



FACHBEREICH PHYSIK  
BERGISCHE UNIVERSITÄT  
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Studie erster hadronischer  $Z^0$  - Zerfälle  
und  
Suche nach neuen schweren Quarks  
mit dem  
DELPHI-Detektor am LEP**

Ingo Herbst

*Thanks for the  
time in Delphi.  
Ingo*

September 1990

WUB 90-21

## Abstract

First hadronic decays of the  $Z^0$  vector bosons measured with the DELPHI detector at the  $e^+e^-$  collider LEP on the  $Z^0$  resonance at 91 GeV have been studied.

Global event variables and single particle inclusive distributions are compared with QCD-based predictions. Parton shower models are found to describe data over a wide range of center of mass energy. Programs based on QCD matrix elements to second order in  $\alpha_s$  and adjusted to low energy data need retuning at 91 GeV.

Mean values of the distributions thrust, minor, sphericity, aplanarity,  $p_T^{in}$  and  $p_T^{out}$  have been measured.

The charged multiplicity has been measured to be  $\langle n_{ch} \rangle = 20.6 \pm 1.0$  (stat. + syst).

A fit of QCD predictions in next-to-leading order to charged multiplicities measured in the energy range 7-91 GeV shows very good agreement between the model and the data. Using this fit, the QCD parameter  $\Lambda$  has been measured as a process dependent parameter to be  $\Lambda_{Multi} = 156^{+63}_{-49}$  MeV.

Based on 2175 hadronic  $Z^0$  decays, a search for the Top quark and a possible fourth generation down type quark  $b'$  has been performed. An emphasis was put to decay channels, which were not studied at  $p\bar{p}$  colliders. In particular the channels  $t \rightarrow bH^+$  and  $b' \rightarrow cH^-$  have been studied. No evidence for the existence of these new quarks is found, resulting in mass limits of 44-45 GeV/ $c^2$  near the kinematical limit.

Simulation studies of the particle identification abilities of DELPHI using ring imaging Cherenkov counters (RICH) are presented. The simulation and analysis programs are described and problems of the analysis of RICH data are discussed.

A proposal for the search of magnetic monopoles with the DELPHI detector is made. If no signal is found, mass limits can be significantly improved with one day of data taking. The effect of this search on the normal data taking is found to be small.



## Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b> .....	<b>i</b>
<b>Kapitel 1: Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>Kapitel 2: Das Standard Modell</b> .....	<b>3</b>
2.1 Die starke Wechselwirkung .....	3
2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung .....	5
2.3 Freie Parameter des Standard Modells .....	8
2.4 Die Fermion-Antifermion-Paarproduktion auf der $Z^0$ -Resonanz .....	8
2.4.1 Der Wirkungsquerschnitt in Bornscher Näherung .....	8
2.4.2 Strahlungskorrekturen .....	10
2.4.3 Die $Z^0$ -Zerfallsbreite .....	11
<b>Kapitel 3: Das DELPHI-Experiment am LEP</b> .....	<b>15</b>
3.1 Der Beschleuniger – LEP .....	15
3.2 Physikalische Ziele der DELPHI-Kollaboration .....	17
3.3 Der DELPHI-Detektor .....	19
<b>Kapitel 4: Analyse- und Simulationsprogramme</b> .....	<b>23</b>
4.1 Die Simulations-Software .....	23
4.1.1 DELSIM .....	23
4.1.2 FASTSIM .....	25
4.2 Die Analyse-Software .....	26
4.2.1 TANAGRA .....	26
4.2.2 DELANA .....	26
4.2.3 DELGRA .....	26
4.2.4 DST-Programm .....	27
<b>Kapitel 5: Datennahme und Datenanalyse</b> .....	<b>29</b>
5.1 Datenperioden .....	29
5.2 Benutzer Datensatz .....	29
5.3 Verwendete Detektorkomponenten .....	29
5.3.1 Der Trigger .....	30
5.3.2 Die TPC .....	31
5.3.2.1 Aufbau der TPC .....	32
5.3.2.2 Eigenschaften der TPC .....	34
5.4 Datenauslese und erste Prozessierung der Daten .....	36
5.5 Selektion von guten Ereignissen und deren Reprozessierung .....	37
5.6 Selektion von gemessenen Spuren .....	38

<b>Kapitel 6: Studie hadronischer <math>Z^0</math>-Zerfälle</b> .....	<b>41</b>
6.1 Aufbau von QCD-Simulationsprogrammen .....	42
6.1.1 Matrixelement-Berechnungen .....	43
6.1.2 Das Parton-Schauer-Modell .....	44
6.1.3 Fragmentierungs-Modelle .....	45
6.1.4 Benutzte QCD-Simulationsprogramme .....	46
6.2 Selektion von hadronischen Ereignissen .....	47
6.2.1 Verbleibender Untergrund .....	49
6.3 Korrektur der Daten .....	49
6.4 Verteilungen von Größen der Ereignistopologie .....	51
6.5 Inklusive Verteilungen einzelner Teilchen .....	55
6.6 Energieabhängigkeit topologischer und inklusiver Verteilungen .....	57
6.7 Bestimmung der geladenen Multiplizität .....	59
<b>Kapitel 7: Suche nach neuen schweren Quarks</b> .....	<b>63</b>
7.1 Erweiterungen des Standard Modells .....	63
7.2 Direkte Suche nach dem geladenen Higgs .....	66
7.3 Direkte Suche nach Top- und $b'$ -Quarks .....	67
7.3.1 Das Simulationsprogramm für den Higgs-Zerfall .....	68
7.3.2 Selektion der Ereignisse .....	68
7.3.3 Bestimmung der Massengrenzen .....	71
7.3.4 Konfidenzgrenzen .....	74
7.3.4.1 Poisson-Prozesse mit Untergrund .....	74
7.3.4.2 Grenzen bei normalverteilten Fehlern .....	75
7.3.5 Massengrenzen für Top- und $b'$ -Quarks .....	75
7.3.6 Diskussion der Ergebnisse .....	77
<b>Kapitel 8: Teilchenidentifizierung mit dem Barrel-RICH-Detektor</b> .....	<b>81</b>
8.1 Aufbau des Barrel-RICH .....	82
8.2 Die RICH-Software .....	84
8.2.1 Das Simulationsprogramm .....	84
8.2.2 Das Analyseprogramm .....	85
8.2.3 Parameter des Barrel-RICH .....	87
8.3 Vergleich eines Datenereignisses mit Simulationvorhersagen .....	91
8.4 Vorhersagen zur Teilchenidentifizierung .....	93
8.4.1 Kaon-Identifizierung .....	94
8.4.2 Proton-Identifizierung .....	95
8.4.3 Pion-Identifizierung .....	98
8.4.4 Elektron-Identifizierung .....	98
8.4.5 Diskussion qualitätsbeeinflussender Größen .....	99
8.4.6 Kalibrierung des Barrel-RICH .....	101
<b>Kapitel 9: Vorschlag für die Suche nach magnetischen Monopolen</b> .....	<b>103</b>
9.1 Das Modell magnetischer Monopole .....	103
9.2 Strategie der Suche nach Monopolen mit dem DELPHI-Detektor .....	104

<b>Kapitel 10: Zusammenfassung</b> .....	<b>107</b>
<b>Referenzen</b> .....	<b>109</b>
<b>Appendix</b> .....	<b>112</b>
<b>Danksagung</b> .....	<b>113</b>



## Abbildungsverzeichnis

1.	Fundamentale Prozesse der QCD .....	4
2.	Beispiele für QED-Korrekturen .....	10
3.	Beispiele für schwache Korrekturen .....	11
4.	Der DELPHI-Detektor .....	20
5.	Die DELPHI-Programmstruktur .....	24
6.	Das erste $Z^0$ -Ereignis im DELPHI-Detektor .....	27
7.	Gruppierung der HPC- und TOF-Triggerelemente .....	31
8.	Aufbau der DELPHI-TPC .....	32
9.	Gliederung eines $60^\circ$ -Sektors der TPC .....	33
10.	Vertexverteilungen in r und z .....	38
11.	Schematische Darstellung eines hadronischen $Z^0$ -Ereignisses .....	41
12.	Energieverteilung von simulierten, hadronischen Ereignissen .....	47
13.	Energieverteilung und Multiplizität hadronischer Ereignisse .....	49
14.	Korrigierte Verteilungen Thrust-artiger Größen .....	53
15.	Korrigierte Verteilungen von Größen des Impulstensors .....	54
16.	Korrekturfaktoren der Impuls- und Rapiditäts-Verteilung .....	55
17.	Korrigierte inklusive Verteilungen geladener Teilchen .....	56
18.	Energieabhängigkeit der Mittelwerte verschiedener Verteilungen .....	58
19.	Spurverteilung im Azimuthwinkel $\phi$ .....	60
20.	Energieabhängigkeit der geladenen Multiplizität .....	62
21.	DELPHI-Massengrenzen für geladene Higgs-Skalare .....	67
22.	Thrust- und Minor-Verteilungen mit schweren Quarks .....	70
23.	Impulsverteilung isolierter Teilchen .....	71
24.	Erwartete Top- und $b'$ -Ereigniszahlen in verschiedene Szenarien .....	76
25.	Die $Z^0$ -Resonanzkurve gemessen mit DELPHI .....	78
26.	Longitudinaler Schnitt durch den Barrel-RICH .....	81

27.	Photonverteilungen im Photodetektor für einzelne Müonspuren .....	83
28.	Transmission von Quarz und Radiatoren; TMAE-Konversionseffizienz .....	89
29.	Zahl der Photonen und mittlerer Cherenkovwinkelfehler pro Photon .....	90
30.	Vergleich eines Datenereignisses mit einem simulierten Ereignis .....	92
31.	Assoziations-Effizienz und RICH-Identifizierungs-Ineffizienz .....	93
32.	Kaon-Identifizierungswahrscheinlichkeit .....	96
33.	Proton-Identifizierungswahrscheinlichkeit .....	97
34.	Pion-Vetowahrscheinlichkeiten gegen Kaonen und Protonen .....	98
35.	Elektron-Identifizierungs- und Vetowahrscheinlichkeiten .....	99
36.	Transversaler Spurfehler .....	100
37.	Monopol Massengrenzen .....	106

## Tabellenverzeichnis

1.	Elektroschwache Quantenzahlen der Leptonen und Quarks. ....	7
2.	LEP Parameter .....	16
3.	Parameter der DELPHI-Spurdetektoren .....	22
4.	Akzeptanz der DELPHI-TPC .....	34
5.	Mittelwerte inklusiver und ereignistopologischer Verteilungen .....	57
6.	Zerfallsverhältnisse für das geladene Higgs .....	66
7.	Effizienzen verschiedener Top- und $b'$ -Zerfallskanäle .....	72
8.	$R(m)$ für Top und $b'$ .....	73
9.	Zahl der Ereignisse in den verschiedenen Selektionen .....	74
10.	Massengrenzen für verschiedene Top- und $b'$ -Zerfallsszenarien .....	77
11.	Parameter des Barrel-RICH .....	89
12.	Cherenkovschwellen der beiden Radiatoren .....	94
13.	Inhalt der RICH-TE-Bänke .....	112



# Kapitel 1

## Einleitung

Verschiedenste in der Vergangenheit durchgeführte Experimente haben unser heutiges Verständnis der Naturkräfte geprägt, das seine heutige Formulierung im Standard Modell findet. Dieses beschreibt einerseits, auf eine vereinheitlichte Weise, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung in dem Ende der 60er Jahre von Glashow, Salam und Weinberg entwickelten Modell der elektroschwachen Wechselwirkung, andererseits die starke Wechselwirkung im Rahmen der Quanten-Chromodynamik. Ein besonderer Erfolg des Standard Modells war die experimentelle Entdeckung der vorausgesagten massiven Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung, den Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ , am Proton-Antiproton Speicherring des europäischen Forschungszentrums CERN<sup>1</sup> 1983 [1,2].

Um Präzisionsmessungen zum Test des Standard Modells vorzunehmen, verschiedene Modelle zu überprüfen, die entweder eine leichte Erweiterung desselben oder eine weitere Vereinheitlichung der bekannten Kräfte anstreben, oder um unerwartete Erkenntnisse zu erlangen, wurde in den letzten Jahren am CERN bei Genf der  $e^+e^-$ -Speicherring LEP<sup>2</sup> gebaut. In seiner derzeitigen Ausbaustufe LEP 100 werden in vier Wechselwirkungszone die mit einer Energie von etwa 45 GeV gegeneinander kreisenden Elektronen und Positronen dazu genutzt, die neutralen Vektorbosonen  $Z^0$  zu produzieren.

Einer der an diesem Beschleuniger installierten Detektoren trägt den Namen DELPHI<sup>3</sup>. An seinem Bau war die Universität Gesamthochschule Wuppertal als eines von über 25 europäischen Instituten beteiligt. Das Schwergewicht bei der Konzeption dieses Detektors lag darin, ein möglichst umfassendes Bild einer  $e^+e^-$ -Kollision zu erhalten. Dazu sollen sowohl die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert und Impulse bestimmt werden, als auch die neutrale Komponente des Ereignisses, im wesentlichen Photonen, mit hoher Granularität gemessen werden. Darüber hinaus wird in DELPHI eine Identifizierung der Teilchen über einen großen Bereich des Raumwinkels und Impulsspektrums angestrebt. Diesem Ziel folgend wurden zur Hadronidentifizierung ringabbildende Cherenkovzähler, sogenannte RICH<sup>4</sup>-Zähler entwickelt, durch die sich DELPHI wesentlich von den drei weiteren LEP-Detektoren unterscheidet.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in folgender Weise. Nach einer Einleitung in hier relevante Teile des Standard Modells wird eine allgemeine Beschreibung des DELPHI-Experiments gegeben. Anschließend werden erste Ergebnisse gezeigt, die mit Teilkomponenten des DELPHI-Detektors in den ersten Monaten der Datennahme gewonnen wurden.

Es werden hadronische  $Z^0$ -Zerfälle studiert. Inklusive Verteilungen einzelner Teilchen und Variablen der Ereignistopologie werden präsentiert sowie deren Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Vergleich mit Daten anderer  $e^+e^-$ -Beschleuniger diskutiert. Es erfolgt eine Bestimmung der geladenen Multiplizität hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle und ein Vergleich mit QCD-Vorhersagen.

---

<sup>1</sup> CERN : Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup> LEP : Large Elektron and Positron collider

<sup>3</sup> DELPHI : DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

<sup>4</sup> RICH : Ring Imaging CHerenkov counter

Basierend auf einer Analyse dieser hadronischen Zerfälle werden Massengrenzen für das im Standard Modell enthaltene sechste Quark, das Top-Quark, sowie ein mögliches weiteres schweres Quark der Ladung  $1/3$  gesetzt. Dabei wird das Hauptgewicht auf die an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern nicht untersuchten Zerfallskanäle gelegt.

Im Anschluß daran werden Studien zu künftig möglichen Teilchenidentifizierungen mit dem Barrel-RICH-Detektor diskutiert, sowie die Funktionsweise und die Hauptprobleme einer Analyse der RICH-Daten beschrieben.

Abschließend wird ein Vorschlag zur unkonventionellen Suche nach magnetischen Monopolen mit dem DELPHI-Detektor unterbreitet.

## Kapitel 2

### Das Standard Modell

Unserem heutigen Verständnis nach lassen sich alle physikalischen Prozesse auf vier verschiedene Kräfte zurückführen:

- die starke Kraft, verantwortlich für den Zusammenhalt von Protonen und Neutronen in Atomkernen,
- die elektromagnetische Kraft, die elektrische und magnetische Phänomene ebenso erklärt wie den Aufbau von Atomen,
- die schwache Kraft, die zum Beispiel für den Zerfall freier Neutronen verantwortlich ist, und
- die Gravitation, die schwächste dieser Kräfte.

Die ersten drei dieser Wechselwirkungskräfte werden im Standard Modell auf vereinheitlichte Weise durch Eichtheorien beschrieben, in denen die Wechselwirkung auf den Austausch von Eichbosonen zurückgeführt wird. In Eichtheorien wird die Struktur der Wechselwirkung durch Eichtransformationen festgelegt, die eine Eichgruppe aufbauen [3]. Die Dimension der Gruppe definiert dabei die Zahl der Eichfelder, für  $SU(N)$  ist dies  $(N^2 - 1)$ . Unser Standard Modell wird durch eine abelsche Gruppe<sup>5</sup>  $U(1)$  und zwei nichtabelsche Gruppen,  $SU(2)$  und  $SU(3)$  aufgebaut:  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Wir identifizieren dabei die Gruppe  $SU(3)$  mit der starken Wechselwirkung, und die Gruppen  $SU(2) \times U(1)$  mit der elektroschwachen Wechselwirkung, welche die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zusammenfaßt.

### 2.1 Die starke Wechselwirkung

Experimente der Lepton-Nukleon-Streuung<sup>6</sup> haben durch Messung von Strukturfunktionen die Vorstellung erhärtet, daß Kerne aus drittelzahlig geladenen Partonen, in unserer heutigen Sprachweise den Quarks, und bezüglich der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung neutralen Teilchen bestehen. Letztere tragen etwa die Hälfte des Impulses eines Nukleons und werden heute als die Gluonen, Vektorbosonen der starken Wechselwirkung, identifiziert.

Die mathematischen Grundlagen der Theorie der starken Wechselwirkung in der heutigen Form wurde anfangs der 70-er Jahre entwickelt, als eine konsistente Quantisierung und Störungsentwicklung für nichtabelsche Eichtheorien erarbeitet wurde [5,6,7]. Die Quanten-Chromodynamik<sup>7</sup> basiert auf der Gruppe  $SU(3)$ , in der es drei Farb-Ladungen gibt, was im Vergleich zur Quanten-Elektrodynamik<sup>8</sup> zu einer komplizierteren Struktur der Theorie führt. So sind die Eichfelder der starken Wechselwirkung,

---

<sup>5</sup> In einer abelschen Gruppe kommutieren, im Gegensatz zu nichtabelschen Gruppen, die Elemente.

<sup>6</sup> Eine Übersicht der Ergebnisse sowie Referenzen verschiedener Experimente der Elektron- (SLAC-MIT), Müon- (BCDMS, EMC) und Neutrino-Streuung (CCFR, CDHSW, CHARM) findet sich in [4].

<sup>7</sup> Im folgenden wird die Abkürzung benutzt; QCD : Quanten-Chromo-Dynamik.

<sup>8</sup> Im folgenden wird die Abkürzung benutzt; QED : Quanten-Elektro-Dynamik.

die Gluonen,  $G_i^a(x)$  ( $i=1-8$ ), nicht Singulets, sondern bilden ein Oktett in  $SU(3)$ . Sie tragen jeweils einen Farb- und einen Antifarbandex. Diese Farbe hat dabei direkt beobachtbare Konsequenzen zum Beispiel bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten<sup>9</sup>. Abbildung 1 zeigt die fundamentalen Prozesse der QCD, in denen Gluonen und Quarks in den drei Farben rot, grün oder blau beteiligt sind:

- (a) die Abstrahlung eines Gluons,
- (b) den Übergang eines Gluons in zwei Quarks und
- (c) die für nichtabelsche Gruppen typische Selbstkopplung dreier Gluonen.

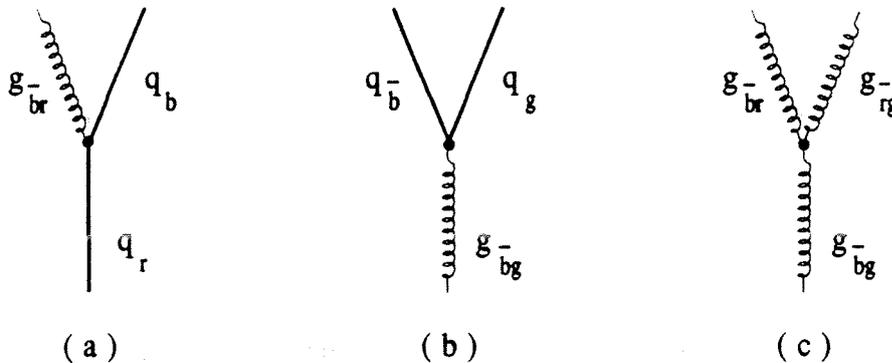


Abbildung 1: Fundamentale Prozesse der QCD. Gluonen (g) und Quarks (q) tragen jeweils die Farb- und Antifarbandizes rot (r), grün (g) oder blau (b).

Analog zu den Konstanten  $e$  und  $\alpha$  der Quanten-Elektrodynamik tauchen hier die Kopplungskonstanten  $g_s$  und  $\alpha_s$  auf, vom Viererimpulsübertrag  $Q$  abhängige Größen:

$$\frac{g_s^2(Q^2)}{4\pi^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{12}{(33-2f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1)$$

$\Lambda$  ist ein experimentell zu bestimmender Parameter und  $f$  die Zahl der Quarks, die bei der gegebenen Energie zur Verfügung stehen (5,6)). Um den Parameter  $\Lambda$  eindeutig zu definieren, muß man ein Renormierungsschema festlegen und die theoretischen Rechnungen für den betrachteten Prozeß wenigstens bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$  durchführen [8]. Heute benutzt man dabei im allgemeinen das sogenannte  $\overline{MS}$ -Schema [9] und benennt den Parameter entsprechend  $\Lambda_{\overline{MS}}$ .

Das Hauptproblem bei vielen QCD-Tests besteht darin, daß Rechnungen im Rahmen der Störungstheorie durchgeführt werden, bei der in jeder endlichen Ordnung der Entwicklung die freien, asymptotischen Teilchen die Quarks und Gluonen sind. In unserer Welt sind die freien Teilchen allerdings farbneutrale Hadronen. Der Übergang von den elementaren Quarks und Gluonen zu den beobachtbaren Hadronen wird mit dem Wort Fragmentierung umschrieben und von verschiedenen phänomenologisch orientierten Simulationsprogrammen behandelt. Dieser Übergang birgt einige theoretische Unsicherheiten.

<sup>9</sup> Die Messung der hadronischen Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons wird damit zu einem Test der QCD.

Obwohl alle derzeitigen Messungen Übereinstimmung mit der QCD zeigen, muß man diese Theorie als wesentlich weniger getestet betrachten, als dies für den elektromagnetischen Teil des Standard Modells gilt. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie und des klar definierten Anfangszustands ist der  $e^+e^-$ -Beschleuniger LEP ein ideales Instrument zum weiteren Test verschiedener QCD-Prozesse.

## 2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Es hat sich gezeigt, daß in Analogie zu der auf einer U(1)-Gruppe basierenden Quanten-Elektrodynamik, welche die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt, eine einheitliche Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung in der Quanten-Flavourdynamik<sup>10</sup>, basierend auf einer Gruppe SU(2) x U(1), möglich ist [5,10,11,12,13].

Die zu SU(2) gehörenden Eichfelder seien  $W_\mu^i$  ( $i=1,2,3$ ) mit Kopplungskonstante  $g$ , das zu U(1) gehörende Feld sei  $B_\mu$  mit Kopplungskonstante  $g'$ . Die Erzeugende<sup>11</sup> der Gruppe U(1) sei die Hyperladung  $Y$ , für SU(2) sei dies der schwache Isospin  $T$ . Dann wird über

$$Q = T_3 + Y \quad (2)$$

die Korrelation zwischen der uns bekannten elektrischen Ladung  $Q$  und den "Ladungen" der Gruppen aufgebaut, der Hyperladung und dem schwachen Isospin. Man gruppiert nun die Fermionen in links- und rechtshändige Felder, wobei sich die linkshändigen Felder als Doublets unter SU(2) transformieren, sie haben einen schwachen Isospin  $T=1/2$ . Die rechtshändigen Felder transformieren sich als Singulets, für sie ist  $T=0$ .

