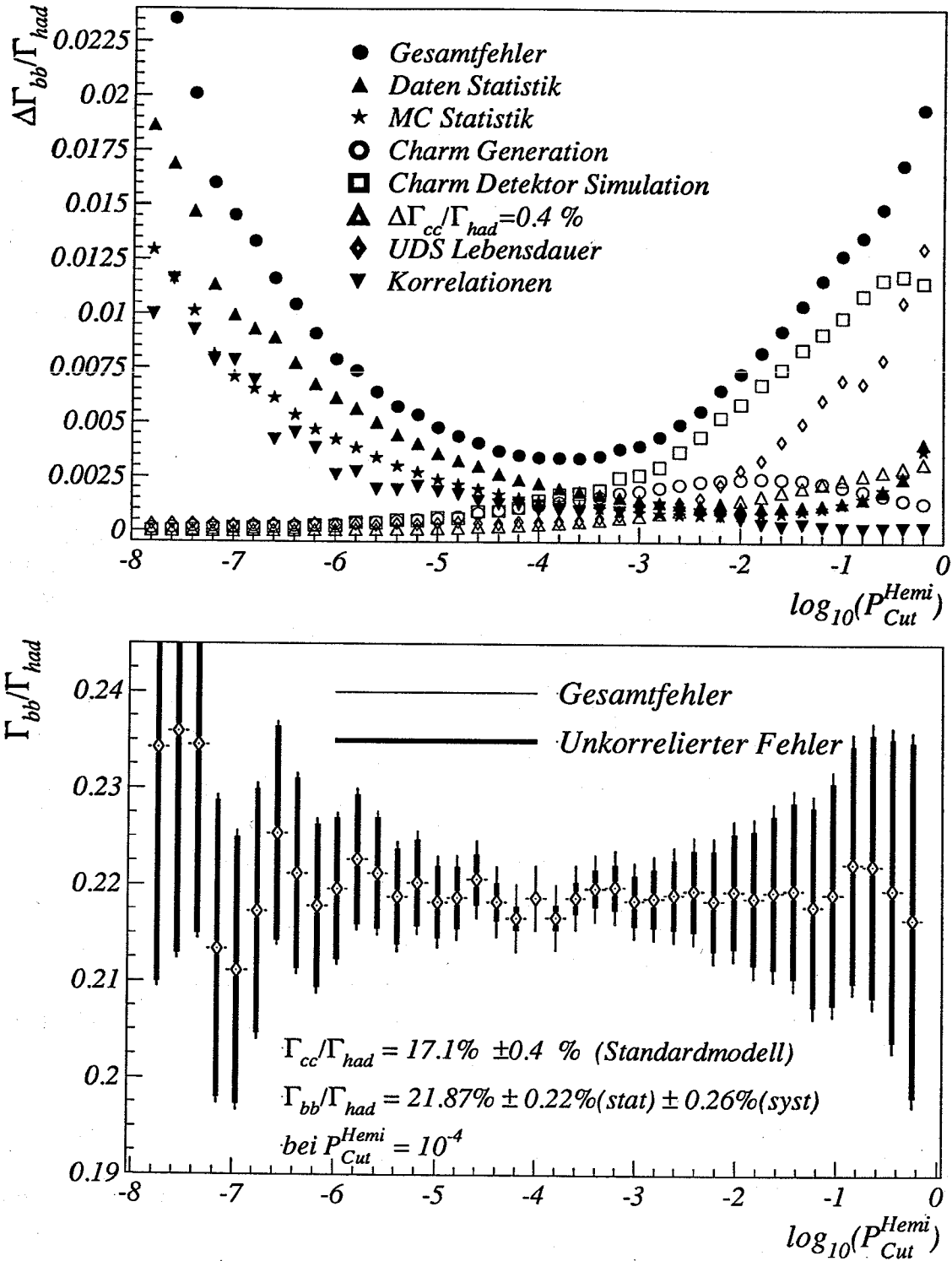


Abbildung 4.19: Die Messung von  $F_b$ :

oben: Die Fehlerbeiträge  $\Delta F_b/F_b$  zur Messung von  $F_b$  aufgeschlüsselt in die einzelnen Komponenten, sowie

unten: die Abhängigkeit der Messung von  $F_b = \Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$  vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $P_{Cut}^{Hemi}$ .

## 4.5 Anmerkungen zur Konsistenz des Meßergebnisses

Verschiedene Überprüfungen der Stabilität des Meßergebnisses von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$ : Ein Test für die Zuverlässigkeit der Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$ , nämlich die Unabhängigkeit von  $\mathcal{F}_b$  von der Schnittvariablen  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  wurde bereits im vorigen Abschnitt diskutiert. Aus der Unabhängigkeit der Meßergebnisse  $\mathcal{F}_b$  vom Schnitt in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  kann man schließen, daß der Untergrund richtig abgeschätzt wurde. Die Größe des Fehlers von  $\mathcal{F}_b$  ändert sich dabei natürlich für verschiedene Schnitte in der Hemisphärenwahrscheinlichkeit. Die Messung von  $\mathcal{F}_b$  ist aber auch innerhalb der unkorrelierten Fehler in Abbildung 4.19(unten) über den gesamten Bereich von  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi}$  konsistent mit der Messung von  $\mathcal{F}_b$  bei  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$ . Die Berechnung der unkorrelierten Fehler bezieht sich stets auf den Meßpunkt  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} = 10^{-4}$ , die größte Abweichung beträgt  $1.65 \sigma$ .

Zusätzlich wurden zeitabhängige Detektoreffekte wie z.B. Alterserscheinungen oder Strahlungsschäden der Detektoren untersucht. Mögliche Strahlungsschäden des Vertexdetektors könnten beispielsweise die Effizienz beeinflussen mit der einer geladenen Spur eine Vertexkoordinate zugeordnet wird und auf diese Weise die Messung von  $\mathcal{F}_b$  beeinträchtigen. Zeitabhängige Effekte wurden jedoch nicht festgestellt. Die separate Analyse der hadronischen Ereignisse des Jahres 1992 nach einer Aufteilung in zehn Teile von ca.  $68 \cdot 10^3$  Ereignissen ergibt konsistente Meßergebnisse; die mittlere Abweichung der Meßwerte von ihrem Mittelwert (Varianz:  $\sigma = 0.0018$ , siehe Abbildung 4.20) stimmt mit dem statistischen Fehler der Daten ( $\Delta\mathcal{F}_b(stat) = 0.0022$ ) überein. Eine  $\chi^2$ -Anpassung der Parameter einer Geraden  $g(x) = A0 + A1 \cdot x$  an die zehn Meßwerte in Abbildung 4.20 ist – innerhalb ihrer Fehler – mit einer Konstanten verträglich, der Meßwert für  $\mathcal{F}_b = 0.2187$  bei der Analyse aller Ereignisse (siehe Seite 116) wird reproduziert:  $\mathcal{F}_b \simeq A0 = 0.2188$ .

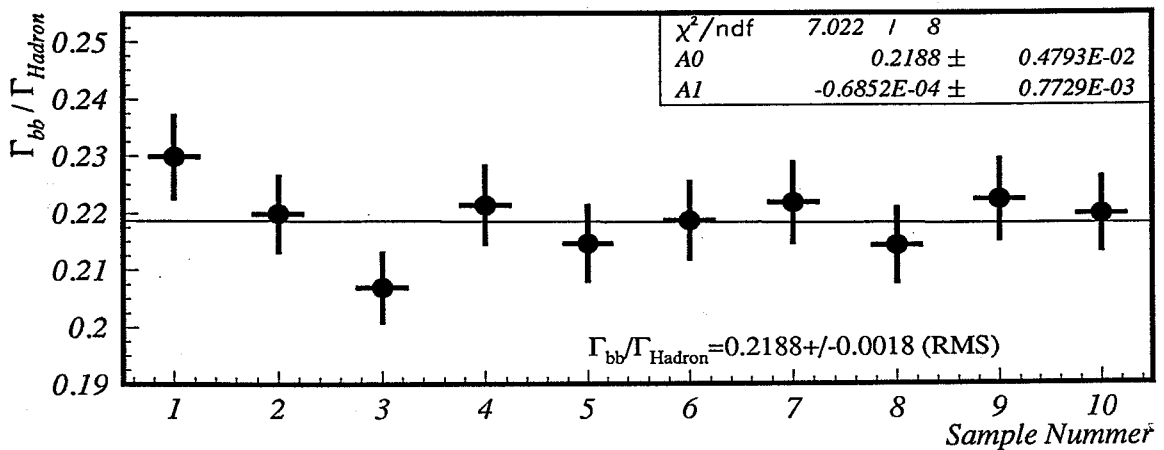


Abbildung 4.20: Die getrennte Messung von  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$  für jeweils ein Zehntel der Daten des Jahres 1992. Die angegebenen Fehlerbalken repräsentieren nur die statistischen Fehler.

Der Schnitt in der Polarwinkelakzeptanz  $|\cos \theta_{Jet}| < 0.7$  für die beiden Jets mit der höchsten Energie basiert auf der Überlegung, daß Spuren aus dem Zerfall von  $b$ -Hadronen,

| $ \cos \theta_{Jet} _{Max}$ | Akzeptanz | $\lambda_b$ [%] | Stat. Fehler | $\mathcal{F}_b$ |
|-----------------------------|-----------|-----------------|--------------|-----------------|
| 0.4                         | 0.275     | -0.023          | 0.0028       | 0.2183          |
| 0.5                         | 0.364     | -0.026          | 0.0025       | 0.2172          |
| 0.6                         | 0.463     | -0.027          | 0.0023       | 0.2186          |
| 0.7                         | 0.572     | -0.020          | 0.0022       | 0.2187          |
| 0.8                         | 0.693     | 0.002           | 0.0023       | 0.2203          |
| 0.9                         | 0.826     | 0.038           | 0.0026       | 0.2187          |

Tabelle 4.7: Die Variation der Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  bei Variation des Akzeptanzbereichs für die beiden hochenergetischen Jets.

die in den beiden hochenergetischen Jets enthalten sind, nur dann *VDET*-Koordinaten besitzen können, wenn auch die Jets im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors liegen. Die Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  muß aber unabhängig von der Akzeptanz sein. Innerhalb eines Polarwinkelbereichs der Jets von  $0.4 < |\cos \theta_{Jet}|_{Max} < 0.8$  was einer Akzeptanz von 28 % bis 83 % entspricht (siehe Tabelle 4.7), sind die Meßwerte von  $\mathcal{F}_b$  konsistent mit dem Meßergebnis am Referenzpunkt  $|\cos \theta_{Jet}|_{Max} = 0.7$ . Die Vorzeichenänderung der *b*-Hemisphärenkorrelation  $\lambda_b$  zwischen  $|\cos \theta_{Jet}|_{Max} = 0.7$  und  $|\cos \theta_{Jet}|_{Max} = 0.8$  stammt von dem ansteigenden Korrelationsbeitrag durch die Polarwinkelverteilung, sobald die beiden hochenergetischen Jets nicht mehr in den Raumwinkelbereich zeigen, der durch den Vertexdetektor abgedeckt wird. Zeigen die Impulsvektoren der beiden hochenergetischen Jets nicht in den Akzeptanzbereich des Vertexdetektors, so werden nahezu immer gleichzeitig beide Ereignishälften nicht selektiert.

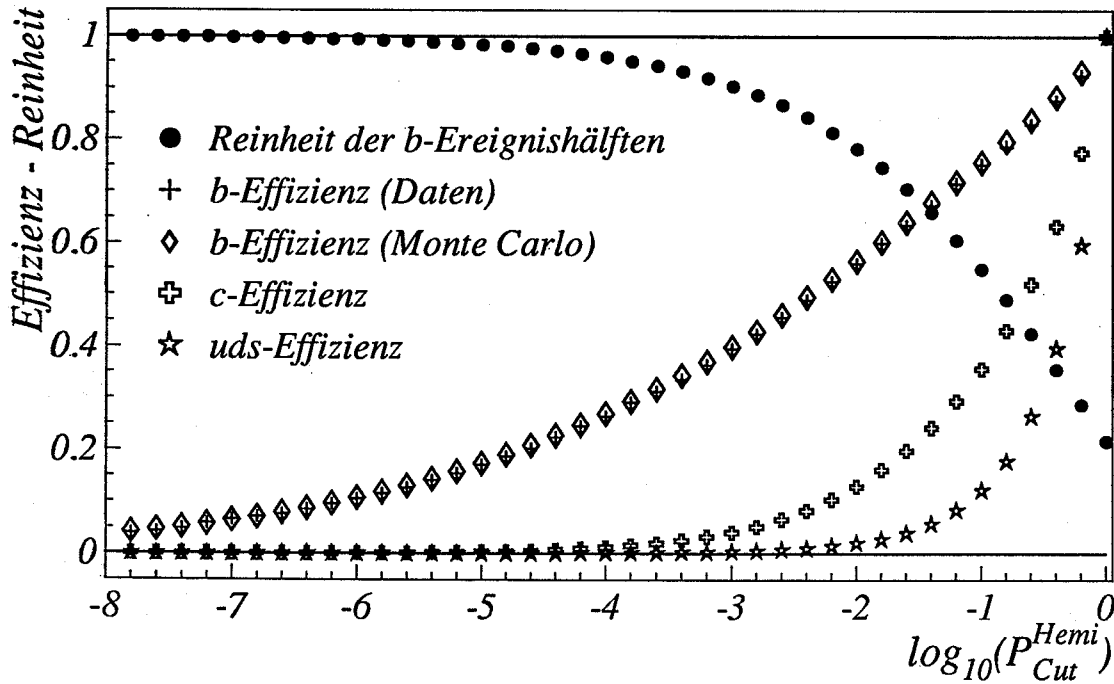


Abbildung 4.21: Die Messung der Effizienz zur Selektion einer Ereignishälfte mit einem primären *b*-Quark  $\epsilon_b$  durch die Lösung der Gleichungen 4.0.3 und 4.0.4. Die Effizienzen für eine Selektion einer Ereignishälfte mit einem primären *c*-Quark  $\epsilon_c$  oder mit einem primären *uds*-Quarks  $\epsilon_{uds}$  sind ebenfalls eingezeichnet.

Die iterative Berechnung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  und der Selektionseffizienz für  $b$ -Ereignishälften  $\epsilon_b$  mit Hilfe der Gleichungen 4.0.3 und 4.0.4 (siehe Seite 85) ermöglicht die Messung der Selektionseffizienz  $\epsilon_b$  und der Reinheit von Ereignishälften mit primären  $b$ -Quarks mit den Daten. Die Reinheit ist das Verhältnis der selektierten  $b$ -Ereignishälften zur Gesamtzahl der selektierten Ereignishälften. Wie aus Abbildung 4.21 ersichtlich ist, ist die Reinheit der selektierten  $b$ -Ereignishälften für Schnitte  $\mathcal{P}_{Cut}^{Hemi} < 10^{-4}$  besser als 97 %. Abbildung 4.21 zeigt die *gemessene*  $b$ -Effizienz, sowie den Vergleich mit dem Monte-Carlo. Die gemessene Effizienz der Daten stimmt mit der Vorhersage durch das Monte-Carlo sehr gut überein. Die Übereinstimmung zwischen der Messung von  $\epsilon_b$  in den Daten mit der Vorhersage durch das Monte-Carlo wird umso besser, je reiner die selektierten  $b$ -Ereignishälften sind, d.h. die Abweichungen werden mit abnehmenden Untergrund kleiner. Die Effizienz, mit der irrtümlich Ereignishälften mit primären  $c$ - oder  $uds$ -Quarks selektiert werden, wurde gemäß der Analyse in Kapitel 4.1 und 4.2 berechnet.

## 4.6 Der Vergleich mit anderen Messungen von $\mathcal{F}_b$

Weitere Möglichkeiten der Selektion von  $b$ -Quarks und der Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ : Die große Masse und die relativ lange Lebensdauer der  $b$ -Quarks motivieren verschiedene Methoden zur Anreicherung der selektierten Ereignisse mit  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Zerfällen. Die grundlegend verschiedenen Ansätze und die daraus resultierenden Messungen von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  werden in diesem Abschnitt kurz vorgestellt.

Die Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  mit leptonisch zerfallenden  $b$ -Quarks: Die ersten Messungen des Verhältnisses  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  stützten sich nahezu ausschließlich auf die Analyse von leptonisch zerfallenden  $b$ -Quarks. Ein Ereignis wird selektiert, wenn es ein Lepton innerhalb eines wohldefinierten Bereichs im  $(p, p_T)$ -Raum enthält (siehe Kapitel 3). Mit dieser Methode wird das Produkt  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} \times Br(b \rightarrow l\nu_l X)$  gemessen. Werden zwei Ereignishälften gleichzeitig selektiert, so erhält man das Produkt  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} \times [Br(b \rightarrow l\nu_l X)]^2$ . Diese Messungen sind jedoch entweder systematisch limitiert durch die ungenauen Messungen des Verzweigungsverhältnisses  $Br(b \rightarrow l\nu_l X)$  (falls Ereignisse mit einer selektierten Ereignishälfte analysiert werden), oder statistisch bei der Analyse von Ereignissen mit zwei selektierten Ereignishälften.

Die Analyse der Selektionseffizienz kann bei Ereignissen mit zwei selektierten Leptonen ähnlich wie in dieser Arbeit aufgebaut werden, indem das Ereignis in zwei Hälften geteilt wird. Beide Ereignishälften können getrennt analysiert werden. Die Gleichungen erlauben dann eine gleichzeitige Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  und des Verzweigungsverhältnisses  $Br(b \rightarrow l\nu_l X)$ . Der Preis für die gleichzeitige Messung beider Parameter ist jedoch groß: Wie Abbildung 3.2 zeigt, muß ein großer Teil der selektierten Leptonen verworfen werden, damit die Messung nicht von Untergrundereignissen dominiert ist. Gleichzeitig müssen die Detektorsignale, die ein Myon oder ein Elektron anzeigen, genau bekannt sein.

Die Selektion von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen mit ereignistopologischen Variablen: Durch die Analyse aller Zerfälle der  $b$ -Quarks, also der semileptonisch und der hadronisch zerfallenden  $b$ -Quarks, kann das statistische Problem von Messungen die sich auf zwei selektierte Leptonen stützen umgangen werden. Die Selektionsmethoden basieren in diesem Fall auf verschiedenen ereignistopologischen Variablen, die entweder mit scharfen Schnitten den Anteil der selektierten  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignisse anreichern, oder die ihrerseits als Eingabepara-

| Experiment              | Referenz | $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ | (stat)       | (sys)          |
|-------------------------|----------|----------------------------------|--------------|----------------|
| OPAL 1990               | [54]     | 0.2220                           | $\pm 0.0070$ | $\pm 0.0080$   |
| OPAL 1990/1991          | [55]     | 0.2230                           | $\pm 0.0120$ | $\pm 0.0070$   |
| OPAL 1991/1992          | [56]     | 0.2133                           | $\pm 0.0041$ | $\pm 0.0045$   |
| DELPHI 1991             | [57]     | 0.2220                           | $\pm 0.0090$ | $\pm 0.0045$   |
| DELPHI 1991/1992        | [58]     | 0.2060                           | $\pm 0.0066$ | $\pm 0.0060$   |
| ALEPH 1990/1991         | [59]     | 0.2280                           | $\pm 0.0050$ | $\pm 0.0050$   |
| ALEPH 1990/1991         | [39]     | 0.2149                           | $\pm 0.0060$ | $\pm 0.0050$   |
| ALEPH 1992 Diese Arbeit |          | 0.2187                           | $\pm 0.0022$ | $\pm 0.0026$   |
| Mittelwert              |          | 0.2185                           | $\pm 0.0023$ | $\oplus 0.001$ |

Tabelle 4.8: Die verschiedenen Messungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  der LEP-Kollaborationen. Da bei diesen Messungen einzelne Ereignishälften selektiert wurden, ist die gleichzeitige Messung der Effizienz für die Selektion einer  $b$ -Ereignishälfte möglich. Wegen dem Untergrund bei der Selektion der Ereignishälften durch Charm-Hemisphären, wurde ein zusätzlicher systematischer Fehler für alle Messungen angenommen. Der daraus resultierende Meßwert beträgt:  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} = 0.2185 \pm 0.0025$ .

meter eines neuronalen Netzes dienen. Bei diesen Selektionsalgorithmen ist die Messung der Effizienz von  $b$ -Quarks  $\epsilon_b$  oder des Untergrunds schwierig, die Analysen sind meist stark von Monte-Carlo-Modellen abhängig, da z.B. die neuronalen Netze mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse auf die »richtige« Selektion »trainiert« werden.

Die Selektion von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen mit Vertexdetektoren: Die ersten Messungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  mit einem Vertexdetektor wurden von der MARK II-Kollaboration durchgeführt. Die Methode wurde später von der OPAL-Kollaboration weiterverfolgt. Diese Analysen stützen sich – wie diese Arbeit – auf eine Messung der Impaktparametersignifikanz. Als Schnittvariable dient z.B. die Anzahl der Spuren mit positiver Impaktparametersignifikanz. Die DELPHI-Kollaboration modifizierte diese Analyse und definiert als Schnittvariable den Überschuß von Spuren mit positivem Impaktparameter gegenüber den Spuren mit negativem Impaktparameter. Die Vertexdetektoren der meisten LEP-Experimente (DELPHI, OPAL) besitzen nur eine eindimensionale Koordinatenauslese in  $r$ - $\phi$ -Richtung. Der Impaktparameter und sein Fehler wird bei diesen Experimenten daher nur in der Richtung transversal zu den einlaufenden  $e^+e^-$ -Strahlen gemessen. Nur der Vertexdetektor des ALEPH-Experiments erlaubt eine zweidimensionale Auslese des Vertexdetektors, und damit die Analyse des dreidimensionalen Impaktparameters.

Wie bereits erwähnt wurde, kann bei allen Verfahren zur Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ , die einzelne Ereignishälften analysieren, auch die Effizienz für die Selektion einer  $b$ -Hemisphäre gemessen werden. Die systematischen Fehler dieser Messungen von  $\mathcal{F}_b$  sind deshalb kleiner als bei Messungen, die die Menge der selektierten Ereignisse mit  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Ereignissen anreichern. Es ist daher angebracht das in dieser Arbeit erzielte Ergebnis für  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  nur mit Messungen zu vergleichen, die sich auf die Selektion einzelner Ereignishälften stützen. Die verschiedenen Ergebnisse dieser Messungen der LEP- und SLD-Kollaborationen sind in Tabelle 4.8 zusammengefaßt.

In Abbildung 4.22 sind die meisten Messungen der verschiedenen Experimente zusammengefaßt. Der Weltmittelwert ist sehr stark dominiert von der Messung die in dieser

Arbeit vorgestellt wurde. Für die Berechnung des Weltmittelwerts wurde kein gemeinsamer systematischer Fehler angenommen, die Kombination aller Meßwerte ist wegen den nicht trivialen Korrelationen zwischen den Messungen einzelner Experimente äußerst schwierig<sup>(3)</sup>.