Um von den bisher genannten Feldern  $W_\mu^i, B_\mu$  zu den beobachteten massiven Vektorbosonen  $W^+, W^-, Z^0$  sowie dem masselosen Photon  $\gamma$  zu gelangen, formt man Linearkombinationen der Eichfelder. Dabei muß man die reine Vektorkopplung des Photons und die Mischung aus Vektor- und Axialvektorkopplung der schwachen Wechselwirkung berücksichtigen:

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

Hierbei haben wir den Mischungs- oder auch Weinbergwinkel  $\theta_W$  benutzt:

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3)$$

Die richtige Gestalt der elektromagnetischen Kopplung ergibt sich bei Benutzung der in Tabelle 1 auf Seite 7 gegebenen Quantenzahlen sowie folgender Beziehung:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = \sqrt{4\pi\alpha} \quad (4)$$

<sup>10</sup> Im folgenden wird die Abkürzung benutzt; QFD : Quanten-Flavour-Dynamik.

<sup>11</sup> Mit Hilfe der Erzeugenden  $t_a$  definiert man für die meisten Gruppen die Gruppenelemente  $U$  in der Form  $U = \exp(x^a t_a)$ . Hierbei sind  $x^a$  reelle Parameter [3].

$\alpha$  ist hier die bekannte Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Um die oben definierten Felder massiv zu machen, bedient man sich der Hilfe der "spontanen Symmetriebrechung", auch Higgs-Mechanismus genannt [14,15,16,11]. Dabei führt man zwei komplexe skalare Felder  $\phi_1, \phi_2$  ein, die bei Transformationen der schwachen Isospingruppe ein Dublett bilden:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}$$

Aus der Forderung der Renormierbarkeit der Theorie läßt sich bei Benutzung der einfachsten Lagrangedichte ein reeller Vakuumerwartungswert<sup>12</sup> dieses Feldes angeben:

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Fordert man als Eichbedingung, daß das Higgsfeld gerade diese Gestalt haben soll, so ergeben sich Massenterme für die Bosonen:

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{g^2 v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W} \\ m_Z^2 &= \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \end{aligned} \quad (5)$$

Dies läßt sich umformen zu:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (6)$$

Mit der gewählten Eichbedingung erhalten wir zusätzlich ein massives, skalares Boson, das neutrale Higgs  $H^0$ . Seine Masse ist im Standard Modell ein freier Parameter. Die experimentelle untere Massengrenze liegt zur Zeit bei 25.3 GeV/c<sup>2</sup> [17].

Durch isospininvariante Yukawa-Kopplungen der Fermionen an das Higgsfeld lassen sich nun auch invariante Massenterme für die Fermionen angeben. Explizit ausgeschrieben ergibt sich am Beispiel des Elektrons:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YUK} &= -c_e \left[ \bar{e}_R \langle 0|\phi^+|0\rangle \begin{pmatrix} e_L \\ e_L \end{pmatrix} + (\bar{e}_L, \bar{e}_L) \langle 0|\phi|0\rangle e_R \right] \\ &= -c_e \left[ \bar{e}_R \frac{v}{\sqrt{2}} e_L + \bar{e}_L \frac{v}{\sqrt{2}} e_R \right] = -c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}e \end{aligned} \quad (7)$$

mit dem Massenterm  $m_e = c_e v / \sqrt{2}$ . Ersetzt man hier  $e$  durch  $\mu$  oder  $\tau$ , so ergibt sich ganz analog die Yukawakopplung von Müon und Tau.

Ordnet man die Quarks ebenso wie die Leptonen in Isospindoublets und Singulets, so zeigt sich ein Unterschied. Im Gegensatz zu den im Leptonsektor als masselos angenommenen Neutrinos  $\nu$  besitzen

<sup>12</sup> Dies entspricht dem klassischen Grundzustand.

alle Quarks eine Masse. Man muß in diesem Fall die Quarks  $u, c, t$  und  $d', s', b'$  als Isospinpartner benutzen, die zusammen die schwachen Eigenzustände der Quarks beschreiben. Während für die 2/3-geladenen Quarks,  $u, c, t$ , die Massen- und schwachen Eigenzustände identisch sind, ergeben sich die schwachen Eigenzustände der 1/3-geladenen Quarks aus den Masseneigenzuständen  $d, s, b$  durch folgende Transformation:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (8)$$

$V$  ist hier die Kobayashi-Maskawa-Matrix, deren Darstellung sich auf vier freie Parameter reduzieren läßt. Verschiedene Darstellungen sind gebräuchlich [13,18]. Wirkung zeigt die Kobayashi-Maskawa-Matrix bei Prozessen mit geladenen Strömen, also bei Kopplungen an das  $W$ -Boson. Dort sorgt sie für Übergänge des Typs  $s \rightarrow u + W^-$ . Bei Kopplungen an das  $Z^0$ -Boson taucht  $V$  aufgrund der Unitarität dieser Matrix nicht auf, was eine Erklärung für die Abwesenheit Flavour-ändernder neutraler Ströme gibt, also von Prozessen der Form  $s \rightarrow d + Z^0$ .

Die sich gleichenden Eigenschaften einzelner Fermionen, ihre Anordnung in Isospindoublets sowie die steigenden Massen legen eine Anordnung der verschiedenen bekannten Fermionen in drei Generationen nahe. In jeder Generation wiederholt sich dabei die Struktur der ersten Generation, wobei die Massen der korrespondierenden Teilchen wächst. Dabei postuliert man die Existenz eines bisher nicht gefundenen Quarks, des Top-Quarks  $t$ , dessen Existenz unter anderem notwendig ist, um die Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix zu sichern und damit Flavour-ändernde neutrale Ströme zu unterdrücken.

Tabelle 1 zeigt zusammenfassend, nach Generationen geordnet, die heute innerhalb des Standard Modells als fundamental angenommenen Fermionen, Leptonen und Quarks, und ihre elektroschwachen Quantenzahlen [19].

Tabelle 1: Elektroschwache Quantenzahlen der Leptonen und Quarks.

Die Leptonen und Quarks sind vertikal in Mitgliedern einer Generation geordnet, der Index R oder L steht für ihre Händigkeit. Die schwachen Isodoublets sind jeweils in Klammern gefaßt.  $T$  ist der schwache Isospin,  $T_3$  seine dritte Komponente,  $Q$  und  $Y$  sind die elektrische Ladung und die Hyperladung.

1.Generation	2.Generation	3.Generation	$T$	$T_3$	$Y$	$Q$
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1/2	1/2	-1/2	0
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	1/2	1/2	1/6	2/3
$u_R$	$c_R$	$t_R$	0	0	2/3	2/3
$d_R$	$s_R$	$b_R$	0	0	-1/3	-1/3

## 2.3 Freie Parameter des Standard Modells

Ziel jeder Theorie ist es, ausgehend von möglichst wenig freien Parametern möglichst viele Phänomene zu beschreiben. Die Zahl der Parameter in unserem minimalen Standard Modell ist leider noch recht hoch. Zur Übersicht sollen daher an dieser Stelle die 18 freien Parameter zusammengefaßt werden. Es sind dies:

- 3 Kopplungskonstanten:  $\alpha_s, e, \sin \theta_w$  (oder  $g_s, g, g'$ ).
- 2 Bosonmassen:  $m_w, m_{H^0}$ .
- 3 Leptonmassen:  $m_e, m_\mu, m_\tau$ . Die Neutrinos werden hier als masselos angenommen; massive Neutrinos würden zu wesentlich mehr Parametern führen, da man unter anderem auch im Leptonsektor eine "Kobayashi-Maskawa-Matrix" einführen müßte.
- 6 Quarkmassen:  $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$ .
- 4 Parameter der Kobayashi-Maskawa-Matrix:  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$ .

Aus praktischen Gründen kann es günstiger sein, den Weinbergwinkel über Gleichung (6), also über die  $Z^0$ - und  $W$ -Bosonmassen, sowie die  $W$ -Masse über die sehr gut bekannte Fermi-Konstante,  $G_\mu$ , zu definieren. Auf diese Ersetzungen wird in den nächsten Kapiteln eingegangen.

Folgende Fragen werden mit dem Standard Modell aufgeworfen.

- Existiert das Top-Quark tatsächlich?
- Gibt es mehr als drei Generationen von Elementarteilchen?
- Ist der Higgs-Mechanismus tatsächlich für die Erzeugung der Teilchenmassen verantwortlich – gibt es einen erweiterten Higgs-Sektor?

Ihnen soll unter anderem in dieser Arbeit nachgegangen werden.

## 2.4 Die Fermion-Antifermion-Paarproduktion auf der $Z^0$ -Resonanz

Im folgenden sollen einige Erläuterungen zu theoretischen Berechnungen des Wirkungsquerschnitts der Fermion-Antifermion-Paarproduktion sowie der Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons gegeben werden, die in dieser Arbeit an verschiedenen Stellen Anwendung finden wird. Dabei wird der Effekt von Strahlungskorrekturen am Beispiel der Bestimmung von Zerfallsbreiten diskutiert.

### 2.4.1 Der Wirkungsquerschnitt in Bornscher Näherung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ( $f \neq e$ )<sup>13</sup>, unter Austausch eines Photons oder  $Z^0$ -Bosons, läßt sich, bei Berücksichtigung von Masseneffekten aber unter Vernachlässigung des Higgs-Austausch-Diagramms, in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung, auch Bornsche Näherung genannt, schreiben als [21]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1-4\mu_f} \cdot \left\{ G_1(s) (1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1-4\mu_f} G_3(s) 2 \cos \theta \right\} \quad (9)$$

<sup>13</sup> Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  ist etwas komplizierter, da weitere Diagramme berücksichtigt werden müssen. Seine Bedeutung ist hoch, da über ihn die Normalisierung der Ereigniszahlen erfolgt, es soll aber hier nicht weiter auf diesen Prozeß eingegangen werden. Eine detaillierte Diskussion findet sich in Referenz [20].

Dabei ist:

$$\begin{aligned}
N_c^f &= 1 \text{ (Leptonen)}, = 3 \text{ (Quarks)}, \text{ der Farbfaktor} \\
s &= (p_{e^+} + p_{e^-})^2 \\
\theta &= \text{Streuwinkel } (e^-, f) \\
\mu_f &= m_f^2 / s \\
G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\
G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\
G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2.
\end{aligned}$$

In diesen Formeln tauchen die neutralen Vektor- und Axialvektor-Kopplungen  $v_f, a_f$  auf,

$$v_f = \frac{T_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_w}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w}, \quad a_f = \frac{T_3^f}{2 \sin \theta_w \cos \theta_w}, \quad (10)$$

für die  $T_3^f$  und  $Q_f$  aus Tabelle 1 auf Seite 7 zu nehmen sind, sowie der Propagator

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_0^Z}$$

und die  $Z^0$ -Breite, jeweils in niedrigster Ordnung:

$$\Gamma_0^Z = \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} m_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} \{ v_f^2 (1 + 2\mu_f) + a_f^2 (1 - 4\mu_f) \} \quad (11)$$

Für Schwerpunktsenergien im Bereich der  $Z^0$ -Masse verschwindet  $\operatorname{Re} \chi_0(s)$ , wodurch sich die Formeln vereinfachen.

Betrachtet man masselose Fermionen, also den Fall  $\mu_f \rightarrow 0$ , so verbleiben der für Spin-1/2-Teilchen typische Term  $(1 + \cos^2 \theta)$  und der eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie erzeugende Term proportional zu  $\cos \theta$ .

In voller Allgemeinheit erhält man für die Asymmetrie in Bornscher Näherung [22]:

$$A_{FB}^0 = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} \frac{G_3(s)}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)} \sqrt{1 - 4\mu_f} \quad (12)$$

wobei

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^1 d(\cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad \sigma_B = 2\pi \int_{-1}^0 d(\cos \theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Diese Asymmetrie für möglichst viele verschiedene Fermionen zu messen ist eines der Hauptziele der DELPHI-Kollaboration.

## 2.4.2 Strahlungskorrekturen

Aufgrund der hohen erreichbaren Meßgenauigkeit muß man bei Experimenten am LEP-Ring zur Ermittlung theoretischer Vorhersagen grundsätzlich auch Terme höherer Ordnung berücksichtigen. Dabei treten verschiedene Probleme auf. Zum einen verändern sich neben den Voraussagen für die verschiedenen Meßgrößen auch die Definitionen der Eingabe-Parametern, zum anderen tauchen divergente Terme bei der Berechnung einzelner Korrekturen auf.

Um diese Probleme zu lösen geht man zu "renormalisierten" Parametern über. Als Renormalisierungsschema in  $SU(2) \times U(1)$  wird im allgemeinen das "On-Shell"-Schema benutzt [21,23,24,25]. Folgender Satz freier Parameter kommt dabei zur Anwendung:  $\alpha, m_w, m_z, m_H, m_f$ .

Dieses Renormalisierungsschema bietet verschiedene Vorteile.

- Die Parameter haben eine klare physikalische Bedeutung und können direkt experimentell bestimmt werden, was für alle Parameter außer  $m_H$  und  $m_f$  schon geschehen ist. Ein kleines Problem liegt dabei in der Bestimmung leichter Quarkmassen, deren physikalische Interpretation nicht klar definiert ist. In den meisten Fällen sind Beiträge aufgrund nichtverschwindender Massen allerdings klein, oder lassen sich in Beziehung setzen zum experimentell bekannten Wirkungsquerschnitt für den hadronischen Zerfall des  $Z^0$ -Bosons.
- Der Thomson Wirkungsquerschnitt, aus welchem  $\alpha$  bestimmt wird, ist exakt in allen Ordnungen der Störungsrechnung.
- Die elektroschwachen Strahlungskorrekturen zum Prozeß  $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$  können, in erster Ordnung Störungsrechnung, in QED-Korrekturen und schwache Korrekturen unterteilt werden, was für Simulationsprogramme von Interesse ist.

Der erste Teil der elektroschwachen Strahlungskorrekturen, die QED-Korrekturen, basieren auf allen Diagrammen, die ein zusätzliches Photon zum Born-Diagramm besitzen. Als solche gibt es die Diagramme mit reellen Bremsstrahlungs-Photonen im Endzustand und solche mit virtuellen Photonen in internen Schleifen.

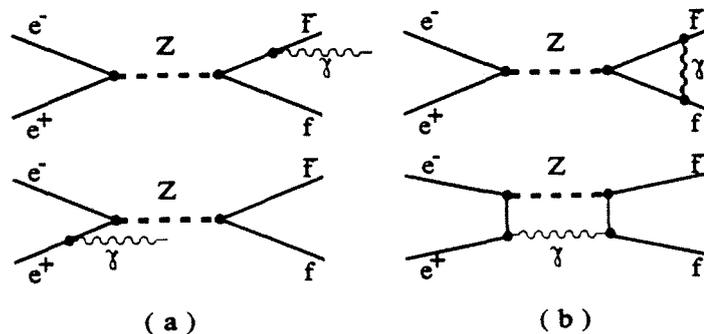


Abbildung 2: Beispiele für QED-Korrekturen. Unter (a) finden sich einige Diagramme mit reellen Photonen, unter (b) solche mit virtuellen Photonen in internen Schleifen.

Diese Korrekturen sind gut bekannt und haben folgende charakteristische Eigenschaften:

- Sie sind in der Nähe der  $Z^0$ -Resonanz relativ groß, erfordern daher eine genaue Behandlung.

- Sie sind abhängig von der experimentellen Anordnung, aber unabhängig von der detaillierten Struktur des nicht-elektromagnetischen Teils der elektroschwachen Theorie.
- Die Kopplungsstärke ist über die bei kleiner Energie definierte Kopplungskonstante  $\alpha$  bestimmt.
- Sie benutzen neben den externen Fermionmassen nur die Parameter  $M_Z, \Gamma_Z, v_f, a_f$ , ohne sich auf das Standard Modell zu beschränken.
- Sie sind eichinvariant und UV-endlich nach QED-Renormalisierung.

Unter schwachen Korrekturen versteht man alle elektroschwachen Korrekturen nach Abzug der QED-Korrekturen, solche des Vektorboson-Propagators, desweiteren Vertexkorrekturen, die nicht unter den QED-Korrekturen behandelt sind, und solche, die aus sogenannten Box-Diagrammen resultieren. Einige Beispiele für solche Korrekturen sind in Abbildung 3 dargestellt. Diese Korrekturen sind unabhängig vom experimentellen Aufbau, aber abhängig von der detaillierten Struktur der zugrunde liegenden Theorie. Insbesondere hängen sie von der nichtabelschen Struktur des Standard Modells und dem gewählten Higgs-Sektor ab. Da auch die noch unbekannt Parameter der Higgs- und Top-Masse eingehen, verbleiben zur Zeit theoretische Unsicherheiten.

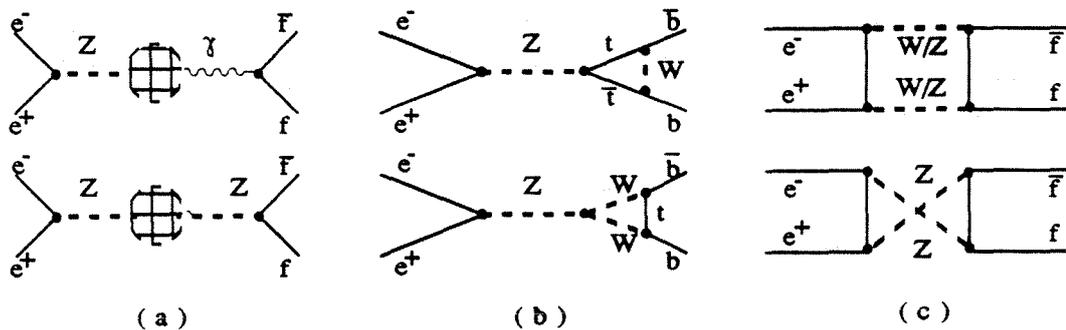


Abbildung 3: Beispiele für schwache Korrekturen. Unter (a) finden sich einige Diagramme mit Propagatorkorrekturen, unter (b) solche mit Vertexkorrekturen und unter (c) finden sich Box-Diagramme. Die Blasen unter (a) stehen global für die Propagatorkorrekturen unter Berücksichtigung von Selbstenergien und Vakuumpolarisation.

Neben den bisher genannten elektroschwachen Korrekturen kommen zusätzliche QCD-Korrekturen im Falle des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  hinzu. Diese Korrekturen sind für die Berechnung der  $Z^0$ -Zerfallsbreiten in erster Ordnung bei Berücksichtigung massiver Quarks bekannt sowie in zweiter Ordnung bei Vernachlässigung von Massentermen.

Alle bisher genannten Korrekturen sind für typische Anwendungen in Form von Programmen verfügbar, wodurch sich die Analyse eines gegebenen Prozesses erheblich vereinfacht.

### 2.4.3 Die $Z^0$ -Zerfallsbreite

Am Beispiel der  $Z^0$ -Zerfallsbreite soll nun die Behandlung von Strahlungskorrekturen explizit gezeigt werden. Ausgehend von Gleichung (11) starten wir mit folgender Umformung:

$$\begin{aligned}
\Gamma_0^Z &= \sum_f \beta \frac{3-\beta^2}{2} \Gamma_{0f}^V + \sum_f \beta^3 \Gamma_{0f}^A \\
&= \sum_f \Gamma_{Bf}^V + \sum_f \Gamma_{Bf}^A
\end{aligned} \tag{13}$$

mit

$$\begin{aligned}
\beta &= \sqrt{1-4\mu_f} \\
\Gamma_{0f}^V &= \frac{G_\mu m_Z^3 N_c^f}{24\sqrt{2}\pi} \cdot (4 \sin \theta_W \cos \theta_W v_f)^2, \quad \Gamma_{0f}^A = \frac{G_\mu m_Z^3 N_c^f}{24\sqrt{2}\pi} \cdot (4 \sin \theta_W \cos \theta_W a_f)^2 \\
G_\mu &= \frac{\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{m_W^2 \sin^2 \theta_W} \cdot \frac{\alpha}{1-\delta r}
\end{aligned} \tag{14}$$

Bei Benutzung von Gleichung (6) ist diese Umformung exakt, wenn der Term  $\delta r$  identisch 0 ist. Die Einführung dieses Terms ist jedoch notwendig, um Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen. Der Term  $\alpha/(1-\delta r)$  steht hier für die effektive Feinstrukturkonstante und berücksichtigt unter anderem die großen Beiträge der Fermionen zur Vakuumpolarisation. An dieser Stelle seien Korrekturen, die eine Abhängigkeit von der Top-Masse zeigen, noch vernachlässigt. Sie werden als schwache Korrekturen im folgenden diskutiert.

Solange die Top-Masse kleiner als  $O(100 \text{ GeV})$  ist, resultiert der größte Teil der Strahlungskorrekturen zur  $Z^0$ -Breite aus der Energieabhängigkeit von  $\alpha$ . Durch die Definition der  $Z$ - $\bar{f}f$ -Kopplung über die Fermi-Konstante  $G_\mu$  sowie des Weinbergwinkels über Gleichung (6) sind diese Korrekturen behandelt [25,26,27].

Die verbleibenden Korrekturen werden im folgenden diskutiert, wobei wir folgende Form anstreben:

$$\begin{aligned}
\Gamma^Z &= \sum_f \Gamma_f^V + \sum_f \Gamma_f^A \\
\Gamma_f^V &= \Gamma_{Bf}^V [1 + \delta_{QED} + \delta_{schw.}^V + \delta_{QCD}^V] \\
\Gamma_f^A &= \Gamma_{Bf}^A [1 + \delta_{QED} + \delta_{schw.}^A + \delta_{QCD}^A]
\end{aligned} \tag{15}$$

Die Korrekturen  $\delta_{QED}$ ,  $\delta_{schw.}$  dürfen hier nicht verwechselt werden mit den in Kapitel 2.4.2 auf Seite 10 genannten schwachen und QED-Korrekturen. Die hier genannten Korrekturen enthalten den verbleibenden Rest der dort genannten, nachdem der Großteil der gesamten Strahlungskorrekturen über  $G_\mu$  berücksichtigt wurde.

Die in zweiter Ordnung verbleibenden QED-Korrekturen für den Endzustand lassen sich in folgender Form schreiben [25,26,27].

$$\delta_{QED} = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \cong 0.0017 \tag{16}$$

Um die führenden Terme der schwachen Korrekturen zu erfassen, reicht es, in Gleichung (13)  $G_\mu$  und  $\sin \theta_W$  durch effektive Parameter zu ersetzen sowie im Falle des  $b\bar{b}$ -Endzustands Axial- und Vektorkopplungen zu modifizieren [27]:

$$\begin{aligned}
\sin^2\theta_W &\rightarrow \sin^2\theta_{eff} = \sin^2\theta_W + \cos^2\theta_W \delta\rho_t \\
G_\mu &\rightarrow G_\mu (1 + \delta\rho_t) \\
v_f &\rightarrow v_f + \delta_b \frac{\delta\rho_t}{6 \cos\theta \sin\theta} \\
a_f &\rightarrow a_f + \delta_b \frac{\delta\rho_t}{6 \cos\theta \sin\theta}
\end{aligned} \tag{17}$$

mit

$$\begin{aligned}
\delta\rho_t &= \frac{3\sqrt{2} G_\mu m_t^2}{(4\pi)^2} \\
\delta_b &= 1 \text{ im Fall von b-Quarks und 0 sonst}
\end{aligned}$$

Nach dieser Substitution lassen sich die verschiedenen Terme zusammenfassen und in der gewünschten Form schreiben:

$$\Gamma^{V(A)} = \Gamma_B^{V(A)} [ 1 + \delta_{schw.}^{V(A)} ] \tag{18}$$

Es zeigt sich eine quadratische Abhängigkeit von der Top-Masse aufgrund von Vertexkorrekturen, die, insbesondere für b-Quarks im Endzustand, nicht zu vernachlässigen sind. Das Ergebnis genauerer Rechnungen ist zusätzlich, allerdings schwächer, von der Higgsmasse abhängig.

Die für Quarks im Endzustand notwendigen QCD-Korrekturen sind unterschiedlich für Vektor- und Axialvektorkopplungen. Entwickelt man diese Korrekturen nach der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung,  $\alpha_s$ , so erhält man:

$$\begin{aligned}
\delta_{QCD}^V &= c_1 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + c_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + c_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 + \dots \\
\delta_{QCD}^A &= d_1 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) + d_2 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + d_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 + \dots
\end{aligned} \tag{19}$$

Die Koeffizienten erster Ordnung sind für massive Quarks berechnet, wobei der Vektorteil von Schwinger innerhalb der QED vor längerer Zeit gefunden wurde [28,29]. Sie können für kleine Quarkmassen approximiert werden durch [30]:

$$\begin{aligned}
c_1 &= 1 + 12 \mu_f^2 + \dots \\
d_1 &= 1 + 12 \mu_f^2 \ln(1/\mu_f^2) + \dots
\end{aligned} \tag{20}$$

In zweiter Ordnung liegen für masselose Quarks Rechnungen vor, die im Schema der  $\overline{MS}$  Renormalisierung durchgeführt wurden [33,34,35]. Es ergibt sich bei einer Zahl der kinematisch erlaubten Quarks  $N_f = 5$ :

$$\begin{aligned}
c_2 &= 1.41 \\
d_2 &= 1.41 \mp f(m_f),
\end{aligned}$$

wobei das Zeichen  $\mp$  für  $Q = 2/3, -1/3$  geladene Quarks gilt. Der Term  $f(m_t)$  variiert von  $-1$  bis  $-5$  für Top-Massen im Bereich zwischen 50 und 250 GeV [27].

Schon in erster Ordnung zeigt sich damit eine für Vektor- und Axialvektorkopplung unterschiedliche Korrektur von etwa 1‰ für  $b$ -Quarks. Mit wachsender Quarkmasse werden die Korrekturen immer größer, was bei der Suche nach dem Top-Quark, beziehungsweise nach einem eventuellen vierten  $-1/3$  geladenen Quark, zu beachten ist. Dort ist in Ermangelung von Rechnungen in höherer Ordnung das vollständige Ergebnis von Rechnungen in erster Ordnung [31] zu verwenden:

$$\begin{aligned}\delta_{QCD}^V &= \frac{4}{3} \alpha_s \left[ \frac{\pi}{2\beta} - \frac{3+\beta}{4} \left( \frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right] \\ \delta_{QCD}^A &= \frac{4}{3} \alpha_s \left[ \frac{\pi}{2\beta} - \left( \frac{19}{10} - \frac{22}{5}\beta + \frac{7}{2}\beta^2 \right) \left( \frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right]\end{aligned}\quad (21)$$

Es soll nun nochmals eine Zusammenfassung des angewandten Berechnungsverfahrens gegeben werden. Ausgehend von den Gleichungen (11) und (13) sind wir durch die Substitutionen (14) und (17) zu einer "verbesserten Born-Approximation" gelangt, welche eine erste Interpretation verschiedener Abhängigkeiten erlaubt und für leptonische Zerfallskanäle recht genaue Ergebnisse ergibt ( $O(1\%)$ ). Durch Hinzufügen weiterer Korrekturterme in Gleichung (15) besitzt das Endergebnis schließlich eine höhere Genauigkeit, die für leichte Quarks und Leptonen zur Zeit besser 1% abgeschätzt wird.

Eine Darstellung der Korrekturen zur Berechnung der  $Z^0$ -Zerfallsbreite ist in [21,26,27,32] gegeben. Man muß hier allerdings bei einem direkten Vergleich gegebener Korrekturen vorsichtig sein, da die verschiedenen Autoren von unterschiedlichen Parametern ausgehen, welche teilweise unterschiedliche Strahlungskorrekturen erfahren. Das Endergebnis nach Durchführung aller Korrekturen ist jedoch vergleichbar. Zu diesem Zweck sind von verschiedenen Gruppen Computerprogramme erstellt worden, mit deren Hilfe sich die recht umfangreichen Berechnungen miteinander vergleichen und bei einer Analyse berücksichtigen lassen.

## Kapitel 3

### Das DELPHI-Experiment am LEP

#### 3.1 Der Beschleuniger – LEP

Ende 1981 wurde der Bau des derzeit weltgrößten  $e^+e^-$  Beschleunigers genehmigt, des "Large Electron and Positron collider" LEP. Er gibt vier großen Kollaborationen die Möglichkeit, in einer ersten Ausbauphase in einem Energiebereich von 80–100 GeV das Standard Modell im Bereich der  $Z^0$ -Resonanz zu testen. Eine zweite projektierte Ausbauphase wird bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 200 GeV die direkte Paarproduktion der geladenen Vektorbosonen  $W^+$  und  $W^-$  erlauben. Desweiteren ermöglicht eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie die Suche nach neuen Zerfallskanälen des Top-Quarks und eine Erweiterung des sensitiven Bereichs zur Suche nach dem neutralen Higgs-Boson  $H^0$ .

Nach einer Konstruktions- und Bauzeit von acht Jahren nahm LEP im Herbst 1989 seinen Dienst auf. Man darf davon ausgehen, daß mit dieser Maschine die Grenze der Entwicklung von  $e^+e^-$  Ringbeschleunigern erreicht ist. Mit diesem Konzept ist eine weitere Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf Grund der enormen Strahlungsverluste nicht mehr realistisch. Einige technische Daten der mit einem finanziellen Aufwand von 1.13 Milliarden SF [36] fertiggestellten Maschine (LEP 100) sowie der derzeit projektierten Ausbaustufe (LEP 200) sind in Tabelle 2 auf Seite 16 aufgelistet [37]. Ein Hauptkriterium jedes Beschleunigers liegt in der Größe der erreichbaren Luminosität  $L$ , die vermit-

$$R_{Pro} = \sigma_{Pro} L$$

die Produktionsrate  $R_{Pro}$  für einen Prozeß mit Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Pro}$  bestimmt. Bei einem Wirkungsquerschnitt für die Produktion von  $Z^0$ -Bosonen von  $4 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$  ergibt sich bei einer Design-Luminosität von  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  die beeindruckende Zahl von 1500  $Z^0$ -Ereignissen pro Stunde. Diese erlaubt Präzisionsmessungen, wie sie von den am LEP arbeitenden Kollaborationen ALEPH<sup>14</sup>, DELPHI, L3<sup>15</sup> und OPAL<sup>16</sup> angestrebt werden. Während der ersten Monate des Betriebs von LEP wurde diese Luminosität allerdings noch nicht erreicht, sondern ein geringerer Wert von bis zu  $5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Es sollen hier noch kurz die drei neben DELPHI am LEP arbeitenden Detektoren vorgestellt werden.

- Der ALEPH-Detektor wurde als Vielzweckdetektor konzipiert, der sich aus nur wenigen Komponenten zusammensetzt. Er zeichnet sich durch eine große TPC<sup>17</sup> aus, die ein aktives Volumen im Bereich  $38 \leq r \leq 172 \text{ cm}$  und  $-220 \leq z \leq 220 \text{ cm}$  besitzt, welches sich in einem starken Magnetfeld von 1.5 T befindet. Die Impulsauflösung liegt bei  $\delta p/p = 1.5 \cdot 10^{-3} p/\text{GeV} c^{-1}$ . Das elektromagnetische Kalorimeter hoher Granularität arbeitet mit einer Energieauflösung von

---

<sup>14</sup> ALEPH : Apparatus for LEp PHysics

<sup>15</sup> L3 : So genannt, weil es der 3. "Letter of intent" war.

<sup>16</sup> OPAL : Omni Purpose Apparatus for Lep

<sup>17</sup> TPC : Time Projection Chamber

Tabelle 2: LEP Parameter

LEP Parameter		LEP 100	LEP 200
Maximale Schwerpunktsenergie	GeV	110	200
Umfang der Maschine	km	26.658	26.658
Zahl der Wechselwirkungszonen		8	8
Ausgebaute Experimentierzonen		4	4
Injektionsenergie	GeV	20	20
Zahl der kreisenden e <sup>+</sup> , e <sup>-</sup> Pakete		4	4
Länge der Pakete	m	0.013-0.04	0.012-0.04
Maximaler Strahlstrom	mA	3.0	3.0
Maximale Luminosität	cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	1.7 · 10 <sup>31</sup>	2.9 · 10 <sup>31</sup>
Vakuum im strahlungsfreien Strahlrohr	Torr	10 <sup>-11</sup>	10 <sup>-11</sup>
Stromverbrauch (LEP+Experimente)	MW	75	160
<b>Magnetsystem</b>			
Maximales Dipolfeld	T	0.059	0.1075
Zahl der Eisen-Beton Dipole		3304	3304
Zahl der Quadrupole		816	800-816
Zahl der Sextupole		504	504
<b>RF System</b>			
Zahl der Beschleunigungszonen		2	4
Zahl der gekoppelten Kavitäten (Beschleunigung+Speicherung)		128	320
Installierte RF Leistung	MW	16	20
Leistung der Synchrotronstrahlung	MW	1.6	17.1
Strahlungsverlust pro Teilchen	MeV/Umfang	260	2830
Benötigte instal. Hochspannung	MV/Umfang	360	3224

$$\delta E/E = 0.016 + 0.17/\sqrt{E/GeV}.$$

- Der L3-Detektor unterscheidet sich in Aufbau und Größe stark von den anderen Detektoren. Bei diesem Detektor liegt der Schwerpunkt auf einer hervorragenden Identifizierung und Energiemessung von Leptonen. Zu diesem Zweck besteht das elektromagnetische Kalorimeter aus sehr teurem Wismut-Germanium-Oxid BGO<sup>18</sup>-Szintillator, welcher eine Energieauflösung von  $\delta E/E = 0.012/\sqrt{E/GeV}$  für Energien oberhalb 1 GeV ermöglicht. Zur Müon-Identifizierung sind außerhalb des inneren Detektorteils, bestehend aus dem Spurdetektor TEC<sup>19</sup>, dem elektromagnetischen und dem Hadron-Kalorimeter, drei Lagen von Müonkammern im Abstand von je 3m angebracht. Diese Kammern befinden sich innerhalb des Magneten, der bei einem Gewicht von

<sup>18</sup> BGO : Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>

<sup>19</sup> TEC : Time Expansion Chamber

8500T ebenso schwer wie der Eiffelturm ist. Konstruktionsbedingt ist die Identifizierung von Müonen, auch derer in Jets, mit diesem Detektor sehr einfach.

- Der OPAL-Detektor ist vollständig aus konventionellen Komponenten aufgebaut, die aufgrund einer langen Entwicklungszeit allerdings eine gute Praxistauglichkeit erwarten ließen. Geladene Spuren werden mit einer großen Jet-Kammer gemessen, die zusätzlich eine  $dE/dx$ -Messung vornimmt. Das elektromagnetische Bleiglas-Kalorimeter besitzt eine hervorragende Energieauflösung und dank hoher Granularität und einem zusätzlichen "Preshower"-Zähler eine hohe Ortsauflösung und gute  $e-\pi$ -Trennung.

### 3.2 Physikalische Ziele der DELPHI-Kollaboration

Mit dem "Letter of Intent" [38,39] wurden die Ziele der DELPHI-Kollaboration 1982 erstmals vorgelegt. Ausgehend von der Vorstellung, daß ein möglichst umfassendes Wissen über die Zerfallsereignisse den besten Zugang zu der Beantwortung verschiedener physikalischer Fragestellungen ermöglicht, wurde das Konzept des DELPHI-Detektors definiert:

- Hadron- und Lepton-Identifizierung über 90% des vollen Raumwinkels.
- Feine räumliche Granularität aller Detektorkomponenten.
- Dreidimensionale Information zu jeder geladenen Spur und jeder Energiedeposition.

Entsprechend der Universalität des Detektors ist die physikalische Zielsetzung weit gefächert. Auf der einen Seite soll das Standard Modell möglichst präzise vermessen werden, um dadurch Fragen, wie die nach der Zahl der Familien, zu beantworten. Auf der anderen Seite sollen Abweichungen von diesem Modell aufgespürt werden sowie neue Teilchen oder Substrukturen schon bekannter Teilchen und neue Fragestellungen gefunden werden.

Als Messungen am Standard Modell bieten sich dabei an:

- Messung der Masse und der Breite des  $Z^0$ -Bosons. Die Frage nach der Zahl der Neutrino-Generationen und eventueller neuer Zerfallskanäle mit hoher Zerfallsrate läßt sich schon nach den ersten 10000  $Z^0$ -Zerfällen beantworten.
- Suche nach dem bisher noch unentdeckten sechsten Quark, dem Top-Quark, in Zerfallsmoden, die an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern bisher noch nicht untersucht wurden.
- Suche nach dem neutralen Higgs-Boson  $H^0$ , das im Standard Modell für die Generierung der Massen verantwortlich zeichnet. Die Untersuchung des Mechanismus zur Erzeugung der Fermion- und Bosonmassen ist von essentieller Bedeutung.
- Bestimmung der verschiedenen Zerfallskanäle des  $Z^0$ -Bosons sowie deren Zerfallsbreiten.
- Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der verschiedenen Endzustände, sowohl der leptonischen als auch der hadronischen. Mit Hilfe dieser Messung wird eine Bestimmung des Weinbergwinkels ermöglicht, die unabhängig von der Massenbestimmung der Vektorbosonen  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$  ist.
- Messung der  $\tau$ -Polarisation im Zerfallskanal  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Benutzt man zur  $\tau$ -Erkennung auf einer Seite den Elektron- oder Müon-Zerfallskanal und bestimmt dann das  $\pi$ -Spektrum des Zerfalls  $\tau \rightarrow \pi\nu$  auf der anderen Seite, so läßt sich das Vorzeichen der Axial- und Vektorkopplungskonstanten  $g_A, g_V$  bestimmen sowie der Weinbergwinkel.
- Bestimmung einiger Elemente der Kobayashi-Maskawa-Matrix.

- Messung der Zahl der Neutrino-Generationen durch Messung des Bremsstrahlungsphotons in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . Bei dieser "direkten" Messung wird bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 5 GeV oberhalb der  $Z^0$ -Masse ein Photonspektrum mit einer mittleren Energie von  $E_\gamma = E_{CM} - m_{Z^0}c^2$  gemessen.
- Untersuchung des QED<sup>20</sup>-Prozesses  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Durch Messung der Photon-Strukturfunktionen in einem breiten  $Q^2$ -Bereich,  $1 \leq Q^2 \leq 50 \text{ GeV}^2$ , wird eine Überprüfung der QCD-Korrekturen zu den in Born'scher Näherung ermittelten Strukturfunktionen ermöglicht.
- Durch Analyse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  in verschiedenen Winkelbereichen läßt sich bei einem gegen die Strahlachse gemessenen Polarwinkel von  $60^\circ - 90^\circ$  die Elektron-Müon-Universalität überprüfen, im Vorwärtsbereich  $\leq 20^\circ$  die Maschinenluminosität bestimmen und für mittlere Winkel um  $55^\circ$  die Interferenz von s- und t-Kanal-Beiträgen untersuchen.
- Eine Möglichkeit der Studie elektroschwacher Strahlungskorrekturen ist in verschiedenen Prozessen gegeben:
  - Bei der Vermessung der  $Z^0$ -Resonanz lassen sich sowohl Strahlungskorrekturen des Anfangs- als auch des Endzustandes überprüfen.
  - Durch Messung eines isolierten harten Photons läßt sich Photonemission sowohl leptonscher als auch hadronischer Endzustände testen.
- Verschiedenste QCD-Studien sind durchführbar:
  - Die Messung der hadronischen Breite ist der erste Test.
  - Die Bestimmung von  $\alpha_s, \Lambda_{\overline{MS}}$  kann zum Beispiel erfolgen:
    - über den gemessenen Thrust-Mittelwert,
    - die Energie-Energie-Korrelation,
    - die Jetraten oder
    - die invarianten Hemisphärenmassen.
  - Die Korrelation benachbarter Teilchen läßt sich durch Messung der Intermittenz untersuchen.
  - Die 3-Gluon-Kopplung kann in 4-Jet-Ereignissen untersucht werden.
- In einer möglichen LEP-Ausbaustufe mit polarisierten Strahlen lassen sich weitere Asymmetrien bestimmen, die Vorwärts-Rückwärts- und die Links-Rechts-Asymmetrie mit polarisiertem Anfangszustand. Mit ihrer Hilfe werden weitere Bestimmungen des Weinbergwinkels möglich sein.
- In der Ausbaustufe LEP200 mit einer Schwerpunktsenergie von mindestens zweimal der W-Boson-Masse, wird sich die Masse der W-Bosonen in Prozessen  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  auf etwa 100 MeV genau bestimmen lassen. Außerdem wird es möglich sein, einen bisher noch nicht direkt untersuchten Vertex, den dreier Vektorbosonen  $W^+, W^-$  und  $Z^0$ , zu verifizieren.

Neben der Untersuchung der Standard Modell Vorhersagen ist die Suche nach neuen Teilchen, die auf Erweiterungen unseres Standard Modells hinweisen, ein Hauptziel.

- Im Standard Modell nicht definiert ist die Zahl der Generationen. Die Suche neuer, schwerer Leptonen und Quarks ist eines der ersten Ziele.

---

<sup>20</sup> QED : Quanten-Elektro-Dynamik

- Die meisten der über das Standard Modell hinausgehenden Modelle sagen einen erweiterten Higgs-Sektor voraus, in dem auch geladene Skalare vorhanden wären. Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$  ist für eine Suche nach diesen geladenen Higgs-Teilchen schon bei relativ kleiner Statistik von etwa 10000  $Z^0$ -Zerfällen ideal. Eine weitere Möglichkeit, diese geladenen Skalare zu finden, wäre in einem Szenario gegeben, in dem das Top-Quark leichter als  $45 \text{ GeV}/c^2$  und ein Zerfall  $t \rightarrow H^+b$  kinematisch erlaubt wäre.
- In supersymmetrischen Modellen ist jedem derzeit bekannten Teilchen ein supersymmetrischer Partner zugeordnet. Da diese supersymmetrischen Teilchen nicht mit unserer bekannten Materie wechselwirken, werden sie in Ereignissen durch fehlende Energie auffallen.
- Die Suche eines zusätzlichen Vektorbosons  $Z'$  wird Aussagen über Modelle mit zusätzlichen Eichgruppen erlauben.

### 3.3 Der DELPHI-Detektor

Das Grundprinzip des Aufbaus des DELPHI-Detektors folgt dem anderer, an  $e^+e^-$ -Beschleunigern eingesetzter, Vielzweck-Detektoren. Er ist unterteilt in einen zylinderförmigen Zentralteil (Barrel) und zwei Endkappen, die, um einen Zugang zu den einzelnen Detektorkomponenten zu ermöglichen, vom Zentralteil entfernbar sind [40]. Der größte Teil des Detektors befindet sich innerhalb der mit einem Radius von 275 cm weltgrößten supraleitenden Spule, die ein axiales Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Auf Grund technischer Probleme wurde die Spule während der in dieser Arbeit analysierten Datennahme bei einem Feld von 0.7 T betrieben.

Abbildung 4 auf Seite 20 zeigt den Aufbau dieses Detektors, der im folgenden kurz beschrieben werden soll. Im Barrel-Bereich ergibt sich von innen nach außen folgendes Bild:

Um das Strahlrohr herum befindet sich ein Silizium-Halbleiterdetektor (VD)<sup>21</sup>, der die sehr genaue Bestimmung des primären Vertex und der sekundären Vertizes zerfallender D- und B-Mesonen ermöglichen soll. Während der Datennahme 1989 waren nur einzelne Sektoren dieses Detektors bestückt, die seine Funktion bestätigten. Zur diesjährigen Datennahme wurden 2 radiale Lagen mit einem radialen Abstand von der Strahlachse  $r_1 = 9 \text{ cm}$  und  $r_2 = 11 \text{ cm}$  vollständig bestückt. Mit dieser Konfiguration wurde eine Ortsauflösung von  $7 \mu\text{m}$  in  $r\phi$  erreicht [41].

Den VD umschließend, erstreckt sich von  $r = 11.8 \text{ cm}$  bis  $r = 28 \text{ cm}$  zur Messung geladener Spuren der innere Detektor (ID)<sup>22</sup>. Er setzt sich zusammen aus einer Jet-Kammer ( $r \leq 23 \text{ cm}$ ) und einem Triggerteil ( $r \geq 23 \text{ cm}$ ). Die Jet-Kammer besteht aus 24  $15^\circ$ -Sektoren, die mit je 24 Signaldrähten bestückt sind, welche eine Ortsauflösung von  $100 \mu\text{m}$  in  $r\phi$  liefern. Um auch die z-Koordinate von Spuren zu bestimmen und einen schnellen Spurtrigger zu ermöglichen, schließt sich der Triggerteil bestehend aus 5 Lagen von Proportionalkammern an. Bei diesen werden zusätzlich die Kathoden ausgelesen, deren Orientierung senkrecht zu den Signaldrähten ringförmig um die Strahlachse ist. Ein weiterer Nutzen dieses Triggerteils liegt in der Lösung der rechts-links Ambiguitäten der Jet-Kammer. Für Spuren mit einem Polarwinkel zwischen  $29^\circ$  und  $151^\circ$  liefern alle Drahtlagen des ID Informationen.