<sup>(3)</sup>Literaturquellen zu Abbildung 4.22:.

| Experiment                                            |      | Selektionmethode             | $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$      |
|-------------------------------------------------------|------|------------------------------|---------------------------------------|
| <i>Messungen mit Leptonen aus b-Zerfällen:</i>        |      |                              |                                       |
| MarkII                                                | [60] | Leptonen                     | $0.223 \pm 0.09 \pm 0.04$             |
| L3                                                    | [62] | Leptonen                     | $0.222 \pm 0.004 \pm 0.013$           |
| DELPHI                                                | [58] | Leptonen                     | $0.222 \pm 0.0090 \pm 0.0045$         |
| ALEPH                                                 | [39] | Leptonen                     | $0.219 \pm 0.006 \pm 0.005$           |
| OPAL                                                  | [63] | Doppelleptonen               | $0.222 \pm 0.011 \pm 0.007$           |
| OPAL                                                  | [55] | Myonen                       | $0.224 \pm 0.003 \pm 0.015$           |
| OPAL                                                  | [55] | Elektronen                   | $0.216 \pm 0.003 \pm 0.014$           |
| <i>Messungen mit ereignistopologischen Variablen:</i> |      |                              |                                       |
| ALEPH                                                 | [59] | Ereignistopologie & Leptonen | $0.228 \pm 0.005 \pm 0.005$           |
| L3                                                    | [67] | Neuronale Netze              | $0.222 \pm 0.003 \pm 0.007$           |
| DELPHI                                                | [64] | Ereignistopologie            | $0.219 \pm 0.014 \pm 0.020$           |
| DELPHI                                                | [65] | Neuronale Netze              | $0.2124 \pm 0.0040 \pm 0.0121$        |
| OPAL                                                  | [66] | Ereignistopologie            | $0.226^{+0.013+0.083}_{-0.013-0.076}$ |
| <i>Messungen mit Vertexdetektoren:</i>                |      |                              |                                       |
| MarkII                                                | [68] | Lebensdauer                  | $0.251 \pm 0.049 \pm 0.030$           |
| SLD                                                   | [69] | Lebensdauer                  | $0.204 \pm 0.011 \pm 0.030$           |
| SLD                                                   | [69] | Lebensdauer                  | $0.214 \pm 0.010 \pm 0.025$           |
| DELPHI                                                | [70] | Lebensdauer                  | $0.222 \pm 0.007 \pm 0.007$           |
| DELPHI                                                | [58] | Lebensdauer                  | $0.206 \pm 0.0066 \pm 0.0060$         |
| OPAL                                                  | [71] | Lebensdauer & Leptonen       | $0.215 \pm 0.006 \pm 0.010$           |
| OPAL                                                  | [54] | Lebensdauer                  | $0.222 \pm 0.007 \pm 0.008$           |
| Diese Arbeit                                          |      | Lebensdauer                  | $0.2187 \pm 0.0022 \pm 0.0026$        |
| Weltmittelwert:                                       |      |                              | $0.2193 \pm 0.0021$                   |

Weltmittelwert:  $\Gamma(b\bar{b})/\Gamma(\text{Had})=0.2194 \pm 0.0021$

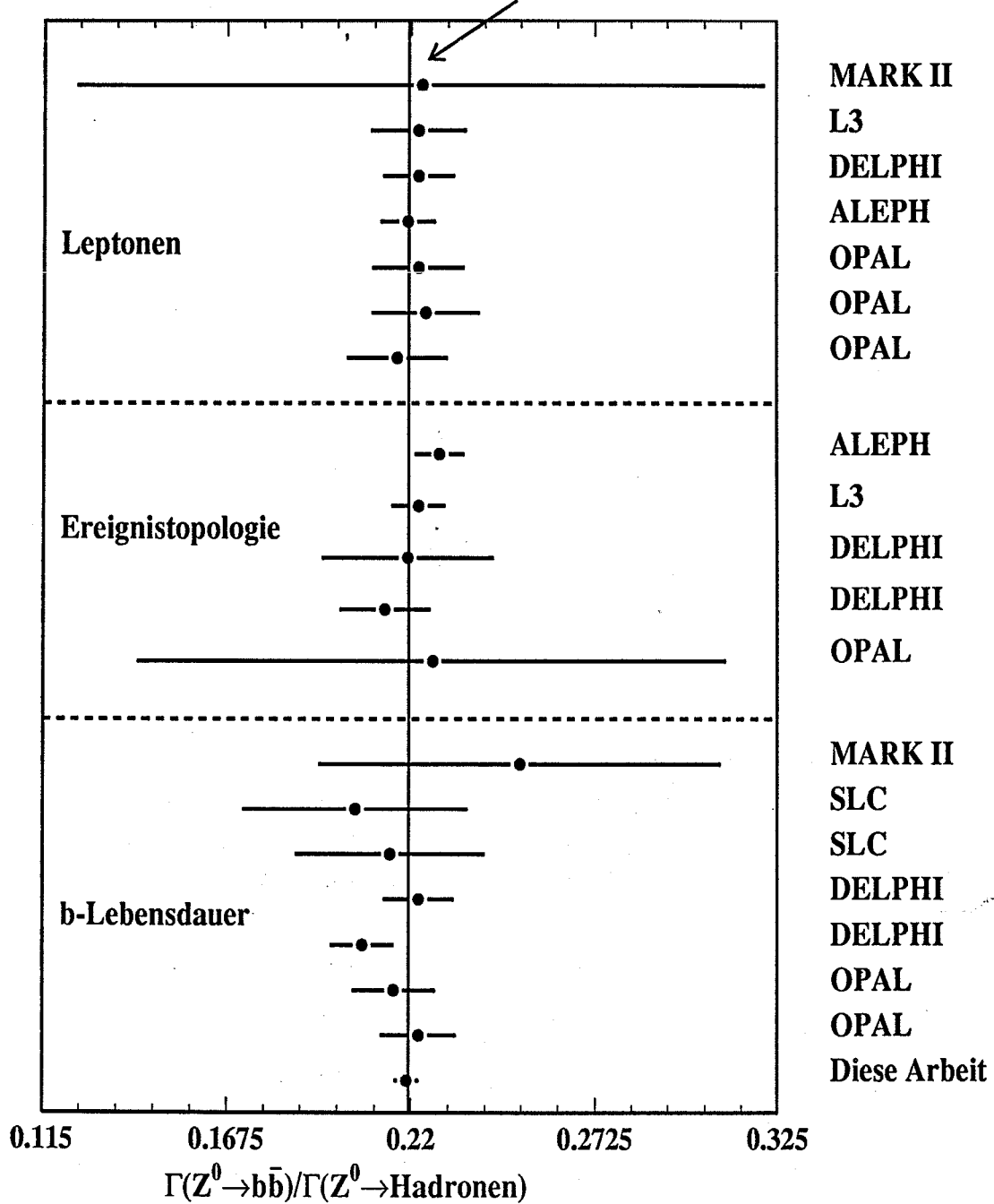


Abbildung 4.22: Die Messungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{Had}}$  verschiedener Experimente. Die verschiedenen Meßwerte sind für die verschiedenen Meßmethoden dargestellt. Im ersten Drittel sind die Messungen, die sich auf die Selektion von Leptonen stützten zu sehen, in der Mitte die Messungen aus der Analyse von ereignistopologischen Variablen und unten die Messungen mit Vertexdetektoren, die die Lebensdauer der b-Quarks zur Messung heranziehen [41].

## Kapitel 5

# Die physikalische Interpretation der Messung von $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$

Im ersten Kapitel wurde die besondere Bedeutung der partiellen Zerfallsbreite  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$  bereits herausgestellt. Die Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  erlaubt in Verbindung mit der Messung weiterer elektroschwacher Parameter, z.B. den leptonischen und den hadronischen Zerfallsbreiten, eine Reihe von Vorhersagen über noch nicht gemessene Parameter des Standardmodells, wie die Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  oder die Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$ . Einige Theorien, die den Rahmen des Standardmodells überschreiten und die sich auf zusätzliche Wechselwirkungen stützen, können durch die präzisen Messungen der *LEP*-Experimente widerlegt werden. Die physikalische Interpretation der Vorhersagen des Standardmodells ist Gegenstand dieses Kapitels.

Die Vertexkorrekturen im  $Zb\bar{b}$ -Vertex heben die Strahlungskorrekturen durch die Vakuumpolarisation des  $Z^0$ -Bosons, die bei allen  $f\bar{f}$ -Endzuständen gleich sind, zu einem großen Teil auf. Dies ist nicht der Fall für den Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in leichtere Fermionen und gilt deshalb weitgehend auch für den  $Z^0$ -Zerfall in alle Quarks ( $Z^0 \rightarrow Hadronen$ ). Damit erlaubt die Messung des Verhältnisses  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  eine Isolation der Vertexkorrekturen, da die Strahlungskorrekturen durch die Vakuumpolarisation faktorisieren und sich herausheben. Dies ermöglicht eine Einschränkung der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  (siehe Kapitel 5.1).

Die Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  geht über die Strahlungskorrekturen in die Vorhersagen des Standardmodells für die einzelnen Meßgrößen der *LEP*-Experimente ein. Weil die partiellen Zerfallsbreiten des  $Z^0$  für sich genommen auf ähnliche Weise von der Masse des Higgs-Bosons abhängen, ist das Verhältnis der partiellen Zerfallsbreiten zur gesamten hadronischen Zerfallsbreite  $\Gamma_{Had}$  nahezu unabhängig von der Higgs-Masse. Die einzelnen Zerfallsbreiten und die Verhältnisse der Zerfallsbreiten liefern somit unabhängige, komplementäre Meßwerte, die eine Einschränkung der Higgs-Masse erlauben (siehe Kapitel 5.2).

Die Tatsache, daß das Higgs-Teilchen bisher noch nicht gefunden wurde, hat immer wieder zur Konstruktion von Modellen geführt, die die Massen der verschiedenen Teilchen zu erklären versuchen, ohne auf den Higgsmechanismus zurückzugreifen. Speziell die Erklärung der, verglichen mit den anderen Fermionmassen, große Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  bereitet Probleme. Eine Klasse von Theorien, die eine große Top-Masse erlauben, sind die sogenannten Technicolor-Modelle. In Kapitel 5.3 wird gezeigt, daß durch den

gemessenen Wert von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  ein großer Teil der Technicolor-Modelle ausgeschlossen werden kann.

Die Vertexkorrekturen für die  $Zf\bar{f}$ -Vertizes enthalten implizit den  $ZWW$ -Vertex (siehe Gleichung 1.4.52 auf Seite 21). In bescheidenem Umfang sind deswegen Aussagen über mögliche Anomalien trilinearere Eichbosonkopplungen, d.h. Kopplungen zwischen den elektroschwachen Eichbosonen, die im Standardmodell nicht enthalten sind, möglich (siehe Kapitel 5.4). Die Grenzen für die Größe anomaler Eichbosonkopplungen werden aus den Messungen elektroschwacher Parameter bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx M_Z$  berechnet. Anschließend wird in Kapitel 6 die Möglichkeit diskutiert, anomale Eichbosonkopplungen bei zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleunigern mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 500 \text{ GeV}$  mit Hilfe von  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  Ereignissen einzuschränken.

## 5.1 Experimentelle Grenzen der Masse des Top-Quarks

Die Abhängigkeit der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ : Wegen den Strahlungskorrekturen (siehe Kapitel 1.4.2) beeinflusst die Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  die Voraussagen des Standardmodells für die verschiedenen partiellen Zerfallsbreiten der Prozesse  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ . Speziell die partiellen Zerfallsbreiten des  $Z^0$ -Zerfalls in  $b\bar{b}$ -Quarks und in  $d\bar{d}$ -Quarks hängen von der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  unterschiedlich ab (siehe Abbildung 1.10 auf Seite 22). Der Unterschied resultiert aus dem zusätzlichen Beitrag durch das Top-Quark in den Vertexkorrekturen zum  $Zb\bar{b}$ -Vertex. Die Beiträge der Strahlungskorrekturen infolge der Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  sind für alle Quarktypen ähnlich. Die Messung des Verhältnisses  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  ermöglicht deshalb eine Bestimmung des Beitrags der Vertexkorrekturen durch das Top-Quark unabhängig von der Higgs-Masse. Damit kann eine obere Schranke für die Masse des Top-Quarks angegeben werden.

Die Parameter des Standardmodells sind die Fermikonstante  $G_\mu$ , die Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$ , die Masse des  $Z^0$ -Bosons  $M_Z$ , die Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  sowie die Massen der verschiedenen Fermionen  $m_f, f = u d s c b t$  <sup>(1)</sup>. Die meisten dieser Parameter ( $G_\mu, \alpha, M_Z, m_f, f = u d s c$ ) wurden mit so großer Genauigkeit gemessen, daß ihre Fehler die Vorhersagen für die Observablen, die durch Messungen der  $LEP$ -Experimenten zugänglich sind, nicht einschränken. Die Fehler von  $\alpha_s, m_b, m_{Top}$ , und  $m_{Higgs}$  sind dagegen groß, für manche Teilchenmassen können nur untere und obere Schranken angegeben werden. Die Fehler von  $m_b$  und  $\alpha_s$  folgen aus der schwierigen Abschätzung der Beiträge von nicht berücksichtigten, höheren Ordnungen der  $QCD$ -Strahlungskorrekturen.

Prinzipiell läßt sich aus der Kenntnis der gemessenen Parameter die Masse des Top-Quarks berechnen. Die Vorhersage von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  muß deshalb abhängig von  $M_Z, \alpha_s, m_b, m_{Top}$ , und  $m_{Higgs}$  berechnet werden. Da die Vorhersage von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  nahezu unabhängig von der Masse des Higgs-Bosons ist, wird diese festgelegt:  $m_{Higgs} = 300 \text{ GeV}$ . Die Berechnung der Top-Masse aus den gemessenen Werten und die Berechnung des Fehlers der Top-Masse aufgrund der Fehler der gemessenen Werte ist jedoch kompliziert. Deshalb wurde  $m_{Top}$  mit einer  $\chi^2$ -Minimierung bestimmt. Dabei dürfen die Masse des  $Z^0$ -Bosons

<sup>(1)</sup>Gemäß der Wahl des Renormierungsschemas kann auch eine andere Parameterbasis gewählt werden, die Anzahl der Parameter ist aber festgelegt.

$M_Z$ , die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  und die Masse des  $b$ -Quarks  $m_b$  innerhalb ihrer angegebenen Fehler variieren:

$$\chi^2 = \left[ \frac{(\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had})(m_{Top}, m_b, \alpha_s, M_Z) - (\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had})(Messung)}{\Delta\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}} \right]^2 + \left[ \frac{\alpha_s - \alpha_s(Messung)}{\Delta\alpha_s} \right]^2 + \left[ \frac{m_b - m_b(Messung)}{\Delta m_b} \right]^2 + \left[ \frac{M_Z - M_Z(Messung)}{\Delta M_Z} \right]^2 \quad (5.1.1)$$

Alle Meßwerte (außer  $M_Z$  und  $\Gamma_{Had}$ , die beide einer Analyse der  $Z^0$ -Linienform entnommen wurden) stammen von verschiedenen Experimenten, sie sind deshalb unkorreliert. Die Korrelation zwischen  $M_Z$  und  $\Gamma_{Had}$  ist jedoch sehr klein ( $\mathcal{O}(0.1\%)$ ) und kann vernachlässigt werden. Zur Berechnung der oberen Schranke der Masse des Top-Quarks wurden folgende Meßwerte benutzt:

|                 |   |        |   |        |                                         |              |
|-----------------|---|--------|---|--------|-----------------------------------------|--------------|
| $m_b$           | = | 5.0    | ± | 0.3    | GeV                                     | [14]         |
| $M_Z$           | = | 91.187 | ± | 0.007  | GeV                                     | [15]         |
| $\alpha_s$      | = | 0.123  | ± | 0.0006 |                                         | [15]         |
| $\mathcal{F}_b$ | = | 0.2187 | ± | 0.0034 | $-0.081 \times (\mathcal{F}_c - 0.171)$ | Diese Arbeit |

Bei der Minimierung der Differenz zwischen der Vorhersage von  $\mathcal{F}_b$  und dem gemessenen Wert von  $\mathcal{F}_b$  muß die allgemeine Formulierung aus Gleichung 4.4.21 benutzt werden. Wegen des Untergrunds von  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  Zerfällen bei der Selektion von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Zerfällen ändert sich natürlich auch  $\mathcal{F}_c$  für verschiedene Werte der angepaßten Parameter ( $\mathcal{F}_c = 0.171$  entspricht der Vorhersage bei einer Top-Masse  $m_{Top} = 165$  GeV, einer Higgs-Masse  $m_{Higgs} = 300$  GeV und  $\alpha_s = 0.123$ ). Aus der Suche nach dem Top-Quark bei den Tevatron-Experimenten sind folgende Massengrenzen bekannt:

|           |   |     |     |     |         |       |      |
|-----------|---|-----|-----|-----|---------|-------|------|
| $m_{Top}$ | > | 108 | GeV | mit | 95 % CL | (CDF) | [72] |
| $m_{Top}$ | > | 99  | GeV | mit | 95 % CL | (DØ)  | [73] |

Wird die Masse des Top-Quarks nicht eingeschränkt, so erhält man aus der  $\chi^2$ -Anpassung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  eine sehr kleine Top-Masse. Die  $\chi^2$ -Funktion muß deshalb an der unteren Grenze für die Masse des Top-Quarks von  $m_{Top} > 108$  GeV durch das CDF-Experiment am Tevatron so renormiert werden, daß eine Top-Masse  $m_{Top} < 108$  GeV nicht erlaubt wird. Die Rechnung, durchgeführt mit dem ZFITTER Program [74], ergibt folgende obere Schranken für die Masse des Top-Quarks bei verschiedenen Konfidenzniveaus:

|           |   |     |     |                                     |
|-----------|---|-----|-----|-------------------------------------|
| $m_{Top}$ | = | 51  | GeV | $m_{Top}$ nicht eingeschränkt       |
| $m_{Top}$ | < | 187 | GeV | mit 66 % CL ( $m_{Top} > 108$ GeV)  |
| $m_{Top}$ | < | 232 | GeV | mit 90 % CL ( $m_{Top} > 108$ GeV)  |
| $m_{Top}$ | < | 255 | GeV | mit 95 % CL ( $m_{Top} > 108$ GeV). |

Abbildung 5.1 zeigt das Verhalten der minimierten  $\chi^2$ -Funktion. Die oberen Grenzen für die Masse des Top-Quarks sind unabhängig von der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  und der Masse des skalaren Teilchens,  $m_{Higgs}$ .

Das Minimum der  $\chi^2$ -Funktion bei der Parameteranpassung liegt außerhalb des physikalisch „sinnvollen“ Bereichs, da die Masse des Top-Quarks durch die Grenzen der Tevatron-Experimente mit hoher Wahrscheinlichkeit ( $> 95\%$ ) größer als 108 GeV ist. Diesem Widerspruch wird Rechnung getragen durch die Renormierung der Wahrscheinlichkeitsdichte. Es ist natürlich möglich, daß die Masse des Top-Quarks dennoch kleiner

ist als 108 GeV, die Wahrscheinlichkeit hierfür ist jedoch klein (5 %). Eine Aufweichung der harten unteren Grenze von 108 GeV durch eine Penalty-Funktion zusätzlich zur  $\chi^2$ -Funktion läßt eine sehr kleine, aber endliche Wahrscheinlichkeitsdichte für Top-Massen kleiner als 108 GeV zu:

$$\chi^2 \rightarrow \chi^2(\text{Ohne Penalty}) + \Theta(m_{Top}^{CDF} - m_{Top}) \cdot \left( \frac{m_{Top} - m_{Top}^{CDF}}{\Delta m_{Top}^{CDF}} \right)^2 \quad (5.1.2)$$

Dabei ist der Fehler der unteren Schranke der Top-Masse  $\Delta m_{Top}^{CDF} = 8 \text{ GeV}$  gegeben durch die Differenz der Massengrenzen bei den beiden Konfidenzniveaus von 66 % und 95 %, was einer Standardabweichung entspricht. Durch die Stufenfunktion

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0 \\ 1 & \text{für } x \geq 0 \end{cases} \quad (5.1.3)$$

steigt die  $\chi^2$ -Funktion nur an, wenn die bevorzugte Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  kleiner als das CDF-Limit  $m_{Top}^{CDF}$  ist. Die  $\chi^2$ -Funktion aus Gleichung 5.1.2 ist in Abbildung 5.1 eingezeichnet. Die Wahrscheinlichkeitsdichte nimmt für  $m_{Top} < 108 \text{ GeV}$  stark ab, sobald sich der Wert der Top-Masse von der experimentellen unteren Grenze entfernt, d.h. die  $\chi^2$ -Funktion steigt stark an. Dies führt zu einer unterschiedlichen Normierung der Wahrscheinlichkeitsfunktion, durch den zusätzlichen Beitrag zur Wahrscheinlichkeitsdichte bei  $m_{Top} < 108 \text{ GeV}$ . Das Integral über die Wahrscheinlichkeitsdichte ist dann größer, was zu einer kleineren oberen Schranke der Top-Masse führt. Auf eine Penalty-Funktion wurde jedoch verzichtet, damit mögliche Meßfehler der Tevatron-Experimente das Ergebnis nicht beeinflussen und eine kleinere obere Grenze der Masse des Top-Quarks durch die Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  vorgetäuscht würde.

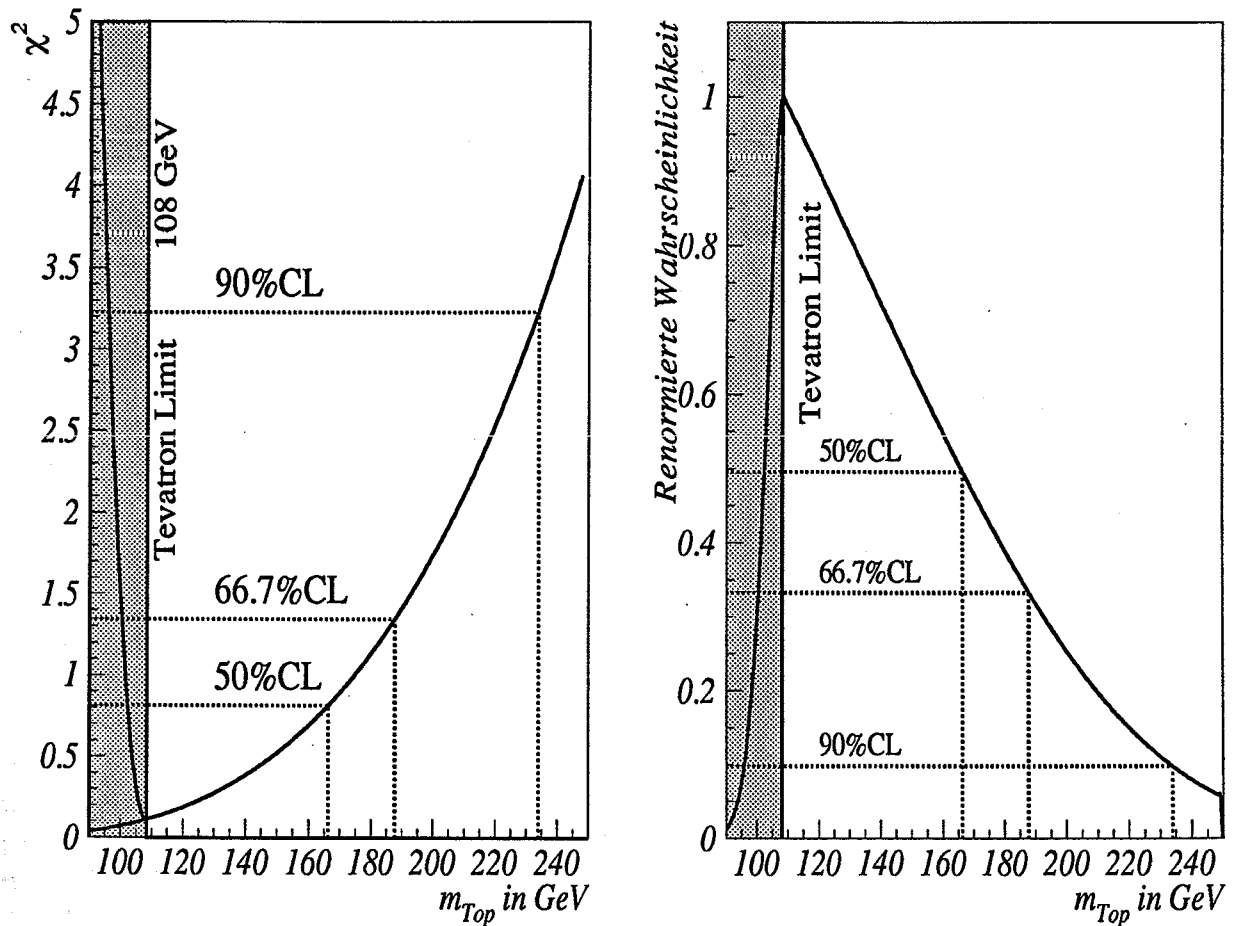


Abbildung 5.1:

- [1] Das Konvergenzverhalten der  $\chi^2$ -Funktion in Abhängigkeit von der Top-Masse  $m_{Top}$ . Die minimale Top-Masse aus der direkten Quarksuche der Tevatron-Experimente schließt eine Masse des Top-Quarks größer als  $m_{Top} \simeq 108$  GeV aus.
- [2] Die normierte Wahrscheinlichkeitsdichte zur Bestimmung einer oberen Schranke der Top-Masse.

|                   | ALEPH    | DELPHI   | L3       | OPAL     | Alle LEP-Experimente |
|-------------------|----------|----------|----------|----------|----------------------|
| $m_{Higgs}^{Min}$ | 58.4 GeV | 54.7 GeV | 57.7 GeV | 57.6 GeV | 63.5 GeV             |

Tabelle 5.1: Die unteren Schranken für die Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}^{Min}$  in GeV aus dem Versuch des direkten Nachweises von Higgs-Teilchen [13] bei den vier LEP-Experimenten. Die angegebenen unteren Schranken der Higgs-Masse  $m_{Higgs}$  beziehen sich auf ein Konfidenzniveau von 95 %.

## 5.2 Einschränkungen der Higgs-Masse $m_{Higgs}$ durch die Messung von $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$

Die Vorhersagen des Standardmodells für die Masse des Higgs-Bosons: In Kapitel 1.2 wurden die Auswirkungen des Higgs-Mechanismus beschrieben. Die masselosen Teilchenfelder der Eichtheorie erhalten durch den Higgs-Mechanismus eine Masse, ohne die lokale Eichinvarianz zu verletzen, die übrigen Teilchenmassen entstehen durch die Kopplung der Teilchenfelder an das Higgsfeld mit dem Vakuumerwartungswert  $v$ . Da die Kopplung der Teilchenfelder an das Higgs-Feld die Selbstenergie der Bosonen oder die Vertexfunktionen der  $Zf\bar{f}$ -Vertizes beeinflusst, erhält z.B. die partielle Zerfallsbreite des  $Z^0$  in ein  $f\bar{f}$ -Paar eine – allerdings schwache – Abhängigkeit von der Higgs-Masse. Im folgenden wird geprüft, ob diese Abhängigkeit eine Aussage über eine obere Schranke für die Masse des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  zuläßt.

Außer den gemessenen unteren Schranken für die Masse des Higgs-Bosons (siehe Tabelle 5.1) können noch eine Reihe von phänomenologischen Argumenten zur Einschränkung der Higgs-Masse angeführt werden [75], sie sind jedoch nicht sehr restriktiv:

- Die perturbative Beschreibung der elastischen Streuung von Eichbosonen  $VV \rightarrow VV$ ,  $V = W^+, W^-, Z^0$  ist bei hohen Energien  $\sqrt{s} \gg M_W$  für eine Higgs-Masse  $m_{Higgs}$  größer als  $\mathcal{O}(1\text{TeV})$  im Rahmen des Standardmodells nicht mehr möglich. Die Berechnung der Strahlungskorrekturen bezüglich des Higgssektors konvergiert dann nicht mehr, da die Kopplungen zwischen den elektroschwachen Bosonen  $Z^0$ ,  $W^+$ ,  $W^-$  und dem Higgs-Boson, die vom Vakuumerwartungswert  $v$  abhängen, zu groß werden.
- Aus Rechnungen mit Gittereichtheorien sind folgende obere Schranken der Higgs-Masse bekannt:

$$m_{Higgs} \lesssim (8 - 10) \cdot M_W \simeq 0.6 - 0.8 \text{ TeV} \quad . \quad (5.2.4)$$

- Bei der Berechnung von Strahlungskorrekturen erhält auch die Masse des Higgs-Bosons eine Korrektur durch die Vakuumpolarisation. Dies führt effektiv zu einer Korrektur des Higgs-Potentials  $V(\Phi)$  in Gleichung 1.2.10 auf Seite 7. Aus dieser Korrektur folgt im Rahmen von Einschleifen-Wechselwirkungen folgendes effektive

Higbspotential als Funktion des Higgsfeldes  $\Phi$ :

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \gamma (\Phi^\dagger \Phi)^2 \left( \ln(\Phi^\dagger \Phi) - \frac{1}{2} \right)$$

wobei:  $\gamma = \frac{3M_Z^4 + 6M_W^4 + m_{Higgs}^4 - 12m_{Top}^4}{64\pi^2 v^4}$  (5.2.5)

Die vergleichsweise kleinen Massen der Leptonen und der fünf leichten Quarks wurden vernachlässigt. Wenn die Stabilität des Higbspotentials im Grenzwert  $\lim_{|\Phi| \rightarrow \infty} V(\Phi) \rightarrow \infty$  garantiert sein soll, d.h. der Vakuum Erwartungswerts  $v$  des Higbspotentials ist ein globales Energieminimum, so muß der Koeffizient  $\gamma$  positiv sein. Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, daß eine große Higgs-Masse nur in Verbindung mit einer großen Top-Masse auftreten darf.

Alle diese phänomenologischen Argumente stützen sich auf die Gültigkeit des Standardmodells. Werden im Rahmen von übergeordneten Theorien z.B. zusätzliche, neue Teilchen und Wechselwirkungen eingeführt, so müssen diese beispielsweise im effektiven Higbspotential in Gleichung 5.2.5 berücksichtigt werden, damit die Konvergenz der Störungstheorie zur Berechnung von Korrekturen höherer Ordnung sichergestellt ist. Die oben aufgeführten Argumente sind dann nicht mehr zwingend.

Die Grenzen der Masse des Higgs-Bosons wurden durch eine  $\chi^2$ -Minimierung der Differenz zwischen den Vorhersagen des Standardmodells und den Meßwerten

$$\begin{aligned} \overline{\sin^2 \theta_W} &= 0.2321 \pm 0.0006 && \text{des effektiven Weinberwinkels} \\ &&& \text{aus den Asymmetriemessungen [15],} \\ R_l'(M_Z) &= 20.766 \pm 0.049 && \text{des Verhältnisses der hadronischen Zerfallsbreite } \Gamma_{Had} \\ &&& \text{und der leptonischen Zerfallsbreite } \Gamma_l \text{ [15] und} \\ \Gamma_Z &= 2489 \pm 7 \text{ MeV} && \text{der } Z^0\text{-Zerfallsbreite [15]} \end{aligned}$$

ermittelt. Hierbei werden die Massen des Top-Quarks  $m_{Top}$  und des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  als freie Parameter betrachtet. Die Masse des  $Z^0$ -Bosons  $M_Z = 91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$  [15] sowie die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s = 0.123 \pm 0.006$  [15] dürfen innerhalb ihrer Fehlerschranken variieren.

Die gemessenen Parameter<sup>(2)</sup> ( $\overline{\sin^2 \theta_W}$ ,  $R_l'(M_Z)$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $M_Z$  und  $\alpha_s$ ) sind nur schwach korreliert, sie stammen (außer  $R_l(M_Z) = \Gamma_{Had}/\Gamma_l$  und  $\Gamma_Z$ ) von verschiedenen Messungen. Wird der gemessene Wert von  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$  in die Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion aufgenommen, so kann im Rahmen des Standardmodells die Masse des Higgs-Bosons wesentlich stärker eingeschränkt werden.

In Abbildung 5.2 ist die Wahrscheinlichkeitsdichte der  $\chi^2$ -Funktion als Funktion der Top- und der Higgs-Masse dargestellt. Die obere Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte zeigt die Ergebnisse ohne Verwendung der Meßwerte von  $\mathcal{F}_b$ . Die mittlere und die untere Verteilung zeigen die entsprechenden Ergebnisse für die Wahrscheinlichkeitsdichte, wenn zusätzlich die Meßwerte für  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had} = 0.2187 \pm 0.0034$  aus dieser Arbeit beziehungsweise der LEP-Mittelwert (siehe Tabelle 4.8 auf Seite 122)  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had} = 0.2185 \pm 0.0025$  benutzt wird. Die einzelnen Kontourlinien zeigen die Konfidenzniveaus mit einem Abstand von

<sup>(2)</sup>Der effektive Weinbergwinkel wird in der Literatur auch mit  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  oder  $\sin^2 \theta_W^{lept}$  bezeichnet, hier wird jedoch die Konvention beibehalten, die im theoretischen Teil der Arbeit eingeführt wurde.

5 % an. Die Messung von  $\mathcal{F}_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  trägt stark zur Einschränkung der Higgs-Masse  $m_{Higgs}$  bei, obwohl  $\mathcal{F}_b$  nur sehr schwach von der Higgs-Masse abhängt. Da  $\mathcal{F}_b$  jedoch von  $m_{Top}$  abhängt, ändert sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung in der  $m_{Top}$ - $m_{Higgs}$ -Ebene. Die sehr präzise Messung des effektiven Weinbergwinkels  $\sin^2 \theta_W$  bewirkt eine Einschränkung der Top-Masse. Keine der drei Verteilungen erlaubt eine genaue Bestimmung der Higgs-Masse. Innerhalb eines Konfidenzniveaus von 90 % kann für keine der drei Verteilungen eine Higgs-Masse  $m_{Higgs} < 1 \text{ TeV}$  ausgeschlossen werden. Innerhalb eines Konfidenzniveaus von 30 % erhält man für die mittlere und die untere Abbildung die folgenden oberen Grenzen für die Higgs-Masse:

$$\begin{aligned} m_{Higgs} &\lesssim 1 \text{ TeV} && \text{für } \mathcal{F}_b = 0.2187 \pm 0.0034 && \text{(Diese Arbeit)} \\ m_{Higgs} &\lesssim 470 \text{ GeV} && \text{für } \mathcal{F}_b = 0.2185 \pm 0.0025 && \text{(LEP-Mittelwert)} \end{aligned}$$

Ohne die Verwendung von  $\mathcal{F}_b$  kann keine obere Grenze für die Higgs-Masse angegeben werden. Man sieht, daß eine Verkleinerung des Fehlers von  $\mathcal{F}_b$  von ca. 30 % die obere Grenze der Higgs-Masse sehr viel genauer festlegt. Zukünftige Messungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  werden sehr viel aussagekräftigere Schranken der Higgs-Masse liefern können, sofern eine Präzision von wenigstens  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} < 0.5 \%$  erreicht wird.

Eine präzisere Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  ist jedoch sehr schwer. Läßt man den statistischen Fehler außer acht, der sich natürlich wegen der zunehmenden Datenmenge verkleinern wird, so stammt der wesentliche Fehlerbeitrag der Messung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  von der Subtraktion des Untergrunds durch irrtümlich selektierte Ereignishälften mit primären  $c$ -Quarks (siehe Tabelle 4.6 auf Seite 117). Die Charm-Effizienz wird dem Monte-Carlo entnommen. Es ist deshalb notwendig die Physik der Charm-Ereignisse, also die Produktion der Charm-Quarks, ihre Fragmentation in Charm-Hadronen und den anschließenden Zerfall der Charm-Hadronen besser zu verstehen. Andererseits trägt zum Fehler der Charm-Effizienz auch die ungenügende Simulation des Detektors (siehe Kapitel 3.9 und 4.2.3) bei, die jedoch nur sehr schwer weiter verbessert werden kann, nachdem bereits große Teile des Detektors durch die Simulationsprogramme sehr ausführlich beschrieben werden. Eine bessere Abschätzung des Charm-Untergrunds und damit eine genauere Messung wird daher nur möglich sein, wenn dieser Untergrund mit den Daten gemessen werden kann. Dazu sind wenigstens einige  $10^3$  Charm-Ereignisse notwendig, deren Kontamination mit Untergrundereignissen sehr klein sein muß. Die Selektion so vieler Charm-Ereignisse mit kleinem Untergrund ist mit der derzeitigen Datenmenge nicht möglich.

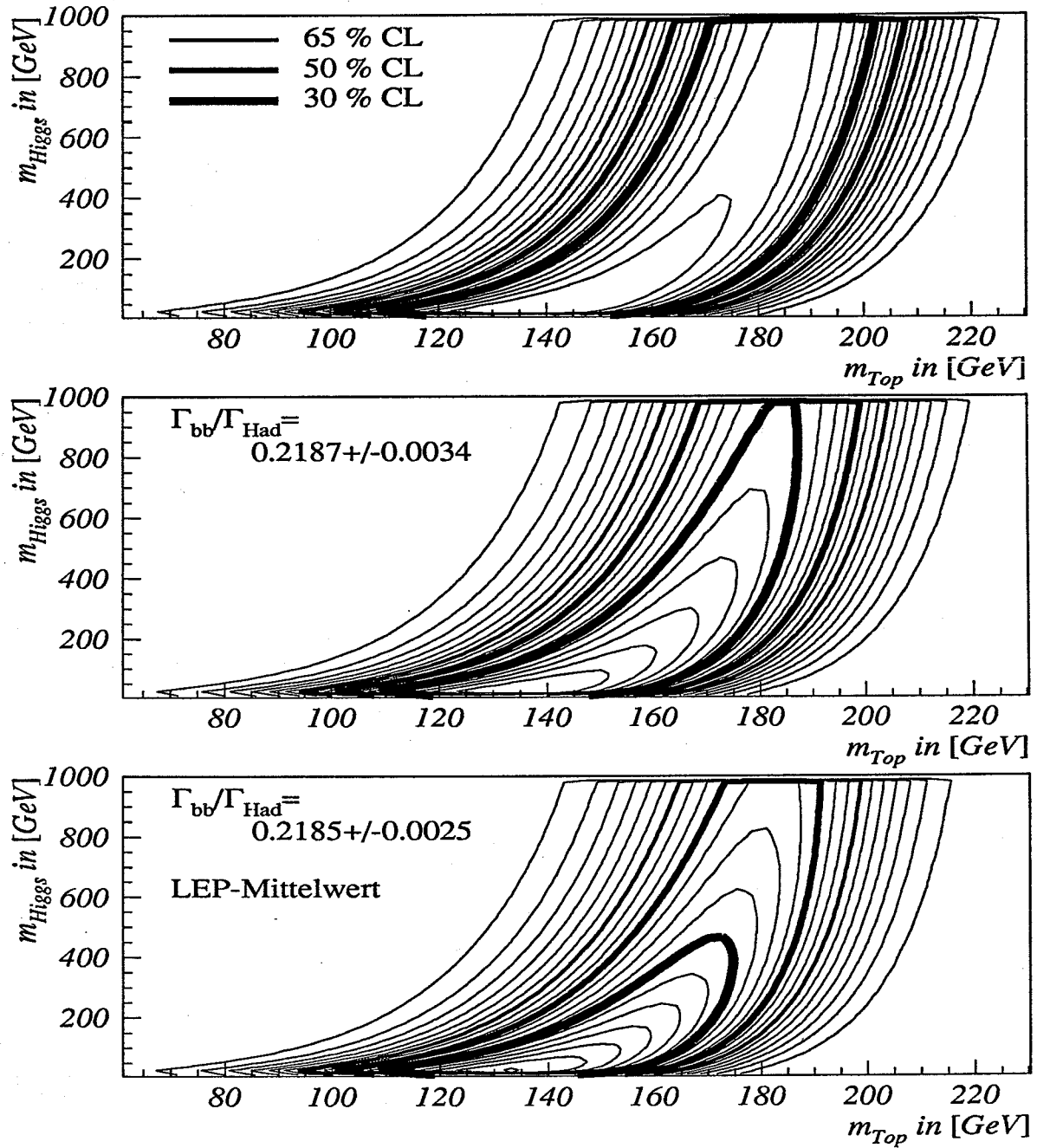
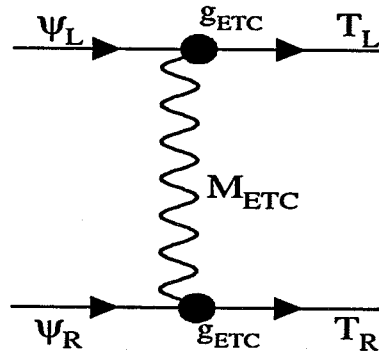


Abbildung 5.2: Die Kontourlinien für die Wahrscheinlichkeitsdichte mit einem Abstand von 5 % als Funktion der Top- und der Higgs-Masse. Die Kontourlinien in der oberen Abbildung wurden berechnet ohne Verwendung der Messung von  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had}$ . In den beiden unteren Abbildungen wurden die Meßwerte für  $\mathcal{F}_b$  aus dieser Arbeit beziehungsweise der Mittelwert der LEP-Experimente verwendet. Die Meßwerte sind nicht in der Lage eine Higgs-Masse  $m_{Higgs} < 1$  TeV mit einem Konfidenzniveau größer als 45 % auszuschließen.

### 5.3 Technicolor Prozesse im $Zb\bar{b}$ -Vertex

Die Erklärung der Fermionmassen mit Technicolor-Modellen und der Einfluß auf die Vorhersage von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ : Das fermionische Massenspektrum und speziell die große Masse des Top-Quarks werden im Standardmodell durch den Higgs-Mechanismus erklärt. Die Yukawa-Wechselwirkung zwischen den Fermionen und dem Skalarfeld erzeugt die Teilchenmassen. Da bisher keine experimentelle Evidenz für die Existenz eines skalaren Teilchenfeldes vorliegt, das die Rolle des Higgs-Teilchens übernimmt, ist dieser Sektor elektroschwacher Phänomenologie natürlich Spekulationen ausgesetzt. Eine Alternative zum Higgs-Mechanismus bieten die sogenannten Technicolor-Modelle, in denen die Massen der Fermionen auf den Austausch eines sogenannten Techni-Bosons zurückgeführt werden. Prinzipiell können diese Modelle alle Fermionmassen durch den Austausch von Techni-Bosonen herleiten, im folgenden wird aber nur auf die Erklärung der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  eingegangen. Im Rahmen der Technicolor-Modelle ist die Vorhersage für  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  stark mit der Masse des Top-Quarks korreliert.

Die erweiterte Technicolor-Theorie (ETC) erklärt die Top-Masse mit Hilfe eines hypothetischen linkshändigen Teilchendubletts  $T_L = (U, D)_L$  und eines rechtshändigen Singletts  $U_R$  von Techni-Fermionen. Die Techni-Fermionen wechselwirken mit den links- und den rechtshändigen Fermionen der dritten Quarkgeneration  $\psi_L = (t_L, b_L)$ ,  $\psi_R = t_R$  durch den Austausch eines Bosonsingletts der Masse  $M_{ETC}$ , mit der Kopplungsstärke  $g_{ETC}$ :



Eine Lagrangedichte, die Prozesse dieses Typs beschreibt, enthält Terme der Art:

$$-\xi\xi' \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} (\bar{\psi}_L \gamma^\mu T_L) (\bar{U}_R \gamma_\mu t_R) + h.c. \quad (5.3.6)$$

Dieser Operator erlaubt eine Wechselwirkung linkshändiger Teilchen  $\psi_L$  mit ihrem rechtshändigen Helizitätszustand  $\psi_R$ . Der Operator hat die Struktur eines Massenterms und kommutiert gleichzeitig mit den Operatoren der elektroschwachen Wechselwirkung. Es entstehen somit keine Interferenzen, zwischen der elektroschwachen Wechselwirkung und der Technicolor-Wechselwirkung. Die Koeffizienten  $\xi$  und  $\xi'$  sind von der Größenordnung  $\mathcal{O}(1)$  [76]. Mit Hilfe einer geeigneten Transformation von Gleichung 5.3.6 erhält man die Top-Masse:

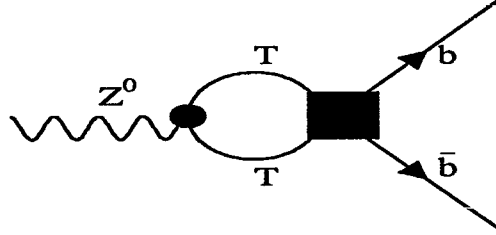
$$m_{Top} = \xi\xi' \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \langle \bar{U}|U \rangle \approx \xi\xi' \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} (4\pi w^2) \quad ; \quad (5.3.7)$$

$w$  ist – analog wie die Pionzerfallskonstante  $f_\pi(m_\pi)$  in der  $QCD$  – durch die Techni-Pionzerfallskonstante  $F_w = F_w(w)$  definiert. Die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung legt  $w$  fest. Die Energieskala reeller  $ETC$ -Prozesse wird durch die Masse des

Austauschbosons definiert [77]:

$$M_{ETC} \simeq 1.4 [TeV] \cdot g_{ETC} \cdot \left( \frac{100 GeV}{m_{Top}} \right) \quad (5.3.8)$$

Wegen der externen  $b$ -Quarks im  $Zb\bar{b}$ -Vertex mit Technicolor-Wechselwirkung:



kann nur das linkshändige Techni-Fermiondublett  $T$  den Prozeß beeinflussen, es ändert sich die Kopplungsstärke  $g_L$  der linkshändigen  $b$ -Quarks gegenüber der Vorhersage des Standardmodells  $g_L^0$  um den Wert  $\delta g_L$  [76]:

$$g_L = g_L^0 + \delta g_L \quad ,$$

$$\delta g_L = -\frac{\xi^2 g_{ETC}^2 w^2}{2 M_{ETC}^2} \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} I_3 = -\frac{\xi^2 m_{Top}}{4\xi' 4\pi w} \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (5.3.9)$$

Aus der Änderung der linkshändigen Kopplungskonstante folgt auch eine Änderung für die Voraussage der relativen partiellen Zerfallsbreite  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ :

$$\delta \left( \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{Had}} \right) \approx \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{Had}} \left( \frac{1}{\Gamma_{b\bar{b}}} - \frac{1}{\Gamma_{Had}} \right) \delta \Gamma_{b\bar{b}}^{ETC} \approx -2.9\% \cdot \xi^2 \cdot \left( \frac{m_{Top}}{100 GeV} \right)$$

$$\text{oder:} \quad \frac{\delta \Gamma_{b\bar{b}}^{ETC}}{\Gamma_{b\bar{b}}} \approx \frac{2g_L \delta g_L}{g_L^2 + g_R^2} \approx -3.7\% \cdot \xi^2 \cdot \left( \frac{m_{Top}}{100 GeV} \right) \quad (5.3.10)$$

Dieses Modell kann, wie aus Tabelle 5.2 ersichtlich ist, mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, falls die Masse des Top-Quarks größer als  $150 GeV$  ist. Die Messungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  sind innerhalb des kleinen Meßfehlers von  $\Delta \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} \approx 1.5\%$  mit dem Standardmodell konsistent. Top-Massen kleiner als  $108 GeV$ , die kleinere Abweichungen zwischen der Vorhersage für  $\mathcal{F}_b$  des Standardmodells und der Technicolor-Modelle zur Folge hätten, wurden durch die Experimente am Tevatron mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen [72].

Technicolor-Modelle sind also in der Lage den Fermionen Masse zu geben ohne die Eichinvarianz der elektroschwachen Wechselwirkung zu verletzen. Voraussagen dieser Modelle können berechnet werden solange die Wechselwirkung mit störungstechnischen Methoden behandelt werden kann, d.h. solange  $g_{ETC}^2 w^2 / M_{ETC}^2 < 1$  ist. Rechnungen in jüngster Zeit haben gezeigt, daß Modelle mit höherer Symmetrie, das heißt mit zusätzlichen Freiheitsgraden oder zusätzlichen Austauschpartikeln eine bessere Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  erreichen [77]. In diesen Modellen ist die Kopplungskonstante ähnlich wie in der  $QCD$  vom Energieübertrag der Reaktion abhängig. Abbildung 5.3 zeigt die Vorhersagen der Abweichungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  zwischen dem Standardmodell und den verschiedenen Technicolor-Modellen. Die Modelle, die den gemessenen Wert am besten reproduzieren, weichen aber immer noch um mehr als eine Standardabweichung ab.

| $m_{Top} [GeV]$ | $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} (SM)$ | $\delta \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}$<br>(Technicolor) | Differenz in<br>Standardabweichungen |     |
|-----------------|-----------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------|-----|
|                 |                                               |                                                                  | Diese Arbeit                         | LEP |
| 108             | 0.2177                                        | -0.0068                                                          | 2.3                                  | 3.0 |
| 125             | 0.2172                                        | -0.0078                                                          | 2.8                                  | 3.7 |
| 150             | 0.2164                                        | -0.0094                                                          | 3.4                                  | 4.6 |
| 175             | 0.2154                                        | -0.0109                                                          | 4.2                                  | 5.6 |
| 200             | 0.2144                                        | -0.0124                                                          | 4.9                                  | 6.6 |
| 250             | 0.2120                                        | -0.0154                                                          | 6.5                                  | 8.7 |

Tabelle 5.2: Die Abweichungen von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  zwischen den Vorhersagen des Standardmodells und der Vorhersage des Technicolor-Modells für verschiedene Top-Massen bei Technicolor-Wechselwirkungen mit zwei Technifermionen. Die Differenz in Standardabweichungen (rechte Spalte) gilt bezüglich der Messung aus dieser Arbeit:  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} = 0.2187 \pm 0.0034$  und dem LEP-Mittelwert:  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had} = 0.2185 \pm 0.0025$ .