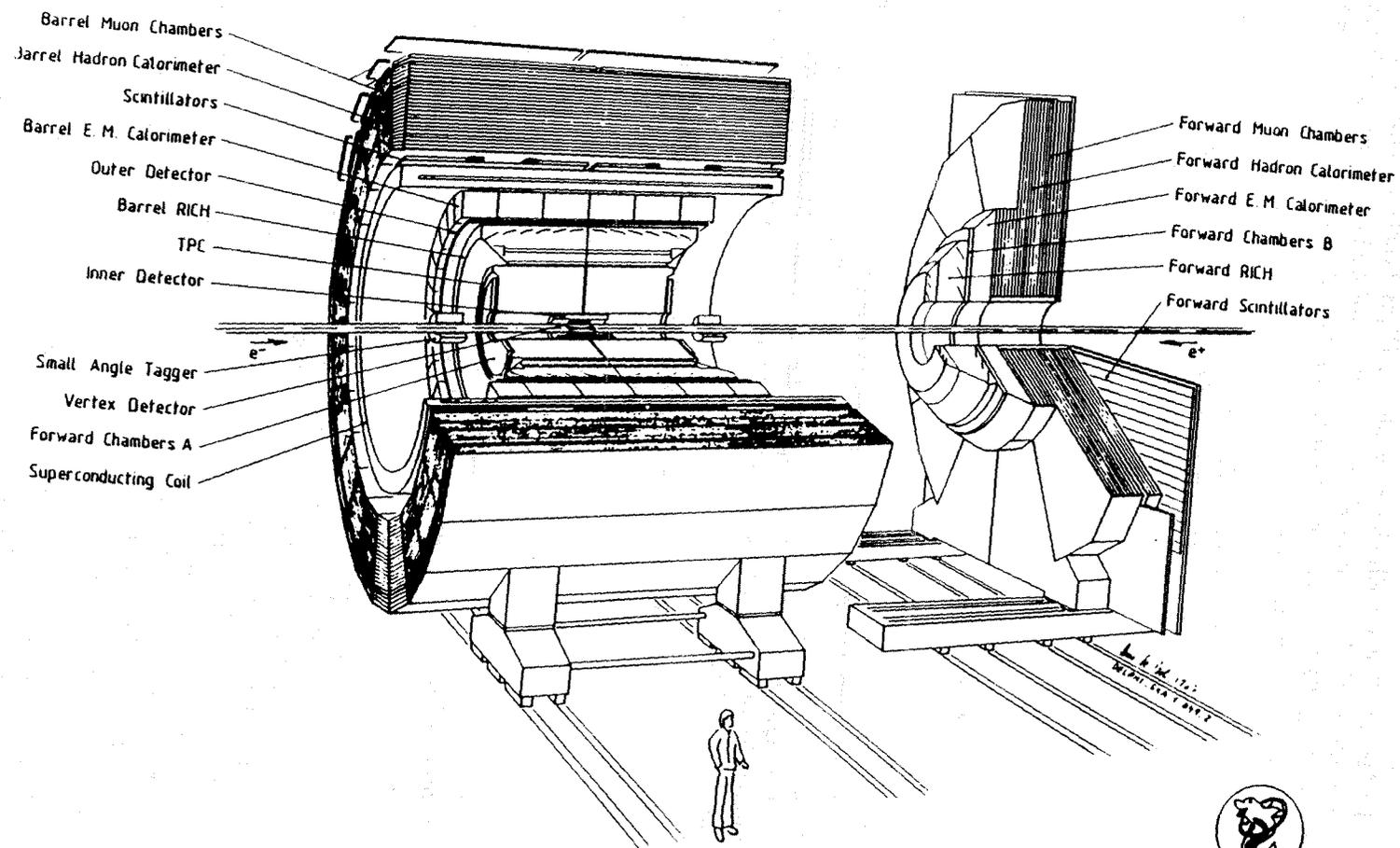
Von zentraler Bedeutung für die Messung von geladenen Spuren ist die große Zeit-Projektionskammer (TPC), die ein aktives Volumen im Bereich  $36.5 \leq r \leq 106.2 \text{ cm}$  und  $-120 \leq z \leq 120 \text{ cm}$  besitzt. Neben der Messung der Spuren wird auch noch eine Messung des Energieverlustes  $dE/dx$  der durchfliegenden Teilchen durchgeführt. Basierend auf dieser Information läßt sich eine Teilchenidentifizierung nicht zu

<sup>21</sup> VD : micro Vertex Detector

<sup>22</sup> ID : Inner Detector

Abbildung 4:

Der DELPHI-Detektor



  
DELPHI

hochenergetischer Teilchen durchführen ( $p \leq 5 \text{ GeV}/c$ ). Da die TPC eine zentrale Rolle in der folgenden Analyse spielt, wird dieser Detektor zu einem späteren Zeitpunkt genauer behandelt.

Nach Durchquerung der TPC treten vom Vertex kommende Teilchen in den Barrel-RICH, einen ringabbildenden Cherenkovzähler, auf den in einem späteren Kapitel ausführlich eingegangen wird. Dieser neuartige Detektor ermöglicht eine  $\pi$ -K-p-Trennung über einen weiten Impulsbereich und wird damit eine der wesentlichen Detektorkomponenten zum Flavourtagging hadronischer Ereignisse sein.

Zur Messung hoher Impulse mit einer guten Impulsauflösung ist in einem Abstand von  $\cong 200 \text{ cm}$  von der Strahlachse und in einem Bereich  $-230 \leq z \leq 230 \text{ cm}$  eine im "limited streamer mode" betriebene Driftkammer angeordnet (OD<sup>23</sup>). Eine Ortsauflösung von  $\leq 300 \mu\text{m}$  in  $r\phi$  und  $\leq 5 \text{ cm}$  in  $z$  ermöglicht in Zusammenarbeit mit dem inneren Detektor ID eine Spurrekonstruktion, die nicht mehr auf die TPC angewiesen ist, so daß insensitive Bereiche der TPC, z.B. im Bereich der Sektorgrenzen, nicht zu Einbrüchen in der Nachweiswahrscheinlichkeit hochenergetischer, geladener Teilchen führen müssen.

Der nun folgende Detektor, die HPC<sup>24</sup>, ist ein neuartiges elektromagnetisches Blei-Gas-Sampling Kalorimeter. In diesem wird der Schauer in einem Sandwich aus Blei und als kleine TPC-Streifen ausgebildeten Gasvolumen dreidimensional gemessen. Die hervorragende Ortsauflösung von  $10 \text{ mm}$  in  $r\phi$  und  $3 \text{ mm}$  in  $z$  wird hier mit einer mäßigen Energieauflösung  $\delta E/E = 0.21/\sqrt{E/\text{GeV}}$  erkauft.

Die sich anschließende Spule, mit einem Radius von  $275 \text{ cm}$  und einer Länge von  $680 \text{ cm}$  der Welt größte supraleitende Spule, wird zur Homogenisierung des eingeschlossenen Feldes von Korrekturspulen unterstützt, die jeweils an den Enden der Hauptspule angebracht sind. Das Zusammenspiel dieses Spulensystems ist für ein homogenes Feld im Bereich der HPC von essentieller Bedeutung.

Außerhalb der Spule befindet sich das System von Szintillationszählern TOF<sup>25</sup>, die im DELPHI-Trigger eingesetzt werden und durch eine exakte Zeitmessung die Unterdrückung von kosmischer Strahlung ermöglichen.

Der zur Rückführung des magnetischen Feldes benutzte Eisenmantel ist zur Messung hadronischer Energie als Sandwich von  $5 \text{ cm}$  dicken Metallplatten und  $1.7 \text{ cm}$  dicken Detektorbereichen gebaut. Die Detektorbereiche sind dabei zu projektiven Gruppen zusammengefaßt, die eine Granularität von etwa  $3-4^\circ$  ermöglichen. Die erwartete Energieauflösung liegt bei  $\delta E/E = 1.0/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Zur Müon-Identifizierung werden 2 Lagen von Driftkammern eingesetzt, die sich knapp innerhalb und außerhalb des Hadron-Kalorimeters befinden. Ein dritte Lage von Kammern deckt weiter außen tote Zonen der zweiten Lage ab.

Im Vorwärtsbereich werden ID und TPC in ihrer Funktion durch zwei weitere Driftkammern unterstützt, die Vorwärtskammern FCA und FCB<sup>26</sup>. Diese Kammern ermöglichen eine gute Impulsbestimmung bis herunter zu Winkeln von  $11^\circ$ . Bei beiden Kammern sind je 3 Orientierungen der Signaldrähte gewählt, die jeweils um  $60^\circ$  verdreht sind. Vorwärtskammer A ist direkt auf der TPC-Endplatte montiert und besitzt aus Platzgründen nur zwei Ebenen pro Orientierung. Die große Vorwärtskammer B schließt sich bei  $|z| = 274 \text{ cm}$  hinter einem RICH-Zähler für den Vorwärtsbereich an. Mit vier Ebenen pro Orientierung besitzt dieser Kammer eine größere Redundanz, was zu einer verbesserten Effizienz der Spurfindung ohne Verwendung weiterer Detektoren führt.

---

<sup>23</sup> OD : Outer Detector

<sup>24</sup> HPC : High density Projection Chamber

<sup>25</sup> TOF : Time Of Flight counter

<sup>26</sup> FCA, FCB : Forward Chamber A/B

Als elektromagnetisches Kalorimeter im Vorwärtsbereich schließt sich ein Bleiglas-Kalorimeter mit einer hohen Granularität von  $2^\circ$  und einer Energieauflösung von  $\delta E/E = 0.1/\sqrt{E/GeV}$  an. Wie im Barrel-Bereich befinden sich im Vorwärtsbereich im weiteren ein System von Szintillations-Zählern, das Hadron-Kalorimeter und zwei Lagen großer planarer Müon-Kammern.

Zur Messung von Bhabha-Ereignissen unter kleinen Winkeln befindet sich im Bereich  $2.46^\circ \leq \theta \leq 7.73^\circ$  der Luminositätsmonitor (SAT)<sup>27</sup>, der aus einem Spurdetektor und einem Kalorimeter besteht. Während der in dieser Arbeit analysierten Datenperiode war allerdings nur das Kalorimeter einsatzbereit.

Tabelle 3: Parameter der DELPHI-Spurdetektoren

Die angegebenen Auflösungen beziehen sich jeweils auf einen Stützpunkt (Signaldraht/Pad).

Detektor	Pos. in	Pos. in	Auflösung		Stützpunkte
	r [cm]	z  [cm]	$\sigma(r\phi)$ [mm]	$\sigma(z)$ [mm]	
$\mu$ -Vertex	9, 11	$\leq 12$	0.007	-	2
ID JET	11.6-23	$\leq 40$	0.1	-	24
ID Trigger	23-28	$\leq 50$	0.1	$\leq 1$	5
TPC	36.5-106	$\leq 120$	0.25	$\leq 1$	16
OD	198-208	$\leq 230$	0.15	50	5
Barrel Müon	445-532	$\leq 375$	1.	50	2-6
			$\sigma(x,y)$ [mm]		
FCA	29-103	155-165	0.15	-	2x3
FCB	48-211	266-283	0.25	-	4x3
Vorw. Müon	$x,y \leq 446$	465-505	3.	-	2x2

<sup>27</sup> SAT : Small Angle Tagger

## Kapitel 4

### Analyse- und Simulationsprogramme

Neben der Entwicklung des Detektors gehört die Entwicklung einer guten Simulations- und Analyse-Software zu den entscheidenden Aufgaben vor Beginn eines Experiments. Aufgrund der Komplexität des DELPHI-Detektors müssen dabei Strategien entwickelt werden, die eine Benutzbarkeit und Übersichtlichkeit der Programme sicherstellen. Sehr früh wurde in DELPHI entschieden, sämtliche benötigten Programme selbst zu schreiben und nicht auf existierende Simulations- oder Datenbankprogramme zurückzugreifen. Heute summiert sich die Größe der von DELPHI-Mitarbeitern geschriebenen Programme im Bereich der Analyse- und Simulations-Software allein im Offlinebereich zu über 300000 Zeilen Code. Abbildung 5 auf Seite 24 zeigt eine Übersicht über die verschiedenen Programmpakete und den Datenfluß bei DELPHI.

#### 4.1 Die Simulations-Software

Um schon vor Beginn der Datennahme sowohl Vorstellungen über die zu erwartende Leistungsfähigkeit des Detektors zu erhalten als auch die Analyseprogramme zu testen, wurden für DELPHI zwei Simulationsprogramme entwickelt, DELSIM<sup>28</sup> und FASTSIM<sup>29</sup>, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

##### 4.1.1 DELSIM

DELSIM ist das Haupt-Simulationsprogramm. In ihm sind sämtliche zur Produktion von Rohdaten<sup>30</sup> benötigten Programmkomponenten enthalten.

Die Simulation beginnt mit der Erzeugung des gewünschten Ereignistyps,  $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ ,  $e^+e^- \rightarrow \bar{f}fH^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$  etc. Zur Generierung eines  $Z^0$ -Zerfalls in Fermionen wird dabei der Generator MUSTRAAL [42] benutzt, der alle relevanten Prozesse in Born'scher Näherung sowie deren QED-Korrekturen in erster Ordnung Störungstheorie enthält, was zur Behandlung hadronischer Zustände vollständig ausreichend ist.

Zur Fragmentierung eines hadronischen Endzustandes stehen die Programmpakete LUND JETSET 6.3 [43,44] und EUROJET [45] zur Verfügung. Auf die verschiedenen Optionen des Lund-Paketes wird zu einem späteren Zeitpunkt eingegangen, es soll aber schon jetzt vermerkt werden, daß zur Berechnung von Akzeptanzkorrekturen das die Daten am besten beschreibende Parton-Schauer-Modell benutzt wird.

Die erzeugten Teilchen werden nun durch den Detektor transportiert, wobei folgende physikalische Prozesse berücksichtigt werden:

---

<sup>28</sup> DELSIM : DELphi SIMulation program

<sup>29</sup> FASTSIM : FAST SIMulation program

<sup>30</sup> Unter Rohdaten sollen hier Daten mit einer Datenstruktur verstanden werden, die der vom Detektor kommenden Datenstruktur gleicht.

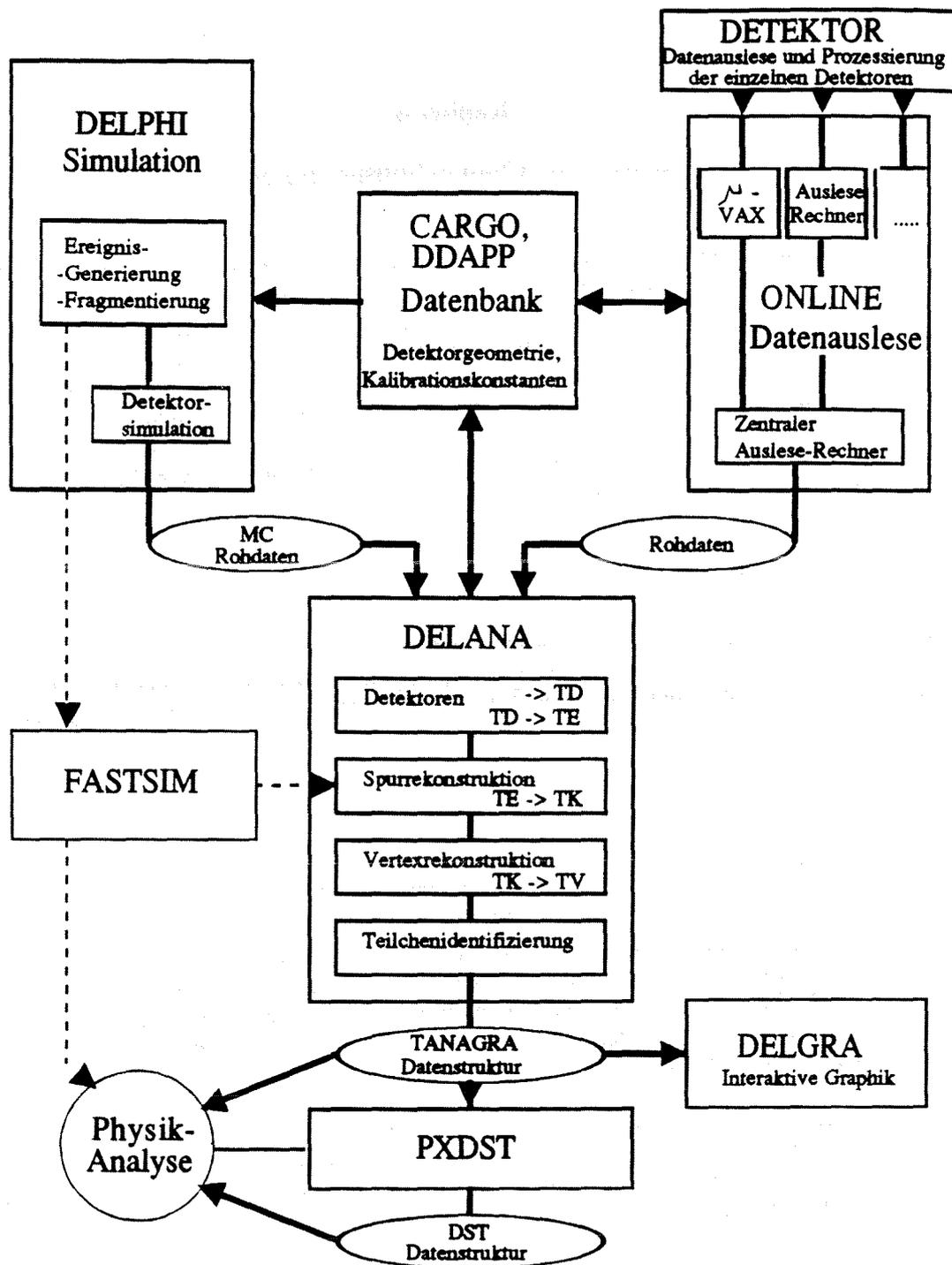


Abbildung 5:

Die DELPHI-Programmstruktur. Das Diagramm zeigt den Datenfluß der Daten in DELPHI. Rechts oben ist die ONLINE-Auslese angedeutet, in der die einzelnen Detektoren über  $\mu$ -VAX Rechner ausgelesen werden, die dann die Information an den zentralen Auslese-Rechner weitergeben. Links oben ist das Simulationsprogramm (Monte Carlo) angedeutet, das MC-Rohdaten produziert, die, wie die Rohdaten, mit Hilfe des Analyseprogramms DELANA analysiert werden.

- Energieverlust  $dE/dx$  und Vielfachstreuung in Materie
- Bremsstrahlung
- Photoeffekt
- Comptonstreuung
- Paarbildung
- Emission von  $\delta$ -Elektronen
- Hadronische Wechselwirkung mit Materie
- Zerfall instabiler Teilchen

Es ist nun auf Wunsch möglich, eine detaillierte Simulation der einzelnen Detektorkomponenten durchzuführen, um eine den wahren Daten entsprechende Rohdatenstruktur zu erzeugen. Am Beispiel der TPC heißt dies, daß auf dem Weg der Teilchen durch den Detektor einzelne Elektronen erzeugt werden, welche im elektrischen Feld der TPC in Richtung der Signaldrähte driften. Dabei berücksichtigt man ihre transversale und longitudinale Diffusion. Am Signaldraht wird schließlich ein Puls generiert, der, nach Simulation des Verhaltens der angeschlossenen Elektronik, entsprechend der Rohdatenstruktur abgespeichert wird.

Detektorgeometrie und Kalibrierungskonstanten werden dabei unter Zuhilfenahme des Programmpaketes DDAPP<sup>31</sup> aus einer Datenbank, CARGO<sup>32</sup>, genommen, die auch von den Onlineprozessoren und den Analyseprogrammen benutzt wird. Auf diese Weise ist es im Prinzip möglich, jeden Zustand des Detektors genau zu simulieren. Es ist klar, daß eine derart detaillierte Simulation sehr rechenaufwendig ist. So werden zur Simulation eines hadronischen Ereignisses bei Benutzung aller Detektorkomponenten etwa 6 min Rechenzeit<sup>33</sup> benötigt.

Sämtliche in dieser Arbeit gezeigten Vorhersagen basieren auf Simulationen, die mit diesem Programmpaket durchgeführt wurden.

#### 4.1.2 FASTSIM

Für viele Anwendungsbereiche ist es nicht notwendig, alle Details des Ereignisses zu simulieren. Um einen ersten Eindruck zur Durchführbarkeit neuer Analysen zu gewinnen reicht es, Parametrisierungen der Detektoreigenschaften zu benutzen. Insbesondere zukünftige Analysen basierend auf großer Statistik werden stark auf eine derartige Simulation zurückgreifen müssen. Das aus DELSIM nach der Generierung und Fragmentierung des Ereignisses aufrufbare FASTSIM erfüllt diese Anforderungen. Es ist bei einer Rechenzeit von 1–5 sec pro Ereignis etwa einen Faktor 100 schneller als die volle Detektorsimulation. Die in diesem Programm benutzten Parametrisierungen sind das Ergebnis der Analyse von DELSIM und wahren Daten. Identifizierungswahrscheinlichkeiten wie die in dieser Arbeit gezeigten Vorhersagen der Barrel-RICH Identifizierungsmöglichkeiten sind damit ein Input zu diesem Programm.

---

<sup>31</sup> DDAPP : Detector Description APplication Package

<sup>32</sup> CARGO : So genannt nach den Autoren der ersten Programmversion, CARena und GOPal.

<sup>33</sup> Gemessen in der "CERN-Einheit" IBM 168.

## 4.2 Die Analyse-Software

Zwei Programmpakete bilden das Rückgrat der gesamten Analyseketten: das Input/Output Programm UX, das für alle Zugriffe zu Daten benutzt wird und das Programm TANAGRA<sup>34</sup>, das eine kohärente Speicherung sowie einen Zugang zu den wesentlichen Informationen eines Ereignisses sichert. Dank dieser Programme gelang es innerhalb kürzester Zeit die gesamte Analysekette zu benutzen, da Programme wie das Graphikpaket nicht mehr auf Rohdaten zugreifen, sondern auf eine seit mehreren Jahren getestete TANAGRA-Struktur.

### 4.2.1 TANAGRA

Aufgabe des Programmpakets TANAGRA ist es, ein Interface zwischen den von den Detektoren gelieferten Informationen und den darauf aufbauenden Analyseprogrammen, Fitroutinen oder der Graphik darzustellen. Alle Stadien der Ereignisanalyse werden von der TANAGRA-Datenstruktur reflektiert. Die Analyse beginnt mit der Erstellung von TD-Bänken, in denen die von den einzelnen Detektoren gemessene Koordinaten abgespeichert werden. Aufbauend auf diesen werden sogenannte TE-Bänke erzeugt, welche die von den einzelnen Detektoren gemessenen Spurelemente enthalten. Durch Assoziation verschiedener, zueinander gehörender Spurelemente werden Gesamtspuren, sogenannte TK-Bänke, erzeugt, welche nach einem Vertexfit in TV-Bänken zusammengefaßt sind. Dank dieser Gliederung ist es möglich, Informationen zu den verschiedenen Stadien der Analyse zu erhalten und einzelne Operationen zu einem späteren Zeitpunkt zu wiederholen, ohne die gesamte DELANA-Analysekette nochmals zu durchlaufen.

### 4.2.2 DELANA

DELANA<sup>35</sup> ist das Hauptprogramm der DELPHI-Analysekette. Seine Aufgabe ist es, Rohdaten zu analysieren und die verschiedenen TANAGRA-Bänke zu füllen. In einem ersten Durchgang werden die Rohdaten aller Detektoren unabhängig voneinander analysiert mit dem Ziel der Kreation von TE-Bänken. Ausgehend von Extrapolationen der in der TPC gemessenen Spuren, werden in einem zweiten Durchgang in vielen Detektoren bisher noch unentdeckte Spurelemente gesucht. Nachdem die TE-Bänke gefüllt sind, versuchen verschiedene Prozessoren diese zu Spuren zusammenzusetzen, den TK-Bänken. In darauf aufbauenden Programmteilen werden der primäre Vertex und eventuelle weitere Zerfallsvertices gesucht, sowie eine Teilchenidentifizierung vorgenommen.

### 4.2.3 DELGRA

Mit Hilfe des Graphikpakets DELGRA<sup>36</sup> war es sehr früh möglich, visuell die Funktion sowohl des Detektors als auch der Analyseprogramme zu überprüfen. Da man sich darüberhinaus bei den ersten  $Z^0$ -Ereignissen nicht auf die Funktion der Analyseprogramme verlassen wollte, wurden sämtliche Ereignisse untersucht, die ihrer Struktur nach von  $Z^0$ -Zerfällen hätten kommen können. Abbildung 6 auf Seite 27 zeigt das erste von DELPHI gemessene  $Z^0$ -Ereignis, das seiner Struktur nach ein Kandidat für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$  war.

---

<sup>34</sup> TANAGRA : Track ANalysis and GRaphics package

<sup>35</sup> DELANA : DELphi ANalysis program

<sup>36</sup> DELGRA : DELphi GRaphics program

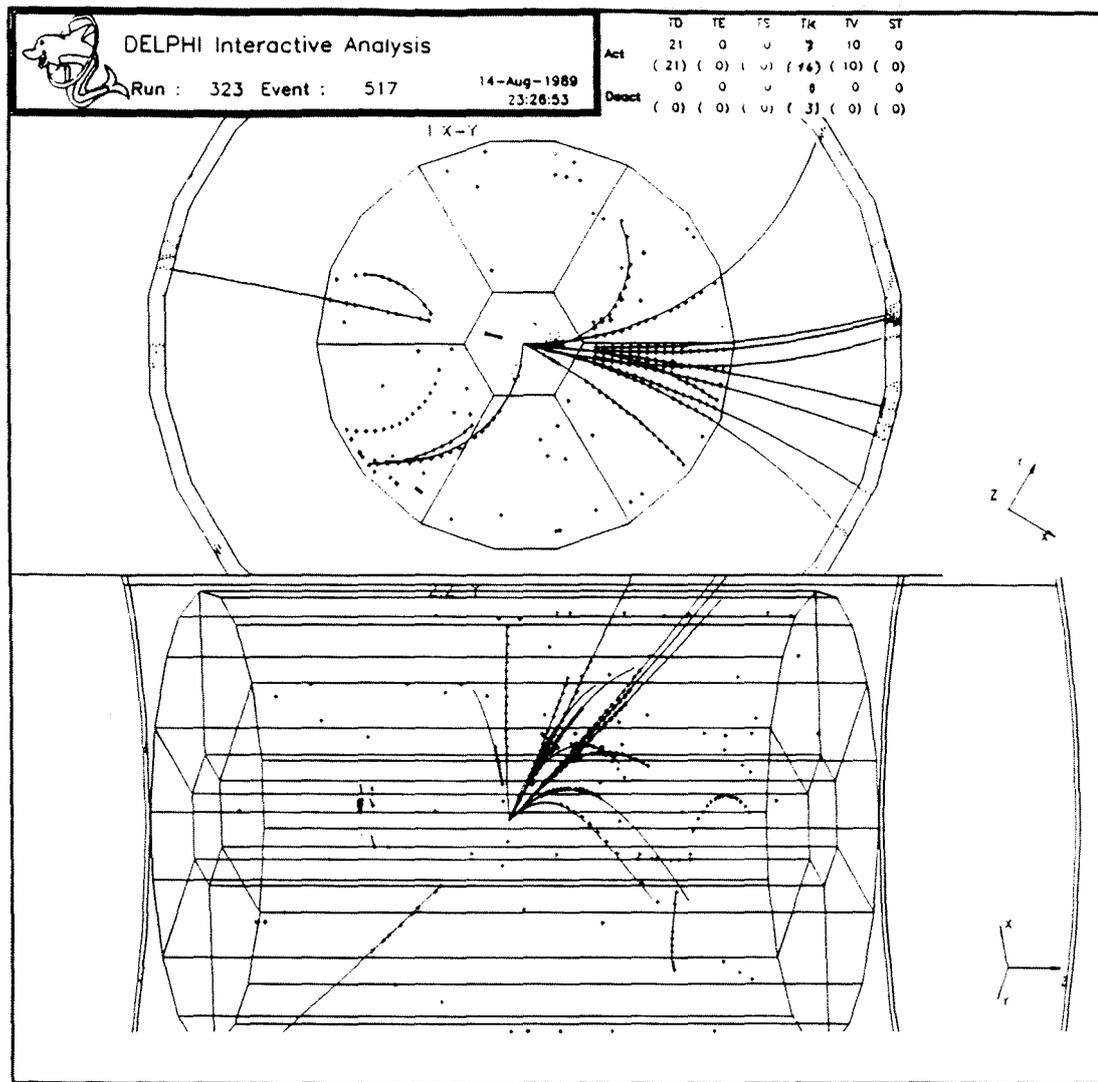


Abbildung 6: Das erste  $Z^0$ -Ereignis im DELPHI-Detektor. Man sieht die Rohdaten der in sechs Sektoren unterteilten TPC, des äußeren Detektors OD und des inneren Detektors. Zusätzlich sind die gefitteten Spuren gezeigt.

#### 4.2.4 DST-Programm

Da die in TANAGRA gespeicherte Information sehr umfangreich ist, ist eine weitere Datenreduzierung vonnöten, sobald eine Physik-Analyse basierend auf mehreren tausend Ereignissen angestrebt ist. Diese Datenreduzierung wird von einem weiteren Programm geleistet, PXDST, das als Unterprogramm in DELANA laufen kann oder für spätere Analysen eigenständig betrieben werden kann. Die in dieser Arbeit gezeigten Physik-Analysen basieren auf der mit diesem Programm kreierte Datenstruktur.



## Kapitel 5

### Datennahme und Datenanalyse

#### 5.1 Datenperioden

Die Datennahme der ersten mit DELPHI gemessenen  $Z^0$ -Zerfälle gliederte sich in mehrere Phasen.

Im sogenannten "Pilot-Run", 12.8–18.8.1989, sollte der Arbeitspunkt des Beschleunigers ermittelt werden und den Detektoren die Möglichkeit gegeben werden, mit der Messung erster  $Z^0$ -Zerfälle die Funktion von Detektor, Trigger und Datenauslese zu überprüfen. DELPHI fand während dieser Periode sechs  $Z^0$ -Ereignisse. Das erste dieser Ereignisse ist in Abbildung 6 auf Seite 27 gezeigt.

In der folgenden ersten Physik-Periode, 22.9–9.10.1989, fand eine erste Untersuchung der  $Z^0$ -Resonanz statt. Etwa 1000  $Z^0$ -Zerfälle wurden in dieser Zeit mit DELPHI gemessen. Dabei bestanden große Probleme bei der Auslese der Daten, was zu unterschiedlichen Detektorkonfigurationen während der Datennahme führte. Aufgrund technischer Probleme konnte die Hauptspule nur bei einem maximalen Strom von 2828 A betrieben werden. Das resultierende Magnetfeld im Detektor ist mit 0.7 T etwa halb so groß wie das nominale Feld von 1.23 T, was den mit diesem Feld genommenen Daten den Namen "Halbfelddaten" eintrug. Im Anschluß an die Datennahme wurden von allen vier LEP-Kollaborationen erste Ergebnisse der  $Z^0$ -Resonanzvermessung veröffentlicht [46,47,48,49].

In der sich anschließenden zweiten Physik-Periode, 25.10–22.12.1989, sollte eine möglichst genaue Messung der  $Z^0$ -Parameter erfolgen. Die Situation der Datenauslese verbesserte sich während dieser Zeit. Allerdings wurde der Detektor bis zum 6.11.1989 weiter mit halbem Feld betrieben. Danach konnte der Strom in der Hauptspule auf den nominalen Wert von 5000 A gebracht werden.

Insgesamt wurden in den beiden Perioden 1989 von DELPHI etwa 13000  $Z^0$ -Zerfälle registriert.

#### 5.2 Benutzter Datensatz

Aufgrund der sehr instabilen Detektorkonfigurationen und unterschiedlicher Ausleseprobleme während der Datennahme, unverstandener Detektoreigenschaften eines Teils der Detektoren sowie Problemen bei der Verknüpfung der verschiedenen Detektorinformationen mit den entsprechenden Softwarekomponenten, wurde anfangs der zweiten Physik-Periode beschlossen, zur angestrebten Analyse hadronischer Ereignisse eine minimale Anzahl von Detektor- und Software-Komponenten zu benutzen. Die in der Zeit vom 22.9–6.11.1989 genommenen Halbfelddaten sind dabei Grundlage der Analysen. Sie bieten eine hinreichende Statistik und stellen einen abgeschlossenen, konsistenten Datensatz dar.

#### 5.3 Verwendete Detektorkomponenten

Als einzelne Detektoren kommen in DELPHI zur Analyse hadronischer Ereignisse die TPC und die im Barrel-Bereich befindlichen Kalorimeter in Betracht. Da die HPC bei einem auf 0.7 T verringerten Feld Kalibrierungsprobleme hat und das Hadron-Kalorimeter aufgrund von Ausleseproblemen eine zu geringe Statistik liefert, fiel die Wahl auf die TPC. Dieser Detektor wurde von Beginn an ausgelesen und zeigte eine zuverlässige Funktion. Eine für hadronische Ereignisse ausreichende Impulsauflösung und eine Überdeckung von etwa 85% des vollen Raumwinkels bietet die Möglichkeit verschiedener Studien. Neben der TPC werden die im folgenden beschriebenen Detektoren innerhalb des Triggers benutzt.

### 5.3.1 Der Trigger

Aufgabe des Triggers ist es, die Datennahme auszulösen, sobald ein mit den Strahldurchgängen korreliertes physikalisch interessantes Ereignis gemessen wird. Man stellt dabei an den Trigger die Anforderung, einen möglichst weiten Bereich von physikalisch interessanten Ereignissen zu detektieren, aber gleichzeitig eine hohe Unterdrückung von Untergrundeignissen zu erreichen, die zum Beispiel durch Zufallskoinzidenzen oder kosmische Strahlung erzeugt werden.

Während der ersten Monate der Datennahme war der konzipierte mehrstufige Trigger nicht operationsfähig. An seine Stelle trat ein in konventioneller NIM<sup>37</sup>-Elektronik ausgelegter, einstufiger Trigger, der im Laufe der Datennahme immer weiter verbessert wurde. Da nur dieser Trigger zur Datenauslese der in dieser Arbeit benutzten Daten führte, soll hier nicht weiter auf das Konzept des mehrstufigen, in FASTBUS<sup>38</sup> ausgelegten Triggers eingegangen werden, dessen Komponenten von der Datenperiode 1990 an ihren Dienst aufnahmen.

Der benutzte Trigger basiert im wesentlichen auf zwei im Zentralbereich von DELPHI befindlichen Lagen von Szintillationszählern.

Die eine Lage wird dabei von den 172 Szintillatorplanken des TOF-Zählers gebildet. Diese Planken werden in einem logischen OR zu je vier 90°-Sektoren im Bereich  $z < 0$  und  $z > 0$  zusammengelegt. Diese Sektoren definieren die anschließend benutzten Triggerelemente. Der aktive Bereich dieses Triggersubsystems liegt für den gegen die Strahlachse gemessenen Polarwinkel  $\theta$  zwischen 40° und 140°.

Die andere Lage wird durch ein System von Szintillatorplanken gebildet, die sich nach vier Strahlungslängen innerhalb der Module des elektromagnetischen Kalorimeters HPC befinden. Auch diese Planken werden zu je vier 90°-Sektoren im Bereich  $z < 0$  und  $z > 0$  zusammengefaßt, die je ein Triggerelement bilden. Der aktive Bereich überdeckt den gleichen Polarwinkel wie das TOF-System:  $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ .

Während das HPC-System im wesentlichen darauf ausgelegt ist, die elektromagnetische Komponente eines Ereignisses zu erfassen, Photonen und Elektronen, soll das TOF-System auf alle Arten von minimal ionisierenden Teilchen triggern. Damit läßt sich eine grobe Einteilung der Nutzung dieser beiden Triggersysteme für unterschiedliche Ereignistypen formulieren:

- HPC :  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$
- TOF :  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

Die Triggerelemente werden nun in verschiedene Kombinationen zum Aufbau unterschiedlicher Trigger genutzt:

- TOF : "back to back". Hier verlangt man von den acht Sektoren zwei, die sich gegenüberliegen.
- TOF :  $\geq 3$  Sektoren, deren relative Orientierung keine Rolle spielt.
- HPC : "back to back".
- HPC :  $\geq 2$  Sektoren.
- HPC \* TOF : wenigstens ein HPC-Sektor und wenigstens ein TOF-Sektor müssen angesprochen haben.

---

<sup>37</sup> NIM : Diese Kürzel stehen für einen Standard im Bereich von Elektronik-Einschubmodulen. Eine weitgehende Festlegung von Gehäuseform, Anschlüssen und Signalformen ermöglicht einen universellen Einsatz dieser Module.

<sup>38</sup> FASTBUS : Ähnlich dem NIM-Standard handelt es sich hier um einen Standard für Elektronikkomponenten, der insbesondere auch deren Verbindung untereinander mittels eines sehr schnellen Datenbusses einschließt.

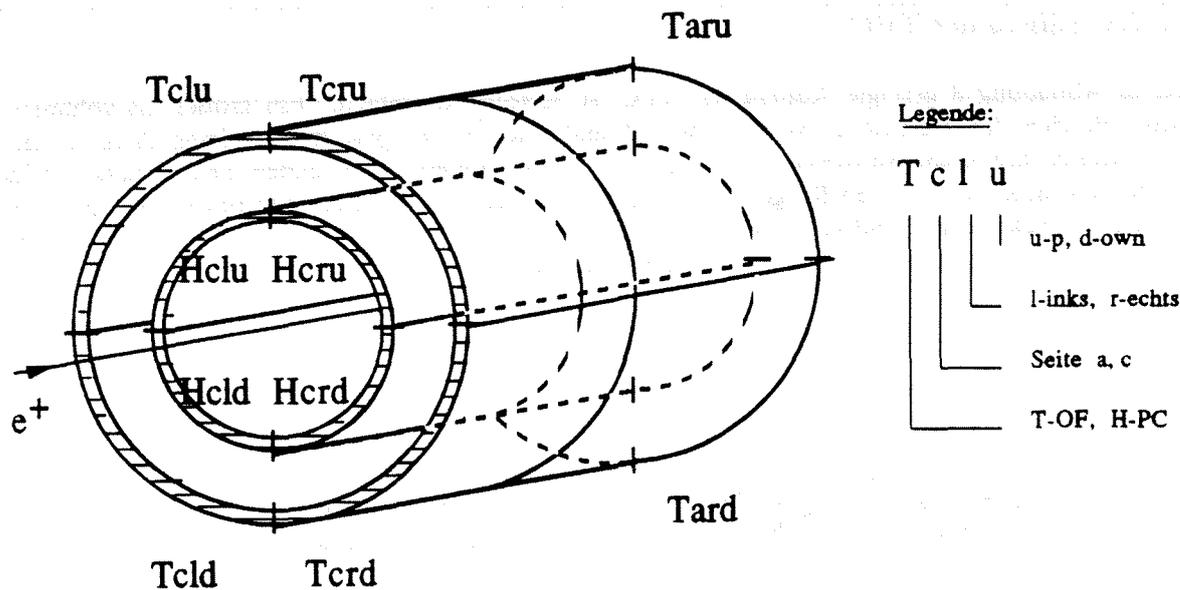


Abbildung 7: Gruppierung der HPC- und TOF-Triggerelemente. Ein Ansprechen der 90°-Sektoren Tclu und Tard würde zum Beispiel den TOF "back to back" Trigger ansprechen, während ein in den Sektoren Hcld und Tcld nachgewiesener "Monojet" den HPC\*TOF-Trigger auslösen würde.

Abbildung 7 zeigt die Anordnung der HPC- und TOF-Triggerelemente zueinander.

Während der zweiten Datenperiode war zusätzlich ein unabhängiger Spurtrigger aktiv, der auf Informationen der Jet-Kammer ID und des äußeren Detektors OD basiert. Die Kanäle des OD werden dabei in vier 90°-Sektoren aufgeteilt, die nicht in z unterteilt sind. Zum Ansprechen dieses Triggers werden im ID mindestens eine Spur und im OD wenigstens zwei sich in gegenüberliegenden Sektoren befindende Spurelemente verlangt. Die Unabhängigkeit dieses Triggers erlaubt eine Messung der Triggereffizienz, sowohl der Szintillatortrigger als auch dieses Spurtriggers, aus den Daten. Diese Messung zeigt die zumindestens im Barrel-Bereich sehr hohe Triggereffizienz für hadronische Ereignisse von  $\geq 99.5\%$ .

Neben den genannten Triggern wurden zeitweise weitere Kombinationen sowie zusätzliche Triggerkomponenten im Vorwärtsbereich benutzt. Ein solcher zusätzlicher Trigger war der vom EMF<sup>39</sup> gebildete "back to back" Trigger.

### 5.3.2 Die TPC

Mit der Zeit-Projektionskammer TPC besitzt DELPHI einen sehr modernen Spurdetektor. Dessen Aufbau, Funktionsweise und Eigenschaften sollen in den sich anschließenden Unterkapiteln besprochen werden.

<sup>39</sup> EMF : Electro Magnetic Forward calorimeter

### 5.3.2.1 Aufbau der TPC

Der in Abbildung 8 gezeigte Aufbau der TPC ist bestechend einfach. Ein großes Gasvolumen, der aktive Bereich des Detektors, ist von zwei Zylindermänteln eingeschlossen, deren Achsen mit der  $e^+e^-$ -Strahlachse übereinstimmen. Auf den dem Gasvolumen zugewandten Seiten dieser Zylindermäntel sind in konzentrischen Ringen potentialdefinierende Leiterbahnen aufgebracht, die ein homogenes, axiales elektrisches Feld von 150 V/cm im Bereich des Gasvolumens erzeugen. Eine Trennwand teilt die TPC dabei in zwei symmetrische Drifträume auf.

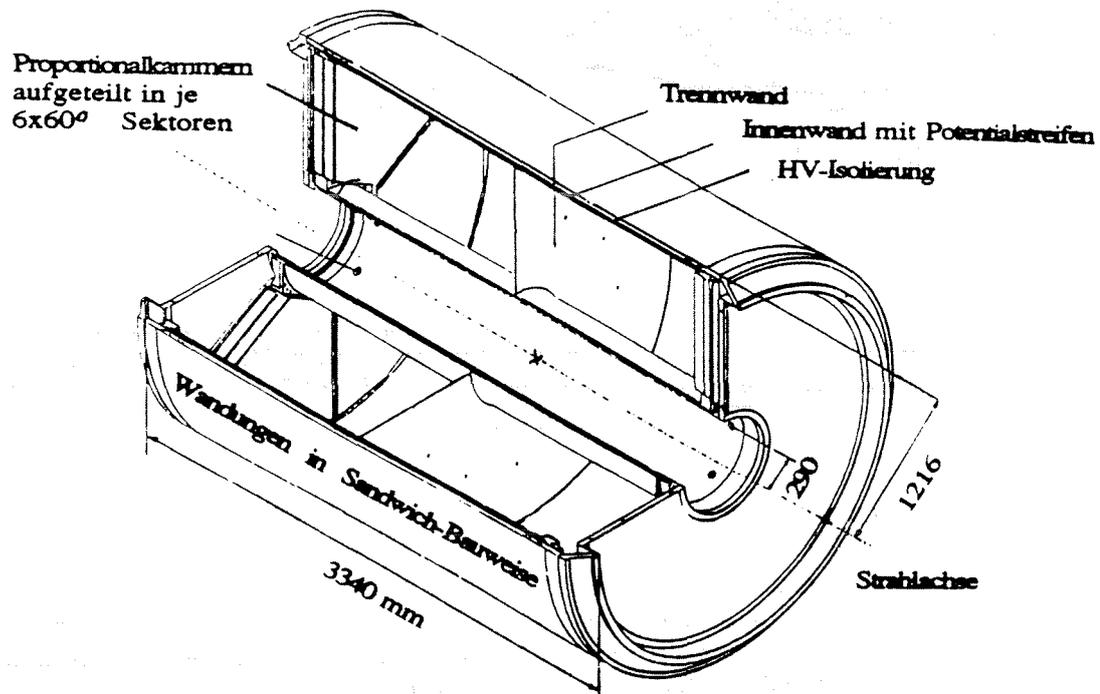


Abbildung 8: Aufbau der DELPHI-TPC

Teilchen, die durch die TPC fliegen, ionisieren entlang ihrer Spur Gasatome. Im Mittel werden auf diese Weise in dem verwendeten Argon-Methan-Gasgemisch (Ar:20%, CH<sub>4</sub>:80%) etwa 70 freie Elektronen pro cm erzeugt. Diese Elektronen driften im herrschenden elektrischen Feld aus Richtung der auf Hochspannung liegenden Trennwand zu den das Gasvolumen axial begrenzenden Endplatten. Dort werden sie von den je 6x60° überdeckenden Proportionalkammern nachgewiesen, die sich, wie Abbildung 9 auf Seite 33 zeigen, aus verschiedenen Lagen von Potentialdrähten, Signaldrähten und Kathodenstreifen, sogenannten "Pads", aufbauen. Diese Pads überdecken in radialer Richtung einen Bereich von 34–115 cm. Die Funktionsweise einer Proportionalkammer sowie die Theorie der Elektronendrift in Gasen wurde in einer früheren Arbeit behandelt [50], es soll daher an dieser Stelle nur ein kurzer Abriss des Prinzips gegeben werden. Sobald die Elektronen in den Bereich der Potentialdrähte kommen, werden sie in dem dort herrschenden elektrischen Feld fokussiert und dann auf den Signaldraht zu beschleunigt. Während dieser Beschleunigungsphase reicht die zugeführte Energie aus, in Stößen zwischen den Elektronen und den Gasatomen letztere zu ionisieren. Die damit wachsende Zahl freier Elektronen führt zur Ausbildung einer Lawine, dem sogenannten "Avalanche-Prozeß". Nachdem die Elektronen in den Signaldraht eingetreten sind, führen die sich langsam auf die Kathode hinbewegenden Ionen zur Induktion von meßbaren Signalen auf Signaldraht und Kathoden-Pads.

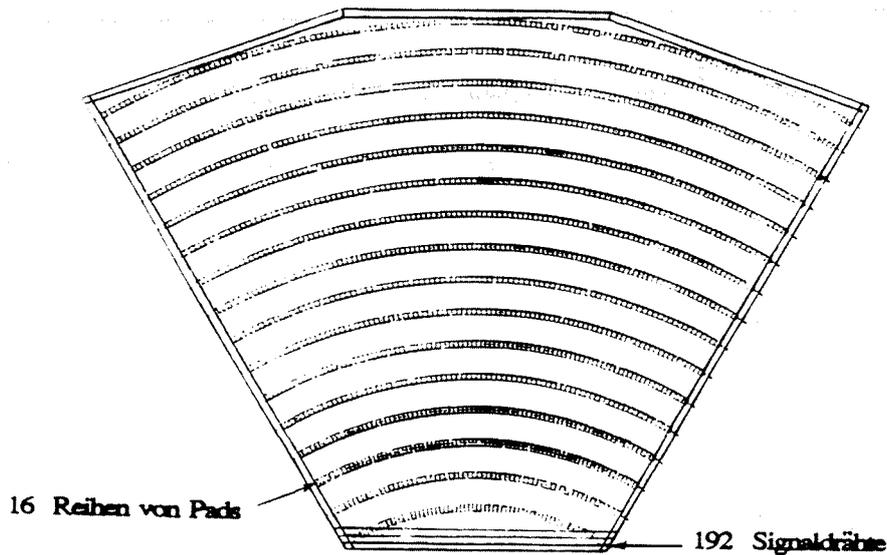


Abbildung 9: Gliederung eines 60°-Sektors der TPC

Aus der Driftzeit der Elektronen sowie der entsprechenden Signaldraht- und Pad-Nummer läßt sich ein dreidimensionaler Raumpunkt rekonstruieren. Da sowohl Signaldrähte als auch Pads eine Flash-ADC<sup>40</sup>-Auslese besitzen, ist die Ortsauflösung der Pads besser als dies die reine Messung der Pad-Nummer erwarten läßt. Durch Bestimmung des Ladungsschwerpunkts mehrerer nebeneinanderliegender Pads liegt diese im Bereich von 250  $\mu\text{m}$  in  $r\phi$  und 800  $\mu\text{m}$  in  $z$ .

Ein weiterer Nutzen dieser aufwendigen Auslese von Zeit und Ladung liegt in der Bestimmung der Energiedeposition  $dE/dx$  der die TPC durchfliegenden Teilchen, die zu einer Teilchenidentifizierung benutzt werden kann.