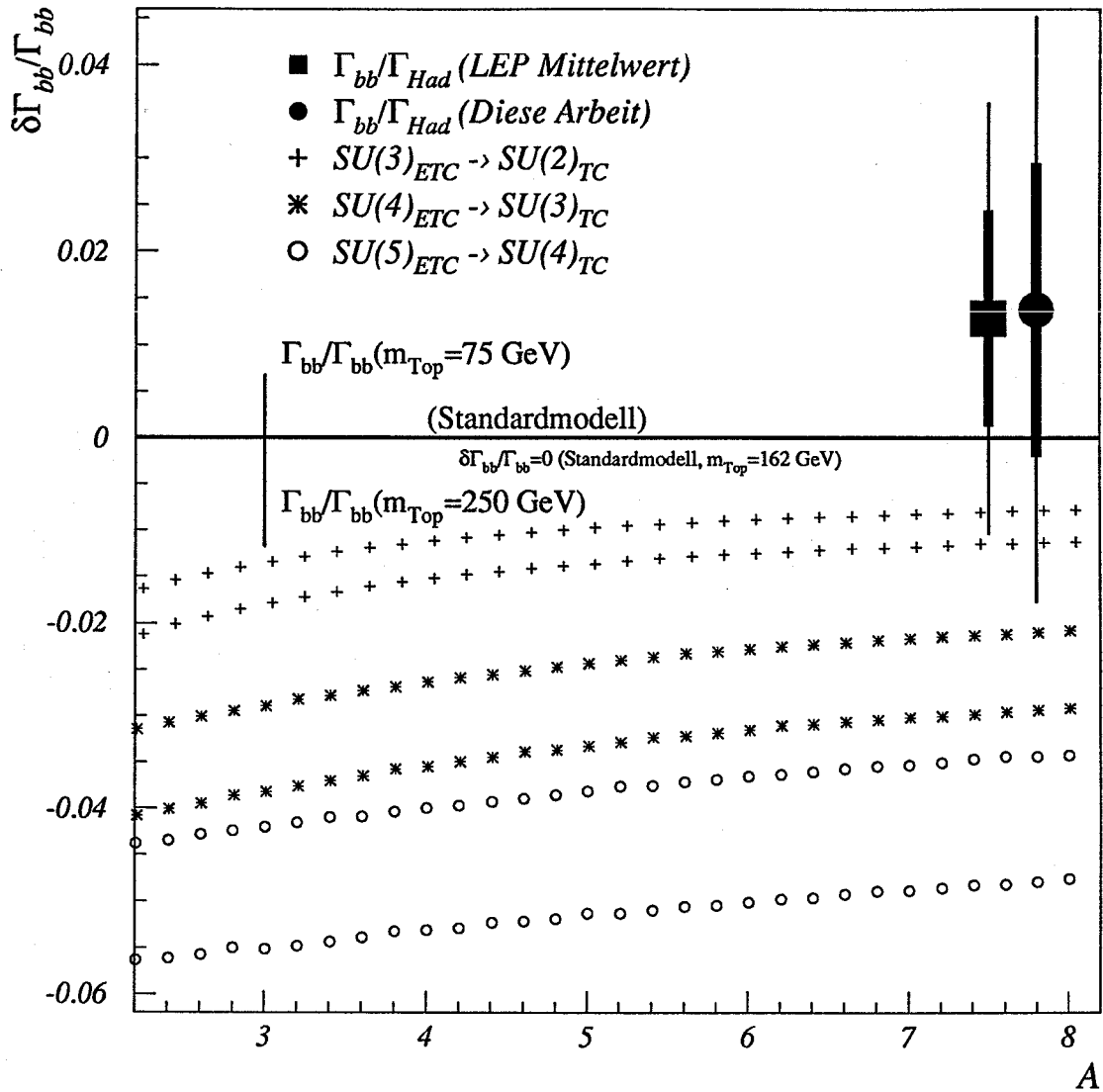


Abbildung 5.3: Der Vergleich der Messung von  $\Gamma_{bb}$  mit den Vorhersagen für verschiedene Technicolor-Modelle unterschiedlicher Symmetrie ( $N_{ETC} = 3, 4, 5$ ). Der Parameter  $A$  ist ein Maß für die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten des jeweiligen Technicolor-Modells. Für die verschiedenen Modelle sind jeweils zwei Kurven aufgetragen, wobei die obere Kurve einer Top-Masse von 108 GeV und die untere Kurve einer Top-Masse von 116 GeV entsprechen. Die Differenz zur Vorhersage des Standardmodells (horizontale Linie bei  $\delta\Gamma_{bb}/\Gamma_{bb} = 0$ ) nimmt für größere Top-Massen zu. Die Fehlerbalken (rechts im Bild) geben die gemessenen Werte von  $\Gamma_{bb}$  an, sie wurden berechnet aus den Messwerten  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had} = 0.2187 \pm 0.0034$  [Diese Arbeit] beziehungsweise  $\Gamma_{bb}/\Gamma_{Had} = 0.2185 \pm 0.0025$  [LEP-Mittelwert] (siehe Seite 122). Die breiten Fehlerbalken entsprechen einer, die schmalen Fehlerbalken zwei Standardabweichungen. Die relative Änderung der Vorhersage des Standardmodells für  $\Gamma_{bb}$  für  $75 \text{ GeV} < m_{Top} < 250 \text{ GeV}$  wurde zum Vergleich in die Darstellung aufgenommen (senkrechte Linie bei  $A = 3$ ).

## 5.4 Anomale Kopplungen elektroschwacher Eichbosonen

Mögliche anomale Kopplungskonstanten in den Tripelbosonvertizes  $ZWW$  und  $\gamma WW$  können neue Wechselwirkungen zwischen den Fermionen und den Bosonen anzeigen und / oder Aufschluß über neue Teilchen geben, die nicht im Standardmodell enthalten sind. Direkte Messungen dieser Kopplungen sind aber nur bei der Produktion reeller  $W$ -Bosonen im Endzustand möglich, also frühestens bei  $LEP200$ . Die Vertexkorrekturen im  $Zf\bar{f}$ -Vertex erlauben aber einige – wenn auch nicht sehr einschränkende – Interpretationen bezüglich der Eichbosonvertizes.

### 5.4.1 Theoretischer Überblick

Die theoretischen Grundlagen anomaler Tripelbosonvertizes: Die allgemeinste Lagrange-dichte der Eichbosonen fordert nur die Lorentzinvarianz, jede elektroschwache Eichbosonkopplung ( $\gamma$  und  $Z^0$ ) hat somit sieben Freiheitsgrade. Die Forderung nach  $C$ -,  $P$ - und  $CP$ -Invarianz reduziert die Anzahl der möglichen Kopplungskonstanten und es bleiben  $2 \times 3$  Freiheitsgrade übrig. Die folgende effektive Lagrangedichte beschreibt die über das Standardmodell hinausgehenden Wechselwirkungen elektroschwacher Bosonen (Gleichung 1.2.10 auf Seite 6 beschreibt ausschließlich Prozesse, die im Standardmodell enthalten sind):

$$\mathcal{L}^{(1)}(V) = -ieg_V \left[ (W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu - (W_{\mu\nu} W^{\mu\dagger}) V^\nu + \kappa_V (W_\mu^\dagger W_\nu V^{\mu\nu}) \right] \quad (5.4.11)$$

und

$$\mathcal{L}^{(2)}(V) = -ieg_V \frac{\lambda_V}{M_W^2} \left[ (V^{\mu\nu} W_{\mu\rho}^\dagger W_\rho^\mu) \right] \quad , \quad (5.4.12)$$

wobei  $g_V$  die Stärke der Kopplung von den neutralen Eichbosonfeldern  $V^\mu$ ,  $V = \gamma, Z^0$  an die geladenen Eichbosonen  $W^\pm$  darstellt. Die Tensoren  $W^{\mu\nu}$  und  $V^{\mu\nu}$ ,  $V = \gamma, Z^0$  beschreiben wie in Gleichung 1.2.10 die Feldstärken der elektroschwachen Eichbosonen. Die Parameter  $\kappa_V$  und  $\lambda_V$  sind über das magnetische Dipolmoment  $\mu_V$  und das elektrische Quadrupolmoment  $Q_V$  miteinander verknüpft:

$$\mu_V = \frac{e}{2M_W} (1 + \kappa_V + \lambda_V) \quad , \quad Q_V = -\frac{e}{M_W} (\kappa_V - \lambda_V) \quad . \quad (5.4.13)$$

Im Rahmen des Standardmodells sind alle Parameter festgelegt:

$$\begin{aligned} g_{\gamma WW} &= 1 \\ g_{ZWW} &= \cot \theta_w \\ \kappa_\gamma = \kappa_Z &= 1 \\ \lambda_\gamma = \lambda_Z &= 0 \end{aligned} \quad . \quad (5.4.14)$$

Die Kopplungskonstante  $g_{\gamma WW} = 1$  des Photons an die geladenen schwachen Eichbosonen, folgt aus der Masselosigkeit des Photons und den Eigenschaften der  $U(1)_Y$ -Symmetrie. Alle übrigen Parameter müssen jedoch nicht mit den Vorhersagen des Standardmodells

übereinstimmen, wenn das zugrundegelegte Modell den engen Rahmen des Standardmodells verläßt. Durch den Higgs-Mechanismus (siehe Kapitel 1.2) erhalten die schwachen Eichbosonfelder des  $Z^0$ -Bosonen und der  $W^\pm$ -Bosonen eine Masse, die vom Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes abhängt (siehe Gleichung 1.2.14). Die Terme der Lagrangedichte sind daher sensitiv auf zusätzliche Symmetrien des Higgs-Teilchens oder auf zusätzliche Higgs-Multipletts.

### 5.4.2 Anomale Eichbosonkopplungen im $Zf\bar{f}$ -Vertex

Die indirekte Messung der anomalen Eichbosonkopplungen im  $Zf\bar{f}$ -Vertex: alle Anstrengungen der experimentellen Hochenergiephysik waren bisher vergeblich, Unstimmigkeiten zwischen den Vorhersagen des Standardmodells und den Meßwerten aufzuzeigen. Es gibt nicht einmal Anzeichen für physikalische Prozesse außerhalb der heute gültigen Modellannahmen. Existieren neue Teilchen mit unbekannten Wechselwirkungen, so erwartet man, daß diese Phänomene oberhalb von Schwerpunktsenergien auftreten, die durch die Energieskala  $\Lambda \approx 240 \text{ GeV}$  der elektroschwachen Symmetriebrechung charakterisiert sind. Energien dieser Größenordnung sind bisher experimentell nicht zugänglich. Der Nachweis von neuen Freiheitsgraden, wie verborgene Symmetrien, oder von neuen, unbekannten Teilchen ist bei den heute zugänglichen Schwerpunktsenergien bestenfalls indirekt im Rahmen der Strahlungskorrekturen möglich.

Solche Strahlungskorrekturen treten z.B. bei den Vertexkorrekturen für den  $Zf\bar{f}$ -Vertex oder bei den Selbstenergiekorrekturen der schwachen Eichbosonen auf:



Es ist deshalb angebracht bei niedrigeren Energien die allgemeine Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{eff}$  nach den Operatoren der zugrundegelegten und vom Standardmodell abweichenden Wechselwirkungen  $\mathcal{O}_j$  und deren Kopplungskonstanten  $f_j$  zu entwickeln:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_0 + \sum_j \mathcal{L}_j, \quad \mathcal{L}_j = \frac{f_j}{\Lambda_j} \mathcal{O}_j + \text{Terme höherer Ordnung in } \left(\frac{f_j}{\Lambda_j}\right). \quad (5.4.15)$$

$\mathcal{L}_0$  ist die nicht modifizierte Lagrangedichte des Standardmodells, die Erweiterungen sind in den effektiven Termen  $\mathcal{L}_j$  enthalten. Die Energieskalen  $\Lambda_i \approx \Lambda$  sind gegeben durch die Energieskala der elektroschwachen Symmetriebrechung. Die neuen Wechselwirkungen  $\mathcal{O}_j$  des Typs [78, 81]:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{WWW} &= \frac{1}{3!} [W_\mu^\nu \times W_\nu^\lambda \cdot W_\lambda^\mu] \\ \mathcal{O}_W &= (D_\mu \Phi)^\dagger W^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \\ \mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger B^{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \end{aligned} \quad (5.4.16)$$

tragen somit in Bornscher Näherung erst bei Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} \gtrsim \Lambda_i$  zu den Prozessen bei, sie beeinflussen daher bei Energien  $\sqrt{s} < \Lambda$  die Vorhersagen der einzelnen Meßgrößen nur indirekt. Neue Wechselwirkungen transversaler Eichbosonen ( $\propto \lambda_V \neq 0$  in Gleichung 5.4.12) werden durch den Operator  $\mathcal{O}_{WWW}$  beschrieben. Die Operatoren  $\mathcal{O}_B$  und  $\mathcal{O}_W$  hängen mit den Parametern  $g_{ZWW}$ ,  $\kappa_Z$  und  $\kappa_\gamma$  zusammen (siehe Gleichung 5.4.11), sie beschreiben Anomalien der Kopplungen longitudinaler  $W$ -Bosonen an das  $Z^0$  oder das Photon. Die longitudinale Helizitätskomponente der  $W$ -Bosonen folgt indirekt aus dem Higgs-Mechanismus (siehe Gleichung 1.2.14 auf Seite 8), durch die Kopplung der  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen an das Higgsfeld  $\Phi$  (siehe Gleichung 1.2.10 auf Seite 7).

Der Zusammenhang zwischen den Parametern der anomalen Eichbosonkopplungen  $g_{ZWW}$ ,  $\kappa_\gamma$ ,  $\kappa_Z$ ,  $\lambda_\gamma$  und  $\lambda_Z$  und den Kopplungskonstanten  $f_j$  der Operatoren  $\mathcal{O}_j$  ist dann gegeben durch folgende Relationen [78, 81]:

$$\begin{aligned} g_{ZWW}/\cot\theta_W - 1 &= f_W \frac{M_Z^2}{2\Lambda^2} \\ \kappa_Z - 1 &= f_W - \sin^2\theta_W (f_B + f_W) \frac{M_Z^2}{2\Lambda^2} \\ \kappa_\gamma - 1 &= (f_B + f_W) \frac{M_W^2}{2\Lambda^2} \\ \lambda = \lambda_\gamma = \lambda_Z &= \frac{8\pi \sin^2\theta_W}{\alpha} f_{WWW} \left( \log \frac{M_W^2}{\Lambda^2} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (5.4.17)$$

Die Wechselwirkungen  $\mathcal{O}_{WWW}$ ,  $\mathcal{O}_W$  und  $\mathcal{O}_B$  aus Gleichung 5.4.16 beschränken sich auf eichinvariante Operatoren mit einer Dimension kleiner oder gleich sechs. Dies führt zu zusätzlichen Einschränkungen:

$$\begin{aligned} g_{ZWW}/\cot\theta_W &= \kappa_Z + \tan^2\theta_W (\kappa_\gamma - 1) \\ \lambda &= \lambda_\gamma = \lambda_Z \end{aligned} \quad (5.4.18)$$

Ein stark wechselwirkender Higgssektor (d.h.  $m_{Higgs} \gtrsim 1 \text{ TeV}$ ) wird ausgeschlossen. Im Fall  $f_W = f_B$  sind  $\kappa_Z$  und  $\kappa_\gamma$  durch die folgende Relation miteinander verknüpft:

$$\Delta\kappa = \kappa_\gamma - 1 = \frac{2 \cos^2\theta_W (\kappa_Z - 1)}{\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W}, \quad (5.4.19)$$

d.h. die Feldstärken  $B^{\mu\nu}$  beziehungsweise  $W^{\mu\nu}$  der Eichbosonen koppeln in gleicher Stärke an das Higgsfeld  $\Phi$  in Gleichung 5.4.16.

Bei der Annihilation eines  $e^+e^-$ -Paares in ein Fermion-Antifermion-Paar können bei  $LEP$  die fermionischen Zerfallsbreiten des  $Z^0$ -Bosons  $\Gamma_{f\bar{f}}$  gemessen werden. Die Analyse der Polarwinkelverteilungen der verschiedenen auslaufenden Fermionen ermöglicht durch die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Assymetrie zusätzlich eine sehr präzise Messung des effektiven Weinbergwinkels  $\sin^2\theta_W$ . Durch die Gleichung 1.3.22 auf Seite 11 und die Beziehung:

$$\frac{c_V^f}{c_A^f} = 1 - 4|Q_f| \sin^2\theta_W \quad (5.4.20)$$

sind die partiellen Zerfallsbreiten  $\Gamma_{f\bar{f}}$  und der effektive Weinbergwinkel  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  (siehe Gleichung 1.4.48 auf Seite 19) über die Vektor- und die Axialvektor-Kopplungen  $c_V^f$  und  $c_A^f$  miteinander verknüpft. Die Strahlungskorrekturen sind in den effektiven Kopplungskonstanten  $c_V^f$  und  $c_A^f$  in den Parametern  $\Delta\rho$  und  $\kappa_f$  (siehe Kapitel 1.4.2) enthalten:

$$c_V^f = \sqrt{1 + \Delta\rho} \quad , \quad c_A^f = \sqrt{1 + \Delta\rho} (1 - 4|Q_f|\kappa_f \sin \theta_W) \quad , \quad (5.4.21)$$

wobei wegen der Berechnung der Strahlungskorrekturen für den Weinbergwinkel  $\sin^2 \theta_W$  auch  $\Delta r$  (siehe Kapitel 1.4.2) implizit in  $c_V^f$  und  $c_A^f$  enthaltenen ist:

$$\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r(\alpha, M_W, M_Z, m_{Higgs}, m_{Top})} \quad . \quad (5.4.22)$$

Die  $\epsilon$ -Parameter aus Referenz [22, 75] absorbieren alle Strahlungskorrekturen, die in  $\Delta r$ ,  $\Delta\rho$  und  $\kappa_f$  enthalten sind. Die Vorhersage des Standardmodells für die  $\epsilon$ -Parameter ist also gleichbedeutend mit den Vorhersagen für  $\Delta r$ ,  $\Delta\rho$  und  $\kappa_f$ :

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \theta_W &= \sin^2 \theta_W(\Delta r) = \sin^2 \theta_W(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \\ c_V^f &= c_V^f(\Delta r, \Delta\rho, \kappa_f) = c_V^f(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \\ c_A^f &= c_A^f(\Delta r, \Delta\rho, \kappa_f) = c_A^f(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \end{aligned} \right\} \quad \text{da} \quad \epsilon_i = \epsilon_i(\Delta r, \Delta\rho, \kappa_f), \quad i = 1, 2, 3 \quad . \quad (5.4.23)$$

Die Vorhersagen des Standardmodells für  $\Gamma_{f\bar{f}}$  und  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  können somit in geeigneter Weise parameterisiert werden:

$$\begin{aligned} \Gamma_{f\bar{f}} &= \Gamma_{f\bar{f}}(c_V^f, c_A^f) = \Gamma_{f\bar{f}}(\Delta r, \Delta\rho, \kappa_f) = \Gamma_{f\bar{f}}(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \quad , \\ \text{und:} \quad \overline{\sin^2 \theta_W} &= \overline{\sin^2 \theta_W}(\Delta r, \Delta\rho, \kappa_f) = \overline{\sin^2 \theta_W}(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) \quad . \end{aligned} \quad (5.4.24)$$

Die Existenz anomaler Eichbosonkopplungen beeinflusst dann natürlich auch die Vorhersagen der  $\epsilon$ -Parameter. Der Einfluß anomaler Eichbosonkopplungen kann durch Abweichungen  $\Delta\epsilon_i$  von den Voraussagen für die  $\epsilon_i$  des Standardmodells beschrieben werden:

$$\epsilon_i \rightarrow \epsilon'_i = \epsilon_i + \Delta\epsilon_i \quad (5.4.25)$$

Die Änderung der Vorhersage für die  $\epsilon$ -Parameter  $\Delta\epsilon_i$  durch die Existenz der Operatoren  $\mathcal{O}_W$  und  $\mathcal{O}_B$  wurde in Referenz [78] berechnet. Setzt man die  $\epsilon_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  in die Gleichung 5.4.23 und 5.4.24 ein, erhält man die Vorhersagen für  $\Gamma_{f\bar{f}}$  und  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  als Funktion der anomalen Eichbosonkopplungen  $\kappa_\gamma$  und  $\kappa_Z$  ( $g_{ZWW}$  ist bereits durch Gleichung 5.4.18 festgelegt).

Das Ergebnis der Rechnungen für die Änderung der Vorhersage der partiellen Zerfallsbreiten  $\Gamma_{f\bar{f}}$  und des effektiven Weinbergwinkels  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  durch den Operator  $\mathcal{O}_{WWW}$  mit der Kopplungsstärke  $f_{WWW}$  wurde Referenz [81] entnommen:

$$\Gamma_{f\bar{f}} \simeq \Gamma_{f\bar{f}}^{SM} \left( 1 + \delta \cdot \Delta\rho + 2\delta \cdot \kappa_f \frac{c_V^f(c_V^f + c_A^f)}{[c_V^f]^2 + [c_A^f]^2} \right) \quad , \quad \overline{\sin^2 \theta_W} = \overline{\sin^2 \theta_W}^{SM} (1 + \delta \cdot \kappa_f) \quad . \quad (5.4.26)$$

$$\text{Dabei ist: } \delta \cdot \Delta\rho \approx 0 \quad \text{und: } \delta \cdot \kappa_f \simeq 4 \left[ \frac{q^2}{2M_Z^2} - \frac{\cos^2 \theta_Z}{\cos^2 2\theta_Z} \right] f_{WWW} \quad . \quad (5.4.27)$$

| Parameter                                               | Meßwert                          |   |                                | Literaturquelle |
|---------------------------------------------------------|----------------------------------|---|--------------------------------|-----------------|
| $Z^0$ Masse                                             | $M_Z$                            | = | $91.187 \pm 0.007 \text{ GeV}$ | [15]            |
| starke Kopplungskonstante                               | $\alpha_s$                       | = | $0.123 \pm 0.006$              | [15]            |
| $Z^0$ -Zerfallsbreite                                   | $\Gamma_Z$                       | = | $2489.0 \pm 7.0 \text{ MeV}$   | [15]            |
| Hadronische Zerfallsbreite                              | $\Gamma_{Had}$                   | = | $1740.2 \pm 6.0 \text{ MeV}$   | [15]            |
| Leptonische Zerfallsbreite                              | $\Gamma_{Z^0 \rightarrow l+l^-}$ | = | $83.79 \pm 0.28 \text{ MeV}$   | [15]            |
| $\overline{\sin^2 \theta_W}$ aus<br>Assymetriemessungen | $\overline{\sin^2 \theta_W}$     | = | $0.2321 \pm 0.0006$            | [15]            |
| Relative Zerfallsbreite<br>in $b$ -Quarks               | $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$ | = | $0.2187 \pm 0.0034$            | Diese Arbeit    |
| Limit der Top-Masse                                     | $m_{Top}$                        | > | $108 \text{ GeV}$              | [72]            |

Tabelle 5.3: Die zur Einschränkung der anomalen Eichbosonkopplungen benutzten Meßwerte:

Die Größen  $\Gamma_{ff}^{SM}$  und  $\overline{\sin^2 \theta_W}^{SM}$  sind die Vorhersagen des Standardmodells. In guter Näherung gilt für die Änderung der Vorhersagen der leptonischen Zerfallsbreite  $\Gamma_{Z^0 \rightarrow l+l^-}$  und der hadronischen Zerfallsbreite  $\Gamma_{Had}$ :

$$\frac{\Delta \Gamma_{Z^0 \rightarrow l+l^-}}{\Gamma_{Z^0 \rightarrow l+l^-}} \simeq 0.9 \cdot f_{WWW} \quad , \quad \frac{\Delta \Gamma_{Had}}{\Gamma_{Had}} \simeq 1.1 \cdot f_{WWW} \quad . \quad (5.4.28)$$

Eine  $\chi^2$ -Anpassung der theoretischen Vorhersagen an die Meßwerte aus Tabelle 5.3 mit den Massen des Top-Quarks  $m_{Top}$  und des Higgs-Bosons  $m_{Higgs}$  sowie den anomalen Eichbosonkopplungen als freie Parameter erlaubt eine Aussage über die Größe der anomalen Eichbosonkopplungen. Die gleichzeitige Variation aller Parameter, also von  $\kappa_\gamma$ ,  $\kappa_Z$ ,  $\lambda$ ,  $m_{Top}$  und  $m_{Higgs}$  ist nicht möglich, da die Fehler der Meßwerte zu groß sind und daher ein numerisch stabiles Minimum der  $\chi^2$ -Funktion nicht gefunden werden kann. Es wurden deshalb nur jeweils eine Eichbosonkopplung sowie die Masse des Top-Quarks variiert. Die errechneten Grenzen sind deshalb nur gültig wenn sich die Vorhersagen für die einzelnen Operatoren  $\mathcal{O}_{WWW}$ ,  $\mathcal{O}_B$  und  $\mathcal{O}_W$  nicht gegenseitig auslöschen. Dies wird jedoch nicht erwartet [78].