Zur Spurrekonstruktion werden nun mindesten drei Raumpunkte verlangt. Damit ist ein Nachweis von Spuren in einem Bereich des Polarwinkels  $\theta$  von 20° bis 160° möglich. Verlangt man, um eine verbesserte Impulsbestimmung zu sichern, zum Nachweis von Spuren die Verwendung der Information von wenigsten sechs Pads, so verkleinert sich der nutzbare Bereich auf  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ . Die volle Anzahl von 16 Raumpunkten steht dabei im Bereich  $39^\circ \leq \theta \leq 141^\circ$  zur Verfügung.

Tabelle 4 auf Seite 34 faßt, unter Berücksichtigung der toten Bereiche zwischen den 60°-Sektoren, die Akzeptanz der TPC für gerade Spuren ( $p = \infty$ ) zusammen [51].

---

<sup>40</sup> ADC : Analog to Digital Converter. Dies ist ein elektronischer Baustein, der es ermöglicht, eine gemessene Pulshöhe zu digitalisieren. Bei einem Flash-ADC wird nun ein gegebener Puls mit einer Frequenz von mehreren Megahertz ( 15 MHz in unserem Fall ) in mehrere Abschnitte unterteilt, die unabhängig digitalisiert werden. Dies erlaubt eine genaue Messung des registrierten Pulses.

Tabelle 4: Akzeptanz der DELPHI-TPC

	$\theta$ -Akzeptanz [%]	$\phi$ -Akzeptanz [%]	$\theta\phi$ -Akzeptanz [%]
16 gemessene Raumpunkte	77.4	91.4	70.7
$\geq 3$ gemessene Raumpunkte	93.8	96.7	85.7
0 gemessene Raumpunkte	4.4	3.1	7.2

### 5.3.2.2 Eigenschaften der TPC

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen Effekte, die die Ortsauflösung der Raumpunkte bestimmen, erläutert werden, um danach die erwarteten Leistungsparameter mit den in den ersten Monaten der Datennahme erzielten Parametern zu vergleichen.

- **Landau-Fluktuationen.** Die gemessenen Pulshöhen folgen einer Landau-Verteilung. Deren Fluktuationen führen, abhängig vom Winkel  $\beta$  zwischen dem Signaldraht und der auf die Kamerebene projizierten Spur, zu Nichtuniformitäten der Ladungsdepositionen auf den Signaldrähten [52]. Es ergibt sich folgende Auflösung:

$$\begin{aligned}\sigma_{rp} &= 240 \mu m |\tan\alpha| \\ \alpha &= 90^\circ - \beta \quad (-30^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ) \\ \sigma_{rp} &= 64 \mu m \quad (\alpha = 15^\circ)\end{aligned}$$

- **Diffusion.** Auf dem Weg zur Endplatte folgen die driftenden Elektronen nicht exakt mit einer Geschwindigkeit  $v_{Drift}$  den Feldlinien, sondern werden durch verschiedene Kollisionen mit Gasatomen von dieser Idealbewegung abgebracht. Die Varianz dieser Abweichung von der idealen Bahn wird als transversale Diffusion  $\sigma_{\perp Diff}$  und longitudinalen Diffusion  $\sigma_{\parallel Diff}$  bezeichnet. Falls die Elektronen entlang der Magnetfeldlinien driften, verringert sich  $\sigma_{\perp Diff}$  bei Vergrößerung des B-Feldes: die Elektronen folgen in Spiralbahnen den magnetischen Feldlinien. In erster Näherung gilt:

$$\sigma_{\perp Diff} = \sigma_{\perp Diff}(B=0) \frac{E}{\sqrt{E^2 + v_{Drift}^2 B^2}}$$

Für die DELPHI-TPC ergeben sich bei einem elektrischen Feld  $E=150$  V/cm und einem Magnetfeld  $B=1.2$  T für ein einzelnes driftendes Elektron die Werte  $\sigma_{\perp Diff} = 1 \text{ mm m}^{-1/2}$  und  $\sigma_{\parallel Diff} = 4 \text{ mm m}^{-1/2}$ . Damit ergeben sich folgende, von der Driftlänge  $L$  abhängigen Parameter der Spurauflösung [53,51]:

$$\begin{aligned}\sigma_{rp} &= 110 \mu m \sqrt{L/m} \\ \sigma_z &= 730 \mu m \sqrt{L/m}\end{aligned}$$

- **$\vec{E} \times \vec{B}$  Effekt.** Im Bereich der Proportionalkammer werden die driftenden Elektronen durch starke elektrische Felder  $\vec{E}$ , die nicht parallel zum Magnetfeld  $\vec{B}$  stehen, abgelenkt. Die in diesem

Fall wirkende Lorentzkraft sorgt, in Verbindung mit der Landau-Verteilung der Ladung auf dem Signaldraht, für einen Fehler der Form [51]:

$$\sigma_{rp} = 120 \mu m |\tan\alpha - \tan\beta| \sqrt{\cos\alpha}$$

$$\sigma_{rp} = 70 \mu m (\alpha = 15^\circ)$$

$\alpha$  = Winkel wie unter Punkt "Landau-Fluktuationen" definiert

$\beta$  = Lorentzwinkel<sup>41</sup>

- **Elektronik-Effekte.** Die auf den Pads induzierten Pulshöhen  $h$  folgen einer Normalverteilung:

$$h = 0.2 h_0 e^{-x^2/2\sigma^2}$$

mit

$h_0$  : Signalgröße auf dem Signaldraht.

$x$  : Abstand zwischen Signaldraht und Pad,  $\cong 4$  mm.

$\sigma$  : Durch Kopplung gegebene typische Entfernung,  $\cong 4$  mm.

Ausgehend von dieser Beziehung läßt sich der Effekt von elektronischem Rauschen auf die Ortsauflösung der Pads abschätzen zu [54]:

$$\sigma_{rp} = \frac{\sigma^2}{l} \left[ \left( \frac{h_0}{h_1} \right)^2 + \left( \frac{h_0}{h_2} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{dh}{h_0}$$

mit

$h_1$  : Signalgröße auf einem Pad im Abstand  $x$

$h_2$  : Signalgröße auf einem Pad im Abstand  $x - l$

$l \cong 7$  mm : Abstand zweier Pads voneinander

Es ergibt sich für ein Verhältnis von Untergrund  $dh$  zu Signal  $h_0$ ,  $dh/h_0 = 0.7$ , abhängig von der Position des Avalanches in Bezug auf die betroffenen Pads ein Fehler:

$$40 \leq \sigma_{rp} \leq 125 \mu m$$

Unter Einbeziehung aller aufgeführten Effekte lassen sich schließlich folgende Parameter für die Ortsauflösung angeben:

$$\sigma_{rp} \leq 250 \mu m$$

$$\sigma_z \cong 730 \mu m (1 \text{ m Drift})$$

Eine konservative Abschätzung ergibt für die Auflösbarkeit zweier Spuren folgende Anforderungen für nebeneinanderliegende Raumpunkte [51]:

$$\Delta r\phi \geq 2 \text{ cm}$$

$$\Delta z \geq 1.2 \text{ cm}$$

<sup>41</sup> Dieser Winkel gibt die mittlere Abweichung der Bahn der driftenden Elektronen von der durch das elektrische Feld vorgegebenen Bahn infolge des Magnetfeldeinflusses an [50].

Die bisher gegebenen Parameter konnten in den ersten Monaten der Datennahme nicht ganz erreicht werden. Folgende Gründe tragen dazu bei:

- Das reduzierte Magnetfeld von 0.7 T erhöht die transversale Diffusion.
- Eine nicht vollständige Kalibrierung der Signalhöhen der einzelnen Pads führt zu einem zusätzlichen Fehler bei der Bestimmung des Ladungsschwerpunkts, was zu einer leicht verschlechterten  $r\phi$ -Bestimmung führt.
- Ein über den Erwartungen liegendes elektronisches Rauschen verschlechtert ebenfalls die Messung der  $r\phi$ -Koordinate.

Eine Analyse hochenergetischer Spuren ergibt für die in dieser Arbeit benutzten Halbfelddaten folgende mittlere Fehler:

$$\begin{aligned}\sigma_{r\phi} &= 300 \mu m \\ \sigma_z &= 900 \mu m \\ \delta p/p^2 &= 0.02 (GeV/c)^{-1}\end{aligned}$$

Berücksichtigt man die Tatsache, daß die Verschlechterung der  $r\phi$ -Auflösung zu einem Teil durch das verringerte Magnetfeld erklärt wird, so läßt sich insgesamt ein zufriedenstellendes Bild der TPC-Eigenschaften während der ersten Betriebsmonate zeichnen.

#### 5.4 Datenauslese und erste Prozessierung der Daten

Das in DELPHI angewandte Prinzip der Datenauslese basiert auf der Idee eines stark modular aufgebauten Systems mit verteilter Rechenleistung und asynchroner Auslese<sup>42</sup>. In dem Moment in dem sich Elektron- und Positronstrahl im Zentrum DELPHI's treffen, also alle 22.4  $\mu\text{sec}$ , wird mit der Zwischenspeicherung der nun einlaufenden Signale begonnen. Falls 2.5  $\mu\text{sec}$  nach Strahldurchgang ein Triggersignal vorliegt, wird die Auslese der Signale fortgeführt bis zur vollständigen Auslese aller Detektoren. Anschließend werden die Daten zur Endspeicherung auf Magnetband weitergeleitet. Falls das Triggersignal nicht vorliegt, wird die Datenspeicherung unterbrochen und die Ausleseketten auf ein neues Ereignis vorbereitet.

Ausführlich diskutiert wird das Datenaufnahme- und Kontrollsystem, auch ONLINE-System genannt, in [55,56]. Während des Jahres 1989 funktionierten nicht alle Überwachungs- und Steuerkomponenten dieses Systems. Viele Aufgaben mußten noch "von Hand" erledigt werden, was aber auf die eigentliche Datenauslese keinen direkten Einfluß hatte.

Sobald die Datennahme eines Datenabschnitts<sup>43</sup> abgeschlossen ist, werden die Rohdaten zur DELPHI-Computer-Farm<sup>44</sup> transportiert, auf der die erste Prozessierung der Daten mit Hilfe des Analyseprogramms DELANA erfolgt – siehe hierzu auch den Datenflußplan in Abbildung 5 auf Seite 24. Dies erlaubt eine erste Inspektion der Ereignisse und eine Analyse der Detektoreigenschaften. Die

---

<sup>42</sup> Bei einer asynchronen Auslese werden unterschiedliche Detektorkomponenten zu unterschiedlichen Zeiten ausgelesen. Erst nach Durchlaufen mehrerer Zwischenspeicher werden die einzelnen Detektorinformationen zu einem Gesamt ereignis zusammengesetzt.

<sup>43</sup> Derartige Datenabschnitte werden als sogenannte "Runs" von 1 an aufwärts durchnummeriert. Sie sind als die kleinste Datenmenge zu betrachten, die zusammenhängend aufgenommen wird.

<sup>44</sup> Diese Computer-Farm beherbergt neben einer VAX des Typs 6310 zwölf  $\mu$ -VAX-Rechner des Typs 3000 und stellt damit eine erhebliche Rechenleistung zur Verfügung [57].

gewonnenen Erkenntnisse können nun dazu genutzt werden, die Kalibrierung der Detektorkomponenten zu verbessern. Die Kalibrierungskonstanten werden in die DELPHI-Datenbank eingegeben, so daß beim zweiten Prozessieren der Daten, welches auf dem CERN-Großrechner IBM 3090E stattfindet, ein besseres Bild der Ereignisse gewonnen werden kann. Diese Prozessierung liefert als Endergebnis ein sogenanntes Master-DST<sup>45</sup>, das sämtliche Datenstrukturen enthält, also sowohl die Rohdaten- als auch die TANAGRA- und DST-Datenstruktur.

## 5.5 Selektion von guten Ereignissen und deren Reprozessierung

Die bisherigen Ausführungen zeigen recht deutlich, daß eine sorgfältige Berücksichtigung der verschiedenen Probleme in den angestrebten Analysen vonnöten ist. Die im folgenden näher erklärten Punkte sollen dabei eine zuverlässige Analyse sicherstellen.

- Visuelle Untersuchung der Ereignisse zur Selektion guter Runs.
- Reprozessierung der Daten unter Benutzung ausgewählter Programmkomponenten mit neuesten Kalibrierungsdaten.
- Produktion eines neuen großen Monte Carlo Datensatzes unter Berücksichtigung der gemessenen Detektorparameter und des reduzierten Feldes mit den gleichen Programmkomponenten wie sie für die Prozessierung der Daten benutzt wurden.
- Untersuchung aller gezeigter Verteilungen auf ihre Empfindlichkeit gegenüber Veränderungen gemessener Spurparameter.

Zu Beginn der Datennahme wurden alle  $Z^0$ -Zerfallskandidaten mit Hilfe des interaktiven Graphikpaketes DELGRA untersucht. Dies ermöglichte es, ein Gefühl für die Leistungsfähigkeit und die Probleme des Detektors zu bekommen. Aufgrund der hohen Redundanz der von den verschiedenen Detektoren gelieferten Informationen lassen sich recht schnell Probleme lokalisieren. Praktisch alle in dieser Arbeit benutzten Daten wurden auf diese Weise systematisch auf die Funktion des Detektors hin untersucht. Nur Runs, die sowohl anhand der Logbücher als auch der visuellen Untersuchung einwandfrei funktionieren der TPC zeigen, bei einer Schwerpunktsenergie zwischen 91.0 und 91.5 GeV genommen wurden und keine sonstigen, die Analyse beeinträchtigenden Probleme haben, werden im folgenden benutzt. Von den zur Verfügung stehenden Datenabschnitten, Run 1132–2123 und Run 3062–3954 verbleiben so 166 Runs.

Aus den verbliebenen Daten wurden alle Ereignisse, die mindestens vier Spuren in der TPC besitzen, zur weiteren Analyse auf neue Magentbänder geschrieben. Die so gewonnenen Daten wurden nun nochmals vollständig prozessiert. Folgenden DELANA-Programmkomponenten wurden dabei benutzt:

- Das TPC-Analyseprogramm, das für die Erzeugung der benutzten TD- und TE-Bänke verantwortlich ist.
- Das Spurfit- und Extrapolationsprogramm, das in diesem Fall nur zur Extrapolation der Spuren in Richtung des Strahlrohrs sowie zur Erzeugung der TK-Bänke benutzt wird.

Das Vertexfit-Programmpaket wird nicht benutzt, da nicht vollständig verstandenen Spurfehler zu Verfälschungen gemessener Verteilungen führen können.

---

<sup>45</sup> DST : Data Summary Tape.

## 5.6 Selektion von gemessenen Spuren

Bevor mit der Selektion hadronischer Ereignisse begonnen wird, sollen die Kriterien erläutert werden, die in der TPC gemessene Spuren erfüllen müssen, um in der anschließenden Analyse berücksichtigt zu werden. Zur Unterdrückung von Spuren, die auf

- kosmische Strahlung,
- Beam-Gas-Wechselwirkungen oder
- niederenergetische, in Spiralbahnen durch den Detektor laufende und damit mehrere Spuren erzeugende Teilchen

zurückzuführen sind, werden Schnitte auf den Ursprungsort der Teilchen, den Vertex, gemacht. Da ein Vertex im wahren Sinne des Wortes nicht ermittelt wurde, soll hier der Ort der größten Annäherung an den nominalen Vertex in  $x=y=z=0$  verstanden werden. Um nicht zu empfindlich zu sein auf eventuelle Abweichungen des vom Beschleuniger definierten Wechselwirkungspunktes vom nominalen Vertex oder von leichten Kalibrierungsproblemen der TPC bei der  $T_0$ -Bestimmung der Elektronendrift, werden die Schnitte auf den "Vertex" nicht sehr hart gewählt:  $r \leq 5$  cm und  $|z| \leq 10$  cm. Die Verteilungen für die größte Annäherung der Spuren in radialer Richtung ( $r$ ) und entlang der Strahlachse ( $z$ ) an den nominalen Vertex sind in Abbildung 10 gezeigt. Die beiden Verteilungen sind für Ereignisse gezeigt, die die Selektionskriterien für hadronische Ereignisse erfüllen, wie sie in Kapitel 6.2 auf Seite 47 beschrieben sind.

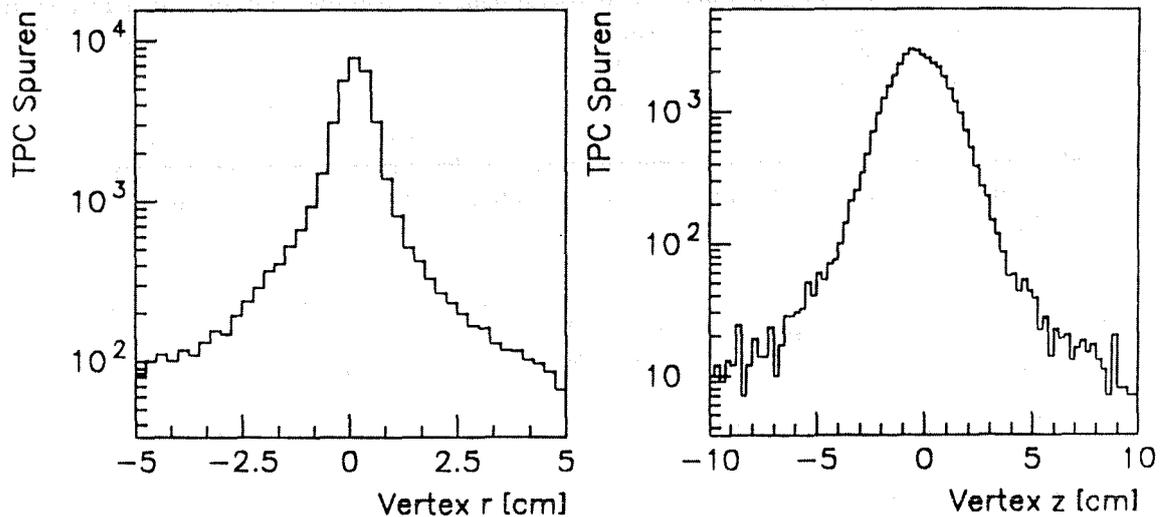


Abbildung 10: Vertexverteilungen in  $r$  und  $z$ . Die beiden Verteilungen sind für Ereignisse gezeigt, die die Selektionskriterien für hadronische Ereignisse erfüllen.

Sehr niederenergetische, aus dem primären Vertex kommende Teilchen mit einem Impuls  $p \leq 0.1$  GeV/c erreichen nicht den sensitiven Bereich der TPC. Gemessene Spuren solcher Impulse sind also auf Zerfälle und sekundäre Wechselwirkungen zurückzuführen. Um diese zu unterdrücken, fordert man  $p \geq 0.1$  GeV/c.

Die nun folgenden Schritte sollen eine befriedigende Impulsbestimmung gemessener Spuren sicherstellen. Um die Benutzung von wenigstens sechs Pads sicherzustellen, fordert man für die gemessene Spurlänge  $L \geq 50$  cm und für den gegen die Strahlachse gemessenen Polarwinkel  $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ .

Hier nochmals alle Spurselektionskriterien auf einen Blick:

- $r \leq 5$  cm
- $|z| \leq 10$  cm
- $p \geq 0.1$  GeV/c.
- $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$
- $L \geq 50$  cm



## Kapitel 6

### Studie hadronischer $Z^0$ -Zerfälle

In diesem Kapitel soll eine Studie hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle erfolgen, deren charakteristisches Merkmal die hohe Multiplizität geladener und neutraler Teilchen ist. Unserem heutigen Verständnis nach lassen sich diese Zerfälle anhand der in Abbildung 11 gezeigten grundlegenden Prozesse erklären.

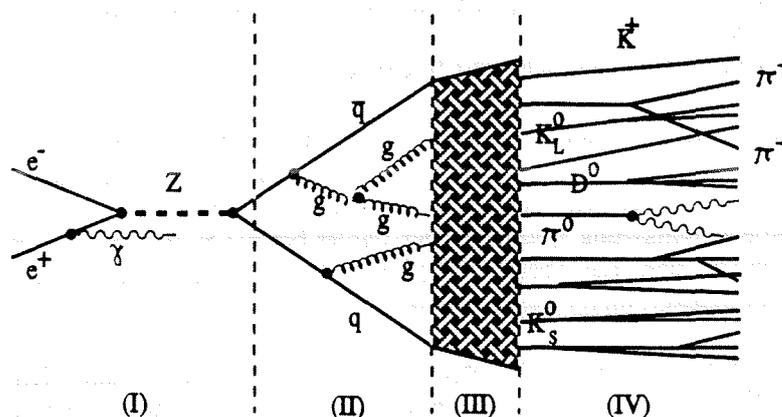


Abbildung 11: Schematische Darstellung eines hadronischen  $Z^0$ -Ereignisses

In der ersten Phase (I) kommt es zur Erzeugung des Quark-Antiquark-Paares in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Die diesen Prozeß beschreibende elektroschwache Theorie wurde in Kapitel 2.2 auf Seite 5 diskutiert. Alle dort gemachten Aussagen über Korrekturen des zugrundeliegenden Prozesses finden hier Anwendung. Damit ist das unter (I) gezeigte Diagramm stellvertretend für solche, wie sie in Abbildung 2 auf Seite 10 und Abbildung 3 auf Seite 11 gezeigt sind.

Das  $q\bar{q}$ -Paar kann nun Gluonen abstrahlen, die ihrerseits selbst wieder Gluonen abstrahlen können (II). In dieser Phase beschreibt die perturbative QCD die Entwicklung des Zustandes. Da die hier zur Anwendung kommende Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung größer als die elektroschwachen Kopplungskonstanten ist, ist die Genauigkeit von Vorhersagen der zweiten Phase geringer als dies für die erste gilt.

Der Übergang zu farbneutralen Hadronen vollzieht sich in der dritten Phase. Er wird mit dem Begriff Fragmentierung erfaßt. Obwohl man annimmt, daß auch hier die Regeln der QCD gelten, läßt sich dieser Übergang nicht störungstheoretisch berechnen, da bei den sehr kleinen  $Q^2$ -Werten die Kopplungskonstante zu groß wird. Stattdessen benutzt man phänomenologische Modelle, die nach Anpassung einiger freier Parameter eine gute Beschreibung experimenteller Daten ermöglichen.

Die nun vorliegenden Hadronen sind zum Teil sehr kurzlebig. Ihr Zerfall findet in Phase vier statt. Die hier zugrunde liegende Theorie der QFD und QCD hilft zusammen mit experimentell bestimmten Zerfallsverhältnissen bei der Beschreibung dieser Phase.

Die verschiedenen Stadien der Entwicklung eines hadronischen Ereignisses werden von verschiedenen Simulationsprogrammen behandelt. In der ersten Phase kommen vorzugsweise Programme wie das schon genannte MUSTRAAL, KORALZ oder DIMU2 [58] zur Anwendung, die den elektroschwachen Teil möglichst genau behandeln. Ihre Bedeutung liegt, neben der Berechnung der Zerfalls-Verzweigungsverhältnisse des  $Z^0$ -Bosons, in der Beschreibung der Emission von Photonen im Anfangszustand, die allerdings für Akzeptanzkorrekturen von hadronischen Ereignissen im Vergleich zu leptonischen Ereignissen von geringerer Bedeutung ist. Die zweite, dritte und vierte Phase wird von QCD-orientierten Modellen behandelt, deren bekannteste Vertreter die Programme JETSET der Lund-Gruppe [43,44] und HERWIG von Webber und Marchesini [62] sind. Phase vier wird dabei überlappend von QCD- und Detektor-Simulationsprogrammen behandelt, da der Zerfall einiger längerlebiger Hadronen meßbar innerhalb des Detektors geschieht.

Die Überprüfung der Übereinstimmung zwischen verschiedenen Modellvorhersagen und den Daten gehört zu den ersten Studien, die bei Erreichen einer neuen Schwerpunktsenergie durchgeführt werden müssen. Sie ist in verschiedener Hinsicht von Interesse.