Aus den Abbildung 5.4 und 5.5, lassen sich unabhängig von der Masse des Top-Quarks, die stark durch die Messung des effektiven Weinbergwinkels  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  eingeschränkt wird, die in Tabelle 5.4 angegebenen oberen und unteren Grenzen für anomale Eichbosonkopplungen entnehmen. Die sehr viel größere Meßgenauigkeit des effektiven Weinbergwinkels (rel.Fehler: 0.26 %) bewirkt die starke Einschränkung der angepaßten Parameter, obwohl  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  nur auf anomale Eichbosonkopplungen sensitiv ist, die im Rahmen der Vakuum-polarisation auftreten (siehe rechtes Feynmandiagramm auf Seite 139). Der Fehler von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  (rel.Fehler: 1.55 %), ist viel größer, die Sensitivität auf anomale Kopplungen im  $Zb\bar{b}$ -Zerfallsvertex ist daher viel geringer. Die Unsicherheiten der Abschätzungen für die Eichbosonkopplungen wurden untersucht, indem die Grenzen für anomale Eichbosonkopplungen für verschiedene Werte der Higgs-Masse und des Skalenparameters  $\Lambda$  berechnet wurden. Für große Higgs-Massen sind die Einschränkungen stärker, da das Higgsteilchen mit der Masse der  $W$ -Bosonen verbunden ist, deren Masse in die Strahlungskorrekturen

|                                                          | $\kappa_\gamma - 1$      | $\kappa_Z - 1$           | $\lambda$               | $\Delta\kappa$           |
|----------------------------------------------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------------|--------------------------|
| $m_{Higgs} = 60 \text{ GeV}, \Lambda = 1 \text{ TeV}$    | $-0.3 \rightarrow 0.32$  | $-0.2 \rightarrow 0.18$  | $-0.6 \rightarrow 0.55$ | $-0.4 \rightarrow 0.6$   |
| $m_{Higgs} = 250 \text{ GeV}, \Lambda = 1 \text{ TeV}$   | $-0.12 \rightarrow 0.18$ | $-0.2 \rightarrow 0.13$  | $-0.5 \rightarrow 0.7$  | $-0.18 \rightarrow 0.16$ |
| $m_{Higgs} = 1000 \text{ GeV}, \Lambda = 1 \text{ TeV}$  | $-0.07 \rightarrow 0.1$  | $-0.13 \rightarrow 0.1$  | $-0.45 \rightarrow 0.5$ | $-0.09 \rightarrow 0.1$  |
| Absolut: ( $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ )                   | $-0.3 \rightarrow 0.32$  | $-0.2 \rightarrow 0.18$  | $-0.6 \rightarrow 0.7$  | $-0.4 \rightarrow 0.6$   |
| $m_{Higgs} = 60 \text{ GeV}, \Lambda = 240 \text{ GeV}$  | $-0.6 \rightarrow 0.7$   | $-0.45 \rightarrow 0.4$  | $-1.3 \rightarrow 1.25$ | $-0.9 \rightarrow 1.25$  |
| $m_{Higgs} = 120 \text{ GeV}, \Lambda = 240 \text{ GeV}$ | $-0.5 \rightarrow 0.65$  | $-0.5 \rightarrow 0.35$  | $-1.2 \rightarrow 1.4$  | $-0.8 \rightarrow 1.1$   |
| $m_{Higgs} = 300 \text{ GeV}, \Lambda = 240 \text{ GeV}$ | $-0.6 \rightarrow 0.75$  | $-0.55 \rightarrow 0.35$ | $-1.1 \rightarrow 1.6$  | $-1.1 \rightarrow 1.6$   |
| Absolut: ( $\Lambda = 240 \text{ GeV}$ )                 | $-0.6 \rightarrow 0.7$   | $-0.55 \rightarrow 0.4$  | $-1.3 \rightarrow 1.6$  | $1.1 \rightarrow 1.6$    |

*Tabelle 5.4: Die erwarteten Schranken für die Abweichungen der Eichbosonkopplungen  $\kappa_\gamma - 1$ ,  $\kappa_Z - 1$ ,  $\lambda$  und  $\Delta\kappa$  von den Vorhersagen durch das Standardmodell. Die angegebenen Schranken beziehen sich auf ein Konidenzniveau von 90 %. Die Schranken sind wegen der Entwicklung der effektiven Lagrangedichte nach  $\Lambda$  von der zugrundegelegten Energieskala abhängig. Es sind die unteren und oberen Grenzen der Abweichungen für verschiedene Higgs-Massen und Skalenparameter  $\Lambda$  angegeben, wenn jeweils ein Kopplungsparameter sowie die Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  frei variieren durften. Die absoluten Werte zeigen die Minima und Maxima der Kopplungen für die verschiedenen Higgs-Massen und zwei verschiedene Werte für  $\Lambda$  an.*

eingeht. Der Skalenparameter  $\Lambda$  legt die Energieskala fest, ab der das Standardmodell seine Gültigkeit verlieren würde. Große virtuelle Impulsüberträge in den bosonischen Selbstenergietermen führen aber z.B. zu einer Divergenz des  $\rho$ -Parameters [21] und beeinflussen deshalb auch bei niedrigeren Energien die Vorhersage der Meßwerte. Wird die vom Standardmodell vorhergesagte Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung zugrundegelegt, so wird ein Wert von  $\Lambda \approx 240 \text{ GeV}$  erwartet. Die Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen die Kontourlinien in der Ebene (Parameter- $m_{Top}$ ).

In Abbildung 5.6 sind die Einschränkungen von  $\Delta\kappa$  und  $\lambda$  für das in Gleichung 5.4.19 besprochene Modell mit zwei freien Parametern zu sehen. Es sind die Kontourlinien für verschiedene Werte der Top- und der Higgs-Masse eingezeichnet. Es zeigt sich, daß Modelle mit mehreren freien Kopplungsparametern mit den heute vorhandenen Daten nicht stark eingeschränkt werden können. Eine genauere Kenntnis der Masse des Top-Quarks ist notwendig. Das Top-Quark kann jedoch zur Zeit – wenn überhaupt – nur bei den Tevatron-Experimenten nachgewiesen werden. Man erhält aus der  $\chi^2$ -Anpassung der Meßwerte an zwei freie Parameter die folgenden Grenzen für anomale Kopplungen:

$$\begin{aligned}
-1.4 < \lambda < 1.5 & \quad -0.8 < \Delta\kappa < 1.15 & \quad \text{für } \Lambda = 240 \text{ GeV und} \\
-0.55 < \lambda < 0.75 & \quad -0.3 < \Delta\kappa < 0.45 & \quad \text{für } \Lambda = 1 \text{ TeV}
\end{aligned} \tag{5.4.29}$$

für Werte der Top- und der Higgs-Masse im Bereich von  $108 < m_{Top} [\text{GeV}] < 200$  und  $60 < m_{Higgs} [\text{GeV}] < 1000$ .

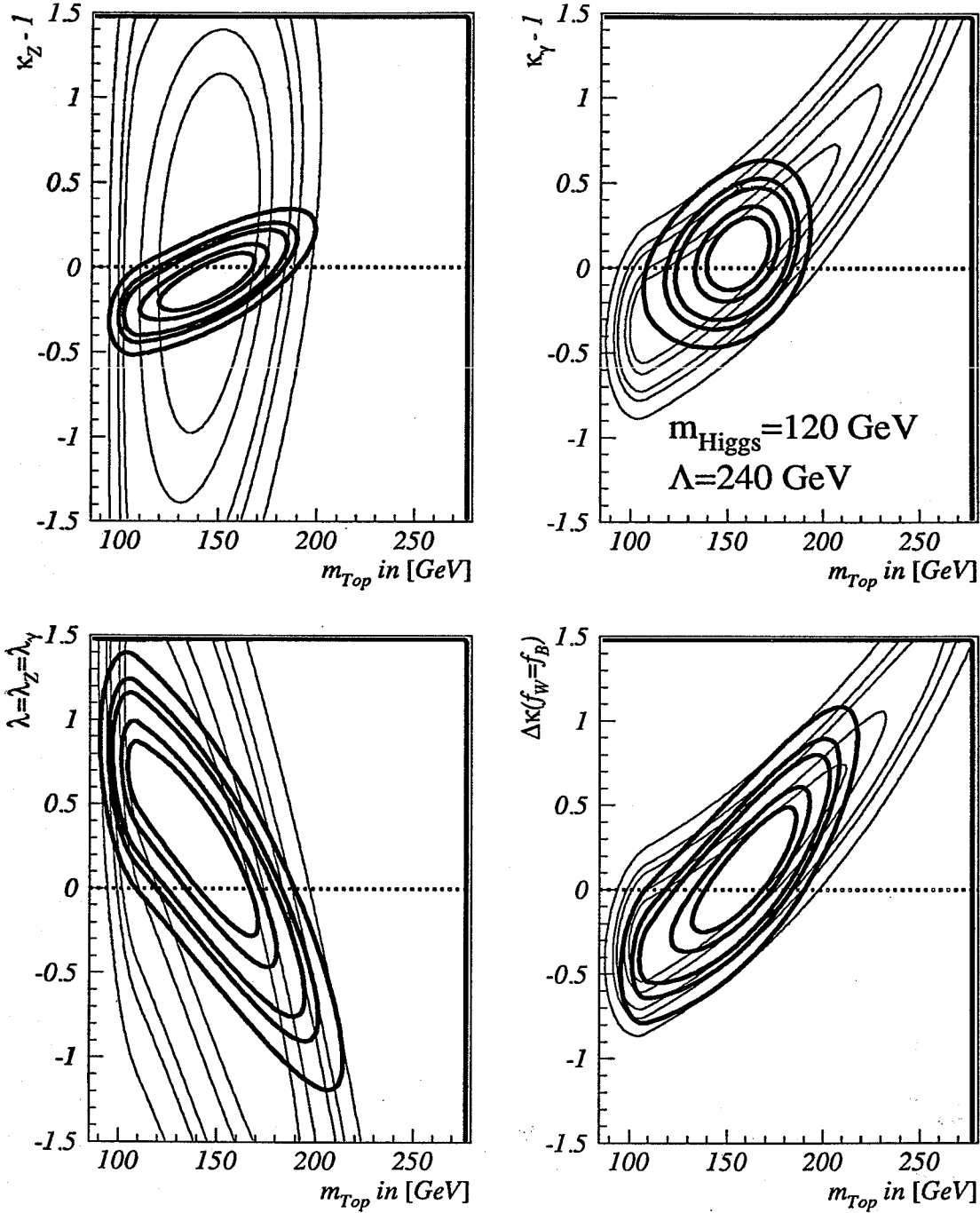


Abbildung 5.4: Die Konfidenzniveaus der  $\chi^2$ -Verteilung für die Anpassung der anomalen Eichbosonkopplungen  $\kappa_\gamma$ ,  $\kappa_Z$ ,  $\lambda$ ,  $\Delta\kappa$  und der Masse des Top-Quarks  $m_{Top}$  an die Meßwerte aus Tabelle 5.3 (dicke Linien). Die dünnen Linien zeigen die entsprechenden Konfidenzniveaus, wenn die Messung des effektiven Weinbergwinkels  $\overline{\sin^2 \theta_W}$  bei der Anpassung der anomalen Eichbosonkopplungen nicht benutzt wird. Die einzelnen Linien (von innen nach außen) geben die jeweiligen Konfidenzniveaus von 50, 66, 90, 95 und 99 % aus der Anpassung der beiden freien Parameter der Theorie  $(m_{Top}, \kappa_\gamma)$ ,  $(m_{Top}, \kappa_Z)$ ,  $(m_{Top}, \lambda)$  und  $(m_{Top}, \Delta\kappa)$  an. Diese Schranken gelten für eine Higgs-Masse  $m_{Higgs} = 120$  GeV und eine Energieskala  $\Lambda = 240$  GeV, die die minimale Energie festlegt, bei der neue Physik erwartet werden darf.

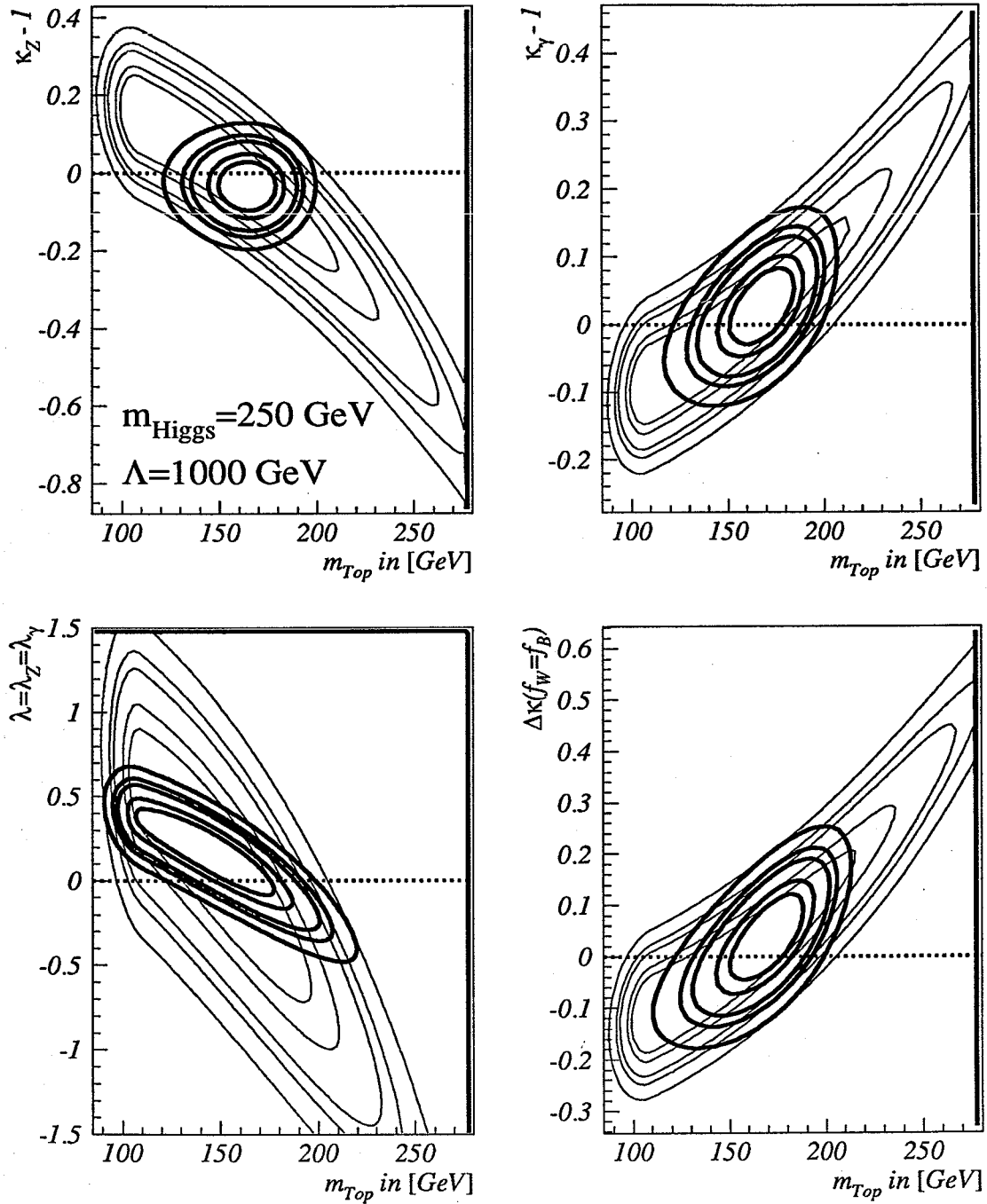


Abbildung 5.5: Die Konfidenzniveaus für die gleichen Parameter wie in Abbildung 5.4, aber für eine Higgs-Masse von  $m_{Higgs} = 250$  GeV und eine Energieskala  $\Lambda = 1$  TeV.

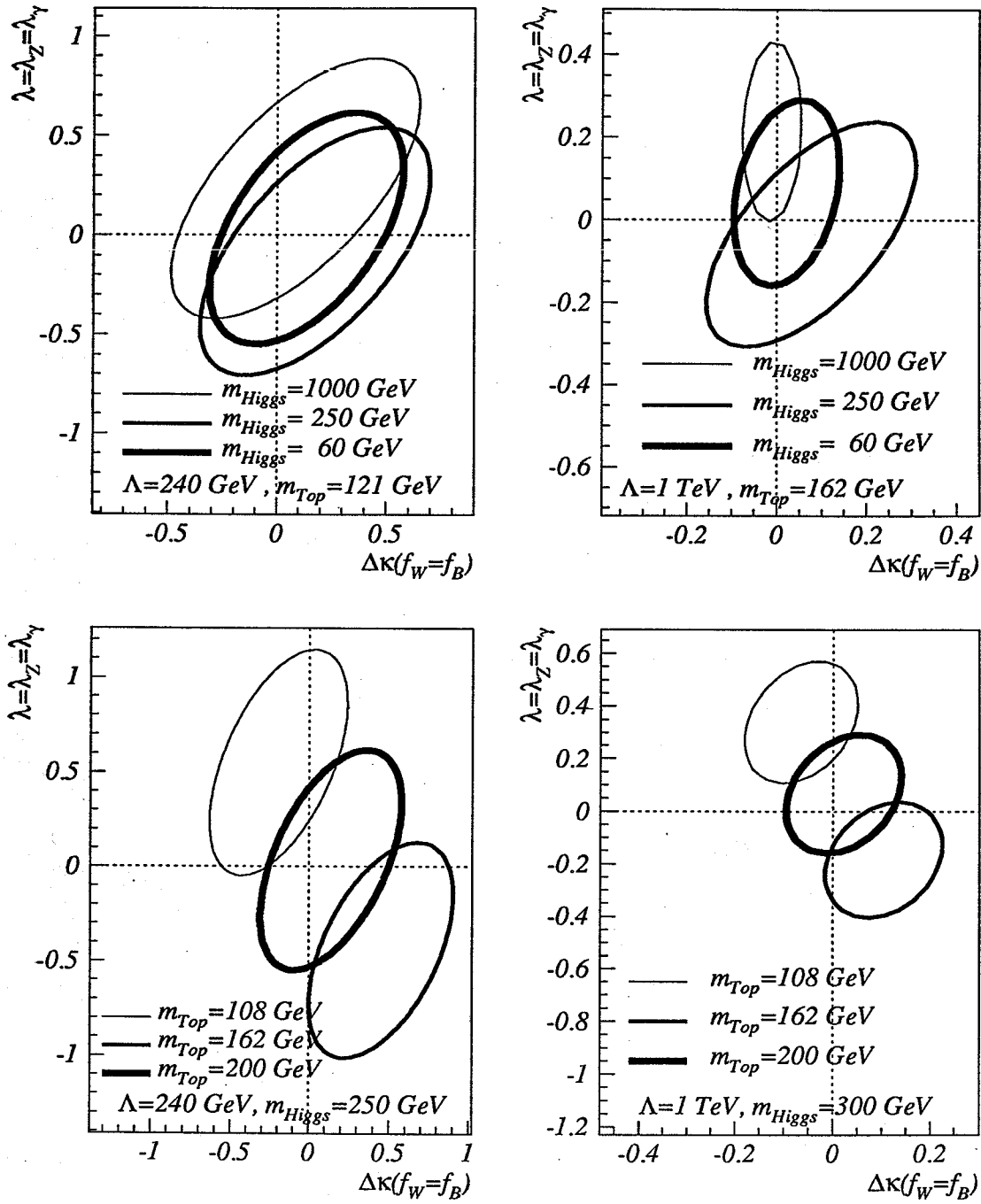


Abbildung 5.6: Die Konfidenzniveaus von 90 % der  $\chi^2$ -Verteilung für die gleichzeitige Anpassung der beiden Parameter  $(\lambda, \Delta\kappa)$  (siehe Gleichung 5.4.19) für verschiedene Werte der Top- und der Higgs-Masse und des Skalenparameters  $\Lambda$ .

# Kapitel 6

## Zukünftige elektroschwache Messungen an $e^+e^-$ -Beschleunigern

Die Überprüfung des Standardmodells bei zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleunigern: Die nächste Generation von  $e^+e^-$ -Beschleunigern mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  [82] wird viele Untersuchungen der physikalischen Prozesse des Standardmodells und seiner Erweiterungen ermöglichen. Es wird möglich sein die Eigenschaften des Top-Quarks mittels der resonanten Paarproduktion zu studieren, da die Top-Masse in einem Bereich von  $m_{Top} \approx 160 \pm 35 \text{ GeV}$  erwartet wird. Während z.B. das Standardmodell nur ein skalares Higgs-Teilchen voraussagt, für dessen Masse keine obere Schranke bekannt ist (siehe Kapitel 5.2), so kann – wenn das »Minimale Supersymmetrische Standardmodell« zugrundegelegt wird – und es die Gesetzmäßigkeiten der Prozesse zwischen den Elementarteilchen erklärt – wenigstens eines der fünf vorhergesagten Higgs-Teilchen nachgewiesen werden. Eine weitere Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells ist durch die Messung der anomalen Eichbosonkopplungen möglich. Ein mögliche Analyse zur Messung der Eichbosonkopplungen wurde im Rahmen eines Workshops angefertigt [83, 84]; die Ergebnisse dieses Workshops haben die Notwendigkeit für den Bau eines  $e^+e^-$ -Beschleunigers bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  eindrucksvoll bestätigt [85].

### 6.1 Die Messung anomaler Eichbosonkopplungen bei zukünftigen $e^+e^-$ Beschleunigern

Die direkte Messung anomaler Eichbosonkopplungen bei der  $W$ -Paarproduktion: Oberhalb der Produktionsschwelle von  $\sqrt{s} \simeq 2M_W$  können reelle  $W^+W^-$ -Paare bei der Vernichtung von  $e^+e^-$ -Paaren erzeugt werden. Die entsprechenden Feynmangraphen, die alle zur  $W$ -Paarerzeugung  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  in Bornscher Näherung beitragen, sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Beiträge der reinen Matrixelemente sind für hohe Energien divergent, der gesamte Wirkungsquerschnitt wird jedoch im Standardmodell durch die negativen Beiträge der Interferenzterme endlich [86].

Der Neutrinoaustausch im  $t$ -Kanal wird nicht näher diskutiert, da die Eigenschaften der Kopplung von Fermionen (hier:  $e^\pm, \nu_e$ ) an die geladenen schwachen Ströme aus früheren Experimenten gut bekannt sind [87]. Wechselwirkungen, die im Standardmodell nicht

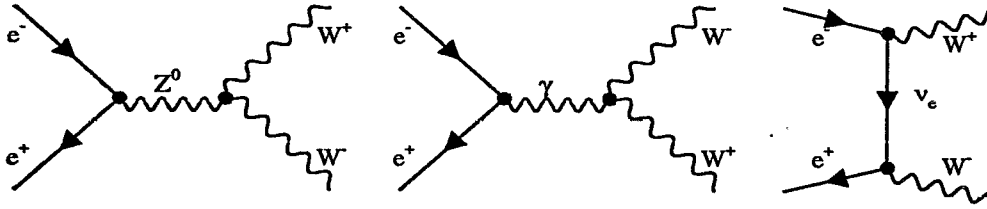


Abbildung 6.1: Die Feynmangraphen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ .

enthalten sind und die neue Austauscheteilchen fordern, werden durch die effektiven Lagrangedichte  $\mathcal{L}^{(1)}$  und  $\mathcal{L}^{(2)}$  auf Seite 138 beschrieben. Dies kann dazu führen, daß die Werte der Kopplungskonstanten  $g_{ZWW}$ ,  $\kappa_{\gamma,Z}$  und  $\lambda_{\gamma,Z}$  von den Vorhersagen des Standardmodells abweichen. Die anomalen Eichbosonkopplungen zwischen den neutralen und den geladenen schwachen Eichbosonen ( $g_{ZWW}$ ,  $\kappa_{\gamma,Z}$ ,  $\lambda_{\gamma,Z}$ ) beeinflussen unter anderem die Stärke der Kopplungen für den  $ZWW$ - und den  $\gamma WW$ -Vertex in Abbildung 6.1, was z.B. im Gegensatz zum Standardmodell zu einer Divergenz des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  bei hohen Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  führt.

In den nächsten Abschnitten wird eine Studie zur Messung möglicher anomaler Eichbosonkopplungen an einem zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  beschrieben. Der Bau eines solchen Beschleunigers ist mit den heute zur Verfügung stehenden technischen Mitteln möglich und wird vielfach angeregt [85].

| Ereignistyp                                                       | Generierte Ereignisse | Selektionseffizienz |
|-------------------------------------------------------------------|-----------------------|---------------------|
| $W^+W^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}', l = e, \mu$                | 17368                 | 49.9                |
| <i>Untergrundereignisse von <math>W^+W^-</math> Endzuständen:</i> |                       | Untergrundanteil    |
| $W^+W^- \rightarrow \tau\nu_\tau, q\bar{q}'$                      | 8722                  | 1.1                 |
| $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}', q\bar{q}'$                         | 27507                 | < 1‰                |
| $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l, l^-\bar{\nu}_l, l = e, \mu, \tau$   | 6403                  | 0.0                 |
| <i>Andere Untergrundereignisse:</i>                               |                       | Untergrundanteil    |
| $q\bar{q}(\gamma(\gamma))$                                        | 120000                | 1.9                 |
| $Z^0Z^0$                                                          | 2500                  | 1.7                 |

Tabelle 6.1: Die verschiedenen topologischen Zerfallsmoden der  $W^+W^-$ -Erzeugung und die wesentlichen Untergrundquellen. Im folgenden werden Ereignisse mit zwei leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosonen als leptonisch, Ereignisse mit zwei hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosonen als hadronisch bezeichnet. Zur Messungen der anomalen Eichbosonkopplungen werden nur  $W^+W^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}'$  Ereignisse verwendet, wobei ein  $W$ -Boson in ein Elektron oder ein Myon zerfallen muß, alle anderen Endzustände werden als Untergrundereignisse betrachtet.