- Sie ist notwendiger Bestandteil weiterer Analysen, die mit Hilfe der Simulationsprogramme Akzeptanzkorrekturen durchführen, Triggerwahrscheinlichkeiten berechnen, etc.
- Sie erlaubt einen Test der den Modellen zugrunde liegenden Ideen.
- Sie erlaubt eine Abschätzung systematischer Fehler bei der Suche nach neuen Teilchen.
- Mit ihrer Hilfe läßt sich eine Abschätzung der Genauigkeit von Vorhersagen für Experimente bei weiter erhöhter Schwerpunktsenergie geben.

Diese Untersuchung, auf die in diesem Kapitel eingegangen wird, bildet damit den Startpunkt für weitere Analysen der DELPHI-Daten. Die Veröffentlichung der Ergebnisse erfolgte in [89].

## 6.1 Aufbau von QCD-Simulationsprogrammen

Die Hauptanwendung von QCD-Simulationsprogrammen liegt in der Beschreibung des Übergangs vom  $q\bar{q}$ -Zustand zum Zustand farbneutraler Hadronen. Hier kommt es zur Ausbildung der Multi-jet-Ereignisse hoher Multiplizität, die man bei LEP-Schwerpunktsenergien vorfindet. Vernachlässigt man die meist in QCD-Simulationsprogrammen enthaltene Behandlung von Teilchenzerfällen, so gliedern sich diese Programme in zwei Hauptteile:

- Die in der perturbativen QCD berechenbare Entwicklung des "Anfangs"- $q\bar{q}$ -Zustands zu einem mehrere Partonen<sup>46</sup> enthaltenden Zwischenzustand wird entweder mit Hilfe der Berechnung von Übergangs-Matrixelementen, welche zur Zeit bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$  vollständig durchgeführt ist, oder im Rahmen von Parton-Schauer-Modellen behandelt.
- Die Fragmentierung, also der Übergang vom Partonen enthaltenden Zwischenzustand zum farbneutrale Hadronen enthaltenden, beobachtbaren Endzustand, wird von verschiedenen Modellen behandelt. Diese lassen sich in drei Klassen einteilen; solche der unabhängigen Fragmentierung (IF), der String-Fragmentierung (SF) und der Cluster-Fragmentierung (CF).

Im Prinzip lassen sich verschiedene Kombinationen von Berechnungen der perturbativen QCD mit unterschiedlichen Fragmentierungsmodellen zusammenstellen, wobei die Frage entsteht, ob die dort jeweils benutzten freien Parameter zum einen unabhängig voneinander sind, zum anderen eine Beschreibung der verschiedenen Prozesse über einen weiten Bereich der Schwerpunktsenergie erlauben und damit eine Vorhersagekraft der Modelle besteht.

---

<sup>46</sup> Unter Partonen versteht man zusammenfassend die an der starken Wechselwirkung teilnehmenden elementaren Teilchen, Gluonen und Quarks.

## 6.1.1 Matrixelement-Berechnungen

Ein in der QCD klar definiertes Verfahren zur Berechnung der Entwicklung des Anfangs- $q\bar{q}$ -Zustands liegt in der störungstheoretischen Behandlung unter Benutzung der Übergangs-Matrixelemente. In erster Ordnung fügt man dabei ein zusätzliches Gluon ein, was zur Ausbildung eines 3-Jet-Ereignisses  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  führt. In zweiter Ordnung kommen zwei weitere Prozesse hinzu, die als 4-Jet-Ereignisse klassifiziert werden:  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$ . In beiden Ordnungen gibt es natürlich neben der Emission reeller Partonen auch Prozesse, die zu Vertex- und Propagatorkorrekturen führen. Berechnungen der Graphen zweiter Ordnung sind von verschiedenen Gruppen durchgeführt worden, die zu übereinstimmenden Resultaten kommen [60,63,64,65].

Bei der Implementierung dieser Rechnungen in Simulationsprogrammen ergibt sich das Problem der Behandlung divergenter Terme, das sich am einfachsten in erster Ordnung Störungstheorie erklären läßt.

Betrachtet man dazu den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  so zeigt sich, daß dieser für  $x_1, x_2 \rightarrow 0$  divergiert.

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 C_F \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

mit

$\sigma_0$  = Wirkungsquerschnitt unterster Ordnung

$C_F = 4/3$  = Farbfaktor

$x_1 = 2E_q / E_{CM}$ ,  $x_2 = 2E_{\bar{q}} / E_{CM}$ ,  $x_3 = 2E_g / E_{CM}$ , (also  $x_1 + x_2 + x_3 = 2$ )

In analytischen Berechnungen wird diese Divergenz durch zusätzliche Propagator- und Vertexkorrekturen kompensiert, allerdings auf Kosten einer negativen Rate für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ . Für Simulationsanwendungen muß die 2-Jet-Rate natürlich positiv sein. Um dies zu erreichen, berücksichtigt man eine experimentelle Auflösung für effektive Jets, und faßt mehrere Partonen zu einem "auflösbaren Jet" zusammen, falls ihre invariante Masse unterhalb eines Schnittparameters  $y$  liegt. Dieser Parameter wird im allgemeinen in folgender Gleichung benutzt, in der  $m_{ij}$  die invariante Masse solcher Partonpaare ist, die zu "effektiven Partonen" zusammengefaßt werden:

$$m_{ij}^2 < y E_{CM}^2.$$

Da in den Matrixberechnungen mit masselosen Partonen gearbeitet wird, stört die nun eingeführte Masse des "effektiven Partons". Um sie zu beseitigen, werden verschiedene Rekombinationsschemata benutzt:

- Im  $\bar{p}$ -Schema wird der Dreier-Impuls benutzt, und daraus die Energie des neuen "effektiven Partons" berechnet. Der dadurch entstandene Energieverlust wird durch Skalierung der Vierer-Impulse der verbliebenen Partonen mit einem gemeinsamen Faktor ausgeglichen.
- Im  $E$ -Schema erhält man die Energie, skaliert jedoch die Impulse in einer Weise, die Impulserhaltung sichert, aber alle Massen zu 0 setzt.

Verschiedene andere Schemata sind benutzt worden, die zwei genannten sind jedoch die beiden am häufigsten vertretenen.

Überträgt man das bisher gesagte auf Rechnungen in zweiter Ordnung Störungstheorie, so zeigt sich, daß das  $E$ -Schema mehr 3-Jet-Ereignisse erzeugt, da es dem rekombinierten Parton mehr Energie zuführt, als dies das  $p$ -Schema tut. Diese Differenz führt zu einem systematischen Fehler, der bei einer  $\alpha_s$ -Bestimmung aus den Jetraten berücksichtigt werden muß. Leider ist dieser theoretische Fehler recht groß und dominiert praktisch alle weiteren Fehler.

Eine Übersicht über die verschiedenen gebräuchlichen Programme und ihre Implementierungen findet sich in [59]. Die bekanntesten Programme basieren auf den Rechnungen in zweiter Ordnung Störungstheorie, ERT [60] und GKS [61], wobei letztere einige Terme unterschlagen [59]. Es sei bemerkt, daß seit kurzem auch Berechnungen für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}ggg$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'g$  in Ordnung  $O(\alpha_s^3)$  in Programmform verfügbar sind [66,67,68].

## 6.1.2 Das Parton-Schauer-Modell

Das Bild eines Parton-Schauers basiert auf störungstheoretischen Berechnungen unter alleiniger Berücksichtigung der führenden Terme in allen Ordnungen von  $\alpha_s$  – einer Näherung, die unter dem Begriff "Leading Log Approximation" bekannt ist. Der besondere Erfolg der Methode liegt in der Tatsache, daß in dieser Näherung ein für Simulationsanwendungen besonders geeignetes Wahrscheinlichkeitsbild für die Weiterentwicklung eines Zustands,  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$  und  $g \rightarrow gg$  gegeben werden kann.

Die Wahrscheinlichkeit  $W$  für den Übergang  $a \rightarrow bc$  wird dabei durch eine Integro-Differentialgleichung gegeben, die Altarelli-Parisi-Gleichung [69], hier in leicht modifizierter Form angegeben [59]:

$$\frac{dW_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (22)$$

mit dem Entwicklungsparameter

$$t = \ln(Q_{Entw}^2 / \Lambda^2), \quad \text{also} \quad dt = dQ_{Entw}^2 / Q_{Entw}^2$$

$Q_{Entw}^2$  ist dabei nicht notwendigerweise identisch zu  $Q^2$ , wie es zur Berechnung von  $\alpha_s$  benutzt wird. Der Parameter  $z$  beschreibt die Aufteilung der Viererimpulse. Die Splittingfunktionen  $P(z)$  geben die Wahrscheinlichkeiten für die Energieaufteilung zwischen den Partonen an, wobei Parton  $b$  der Bruchteil  $z$  zugeordnet wird, Parton  $c$  der Bruchteil  $1-z$ :

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qg}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{g \rightarrow gg}(z) &= N_c^f \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)} \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= T_f (z^2 + (1-z)^2) \end{aligned}$$

$\alpha_s$  kann hier in unterster Ordnung nach Gleichung (1) berechnet werden. Die Faktoren  $C_F = 4/3$  (Farbfaktor) und  $N_c^f = 3$  (die Anzahl der Farben) sind schon eingeführt worden.  $T_f = N_f/2$  ist ein Faktor, der mit der Zahl der erlaubten Quarksorten wächst.

Bei Anwendung dieser Gleichung ergibt sich eine baumartige Entwicklung eines gegebenen Anfangszustands, die für ein einzelnes Parton abbricht, sobald der Entwicklungsparameter  $t < t_{\min}$  ist.

Die bekanntesten Implementierungen des Parton-Schauer-Modells findet sich in den Programmen JETSET und HERWIG. Diese Programme unterscheiden sich unter anderem in der Wahl von  $Q_{Entw}^2$ . In dem von Marchesini und Webber entwickelten HERWIG [62] wird

$$Q_{Entw}^2 \cong E^2 (1 - \cos\theta)$$

benutzt, wobei  $E$  die Energie des Partons  $a$  vor dem Übergang, und  $\theta$  der Winkel zwischen den beiden auslaufenden Partonen ist. Diese Definition führt automatisch eine explizite Winkelabhängigkeit ein. Im Vergleich dazu wird in JETSET

$$Q_{Entw}^2 = m_a^2$$

gesetzt und eine Winkelabhängigkeit als Zusatzbedingung "von Hand" eingeführt.

Bei der Beschreibung von hadronischen Ereignissen bei kleiner Schwerpunktsenergie hat sich besonders das Lund Parton-Schauer-Modell als sehr erfolgreich erwiesen, so daß eine recht gute Beschreibung der Ergebnisse bei LEP-Energien erwartet werden darf.

### 6.1.3 Fragmentierungs-Modelle

In den 70'er Jahren ist die unabhängige Fragmentierung entwickelt worden, die auch unter dem Namen Field-Feynman-Fragmentierung [70] bekannt ist. Sie stellt damit das älteste der heute benutzten Modelle dar. Diese Fragmentierung baut auf dem Konzept auf, einzelne Partonen unabhängig voneinander in Hadronen zu überführen. Um den Übergang zu vollziehen, führt man Quark-Antiquark-Paare  $q_1\bar{q}_1$  ein, die einen Teil der Energie des Anfangspartons übernehmen. Dabei bedient man sich einer Wahrscheinlichkeitsverteilung, auch Fragmentierungsfunktion  $f(z)$  genannt, die eine Aufteilung der Energie  $E$  des Partons  $q$  in den  $q\bar{q}_1$ -Zustand der Energie  $zE$  und ein verbleibendes Quark  $q_1$  der Energie  $(1-z)E$  definiert. Der  $q\bar{q}_1$ -Zustand wird nun als Meson identifiziert.

In DELSIM sind verschiedene Modelle dieser Klasse wählbar. Zum einen kann man in JETSET verschiedene Fragmentierungsfunktionen optional benutzen, zum anderen läßt sich das besonders auf die Behandlung von Zerfällen schwerer Hadronen spezialisierte EUROJET zuschalten. Man erwartet allerdings, ausgehend von den bei PETRA<sup>47</sup> gesammelten Erfahrungen, daß dieses Modell bei LEP-Energien nicht mehr gut geeignet ist, den Teilchenfluß zu beschreiben.

Heute sehr populär ist die in den 80'er Jahren von der Lund-Gruppe entwickelte String-Fragmentierung. Sie basiert auf der Idee, daß die Fragmentierung durch zwischen den Partonen des Anfangszustands wirkende Konfinementkräfte, wie man sie in der QCD erwartet, gesteuert wird. Dabei stellt man sich einen "Farb-String" vor, der zwischen den auseinanderlaufenden Quarks gespannt wird. Seine transversale Ausdehnung entspricht mit etwa 1 fm der Größe von Hadronen. Mit den sich immer weiter voneinander entfernenden Partonen steigt die potentielle Energie in diesem Schlauch so stark, daß er aufbrechen und ein  $q\bar{q}'$ -Paar erzeugen kann. Dies entspricht gerade dem Ansatz der unabhängigen Fragmentierung, ist nun allerdings "QCD-begründet". Auch in der SF kommt wieder eine Fragmentierungsfunktion zum Einsatz, deren typischster Vertreter die Funktion

$$f(z) \propto z^{-1} (1-z)^a \exp(-bm_T^2/z) \quad (23)$$

<sup>47</sup> PETRA ist ein  $e^+e^-$ -Beschleuniger, der bei einer Schwerpunktsenergie von  $E_{CM} \cong 40$  GeV im Hochenergiezentrum DESY bei Hamburg Daten lieferte.

ist [59], die die freien Parameter  $a$  und  $b$  enthält, sowie die transversale Masse  $m_T$  des Quarks  $q'$ .

Abschließend soll noch die Cluster-Fragmentierung behandelt werden. Das bekannteste Programm dieser Klasse ist das Programm HERWIG, in dem am Ende der Parton-Schauer-Entwicklung die verbliebenen Gluonen in  $q\bar{q}$ -Zustände zerfallen. Beieinander liegende Quarks werden dann zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt, die anschließend in Hadronen zerfallen. Eine Alternative zu HERWIG ist mit dem Programm CALTECH-II [71,72] gegeben. Hier wird, ähnlich dem Lund-Modell, zuerst im Parton-Schauer-Bild oder mit Matrixelementen eine Partonkonfiguration generiert, die Strings zwischen den einzelnen Partonen enthält. Die Strings zerfallen nun aber in farbneutrale Cluster, welche schließlich in Hadronen übergehen.

Eine Übersicht der meisten heute erhältlichen QCD-Simulationsprogramme ist in [59] präsentiert. Hier wird der Leser weitergehende Informationen zu den verschiedenen Modellen finden.

### 6.1.4 Benutzte QCD-Simulationsprogramme

Aus der Vielzahl von Simulationsprogrammen, die für die Behandlung hadronischer Endzustände zur Verfügung stehen, sollen die Ergebnisse zweier Parton-Schauer-Programme und zweier Matrixelement-Programme mit den Daten verglichen werden:

- **JETSET 6.3 (PS)** : Hier wird das Lund Parton-Schauer-Modell mit String-Fragmentierung benutzt.
- **JETSET 6.3 (GKS)** : Es werden die Matrixelement-Berechnungen von Gutbrod, Kramer und Schierholz (GKS) [61], wie sie als Optionen im Programm enthalten sind, benutzt, gefolgt von der Lund String-Fragmentierung.
- **JETSET 6.3 (ERT)** : Es werden die Matrixelement-Berechnungen von Ellis, Ross und Terano (ERT) [60] benutzt, wie sie von N.Magnussen implementiert wurden [74]<sup>48</sup>. Als Besonderheit wird hier  $\alpha_s$  nicht bei  $Q^2 = s$ , sondern bei der optimierten Skala  $\mu^2 = 0.005 Q^2$  berechnet. Die damit verbundene Vergrößerung von  $\alpha_s$  führt zu einer guten Beschreibung der Jetraten bei kleineren Schwerpunktsenergien [74,75,76,77]. Als Rekombinationsschema kommt das p-Schema zum Einsatz, die Bestimmung von  $\alpha_s$  erfolgt unter Benutzung von  $\Lambda_{\overline{MS}} = 120 \text{ MeV}$ . Es wird auch hier wieder die Lund String-Fragmentierung zugeschaltet.
- **HERWIG 3.4 (PS)** : Es kommt das Parton-Schauer-Programm mit Cluster-Fragmentierung und Standard-Parametern zur Anwendung.

Als Parameter in der String-Fragmentierung werden immer die von Peterson u.a. [77] durch Anpassung verschiedener Verteilungen an Daten niederer Schwerpunktsenergie gewonnenen Parameter benutzt. Dies erlaubt einen Test der Vorhersagekraft der verschiedenen Modelle für unterschiedliche Schwerpunktsenergien:

---

<sup>48</sup> Dies entspricht in den Ergebnissen der im neuesten JETSET 7.2 erhältlichen ERT-Implementierung.

## 6.2 Selektion von hadronischen Ereignissen

Es soll nun auf die Selektion hadronischer Ereignisse näher eingegangen werden, wobei die in Kapitel 5.6 auf Seite 38 beschriebenen Selektionskriterien für Spuren zugrunde gelegt werden. Zwei Größen erweisen sich als sehr effektiv bei der Selektion hadronischer Ereignisse, bzw. bei der Unterdrückung von leptonischen  $Z^0$ -Zerfällen und anderem Untergrund: die Multiplizität von Spuren geladener Teilchen  $n_{\text{gel}}$  und die totale gemessene Energie  $E_{\text{tot}}$ .

Fordert man pro Ereignis wenigstens fünf Spuren mit einem Impuls  $p > 0.2$  GeV, so eliminiert man Untergrund-Ereignisse aufgrund kosmischer Strahlung, sowie praktisch alle leptonischen  $Z^0$ -Zerfälle, von denen nur noch  $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle zu einer geringen Kontamination des Datensatzes führen.

Der verbleibende Untergrund aus  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen und Beam-Gas-Wechselwirkungen läßt sich sehr wirkungsvoll mit einem Schnitt auf die totale gemessene Energie eliminieren. Die Wahl dieses Schnitts ist unkritisch, sobald sie bei  $\geq 10$  GeV liegt. Der Schnitt wird hier auf 15 GeV festgelegt, wobei bei der Energiebestimmung für alle Teilchen die  $\pi$ -Masse angenommen wird. Der Grund für die Wahl dieses Energieschnitts läßt sich anhand der in Abbildung 12 gezeigten Monte Carlo Verteilungen hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle erläutern. Dort ist die aufsummierte Energie aller Teilchen in der Hemisphäre  $z > 0$  gegen diejenige mit  $z < 0$  aufgetragen, sowie die totale Energie  $E_{\text{tot}} = E_{z < 0} + E_{z > 0}$ . Man erkennt gut eine Anhäufung von Ereignissen für  $E_{\text{tot}} \rightarrow 0$ , die von nicht vollständig im Detektor erfaßten Ereignissen herrührt. Für  $E_{\text{tot}} = 15$  GeV ist nun gerade ein Minimum in der Energiekurve erreicht, das eine recht gute Trennung von teilgemessenen und vollständig gemessenen Ereignissen erlaubt.

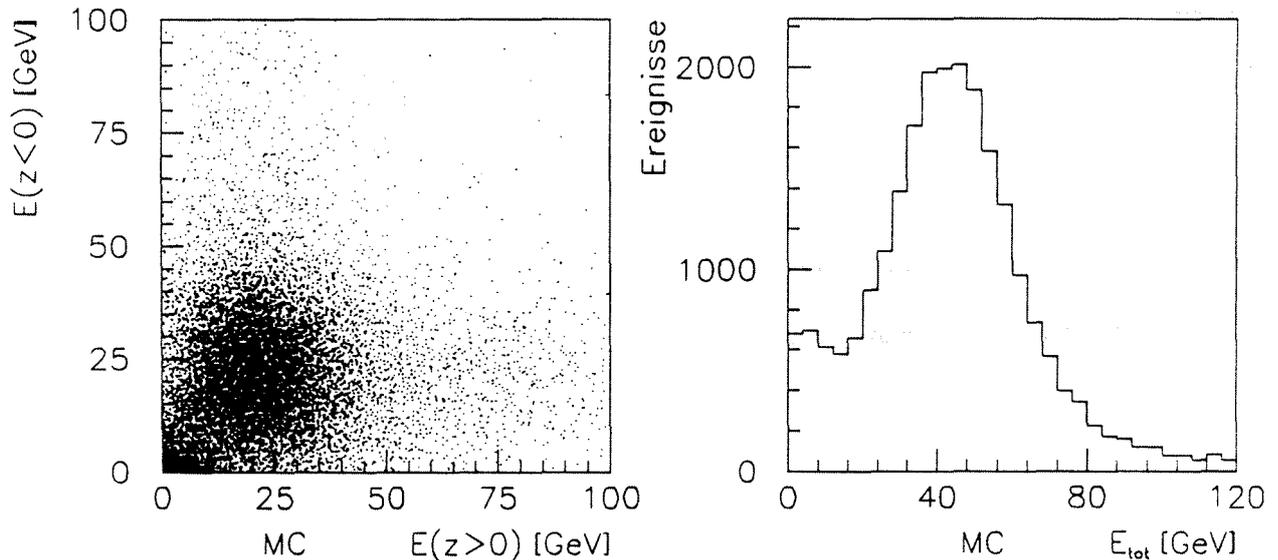


Abbildung 12: Energieverteilung von simulierten, hadronischen Ereignissen. Auf der linken Seite ist die Verteilung von  $E_{z < 0}$  gegen  $E_{z > 0}$  gezeigt, auf der rechten Seite die Verteilung der totalen Energie geladener Teilchen  $E_{\text{tot}}$ . In beiden Fällen sind bei der Selektion der Ereignisse nur die Spurselektionskriterien benutzt worden, und die volle zur Verfügung stehende Statistik gezeigt.

Fordert man zusätzlich zu diesem Energieschnitt, daß die in den beiden Hemisphären gemessene Energie jeweils 3 GeV übersteigt, so kann man die verbleibenden, nur teilweise gemessenen Ereignisse wir-

kungsvoll eliminieren. Da Beam-Gas-Wechselwirkungen zu Ereignissen führen, die nur in einer Hemisphere Energie enthalten, wird dieser Untergrund zusätzlich unterdrückt.