$W^\pm$ -Bosonen zerfallen schwach, es sind leptonische ( $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l, l^-\bar{\nu}_l$ ), hadronische ( $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}', q\bar{q}'$ ) und gemischte Endzustände ( $W^+W^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}'$ ) möglich. Für die folgende Analyse mit Monte-Carlo-Ereignissen wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen ein  $W$ -Boson in ein Leptonpaar und das andere  $W$ -Boson in ein Quark-Paar zerfällt,

| W-Spineinstellungen $S_z$ |         | Wirkungsquerschnitt<br>(Helizitätskomponente) |
|---------------------------|---------|-----------------------------------------------|
| $S_z^1$                   | $S_z^2$ |                                               |
| +                         | +       | $\sigma_T$                                    |
| -                         | +       |                                               |
| +                         | -       |                                               |
| -                         | -       |                                               |
| +                         | 0       |                                               |
| -                         | 0       |                                               |
| 0                         | +       | $\sigma_L$                                    |
| 0                         | -       |                                               |
| 0                         | 0       |                                               |

*Tabelle 6.2: Die möglichen Spinzustände des  $W^+W^-$ -Paares. „+“ bedeutet  $S_z = 1$ , „0“  $\equiv S_z = 0$ , und „-“  $\equiv S_z = -1$ . Die Beiträge der Helizitätsamplituden zu den transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitten ( $\sigma_{T,L}$ ) bei der Helizitätsanalyse des leptonisch zerfallenden W-Bosons ( $S_z^1$ ). Über die Spinzustände des zweiten W-Bosons ( $S_z^2$ ) wird gemittelt.*

wobei das Lepton ein Elektron oder ein Myon sein muß. Alle anderen Zerfallsmoden werden als Untergrund betrachtet. Tabelle 6.1 zeigt die Beiträge der verschiedenen Ereignisklassen, sowie die wesentlichen Untergrundquellen. Die Anzahl der generierten Ereignisse bezieht sich jeweils auf eine Luminosität von  $10 \text{ fb}^{-1}$ , was einer erwarteten Betriebszeit von etwa einem Jahr entspricht.

### 6.1.1 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$  ist in Abbildung 6.2 (links) für verschiedene anomale Kopplungen als Funktion der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  dargestellt. Für eine Schwerpunktsenergie deutlich über der Schwellenenergie  $\sqrt{s} \simeq 2M_W$  ist im Gegensatz zu den Vorhersagen des Standardmodells ein deutlicher Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu sehen, wenn anomale Eichbosonkopplungen existieren. Nur wenn das Standardmodell zugrundegelegt wird bleibt der Wirkungsquerschnitt auch für sehr hohe Energieüberträge endlich.

W-Bosonen haben Spin 1, die z-Komponente des Spins bezüglich der Bewegungsrichtung des W-Bosons kann somit die Einstellungen  $S_z = \pm 1$  (transversale Helizitätskomponente) und  $S_z = 0$  (longitudinale Helizitätskomponente) einnehmen. Tabelle 6.2 zeigt die möglichen Spinkombinationen für beide W-Bosonen und die daraus resultierenden Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$ .  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$  beziehen sich allein auf die Helizitätskomponenten des leptonisch zerfallenden W-Bosons; über die Spinzustände des zweiten W-Bosons wird gemittelt. Zusätzliche Information über die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  erhält man aus den Polarwinkelverteilungen  $d\sigma/d\cos\theta$ ,  $d\sigma_T/d\cos\theta$  und  $d\sigma_L/d\cos\theta$  der erzeugten W-Bosonen, die in Abbildung 6.2(rechts) für eine Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  gezeigt werden. Der Polarwinkel  $\theta$  ist dabei gegeben durch

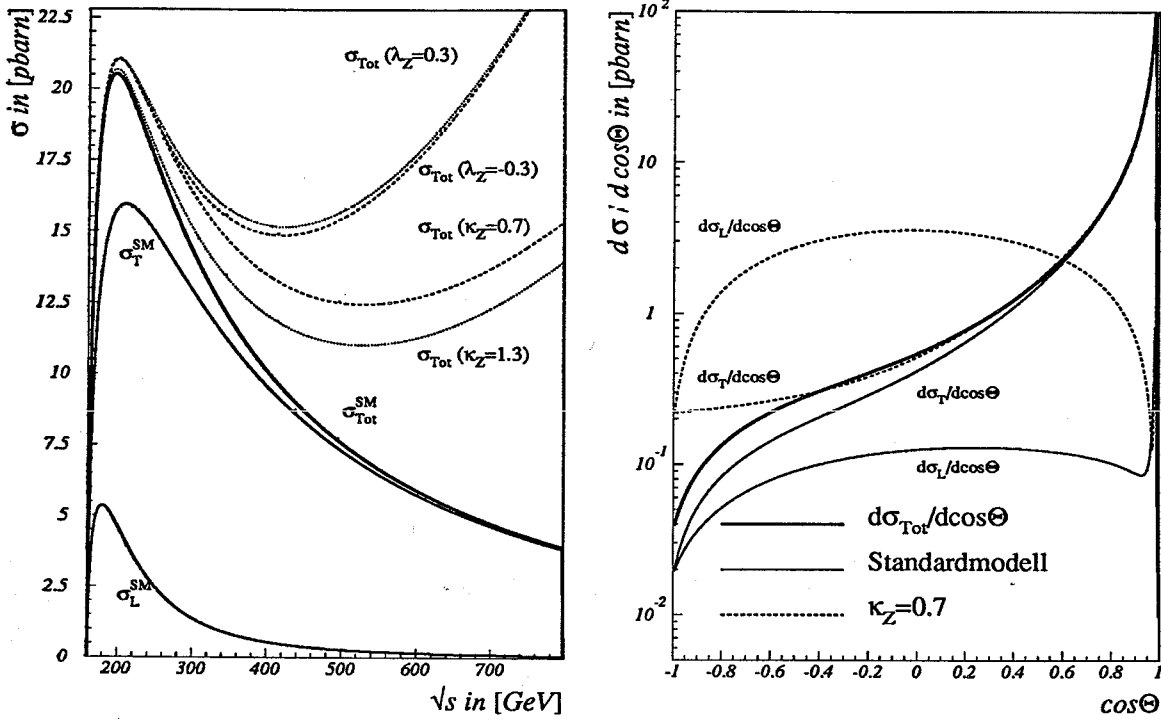


Abbildung 6.2: Der Wirkungsquerschnitt bei der Annihilation eines  $e^+e^-$ -Paares in ein  $W^+W^-$ -Paar als Funktion der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  für verschiedene Werte der anomalen Kopplungen  $\kappa_{\gamma,Z}$  und  $\lambda_{\gamma,Z}$ . Die durchgezogenen Linien zeigen die Vorhersagen des Standardmodells zusammen mit den Einzelbeiträgen der Helizitätskomponenten  $\sigma_L^{SM}$  und  $\sigma_T^{SM}$ . In der rechten Abbildung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\cos\theta$  für eine Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 500$  GeV gezeigt, sowie die Beiträge der Helizitätskomponenten  $d\sigma_L/d\cos\theta$  und  $d\sigma_T/d\cos\theta$  für die Vorhersage des Standardmodells und zum Vergleich für einen Wert von  $\kappa_Z = 0.7$  aufgetragen (gestrichelte Linien). Existieren anomale Eichbosonkopplungen so wächst, verglichen mit dem Standardmodell, im wesentlichen die longitudinale Helizitätskomponente.

die Richtung des einlaufenden Positrons und des auslaufenden  $W^+$ . Der große Anteil der transversalen Komponente für  $\cos\theta \rightarrow 1$  resultiert aus dem  $t$ -Kanal Austausch des Neutrinos. Lediglich in Rückwärtsrichtung sind die longitudinale und die transversale Komponente vergleichbar. Deutlich sichtbar ist die Zunahme von  $d\sigma_L/d\cos\theta$  für Modelle mit anomalen Eichbosonkopplungen (die gestrichelten Linien beschreiben die Vorhersage von  $d\sigma_L/d\cos\theta$  und  $d\sigma_T/d\cos\theta$  für  $\kappa_Z = 0.7$ ).

Betrachtet man den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)}{d\cos\theta d\cos\theta^*} = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta^*) \frac{d\sigma_T}{d\cos\theta} + \frac{3}{4}\sin^2\theta^* \frac{d\sigma_L}{d\cos\theta} \quad , \quad (6.1.1)$$

so separieren die Beiträge für  $d\sigma_T/d\cos\theta$  für die transversalen  $W$ -Bosonen vom Beitrag  $d\sigma_L/d\cos\theta$  für die longitudinalen  $W$ -Bosonen. Hierbei ist der zusätzlich eingeführte Winkel  $\theta^*$  der Winkel zwischen der Flugrichtung des  $W$ -Bosons und dem geladenen Lepton aus dem  $W$ -Zerfall im Ruhesystem des  $W$ -Bosons. Die beiden von  $\theta^*$  abhängigen Fak-

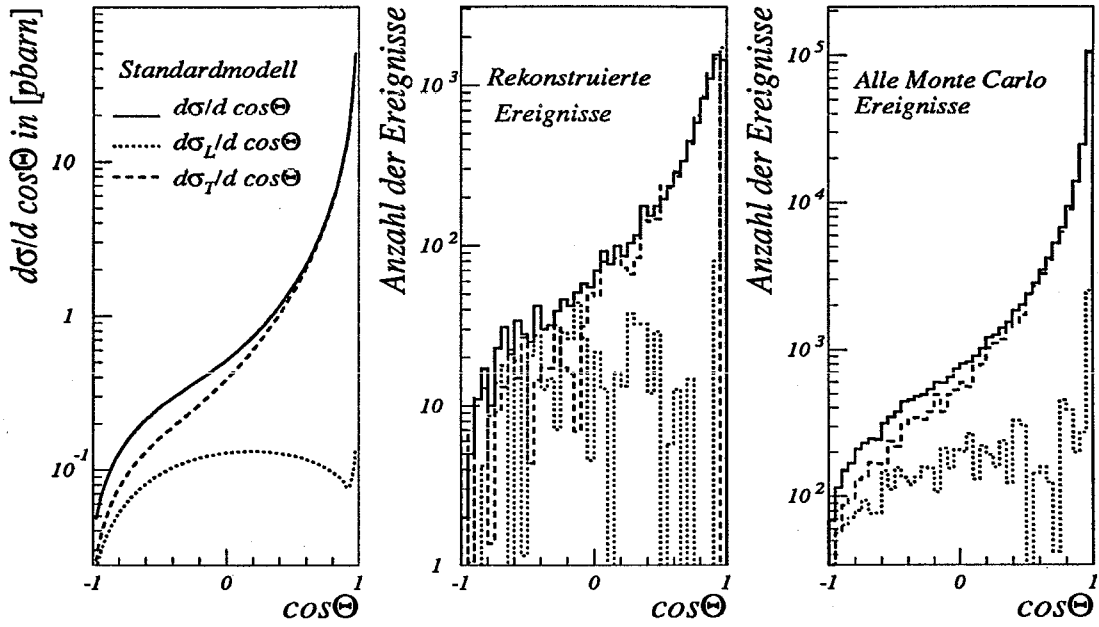


Abbildung 6.3: Die Projektion der transversalen und der longitudinalen Helizitätskomponenten der W-Bosonen im Monte-Carlo (rechts), sowie der rekonstruierten Helizitätskomponenten (Mitte). Zum Vergleich ist links die theoretische Vorhersage der differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt.

toren resultieren aus der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte für den Zweikörperzerfall eines Teilchens mit ganzzahligem Spin. Sie erlauben eine Aufspaltung des Wirkungsquerschnitts in die Anteile der verschiedenen Helizitätszustände  $d\sigma_T/d\cos\theta$  und  $d\sigma_L/d\cos\theta$ . Faltet man  $d^2\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)/d\cos\theta d\cos\theta^*$  in Gleichung 6.1.1 mit den beiden Faktoren:

$$f_T = 5\cos^2\theta^* - 1 \quad \text{und} \quad f_L = 2 - 5\cos^2\theta^* \quad (6.1.2)$$

so erhält man:

$$\frac{d\sigma_T}{d\cos\theta} = \int_{-1}^1 \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta d\cos\theta^*} f_T d\cos\theta^* \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma_L}{d\cos\theta} = \int_{-1}^1 \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta d\cos\theta^*} f_L d\cos\theta^* \quad (6.1.3)$$

Die statistischen Fehler der Ergebnisse für die Aufspaltung in  $d\sigma_T/d\cos\theta$  und  $d\sigma_L/d\cos\theta$  durch die Analyse der Erwartungswerte von  $f_L$  und  $f_T$  sind größer als die statistischen Fehler der Polarwinkelverteilung  $d\sigma/d\cos\theta$ , weil der Betrag der Gewichte  $|f_L|$  und  $|f_T|$  meist größer als eins ist. Der Informationsgehalt der Verteilungen der einzelnen Helizitätskomponenten ist aber vergleichbar. Die Güte der Trennung der longitudinalen und der transversalen Komponenten der Polarwinkelverteilung für eine begrenzte Ereignismenge wird in Abbildung 6.3 für Monte-Carlo-Ereignisse gezeigt, die unter der Annahme des Standardmodells generiert wurden. Die Verteilung der Projektionen für die Helizitätskomponenten aller Monte-Carlo-Ereignisse (rechts) stimmt mit dem analytisch berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt überein. In der Mitte sind die Helizitätsbeiträge

der Polarwinkelverteilung nach der erfolgreichen Selektion (die Ereignisselektion wird im folgenden Abschnitt beschrieben) der  $W^+W^- \rightarrow \nu_l, q\bar{q}'$  Monte-Carlo-Ereignisse zu sehen. Die Übereinstimmung mit der analytisch berechneten Voraussage ist gut. Wie schon erwähnt wurde ist die longitudinale Komponente der Polarwinkelverteilung nur im Rückwärtsbereich ( $\cos \theta \rightarrow -1$ ) mit der transversalen Komponente vergleichbar. Es ist daher wichtig die Ladung des  $W$ -Bosons genau zu bestimmen, um das  $W^+$  vom  $W^-$ -Boson trennen zu können, da der Polarwinkel bezüglich der Flugrichtung des  $W^+$ -Bosons definiert ist. Eine ausreichende statistische Präzision für die Messung der Polarwinkelverteilungen und für die gleichzeitige Bestimmung des Ladungszustandes der  $W$ -Bosonen ist nur für  $W^+W^- \rightarrow \nu_l, q\bar{q}'$  Ereignisse möglich<sup>(1)</sup>.

Durch die jeweilige Integration über den Polarwinkel  $\cos \theta$  erhält man die gesamten Wirkungsquerschnitte  $\sigma_L$  und  $\sigma_T$  für die Produktion von longitudinalen und transversalen Helizitätszuständen des leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosons. Von Interesse ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_L$ , der im Standardmodell stark mit dem Higgssektor verknüpft ist. Der integrierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{LL}(e^+e^- \rightarrow W_L^+W_L^-)$ , für die Produktion von zwei longitudinal polarisierten  $W$ -Bosonen, der stark zu  $\sigma_L$  beiträgt, wird bei einer Luminosität von  $10 \text{ fb}^{-1}$  mit einer Genauigkeit von ca. 10 % gemessen werden können.

### 6.1.2 Die Selektion von $e^+e^- \rightarrow \nu_l, q\bar{q}'$ Ereignissen

Die Trennung der  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_l, q\bar{q}'$  Ereignisse von Untergrundereignissen: Die Detektoren zukünftiger  $e^+e^-$ -Beschleunigerexperimente werden den  $LEP$ -Detektoren sehr ähnlich sein, Akzeptanzlücken werden nur im Bereich der Strahlrohre spürbar sein. Ein Akzeptanzschnitt für geladene Spuren von  $|\cos \theta| < 0.95$  soll diesen toten Raumwinkelbereich simulieren.

Die Signatur der  $W^+W^- \rightarrow \nu_l, q\bar{q}'$  Ereignisse, die für die Messung der Polarwinkelverteilungen herangezogen werden sollen, ist eindeutig:

- ein einzelnes isoliertes Lepton aus dem leptonischen Zerfall eines  $W$ -Bosons in einer Hemisphäre und
- mehrere Jets aus dem hadronischen Zerfall des  $W$ -Bosons in der gegenüberliegenden Ereignishälfte.

Ein isoliertes Lepton ist definiert durch ein Elektron oder ein Myon mit einem Impuls  $p_l > 10 \text{ GeV}$ . Darüber hinaus darf in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von  $30^\circ$  um die Impulsachse des Leptons weder eine zusätzliche geladene Spur gefunden werden, noch darf der Impuls der neutralen Teilchen innerhalb des Kegels  $p_{cone}$  größer als  $5 \text{ GeV}$  sein. Für die Analyse des hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosons wurde ein Jetalgorithmus verwendet, der die geladenen und die neutralen Teilchen jeweils so zu Jets kombiniert, daß die obere Grenze der Jetmasse im Bereich von  $10\text{-}40 \text{ GeV}$  liegt; d.h. falls für ein hadronisch zerfallendes  $W$ -Boson bei einer Massengrenze von  $10 \text{ GeV}$  nicht zwei oder drei Jets, sondern eine größere Anzahl von Jets gefunden werden, so wird die Massengrenze auf  $20$  oder  $40 \text{ GeV}$  heraufgesetzt. Abbildung 6.4 zeigt die Verteilung der invarianten Masse

<sup>(1)</sup>Bei leptonischen Ereignissen ist die Rekonstruktion der  $W^+$ -Flugrichtung ambivalent, bei hadronischen Ereignissen ist die Messung der Ladung der zerfallenden  $W$ -Bosonen nur statistisch möglich.

des Jets mit der höchsten Energie gegenüber der Summe der Massen der verbleibenden Jets mit der niedrigeren Energie. Die gesuchten  $W^+W^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}'$  Ereignisse sind bei mittleren Jetmassen um ca. 10-15 GeV gehäuft. In der rechten oberen Ecke sind die Einträge von hadronischen Ereignissen zu sehen, für die ein Teil der Zerfallsprodukte im Strahlrohr verloren ging. Die Ereignisse oberhalb der eingezeichneten Kurve wurden verworfen. Nahezu alle leptonischen Ereignisse wurden durch die Forderung nach nur *einem* isolierten Lepton verworfen. Die verbleibenden leptonischen Ereignisse enthalten  $W$ -Zerfälle in  $\tau$ -Leptonen, die eine kleine invariante Masse ( $m_{Jet} \lesssim m_\tau$ ) besitzen (linke untere Ecke).

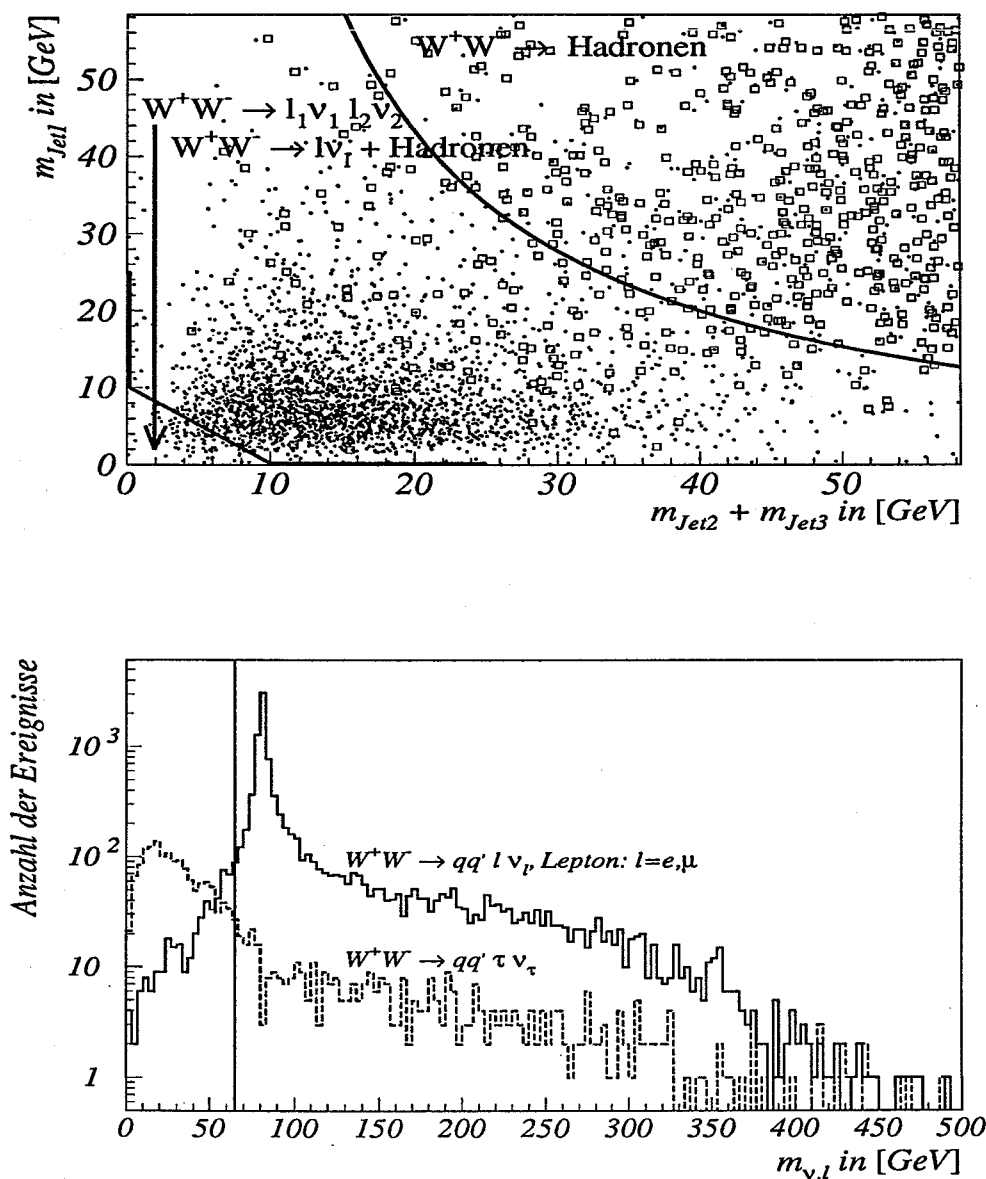


Abbildung 6.4: Schnitte zur Selektion von  $W^+W^-$  Ereignissen:

- (oben) Schnitte in der invarianten Masse der rekonstruierten Jets in der hadronischen Ereignishälfte. Jet 1,2 und 3 sind die, gemäß ihrer Energie, geordneten Jets aus den Teilchen des hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosons.
- (unten) Die rekonstruierte invariante Masse des leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosons.

Die Masse des  $l\nu_l$ -Paares  $m_{l\nu_l}$  des leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosons in  $W^+W^- \rightarrow l\nu_l, q\bar{q}'$  Ereignissen, sowie der Impuls des nicht sichtbaren Neutrinos  $\mathbf{p}_\nu$  werden mit Hilfe aller rekonstruierbarer geladener und neutraler Teilchen berechnet:

$$m_{l\nu_l} = 2|\mathbf{p}_l||\mathbf{p}_\nu|(1 - \hat{\mathbf{p}}_l\hat{\mathbf{p}}_\nu) \quad , \quad \text{wobei:} \quad \mathbf{p}_\nu = -\mathbf{p}_{Had} - \mathbf{p}_{Lepton} \quad ,$$

$$\mathbf{p}_{Lepton} = \mathbf{p}_l + \mathbf{p}_{Cone} \quad , \quad \mathbf{p}_{Had} = \sum_{\text{Alle Teilchen} \neq \text{Leptonkegel}} \mathbf{p}_i \quad .$$

Wenn die Energien *aller* Spuren des hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosons sehr genau gemessen werden könnten, dann wäre die rekonstruierte invariante Masse des  $l\nu_l$ -Paares identisch mit der Masse des zerfallenden  $W$ -Bosons:  $m_{l\nu_l} = M_W$ . Die invariante Masse  $m_{l\nu_l}$  ist in Abbildung 6.4 aufgetragen. Wie man sieht sind die gesuchten Ereignisse um die  $W$ -Masse verteilt. Der Ausläufer bei hohen Massen stammt von Ereignissen, bei denen ein großer Teil der Spuren im Strahlrohr verloren gingen, oder ein Teil der Energie durch Neutrinos aus den Zerfällen leichter Hadronen nicht nachgewiesen werden konnte.

Bei Zerfällen der  $W$ -Bosonen in  $\tau$ -Leptonen kann die Helizität des  $W$ -Bosons nicht bestimmt werden, da wegen dem zusätzlichen Neutrino aus dem sekundären  $\tau$ -Zerfall die  $\tau$ -Flugrichtung nicht rekonstruiert werden kann. Diese Ereignisse müssen deshalb verworfen werden. Eine Masse von  $m_{l\nu_l} > 65 \text{ GeV}$  verwirft die meisten Zerfälle  $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ .

Der Polarwinkel der Ereignisachse ist durch die Richtung der auslaufenden  $W^+W^-$ -Bosonen bezüglich der einlaufenden Strahlteilchen gegeben. Der Polarwinkel des  $W^+W^-$ -Paares kann in guter Näherung durch die Richtung eines Jets mit der maximalen invarianten Masse von  $100 \text{ GeV}$  bestimmt werden. Bei dieser Definition der  $W$ -Achse wird die  $W$ -Flugrichtung mit einer Auflösung von  $\sigma(\cos\theta) \simeq 0.005$  rekonstruiert (siehe Abbildung 6.5). Die Ladung des  $W^+$ -Bosons ist durch die Ladung des Leptons des leptonisch zerfallenden  $W$ -Bosons bestimmt.

Die Messung des Leptonzerfallswinkels im Ruhesystem des  $W$ -Bosons folgt aus der Messung der Leptonenergie  $E_l$ :

$$\cos\theta^* \simeq \frac{1}{\beta} \left[ \frac{2E_l}{E_{Beam}} - 1 \right] \quad , \quad (6.1.4)$$

$\beta = \sqrt{\frac{s - 4M_W^2}{s}}$  ist die Geschwindigkeit des  $W$ -Bosons in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

### 6.1.3 Die Bestimmung der Eichbosonkopplungen

Die Einschränkung anomaler Eichbosonkopplungen in verschiedenen Modellen: Neben dem Standardmodell können noch verschiedene andere in der Literatur [85] beschriebene Modelle mit anomalen Eichbosonkopplungen für die elastische  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  Streuung überprüft werden. Im Gegensatz zum Standardmodell sind die hier verwendeten Modelle nicht renormierbar, sie erlauben jedoch die Interpretation möglicher Abweichungen der gemessenen Verteilungen von den Vorhersagen des Standardmodells.

- (1) Die Erhaltung der lokalen  $SU(2) \times U(1)$  Invarianz erlaubt lediglich einen freien Parameter:

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z \neq 0 \quad . \quad (6.1.5)$$

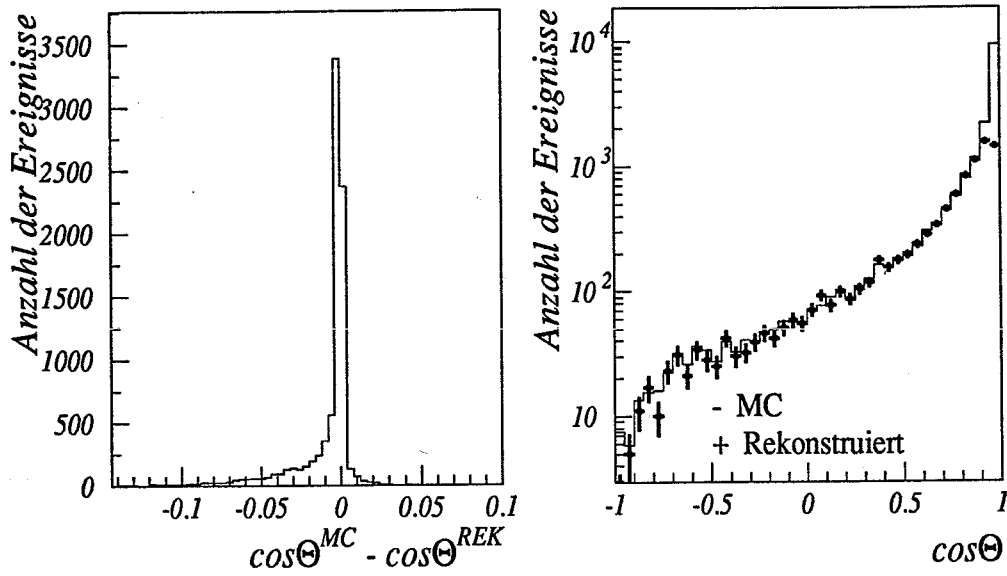


Abbildung 6.5:

**links:** Die Auflösung der rekonstruierten  $W$ -Achse für die selektierten  $W^+W^- \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l, q\bar{q}'$  Ereignisse.  $(\cos \theta^{MC} - \cos \theta^{REK})$  ist die Differenz zwischen dem tatsächlichen und dem rekonstruierten Polarwinkel.

**rechts:** Der Vergleich der, mit Hilfe der Jetrichtung, rekonstruierten Polarwinkelverteilung (Kreuze) und der tatsächlichen Polarwinkelverteilung der  $W^+$ -Bosonen (durchgezogene Linie). Lediglich im Bereich der Akzeptanzlücken nahe dem Strahlrohr  $|\cos \theta| \rightarrow 1$  können die  $W^+W^- \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l, q\bar{q}'$  Ereignisse nicht rekonstruiert werden, da das zur Bestimmung des Ladungszustands des  $W$ -Bosons notwendige Lepton meist verlorenght.

Gleichzeitig gelten für  $\kappa_\gamma = \kappa_Z = 1$  und  $g_{ZWW} = \cot \theta_W$  die Vorhersagen des Standardmodells.

- (2) Wird die globale  $SU(2)$ -Eichinvarianz nur durch die  $U(1)_Y$ -Symmetrie gebrochen, d.h. durch die Wechselwirkungen des  $B_\mu$ -Feldes mit den geladenen Eichbosonfeldern, so divergiert der  $\rho$ -Parameter ( $\rho = 1 + \Delta\rho$ ) bei der Renormierung der Theorie;  $\Delta\rho$  (siehe Gleichung 1.4.39 auf Seite 17) erhält einen zusätzlichen Beitrag, wenn die Bedingung  $(g_{ZWW} - e/\sin \theta_W \kappa_\gamma) \ll 1$  nicht erfüllt ist. Weicht der  $\rho$ -Parameter bei großen Energieüberträgen stark von der Vorhersage des Standardmodells ab, so müßte dieser Effekt bereits bei  $LEP100$  sichtbar sein. Es verbleibt ein freier Parameter,  $\kappa_\gamma$ , alle anderen Parameter sind festgelegt [21]:

$$\begin{aligned} \kappa_\gamma &\neq 0, & g_{ZWW} &= -\tan \theta_W + \frac{\kappa_\gamma}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \\ \kappa_Z &= 1 - \frac{(\kappa_\gamma - 1) \tan \theta_W}{g_{ZWW}}, & \lambda_\gamma &= \lambda_Z = 0. \end{aligned} \quad (6.1.6)$$

- (3) Die  $SU(2)_L \times SU(2)_V \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie, verbunden mit der Existenz eines zusätzlichen, schweren, schwachen Bosontripletts verhält sich ähnlich wie die  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie des Standardmodells. Das zusätzliche Bosontriplett (verbunden mit der  $SU(2)_V$ -Symmetrie) verhält sich wie das  $SU(2)_L$ -Triplet des Standardmodells, beide Eichfelder mischen. Diese Mischung wäre durch eine Änderung der Kopplungstärke der  $SU(2)_L$ -Austauschteilchen sichtbar [89]:

$$g_{ZWW} \neq \cot \theta_w \quad , \quad \kappa_\gamma = \kappa_Z = 1 \quad , \quad \lambda_\gamma = \lambda_Z = 0 \quad . \quad (6.1.7)$$

- (4) Sehr sensitiv auf Abweichungen der Meßwerte vom Standardmodell, aber theoretisch nicht fundiert ist folgendes Modell:

$$g_{ZWW} = \cot \theta_w \quad , \quad \kappa_\gamma = \kappa_Z \quad , \quad \lambda_\gamma = \lambda_Z \quad . \quad (6.1.8)$$

- (5) Die Brechung der lokalen  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie erlaubt die freie Variation aller fünf Parameter:

$$g_{ZWW} \quad , \quad \kappa_\gamma \quad , \quad \kappa_Z \quad , \quad \lambda_\gamma \quad , \quad \lambda_Z \quad . \quad (6.1.9)$$

Mit Hilfe einer  $\chi^2$ -Minimierung wurden die theoretisch vorhergesagten polarwinkelabhängigen Raten [88] für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\cos\theta$  sowie den Helizitätsprojektionen  $d\sigma_L/d\cos\theta$  und  $d\sigma_T/d\cos\theta$  an die simulierten Raten angepaßt. Wegen der begrenzten Akzeptanz des simulierten Detektors wurden nur  $W^+W^-$ -Paare innerhalb eines Polarwinkelbereichs von  $-0.9 < \cos\theta < 0.9$  zur Analyse herangezogen. Diese Einschränkung verwirft einen großen Teil der Ereignisse, die zum Ausläufer der Verteilung  $[\cos\theta^{MC} - \cos\theta^{Rek}] < -0.03$  in Abbildung 6.5(links) beitragen. Dies sind Ereignisse, deren Ereignisachse unzureichend rekonstruiert wurde. Die Verteilungen des simulierten Experiments entsprechen den Vorhersagen des Standardmodells. Die Anpassung der Kopplungsparameter erlaubt also eine Abschätzung der Abweichungen für die Kopplungskonstanten der verschiedenen Modelle von denen des Standardmodells innerhalb der statistischen Fehler. Abhängig vom zugrundegelegten Modell durften die entsprechenden Parameter des Modells ( $g_{ZWW}$ ,  $\kappa_\gamma$ ,  $\kappa_Z$ ,  $\lambda_\gamma$  und  $\lambda_Z$ ) frei variieren. Polarwinkelintervalle mit weniger als fünf Einträgen wurden vernachlässigt. Tabelle 6.3 zeigt mit welcher Genauigkeit Abweichungen vom Standardmodell infolge anomaler Eichbosonkopplungen für eine begrenzte Statistik von ca.  $60 \times 10^3$  Ereignissen, was bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  einer integrierten Luminosität von ca.  $10 \text{ fb}^{-1}$  entspricht, gemessen werden können. Abbildung 6.6 zeigt als Beispiel die Niveaulinien für verschiedene Konfidenzniveaus des Modells (4) für die beiden freien Parameter  $\kappa_\gamma = \kappa_Z$  und  $\lambda_\gamma = \lambda_Z$ .

Eine realistischere Detektorsimulation durch die zusätzliche »Verschmierung« der kalorimetrischen Energiedepositionen elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen mit einer Auflösung von  $\delta E/E = 0.5/\sqrt{E}$  und einer gleichzeitigen »Verschmierung« der transversalen Impulsauflösung geladener Spuren von  $\delta p_T/p_T = 10^{-3} p_T$  verschlechtert die Sensitivität der Analyse um ca. 25 %. Dieses Auflösungsvermögen entspricht demjenigen eines typischen LEP-Detektors.

|        | $g_{ZWW} - g_{ZWW}^{SM}$ | $\kappa_\gamma - 1$      | $\kappa_Z - 1$             | $\lambda_\gamma$           | $\lambda_Z$              |
|--------|--------------------------|--------------------------|----------------------------|----------------------------|--------------------------|
| Modell | 1                        | -                        | -                          | -0.003 $\rightarrow$ 0.011 | *                        |
|        | 2                        | *                        | -0.006 $\rightarrow$ 0.005 | *                          | -                        |
|        | 3                        | -0.02 $\rightarrow$ 0.02 | -                          | -                          | -                        |
|        | 4                        | -                        | -0.007 $\rightarrow$ 0.005 | *                          | *                        |
|        | 5                        | -                        | -0.02 $\rightarrow$ 0.14   | -0.05 $\rightarrow$ 0.09   | -0.02 $\rightarrow$ 0.02 |

Tabelle 6.3: Die oberen und unteren Grenzen geben die möglichen Abweichungen für die einzelnen Kopplungskonstanten von der Vorhersage des Standardmodells für ein Konfidenzniveau von 90 % an.

Die mit einem »\*« markierten Kopplungskonstanten sind durch die restlichen Kopplungskonstanten festgelegt, für die mit einem »-« markierten Kopplungskonstanten ist in dem jeweils betrachteten Modell die Vorhersage des Standardmodells gültig.

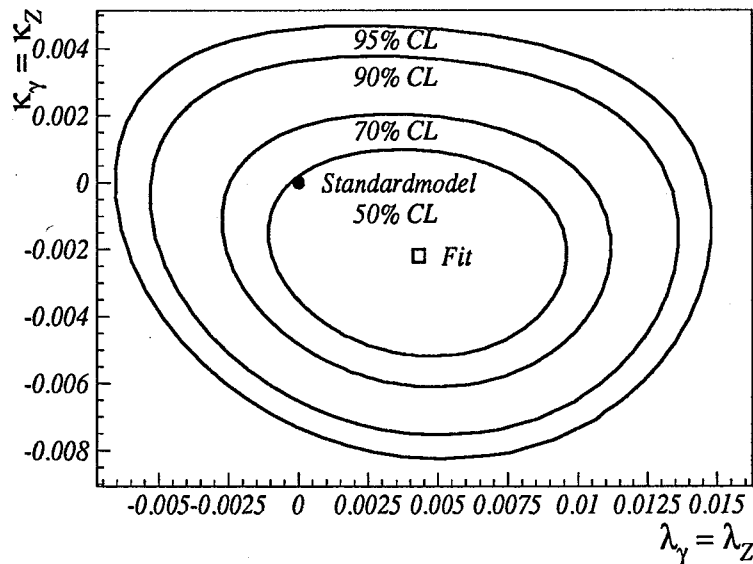


Abbildung 6.6: Die Kontourlinien für verschiedene Konfidenzniveaus der freien Parameter  $\kappa_\gamma = \kappa_Z$  und  $\lambda_\gamma = \lambda_Z$  aus Modell (4).

Effekte durch die Bremsstrahlung aus dem Anfangszustand oder durch die sogenannte Beamstrahlung<sup>(2)</sup>, können mit Hilfe von sogenannten Strukturfunctionen, die das Spektrum der abgestrahlten Beamstrahlungsphotonen beschreiben, berechnet werden. Das Energiespektrum der Beamstrahlungsphotonen hängt von den Parametern des Beschleunigers ab.

<sup>(2)</sup>Das ist die Abstrahlung von Photonen durch die Wechselwirkung des kollidierenden Teilchenpaketes kurz vor der Annihilation mit einem Elektron(Positron) des entgegenkommenden Teilchenpaketes. Bei LEP kann dieser Effekt wegen der geringeren Teilchendichte im  $e^+(e^-)$ -Teilchenpaket vernachlässigt werden.

Abschließend ist in Tabelle 6.1.3 die erwartete Meßgenauigkeit von  $\kappa_\gamma$  und  $\lambda_\gamma$  für verschiedene zukünftige Experimente dargestellt. Anomale Eichbosonkopplungen können bei einem  $e^+e^-$ -Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  um mehreren Größenordnungen präziser eingeschränkt werden, als dies der UA2-Kollaboration am  $p\bar{p}$ -Beschleuniger SPS möglich war [90].

| Experiment                        | $\delta\kappa_\gamma$ | $\delta\lambda_\gamma$ |
|-----------------------------------|-----------------------|------------------------|
| UA2                               | 2.4                   | 1.7                    |
| LEP200                            | 0.25                  | 0.25                   |
| LHC/SSC                           | 0.10                  | 0.02                   |
| $E_{cm}^{e^+e^-} 500 \text{ GeV}$ | 0.01                  | 0.01                   |

*Tabelle 6.4: Der Vergleich der erwarteten Sensitivität auf anomale Eichbosonkopplungen (eine Standardabweichung) verschiedener Experimente. Aktuell gültig sind nur die Grenzen der UA2-Kollaboration [90], alle übrigen Ergebnisse beziehen sich auf Monte-Carlo-Simulationen. Die Werte für LEP200 [91] und  $E_{cm}^{e^+e^-} 500 \text{ GeV}$  stammen von einem Fit mit vier Parametern. Die asymmetrischen Grenzen von Szenario 5 aus Tabelle 6.3 können mit Hilfe von polarisierten  $e^+e^-$ -Strahlen aufgelöst werden. Diese Werte sind hier dargestellt.*

# Zusammenfassung

Das Standardmodell enthält eine Vielzahl von Parametern, die experimentell zu überprüfen sind. Von besonderem Interesse sind dabei die unbekannten Größen der elektroschwachen Wechselwirkung. Am *LEP*-Speicherring (CERN) können die Zerfälle der elektrisch neutralen Eichbosonen  $Z^0$  und  $\gamma$  der elektroschwachen Wechselwirkung bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx M_Z$  studiert werden. Die  $Z^0$ -Bosonen und die Photonen entstehen durch die Annihilation eines Elektron-Positron-Paares. Da die Schwerpunktsenergie für die Produktion schwerer Teilchen wie z.B.  $Z^0$ - oder  $W^\pm$ -Bosonen, zu klein ist, bestehen die Endzustände der Zerfälle aus Lepton-Antilepton-Paaren und Quark-Antiquark-Paaren.

In dieser Arbeit wurde der Zerfall der neutralen Eichbosonen in Bottom-Quarks untersucht. Der Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in Bottom-Quarks ist im Gegensatz zu den Zerfällen in leichte Quarks besonders interessant, da der Isospinpartner des Bottom-Quarks, das Top-Quark experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte. Im Rahmen von Strahlungskorrekturen beeinflusst das Top-Quark jedoch die Meßgrößen des Standardmodells. Die Vorhersagen des Standardmodells für Observable, die sich auf Endzustände mit Bottom-Quarks beziehen, haben eine andere funktionale Abhängigkeit von der Top-Masse wie die restlichen (leichten) Quarks, deren Isospinpartner nur eine kleine Masse besitzen.

Bottom-Quarks aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow b\bar{b}$  besitzen eine endliche Zerfallslänge. Durch den Einsatz eines Siliziumstreifendetektors sehr nahe am Wechselwirkungspunkt können geladene Spuren im *ALEPH*-Detektor sehr genau vermessen werden. Die genaue Messung des Impaktparameters geladener Spuren ermöglicht die Unterscheidung zwischen einer Spur vom Primärvertex und einer Spur, die von einem sekundären Vertex stammt. Für jede Spur wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, ob sie von einem sekundären Zerfall (z.B. eines Bottom-Hadrons) oder vom Primärvertex stammt. Durch die Kombination der Spurwahrscheinlichkeiten in den einzelnen Ereignishälften zu einer Hemisphärenwahrscheinlichkeit können Zerfälle der Bottom-Quarks mit hoher Reinheit sehr effizient selektiert werden. Die Anreicherung der selektierten Ereignisse erlaubt die sehr präzise Messung von  $\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}}$ , also des Verhältnisses der partiellen Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons in ein  $b\bar{b}$ -Paar normiert auf die Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons in Hadronen:

$$\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}} = 0.2187 \pm 0.0026_{\text{sys.}} \pm 0.0022_{\text{stat.}}.$$

Setzt man die Gültigkeit des Standardmodells voraus, so kann aus dieser Messung eine obere Grenze für die Masse des Top-Quarks berechnet werden:

$$m_{\text{Top}} < 187 \text{ GeV}$$

Diese Schranke bezieht sich auf ein Konfidenzniveau von 66 %.

Die Higgs-Masse  $m_{Higgs}$  läßt sich durch die Messung von  $\mathcal{F}_b$  (noch) nicht einschränken. Die Meßgrößen des Standardmodells bevorzugen zwar Werte die nahe den experimentellen Grenzen zum direkten Nachweis liegen, eine verlässliche Vorhersage für die obere Schranke der Higgs-Masse ist aber nicht möglich.

Aus dem Vergleich der Vorhersagen für  $\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z^0 \rightarrow Hadronen}$  mit den Meßwerten können erweiterte Technicolor-Modelle (*ETC*) mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Gelingt es den Experimenten am Tevatron die untere Schranke der Top-Masse weiter zu erhöhen, so können diese Modelle vollständig ausgeschlossen werden.

Die  $Z^0$ -Zerfallsverzweigungen sind sensitiv auf die Wechselwirkungen neuer, im Standardmodell nicht enthaltener Teilchen. Diese Wechselwirkungen setzten sich bei niedrigeren Energien im Rahmen der Strahlungskorrekturen in eine Änderung der Kopplungskonstanten fort. Interessant sind dabei die Kopplungen der schwachen elektrisch geladenen Eichbosonen an die elektrisch neutralen Eichbosonen  $Z^0, \gamma$ . Obwohl die diesen Modellen zugrundeliegenden Prozesse erst bei höheren Schwerpunktsenergien ( $\sqrt{s} \gtrsim \Lambda$ ) direkt beobachtbar wären, würden bei niedrigeren Energien infolge der Strahlungskorrekturen eventuelle Abweichungen der Meßergebnisse von den Vorhersagen des Standardmodells Hinweise auf die neuen physikalischen Prozesse liefern. Unstimmigkeiten der Meßergebnisse mit dem Standardmodell wurden nicht festgestellt. Unabhängig von der Masse des Top-Quarks limitieren die Messungen der elektroschwachen Parameter der *LEP*-Experimente die einzelnen Eichbosonkopplungen:

$$\begin{array}{lll} -0.6 & < \kappa_\gamma - 1 & < 0.7 \\ -0.55 & < \kappa_Z - 1 & < 0.4 \\ -1.3 & < \lambda_Z = \lambda_\gamma = \lambda & < 1.6 \end{array}$$

Diese Schranken gelten für einen Skalenparameter  $\Lambda = 240 \text{ GeV}$ ; die Masse des Higgs-Bosons wurde dabei zwischen  $60 \text{ GeV}$  und  $300 \text{ GeV}$  variiert. Diese Grenzen wurden erzielt, indem jeweils eine der anomalen Kopplungskonstanten  $\kappa_\gamma, \kappa_Z$  oder  $\lambda$  sowie die Masse des Top-Quarks als freie Parameter des zugrundeliegenden Modells betrachtet wurden. Bei zukünftigen  $e^+e^-$ -Beschleunigern mit einer Schwerpunktsenergie von  $500 \text{ GeV}$  können Modelle, die nur einen freien Parameter erlauben, diese Kopplungskonstanten mit einer Genauigkeit von ca. 1 % einschränken.

Das Top-Quark, an dessen Existenz zwar kaum gezweifelt wird, dessen Masse aber als Parameter der Standardmodells den numerischen Wert der Vorhersagen beeinflusst, erweist sich als die größte Hürde zur weiteren Überprüfung der elektroschwachen Theorie. Sowohl die fehlende Higgs-Masse als auch mögliche Erweiterungen des Standardmodells könnten sehr viel stärker eingeschränkt werden, wenn diese Unsicherheit beseitigt wäre. Es bleibt zu hoffen, daß der direkte Nachweis der Top-Masse bei den Tevatron-Experimenten im Laufe der nächsten Jahre gelingt. Die zukünftige erfolgreiche Überprüfung der elektroschwachen Theorie durch die Messungen der *LEP*-Experimente ist somit sehr stark mit dem experimentellen Nachweis des Top-Quarks verbunden.

# Anhang A

## Die Berechnung des Spurimpaktparameters

Die Berechnung des Impaktparameters einer Spur sowie des zugehörigen Fehlers ist notwendig für die Analyse der Impaktparametersignifikanz geladener Spuren, wie sie in Kapitel 3.5 besprochen wurde. Im folgenden wird der Formalismus zur Berechnung des Impaktparameters und dessen Fehlers aus den Spurparametern beschrieben.

### A.1 Der Impaktparameter

Für die Berechnung des Impaktparameters einer Spur muß im dreidimensionalen Raum der Punkt mit dem kleinsten Abstand zwischen der Spurhelix und der Flugrichtung des  $b$ -Hadrons, die durch die Jetrichtung  $\mathbf{J}$  ( $|\mathbf{J}| = 1$ ) genähert wird, bestimmt werden. Das  $b$ -Hadron stammt von Primärvertex  $\mathbf{V}$ . Die Spurhelix einer geladenen Spur in den Spurdetektoren ist gegeben durch die Spurparameter  $r$ ,  $D_0$ ,  $Z_0$ ,  $\tan \lambda$  und  $\phi_0$  (siehe Kapitel 3.6 auf Seite 67). Am Punkt des kleinsten Abstands  $\mathbf{T}_0$  der Spurhelix vom Detektorursprung  $\mathbf{O}$  ist die Flugbahn des geladenen Teilchens in linearer Näherung gegeben durch die Tangente  $\mathbf{T}_1$  ( $|\mathbf{T}_1| = 1$ ). Die Vektoren  $\mathbf{T}_0$  und  $\mathbf{T}_1$  sind Funktionen der Helixparameter. Ausgehend vom Punkt des kleinsten Abstands der Spur vom Detektorursprung  $\mathbf{T}_0$  nähert man sich iterativ dem Ort des kleinsten Abstands zwischen der Helix und der Jetachse  $\mathbf{J}$ , indem man der Trajektorie des Teilchens folgt.

Mathematisch berechnet wird die Länge der linearisierten Spur zwischen Punkt  $\mathbf{T}_0$  und dem Punkt des kleinsten Abstands der linearisierten Spur und der Jetachse. Diese Länge beträgt:

$$S = \frac{\mathbf{Q} \cdot (\mathbf{V} - \mathbf{T}_0)}{\mathbf{Q} \cdot \mathbf{T}_1} \quad \text{wobei: } \mathbf{Q} = \mathbf{T}_1 - \mathbf{J}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{T}_1) \quad . \quad (\text{A.1.1})$$

Anschließend bewegt man sich auf der Helixkurve um die Länge  $S$  vorwärts, berechnet am Zielpunkt wiederum die linearisierte Spur und beginnt von neuem, bis die zurückzulegende Weglänge klein ist und die Iteration abbricht. Der kürzeste Abstand zwischen der Spurhelix und der Jetachse  $D_j$  am Minimum beträgt:

$$D_j = \frac{\mathbf{P} \cdot (\mathbf{V} - \mathbf{T}_0)}{|\mathbf{P}|} \quad \text{wobei: } \mathbf{P} = \mathbf{T}_1 \times \mathbf{J} \quad . \quad (\text{A.1.2})$$

Bei der letzten Iteration werden abschließend noch einmal die Spurvektoren  $\mathbf{T}_0$  und  $\mathbf{T}_1$  berechnet und man erhält für den Impaktparameter  $D_{Min}$ :

$$D_{Min} = \sqrt{(\mathbf{V} - \mathbf{T}_0)^2 - R^2} \quad \text{wobei: } R = \mathbf{T}_1 \cdot (\mathbf{V} - \mathbf{T}_0) \quad . \quad (\text{A.1.3})$$

## A.2 Der Fehler des Spurimpaktparameters

Die Länge des Impaktparametervektors  $\mathbf{D}_{Min}$  ist der Abstand zwischen dem Primärvertex und der linearisierten Spur am Punkt des kleinsten Abstands zwischen der Spurlhelix und der Jetachse  $\mathbf{J}$ :

$$\mathbf{D}_{Min} = \mathbf{T} - \mathbf{V} \quad . \quad (\text{A.2.4})$$

$\mathbf{T} = \mathbf{T}(D_0, Z_0, \tan \lambda, \phi)$  steht senkrecht auf der Jetachse  $\mathbf{J}$  und der linearisierten Spur. Der Fehler von  $\mathbf{D}_{Min}$  besteht also aus zwei Komponenten, dem Fehler, der aus der Messung der Spurlhelix folgt, und einem Fehlerbeitrag aus der Rekonstruktion des Primärvertex. Die beiden Fehlerbeiträge sind nicht miteinander korreliert, da bei der Berechnung des Primärvertex die zu analysierende Spur nicht benützt wird.

Die Fehler der Spurlhelix aus dem Spurfitt am Ort  $\mathbf{T}_0$ , dem Punkt des kleinsten Spurabstands vom Detektorursprung sind bekannt. Gemäß Gleichung A.1.3 werden die Ableitungen von  $D_{Min}$  nach den Spurparametern  $D_0, Z_0, \tan \lambda$  und  $\phi$  berechnet und die Unsicherheiten der Spurparameter propagiert. Der Fehler  $\sigma_{D_{Min}}(SPUR)$  ist gegeben durch:

$$\sigma_{D_{Min}}^2(SPUR) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \frac{\partial D_{Min}}{\partial x_i} [E]_{ij} \frac{\partial D_{Min}}{\partial x_j} \quad , \quad \text{mit: } x_i = D_0, Z_0, \tan \lambda, \phi \quad . \quad (\text{A.2.5})$$

$[E]_{ij}$  ist die Fehlermatrix der Spurparameter (siehe Kapitel 3.6).

Der Fehlerbeitrag aus der Rekonstruktion des Primärvertex folgt aus der Projektion der Fehlermatrix  $\sigma(VERTEX)$  des Primärvertex auf die Richtung des Impaktparametervektors  $\mathbf{d} = \mathbf{D}_{Min}/|\mathbf{D}_{Min}|$ :

$$\sigma_{D_{Min}}^2(VERTEX) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 d_i \sigma_{ij}^{Vertex} d_j \quad . \quad (\text{A.2.6})$$

Der Fehler des Impaktparameters  $D_{Min}$  ist dann die Summe beider Komponenten:

$$\sigma_{D_{Min}} = \sqrt{\sigma_{D_{Min}}^2(VERTEX) + \sigma_{D_{Min}}^2(SPUR)} \quad . \quad (\text{A.2.7})$$

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. Buschhorn möchte ich herzlich danken, daß er mir diese Arbeit ermöglicht hat. Durch seine Vorlesungen an der TU München wurde mein Interesse an der Hochenergiephysik geweckt. Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Ron Settles für die interessante Themenstellung sowie zahlreiche Diskussionen und Anregungen die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Durch seine gezielte Förderung hat er mein Verständnis der experimentellen Elementarteilchenphysik stark erweitert. Er ermöglichte mir auch die Mitarbeit in einem über diese Arbeit hinausgehenden Workshop über Physik zukünftiger Beschleuniger.

Der Zusammenarbeit mit Dr. David Brown verdanke ich wichtige Erkenntnisse über die Physik der  $b$ -Quarks und den Eigenschaften des Vertexdetektors. Bei Frau Dr. Iris Abt und Herrn Dr. Georg Wolf möchte ich mich herzlich für die ausführlichen Diskussionen beim Lesen des Manuskripts bedanken. Prof. Wolfgang Hollik, Gerhard Buchalla, Dr. Andreas Schwarz, Christian Bauer, Dr. Ulrich Stiegler, Dr. Hans Günther Moser, Dr. Jochen Lauber und Dr. Jan Schröder haben mein Verständnis der Theorie des Standardmodells, der Detektor-Simulation und der Ereignisanalyse durch zahlreiche Beiträge und Diskussionen erweitert.

Besonderer Dank gebührt der *ALEPH*-Kollaboration. Die freundliche Aufnahme in die Kollaboration und die gewährte Hilfe bei Fragen haben meine Arbeit erleichtert.

Meinen Kollegen des Max-Planck-Institutes für Physik danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und zahlreiche Diskussionen. Besonderer Dank gebührt Frau Renate Saffert, mit deren Hilfe viele bürokratische Hürden gemeistert wurden.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich in jeder Weise sowohl während meines Studiums als auch während der Doktorarbeit unterstützt haben, sowie meiner Verlobten, die stets Verständnis für die etwas außergewöhnlichen Arbeitszeiten während der Doktorarbeit gezeigt hat.

# Literaturverzeichnis

- [1] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter 1982.
- [2] R.P.Feynman, *The Theory of Positrons*, Phys.Rev. 76(1949)769.
- [3] C.N.Yang, R.L.Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Phys.Rev. 96(1954)191.
- [4] S.L.Glashow, *Partial-Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. 22(1961)579.  
S.Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys.Rev.Lett. 19(1967)1264.  
S.Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in *Proc. VIII Nobel Symp.*, Stockholm(1986),367.
- [5] G.'t Hooft, *Renormalisation of Massless Yang-Mills fields*, Nucl.Phys.B 33(1971)173.  
G.'t Hooft, *Renormalisable Lagrangians for Massive Yang-Mills fields*, Nucl.Phys.B 35(1971)167.  
G.'t Hooft, M.Veltman, *Regularisation and Renormalisation of Gauge Fields*, Nucl.Phys.B 44(1972)189.  
G.'t Hooft, *Dimensional Regularisation and the Renormalisation Group*, Nucl.Phys.B 61(1973)455.
- [6] Hasert F.J et al., *Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Elektron in the Gargamelle Neutrino Experiment*, Phys.Lett.B 46(1973)138-140.
- [7] G.Arnison et.al. , UA1-Collaboration, *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS Collider*, Phys.Lett.B 126(1983)398.  
P.Bagnaia et.al. , UA2-Collaboration, *Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  at the CERN  $p\bar{p}$  Collider*, Phys.Lett.B 129(1983)130.
- [8] R.Bauley et.al. , ACCMOR-Collaboration, *A Silicon Strip Detektor Telescope for the Measurement of Production and Decay of Charmed Particles*, Talk presented at the *Third Symposium on Semiconductor Detectors*, Nucl.Instr. and Meth. 226(1984)56-58.
- [9] C.Itzigson, J. Zuber, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill 1980.
- [10] M.Gell-Mann, *Isotopic Spin and New Unstable Particles*, Phys.Rev. 92(1953)833-834.  
T.Nakano, K.Nishijima, *Charge Independence of V-Particles*, Prog.Theor.Phys.49(1973)652-657.
- [11] G. Altarelli (Editor), *Z Physics at LEP 1*, CERN Yellow Report 89-08, Vol.1  
W.F.L. Hollik, *Radiative Corrections in the Standard Model and Their Role for Precision Tests of The Electroweak Theory*, DESY 88-188.  
W.F.L. Hollik, *Renormalisation of the Standard Model*, MPI-Ph/93-21  
W.F.L. Hollik, *Predictions for  $e^+e^-$  Processes*, MPI-Ph/93-22
- [12] J.D.Bjorken, S.D.Drell, *Relativistische Quantenmechanik*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1984.
- [13] G. Coignet, *Searches for New Physics*, Talk at *XVI International Symposium on Lepton-Photon Interactions*, Cornell University, Ithaka, New York, 10-15 August 1993.
- [14] K. Hikasa et.al. , Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Rev.D 45(1992)

- [15] The *LEP* Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the *LEP* Electroweak working group, *Updated Parameters of the  $Z^0$  Resonance Parameters from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments*, ALEPH 93-124, CERN-PPE/93-157.
- [16] A. Sirlin, *Radiative Corrections in the  $SU(2)_L \times U(1)$  Theory: A Simple Renormalisation Framework*, Phys.Rev.D 22(1980)971.
- [17] G. Bonneau, F. Martin, *Hard-Photon Emission in  $e^+e^-$  Reaktionen*, Nucl.Phys.B 27(1971)381.
- [18] T.Kinoshita, *Mass Singularities of Feynman Amplitudes*, J.Math.Phys.3(1962)650.  
T.D.Lee, M.Nauenberg, *Degenerate Systems and Mass Singularities*, Phys.Rev.B 133(1964)1549.
- [19] G. Altarelli (Editor), *Z Physics at LEP 1*, CERN Yellow Report 89-08, Vol.3
- [20] G.Altarelli, G.Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl.Phys.B 126(1977)298-318.
- [21] H. Neufeld *et.al.*, *Loop Corrections to the  $\rho$ -Parameter; The Magnetic Moment of the  $W^\pm$  and  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$* , Phys.Lett.B 198(1987)563-569.
- [22] G. Altarelli, R. Barbieri, *Vacuum Polarisation Effects of New Physics on Electroweak Processes*, CERN-TH 5863/90.
- [23] J.D.Bjorken, S.D.Drell, *Relativistische Quantenfeldtheorie*, B.I.Wissenschaftsverlag, 1984.
- [24] S. Bethke, *Tests of QCD*, Talk at the XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas, Texas, August 6-12, 1992.
- [25] C.Peterson *et.al.*, *Scaling Violations in Inclusive  $e^+e^-$  Annihilation Spectra*, Phys.Rev.D 27(1983)105-111.
- [26] L. Arnaudon *et.al.*, *Effect of tidal forces on the beam energy of LEP*, Proceedings PAC conference Washington, 1993. To be published.
- [27] D.Decamp *et.al.*, ALEPH Collaboration, *ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilation at LEP*, Nucl.Inst. A294(1990) p.121-178
- [28] W.Blum (Editor), *The ALEPH Handbook*, ALEPH 89-77
- [29] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, (1981).
- [30] C.Bauer, *Messung der Ortsauflösung von doppelseitig auslesbaren Silizium-Streifendetektoren mit VLSI-Elektronik*, Diplomarbeit, MPI-PhE/91-06.
- [31] C. Gotzhein, *Suche nach einer CP-Verletzung im Zerfall  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$* , MPI-PhE 93-01.
- [32] D.Brown *et.al.*, *Alignment of the ALEPH Silicon Vertex Detector*, ALEPH 91-43.  
D.Brown *et.al.*, *ALEPH Tracking alignment in 1991*, ALEPH 92-10, SOFTWR 92-1.
- [33] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, Stuttgart, (1984).
- [34] B.Rensch, *Das ALEPH-Triggersystem*, in HD-IHEP/92-09, sowie Referenz [28].
- [35] B.Bloch-Devauux *et.al.*, *KINLIB Documentation*, ALEPH-91-78.
- [36] F.Ranjard, *GALEPH User's Guide*, ALEPH-88-119.
- [37] J.Brunn *et.al.*, *JULIA User's Guide*, ALEPH-86-110.
- [38] H.Albrecht, *ALPHA User's Guide*, ALEPH-93-1
- [39] D.Buskulik *et.al.*, ALEPH Collaboration, *Heavy Flavour Quark Production and Decay Using Prompt Leptons in the ALEPH Detector*, CERN preprint, in preparation.
- [40] R.Forty, *The Lifetime and Mixing of B hadrons*, invited talk at the XIII International Conference on Physics in Collision, Heidelberg, Germany, 16-18 June 1993, CERN-PPE 93-165.

- [41] A.S. Schwarz, *Heavy Flavour Physics at Colliders with Silicon Strip Detectors*, to be published.
- [42] W.Bartel *et.al.* , JADE Collaboration, *Experimental Studies on Multijet Production in  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA Energies*, Z.Phys.C33(1986)23-31.  
S.Bethke *et.al.* , JADE Collaboration, *Experimental Investigation of Energy Dependence of the Strong Coupling Constant*, Phys.Lett.B 213(1988)235-241.
- [43] J. Carr *et.al.* , *Simulation of VDET*, ALEPH 92-053, SOFTWR 92-006.  
A. Bonissent *et.al.* , *Searching for the origin of VDET pattern recognition errors using Monte Carlo truth*, ALEPH 93-23.
- [44] B.Rensch, *Produktion der neutralen seltsamen teilchen  $K_S^0$  und  $\Lambda$  in hadronischen Z-Zerfällen am LEP-Speicherring*, HD-IHEP/92-09.
- [45] H. Albrecht *et.al.* , ARGUS Collaboration, *Observation of Octet and Decuplet Hyperons in  $e^+e^-$  Annihilation at 10 GeV Centre-of-Mass Energy*, Phys.Lett.B 183(1987)419-424.
- [46] T.Sjöstrand *et.al.* , G. Altarelli (Editor), *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Vol.3
- [47] D.Buskulic *et.al.* , ALEPH Collaboration, *Measurement of the Production Rates of  $\eta$  and  $\eta'$  in Hadronic Z Decays*, Phys.Lett.B 292(1992) 210-220.
- [48] R.Johnson, ALEPH Collaboration,  *$\Xi$  and  $\Omega$  Production in Z Decays*, Contribution to the XXVI Rochester Conference on High Energy Physics, Dallas, Texas, August 6-12, 1992.
- [49] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual*, CERN-TH 6488/92
- [50] D.Buskulic *et.al.* , ALEPH Collaboration, *Properties of Hadronic Z Decays and Test of QCD Generators*, Z.Phys.C55(1992)209-234.
- [51] D.Decamp *et.al.* , ALEPH Collaboration, *Production and decay of charmed mesons at the Z resonance*, PLB266(1991)218-230.
- [52] D.Bortoletto *et.al.* , CLEO Collaboration *Charm production in nonresonant  $e^+e^-$  annihilations at  $\sqrt{s} = 10.55\text{GeV}$* , Phys.Rev.D 37(1988)1719-1743.  
H.Albrecht *et.al.* , ARGUS Collaboration, *Inclusive production of  $D^0$ ,  $D^+$  and  $D^*(2010)^+$  mesons in B decays and nonresonant  $e^+e^-$  annihilation at 10.6 GeV*, Z.Phys.C52(1991)353-360.
- [53] D.Coffman *et.al.* , Mark III Collaboration, *Measurement of the Inclusive Decay Properties of Charmed Mesons*, Phys.Lett.B 263(1991), 135-140.
- [54] P.D. Acton *et.al.* , OPAL Collaboration, *A Measurement of  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$  Using an Impakt Parameter Technique*, Z.Phys.C 60,579-592(1993)
- [55] P.D. Acton *et.al.* , OPAL Collaboration, *Measurement of  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$  Using Leptons*, CERN-PPE/93-46.
- [56] P.D. Acton *et.al.* , OPAL Collaboration, *An Updated Measurement of  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  Using Double Lifetime Tagging*, OPAL Internal Physics Note PN104.
- [57] P. Abreu *et.al.* , DELPHI-Collaboration, *Determination of  $\Gamma_{b\bar{b}}$  and  $BR(b \rightarrow l)$  using semi-leptonic decays*, DELPHI 93-74, PHYS 301.
- [58] P. Abreu *et.al.* , DELPHI-Collaboration, *Measurement of  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  using micro vertex and lepton double tags*, DELPHI 93-93, PHYS 320.
- [59] D.Buskulic *et.al.* , ALEPH Collaboration, *Measurement of the Ratio  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  using Event Shape Variables*, Phys.Lett.B 313(1993)549-563.
- [60] J.F. Kral *et.al.* , MarkII Collaboration, *Title Phys.Rev.Lett.* 64(1990)1211.
- [61] OPAL Collaboration, *Combined OPAL Measurements of  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$* , OPAL Physics Note PN097, March 1993 (preliminary).

- [62] B. Adeva *et.al.* , L3 Collaboration, *Measurement of  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  from Hadronic decays of the Z*, Phys.Lett.B 261(1991)177.
- [63] R. Akers *et.al.* , OPAL-Kollaboration, *Measurement of the  $B^0\bar{B}^0$  Mixing,  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow hadrons)$  and Semileptonic Branching Ratios for b Flavoured Hudrons in Hadronic  $Z^0$  Decays*, Z.Phys.C 60(1993)199-216.
- [64] P.Abreu *et.al.* , DELPHI-Kollaboration, *Measurement of the  $Z^0$  branching fraction to b quark pairs using the boosted sphericity product*, Phys.Lett.B 281(1992) 383-393.
- [65] P.Abreu. *et.al.* , DELPHI-Kollaboration, *Classification of the hadronic decays of the  $Z^0$  into b and c quark pairs using a neural network*, Phys.Lett.B 295(1992)383-395
- [66] OPAL Collaboration, *Measurement of  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{Had}$  using the Boosted Sphericity Product*, OPAL Physics Note PN087, March 1993 (preliminary).
- [67] O. Adriani *et.al.* , L3 Collaboration, *Measurement of  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$  from hadronic decays of the Z*, Phys.Lett.B 307(1993) 237-246.
- [68] R. Jacobsen *et.al.* , (Mark II Collaboration), *Measurement of the  $b\bar{b}$  Fraction in Hadronic  $Z^0$  Decays with Precision Vertex Detektors*, Phys.Rev.Lett. 67(1991) 3347.
- [69] D.Su *et.al.* , SLD Collaboration, *A Preliminary Measurement of  $R_b = \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow hadrons)$  at SLD*, SLAC-PUB-5972.
- [70] DELPHI Collaboration, *Direct measurement of the  $b\bar{b}$  branching ratio at the  $Z^0$  by hemisphere double tagging*, DELPHI 93-75 PHYS 302.
- [71] M.Morii *et.al.* , OPAL Collaboration, *New Measurements of  $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow hadrons)$  from OPAL*, Contributed to XXVIII Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, March 1993.
- [72] B.Harral, CDF Collaboration, Contributed to XXVIII Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, March 1993.
- [73] Rajendran Raja, DØ Collaboration, *Search for the Top Quark from  $(e, \mu)$  and  $(e, e)$  Events in the DØ Detector in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Talk at Rencontres de Physique, La Thuile, Italy, 7-13.März 1993, FERMILAB-Conf-93/143-EDØ.
- [74] D. Bardin *et.al.* , Zfitter, *An Analytical Program for Fermion Pair Production in  $e^+e^-$  Annihilation*, CERN-TH 6443/92.
- [75] G. Altarelli, *The Standard Electroweak Theory and its Experimental Tests*, CERN-TH 6306/91.
- [76] R.S. Chivukula *et.al.* , *Non-Oblique Effects in the  $Zb\bar{b}$  Vertex from ETC Dynamics*, HUTP-92/A017.  
E.H. Simmons *et.al.* , *Extended Technicolor corrections to the  $Zb\bar{b}$  Vertex*, Talk presented at *Beyond the Standard Model III*, Ottawa, CA, June 22-24, 1992. HUTP-92/A24.
- [77] R.S. Chivukula *et.al.* , *Walking Technicolor and the  $Zb\bar{b}$  Vertex*, BUHEP 93-11.
- [78] K. Hagiwara *et.al.* , *Low Energy Constraints on Elektroweak Three Gauga Boson Couplings*, KEK-TH-314.  
K. Hagiwara *et.al.* , *Low Energy Effects of New Interactions in the Electroweak Boson Sector*, MAD/PH/737.  
A. Blondel, E. Simopoulou, *Limits on the Anomalous W Coupling for two Specific Cases from Z Pole Measurements in ALEPH*, ALEPH 92-161.
- [79] G. Altarelli, *The Standard elektroweak Theory and its experimental tests*, CERN-TH/6305/91.
- [80] P.Hernandez, F.J. Vegas, *One Loop Effects of Non-Standard Triple Gauge Boson Vertices*, CERN-TH 6670.

- [81] A. De Rujula *et.al.* , *The Self-Couplings of Vector Bosons: does LEP-1 obviate LEP-2*, Nucl.Phys.B 384(1992)3-58.
- [82] B.H.Wiik, *Closing Remarks*, in *Physics and Experiments with Linear Colliders*, Vols.I, II, Orava, P.Eerola, M.Nordberg (Editors), World Scientific,(1992), 83.
- [83] M.Frank *et.al.* , *Experimental Aspects of Gauge Boson Production in  $e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s} = 500$  GeV*, MPI-PhE/92-02.
- [84] M.Frank *et.al.* , P.M. Zerwas (Editor),  *$e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s} = 500$  GeV: The Physics Potential*, DESY 92-123, Vol 1 233-252.
- [85] P.M. Zerwas (Editor),  *$e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s} = 500$  GeV: The Physics Potential*, DESY 92-123.
- [86] W.Alles, C.Boyer, A.J. Buras, *W Boson Production in  $e^+e^-$  Collisions in the Weinberg-Salam Model*, Nucl.Phys.B 119(1977)125-155.
- [87] H.Abramowicz *et.al.* , CDHS Collaboration, *Precision Measurement of  $\sin^2 \theta_W$  from Semileptonic Neutrino Scattering*, Phys.Rev.Lett. 57(1986)198.  
J.V.Allaby *et.al.* . CHARM Collaboration, *A Precise Determination of the Electroweak Mixing angle from Semileptonic Neutrino Scattering*, Z.Phys.C36(1987)611.  
D.Geiregat *et.al.* , CHARM II Collaboration, *A new Determination of the Electroweak Mixing Angle from Muon-Neutrino-Elektron Scattering*, Phys.Lett.B 232(1989)539.  
L.Abe *et.al.* , E734 Collaboration, *Determination of  $\sin^2 \theta_W$  from Measurements of Differential Cross Sections for Muon-Neutrino and -Antineutrino Scattering by Electrons*, Phys.Rev.Lett. 62(1989)1709.
- [88] J. Layssac *et.al.* , Bielefeld-Montpellier-Thessaloniki Collaboration, *Cross sections and asymmetries for  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  with general 3-boson couplings*, PM/90-42, und Referenz [85].
- [89] J.L.Kneur, D.Schildknecht, *On Electroweak Theories with an extra  $SU(2)_V$  Vector Boson-triplett*, Nucl.Phys.B 357(1991)357-389.
- [90] J.Alitti, UA2 Collaboration, *Direct Measurement of  $W$ - $\gamma$  Coupling at the CERN  $p\bar{p}$  Collider*, CERN-PPE/91-216.
- [91] A.Blondel *et.al.* , A.Böhm, W.Hoogland (Editor), *The Study of the Reaction  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$* , published in *ECFA Workshop on LEP 200*, CERN 87-08, ECFA 87/108.