Es gilt nun noch, die Triggereffizienz für die zu betrachtenden hadronischen Ereignisse zu bestimmen. Da die meisten der benutzten Trigger im Barrel-Bereich wirksam sind, sollen nur Ereignisse verwendet werden, deren Ereignisachse in diesen Bereich zeigt. Eine Definition dieser Achse ist auf verschiedene Weisen möglich<sup>49</sup>. Wir wollen hier die Sphäritätsachse benutzen, die sich bei der Diagonalisierung des Impulstensors<sup>50</sup>

$$m_{\alpha\beta} = \sum_i p_{\alpha i} p_{\beta i} \quad (\alpha, \beta \text{ sind die Komponenten in } x, y, z \text{ des Teilchens } i) \quad (24)$$

als der Eigenvektor zum größten Eigenwert ergibt. Da während der Datennahme verschiedene unabhängige Trigger<sup>51</sup> benutzt wurden, läßt sich eine Bestimmung der Triggereffizienz aus den Daten heraus vornehmen. Für die Szintillatortrigger zusammen ergibt sich eine Effizienz von 99.5%, sofern die Sphäritätsachse zur Strahlachse einen Winkel  $\theta_{Spher}$  im Bereich  $50^\circ < \theta_{Spher} < 130^\circ$  besitzt [49]. Im Bereich  $40^\circ - 50^\circ$  und  $130^\circ - 140^\circ$  liegt die Effizienz dieses Triggers immer noch oberhalb 98%. Berücksichtigt man zusätzlich, daß bei einem Teil der Datennahme der ID\*OD-Spurtrigger aktiv war, so ergibt sich eine Triggereffizienz von  $\geq 99.5\%$ , sofern die Sphäritätsachse in dem Bereich liegt, der zur Selektion hadronischer Ereignisse im folgenden benutzt werden soll:

$$40^\circ < \theta_{Spher} < 140^\circ.$$

Es sollen nun nochmals die einzelnen Kriterien zur Selektion hadronischer Ereignisse zusammengefaßt werden:

- $E_{z>0} > 3 \text{ GeV}$  und  $E_{z<0} > 3 \text{ GeV}$
- $E_{tot} > 15 \text{ GeV}$
- $n_{gel} > 4$ , wobei bei diesem Schnitt nur Spuren berücksichtigt werden, für die  $p > 0.2 \text{ GeV}$  ist.
- $40^\circ < \theta_{Spher} < 140^\circ$

Benutzt man alle bisher genannten Spur- und Ereignisselektionen, so verbleiben 2073 Ereignisse. Die Verteilungen von  $E_{tot}$  und  $n_{gel}$  dieser Ereignisse sind in Abbildung 13 auf Seite 49 für Daten und das Lund Parton-Schauer-Programm gezeigt.

<sup>49</sup> Zwei verschiedene Weisen werden in Kapitel 6.4 auf Seite 51 besprochen.

<sup>50</sup> Auf diesen Tensor wird in Kapitel 6.4 auf Seite 51 weiter eingegangen.

<sup>51</sup> Siehe hierzu das Kapitel 5.3.1 auf Seite 30.

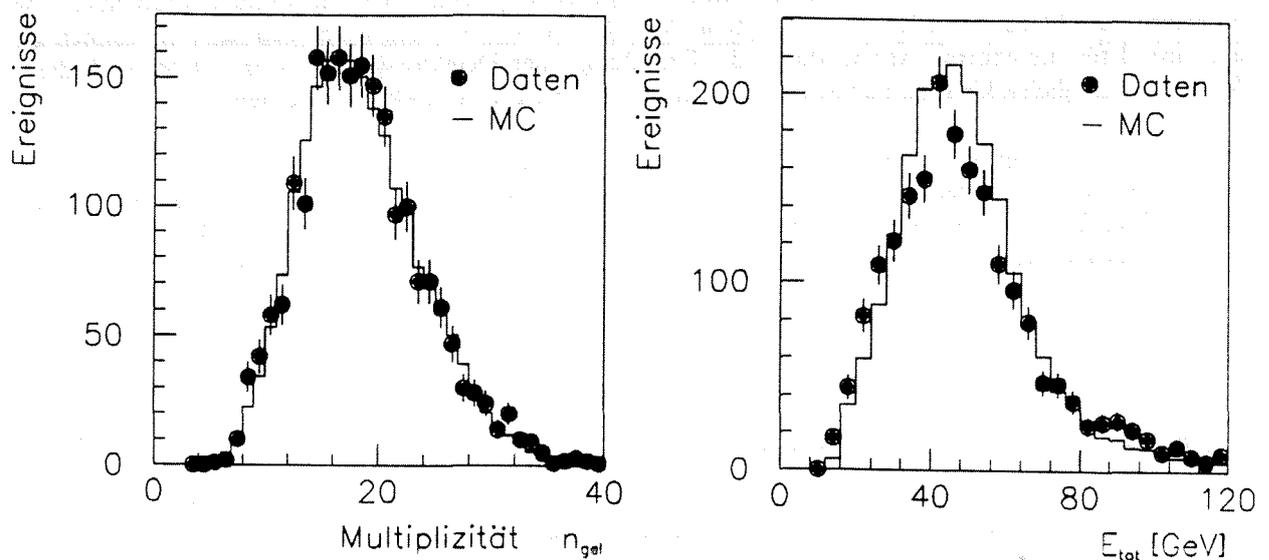


Abbildung 13: Energieverteilung und Multiplizität hadronischer Ereignisse. In beiden Fällen sind die Simulationsverteilungen auf die Zahl der Datenereignisse normiert. Die für die Daten gezeigten Fehlerbalken enthalten nur den statistischen Fehler.

### 6.2.1 Verbleibender Untergrund

Nach Anwendung der verschiedenen Selektionskriterien verbleiben die im folgenden diskutierten Ereignisklassen.

Der Untergrund der QED-Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen abgeschätzt [49,73]. Bei einer Größe von weniger als 0.1% ist er vernachlässigbar. Die gleiche Größenordnung hat der aus kosmischer Strahlung und Beam-Gas-Wechselwirkungen herrührende Untergrund, der durch Annahme eines Vertex außerhalb der Wechselwirkungszone ermittelt wurde.

Der größte verbleibende Untergrund resultiert aus  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Zerfällen hoher Multiplizität. Zur Abschätzung dieses Untergrunds wird ein mit KORALZ generierter Datensatz benutzt, dessen Analyse eine verbleibende Kontamination von 0.24% erwarten läßt. Die Unsicherheit dieses Wertes wird im wesentlichen bestimmt durch die experimentell bestimmten Verzweungsverhältnisse von  $\tau$ -Zerfällen. Aufgrund der Kleinheit der Kontamination erübrigt sich jedoch eine Diskussion dieses Fehlers.

Damit kann bei der weiteren Analyse von einem praktisch reinen Sample hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle ausgegangen werden.

### 6.3 Korrektur der Daten

Bei der Analyse von Ereignissen führen verschiedene Effekte zu leichten Verzerrungen interessanter Verteilungen:

- Spur- und Ereignisselektionskriterien unterdrücken "extreme" Konfigurationen.
- Eine beschränkte Akzeptanz des Detektors führt zu Verlusten einzelner Spuren.
- Fehler bei der Rekonstruktion von Spuren führen zu Verschmierungen von Verteilungen.

Um gemessene Verteilungen mit denen anderer Experimente vergleichen zu können, muß man eine Korrektur der Daten vornehmen. Diese Korrektur gut zu kennen und leicht benutzen zu können ist ein Grund für die enorme Arbeit, die in die Erstellung einer Detektorsimulation investiert wird, diese Korrektur möglichst klein zu halten das Ziel der Optimierung von Selektionskriterien.

Hat eine Verteilung wenig Struktur, und ist die notwendige Korrektur klein, so genügt es, eine Bin-zu-Bin-Korrektur der gezeigten Verteilung durchzuführen. Dabei benutzt man einen Korrekturfaktor  $C_i(x)$  für jeden Bin  $i$  einer gegebenen Verteilung der Daten  $dn/dx$ . Diesen Faktor erhält man durch Vergleich der entsprechenden simulierten Verteilungen:

$$C_i(x) = \left( \frac{1}{N_w} \frac{dn}{dx} \Big|_i \right)_{\text{wahr}} / \left( \frac{1}{N_g} \frac{dn}{dx} \Big|_i \right)_{\text{gemessen}} \quad (25)$$

Zur Bestimmung der "wahren" Verteilung erzeugt man  $N_w$  Ereignisse des zu untersuchenden Prozesses ohne Bremsstrahlung im Anfangszustand, und läßt alle Teilchen mit einer Lebensdauer kleiner als  $10^{-9}$ s zerfallen. Anschließend benutzt man alle geladenen Teilchen zur Erzeugung der gewünschten Verteilung.

Zur Bestimmung der "gemessenen" Verteilung wird bei der Erzeugung der  $N_g$  Ereignisse eine Emission von Photonen im Anfangszustand zugelassen. Anschließend wird eine vollständige Simulation des Detektors durchgeführt, sowie alle Rekonstruktionsprogramme und sämtliche Selektionskriterien benutzt.

Durch Benutzung des Korrekturfaktors  $C(x)$  wird somit auf folgende Effekte korrigiert:

- die geometrische Akzeptanz des Detektors unter Berücksichtigung der Selektionskriterien,
- sekundäre Wechselwirkungen innerhalb des Detektors,
- die Effizienz der Analyseprogramme und die Fehler der Spurrekonstruktion sowie
- eine Photonemission im Anfangszustands.

Es soll an dieser Stelle bemerkt werden, daß eine Benutzung von Korrekturfaktoren nur erlaubt ist, falls das zur Korrektur benutzte Simulationsprogramm die Daten hinreichend gut beschreibt. Dies ist bei Benutzung des Lund Parton-Schauer-Modells für alle gezeigten Verteilungen auf erstaunliche Weise der Fall, weshalb dieses Modell zur Korrektur der "Roh"-Daten benutzt wird.

Wenn im folgenden von korrigierten Daten die Rede ist, so soll darunter immer eine Korrektur der folgenden Art verstanden werden:

$$\left( \frac{1}{N} \frac{dn}{dx} \Big|_i \right)_{\text{korr}} = C_i(x) \cdot \left( \frac{1}{N} \frac{dn}{dx} \Big|_i \right)_{\text{roh}} \quad (26)$$

Für die Berechnung der Korrekturfaktoren wird ein 25000 hadronische Ereignisse umfassender Datensatz benutzt, der unter Anwendung folgender Programmkomponenten erstellt wurde:

- Zur Berechnung elektroschwacher Strahlungskorrekturen wird das Programm MUSTRAAL benutzt.
- Als QCD-Generator kommt das Lund Parton-Schauer-Modell zum Einsatz.
- Im Detektorsimulationsprogramm wird das Feld von 0.7 T sowie die gemessene Auflösung der TPC berücksichtigt. Anschließend werden die selben Analyseprogramme benutzt, die bei der Prozessierung der Daten zum Einsatz kamen.

## 6.4 Verteilungen von Größen der Ereignistopologie

Von besonderem Interesse bei ersten Studien hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle ist die Untersuchung ereignistopologischer Größen. Darunter sollen Variablen verstanden werden, die eine globale Beschreibung der Ereignisstruktur ermöglichen. Hier sollen zwei Sätze von Variablen benutzt werden, die eine alternative Darstellung ergeben.

Der erste Satz benutzt die Impulse der gemessenen Teilchen linear. Er setzt sich aus folgenden Variablen zusammen:

- **Thrust** :  $T = \Sigma |p_{i1}| / \Sigma |p_i|$ , wobei die Summen über alle Impulse geladener Teilchen laufen.  $p_i$  bezieht sich auf die Impulskomponente entlang der Achse, für die der Wert von  $T$  maximal ist, die sogenannte Thrust-Achse. Diese Achse ist, entsprechend ihrer Definition, eine mögliche Definition einer Ereignisachse. Für Thrust-Werte nahe eins, was einer bleistiftartigen 2-Jet-Struktur des Ereignisses entspricht, ist diese Achse eine sehr gute Näherung derjenigen Achse, die von dem anfänglichen  $q\bar{q}$ -Paar gebildet wird.
- **Major** :  $M = \Sigma |p_{i2}| / \Sigma |p_i|$ , ist ein Thrust-artiger Parameter, bei dem  $p_i$  sich auf die Impulskomponente entlang der Achse bezieht, die senkrecht zur Thrust-Achse ist und den größten Wert von  $M$  ergibt, der sogenannten Major-Achse. Planare 3-Jet-Ereignisse mit "Mercedesstern-Aussehen" besitzen einen hohen Major-Wert.
- **Minor** : Ganz analog zu  $M$  definiert man den Minor-Wert  $m$ , wobei  $p_i$  sich diesmal auf die Minor-Achse bezieht, welche senkrecht zur Thrust- und Major-Achse steht. Für 2-Jet und 3-Jet-Ereignisse erwartet man kleine Minor-Werte, während man für Ereignisse mit mehreren Jets höhere Werte finden wird.
- **Oblateness** :  $O = M - m$  beschreibt, wie oblat das Ereignis ist, also ob es eher zylinderförmig ( $O = 0$ ) oder eher flach ist.

Diese Größen sind aufgrund der linearen Benutzung der Impulse nicht sensitiv auf sekundäre Wechselwirkungen und Zerfälle innerhalb des Detektors.

Der zweite Satz benutzt den in Formel (24) schon eingefürten Impulstensor und damit die Impulse quadratisch. Diagonalisiert man den Tensor, so ergeben sich drei Eigenwerte. Nach Normierung seien diese  $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$  mit  $Q_1 < Q_2 < Q_3$ . Die dazu gehörenden Eigenvektoren seien  $\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$ . Der Eigenvektor  $\vec{n}_3$  definiert dabei die Ereignisachse, die Vektoren  $\vec{n}_2$  und  $\vec{n}_1$  die Ereignisebene. Mit Hilfe zweier Variabler läßt sich nun die Form eines Ereignisses erfassen. Im allgemeinen benutzte Variablen sind

- **Sphärizität** :  $S = 3/2 (Q_1 + Q_2)$ ,  $0 < S < 1$ , die mißt, wie kugelig ein Ereignis ist.
- **Aplanarität** :  $A = 3/2 Q_1$ ,  $0 < A < 0.5$ , die mißt, ob ein Ereignis planar ist ( $A = 0$ ) oder aplanar.

Eine andere mögliche Wahl liegt in der Benutzung von  $Q_3 - Q_2$  und  $Q_2 - Q_1$ .

Folgende Variablen der beiden Sätze geben sich entsprechende Informationen:

$$T \leftrightarrow 1 - S, \quad M \leftrightarrow S - A, \quad m \leftrightarrow A, \quad O \leftrightarrow Q_2 - Q_1$$

In Abbildung 14 auf Seite 53 sind die Verteilungen der Thrust-artigen Größen Thrust, Major, Minor und Oblateness gezeigt, in Abbildung 15 auf Seite 54 diejenigen der aus dem Impulstensor kommenden

Größen: Sphärizität, Aplanarität,  $Q_3 - Q_2$  und  $Q_2 - Q_1$ .

Die Datenpunkte zeigen horizontal die Bin-Breite und vertikal den statistischen Fehler. Um systematische Fehler abzuschätzen, die zum einen auf Akzeptanzkorrekturen mit Simulationsprogrammen beruhen, zum anderen auf Abweichungen der Detektoreigenschaften während der Datennahme von denen im Simulationsprogramm angenommenen Eigenschaften zurückzuführen sind, wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt:

- Der Korrekturfaktor  $C_i(x)$  wurde für verschiedene Programme berechnet: das Lund Parton-Schauer-, das Lund Matricelement- und das Webber Parton-Schauer-Programm.
- Die Selektionskriterien wurden in einem weiten Bereich variiert, zum Beispiel wurde eine geforderte Spurlänge zwischen 20 und 60 cm getestet, verschiedene Winkelschnitte auf Spuren und Ereignisse in unterschiedlichen Kombinationen erprobt oder der Schnitt auf  $E_{tot}$  variiert.
- Eine schlechter als erwartete Detektorauflösung wurde durch zusätzliche Impulsverschmierung mit dem Simulationsprogramm studiert.
- Die Driftgeschwindigkeit in der TPC wurde modifiziert.
- Obwohl eine konstante Verschiebung der gemessenen Sagitta bei Laserspuren<sup>52</sup> nicht festgestellt wurde, sind deren Effekte untersucht worden.
- Die Verteilungen wurden für positiv und negativ geladene Teilchen separat erstellt und miteinander verglichen.
- Ebenso wurden die Verteilungen bei Benutzung von Teilchen in  $z < 0$  und  $z > 0$  miteinander verglichen.

Diese Studien zeigen, daß die systematischen Fehler der gezeigten Punkte in der Größenordnung der statistischen Fehler liegen oder darunter.

Die Korrekturfaktoren für alle gezeigten Punkte liegen im Bereich  $0.7 < C_i(x) < 1.3$ .

Bei den meisten Verteilungen zeigen die Modellvorhersagen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Daten, wobei die beiden Parton-Schauer-Programme die Daten in einigen Bereichen besser beschreiben, zum Beispiel bei kleinen Major-Werten. Die auf eine Multigluon-Emission besonders sensitiven Größen jedoch, Minor, Oblateness und Aplanarität, zeigen deutlich die Probleme der bei kleineren Schwerpunktsenergien angepaßten Matricelement-Programme. Zwar verbessert die Wahl der Skala im ERT-Programm die Situation, jedoch muß klar gesagt werden, daß ohne Optimierung der Parameter diese Modelle nicht in der Lage sind, die Ereignisstruktur aus der Ereignisebene heraus zu beschreiben.

Desweiteren zeigt sich, daß das Lund Parton-Schauer-Modell bei der Reproduktion dieser Verteilungen erfolgreicher ist als das Programm HERWIG, das die Tendenz zeigt, Ereignisse zu kugelig zu generieren.

---

<sup>52</sup> Zur Kalibrierung besitzt die TPC ein Lasersystem, mit dessen Hilfe gerade Spuren erzeugt werden können.

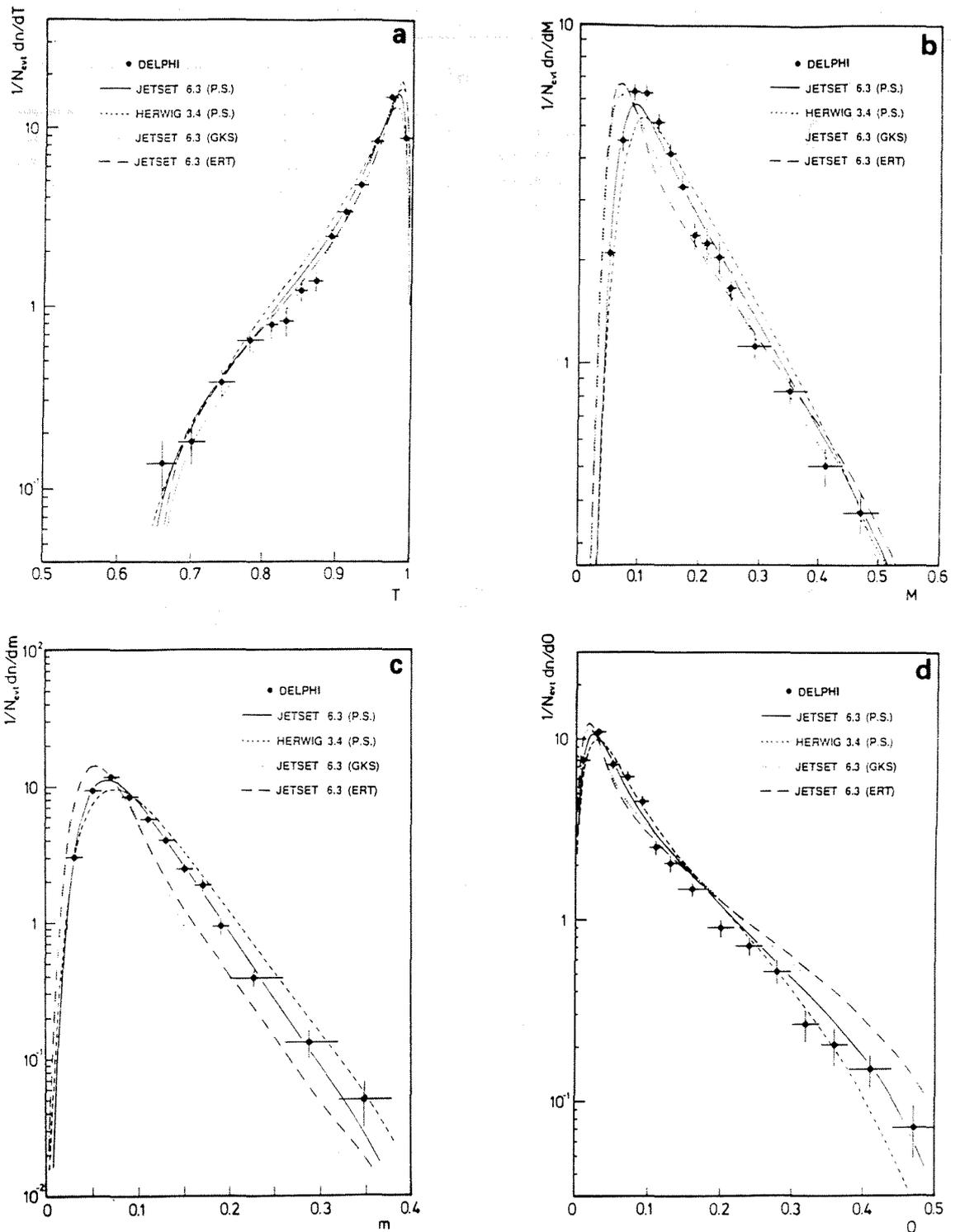


Abbildung 14:

Korrigierte Verteilungen Thrust-artiger Größen. (a) Thrust, (b) Major, (c) Minor und (d) Oblateness werden mit Modellvorhersagen verglichen: die durchgezogene Linie repräsentiert das Lund Parton-Schauer-Modell, die gepunktete und die langgestrichelte Linie gilt für das Lund-Programm mit Matrixelementen von GKS bzw. ERT und die kurzgestrichelte Linie steht für das Webber Parton-Schauer-Programm. Die Fehlerbalken der Meßwerte geben horizontal die Binbreite, vertikal den statistischen Fehler an.

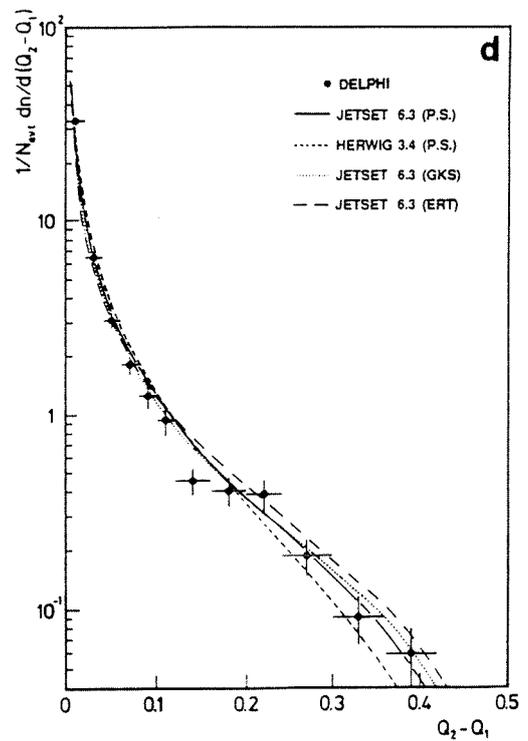
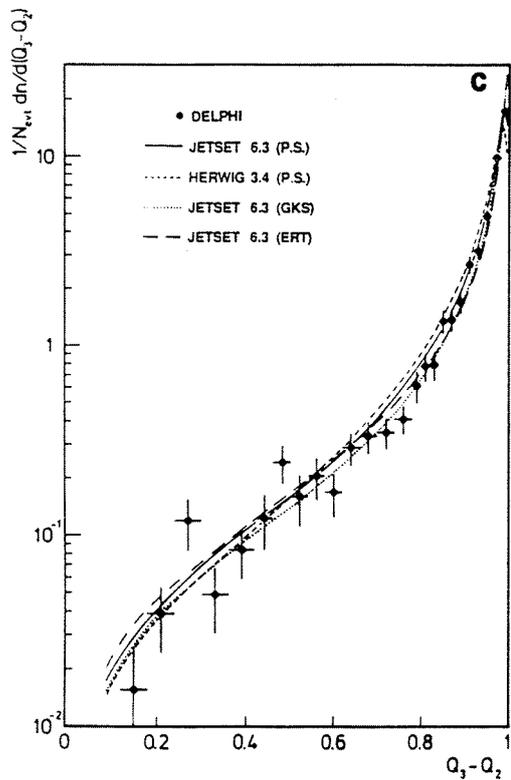
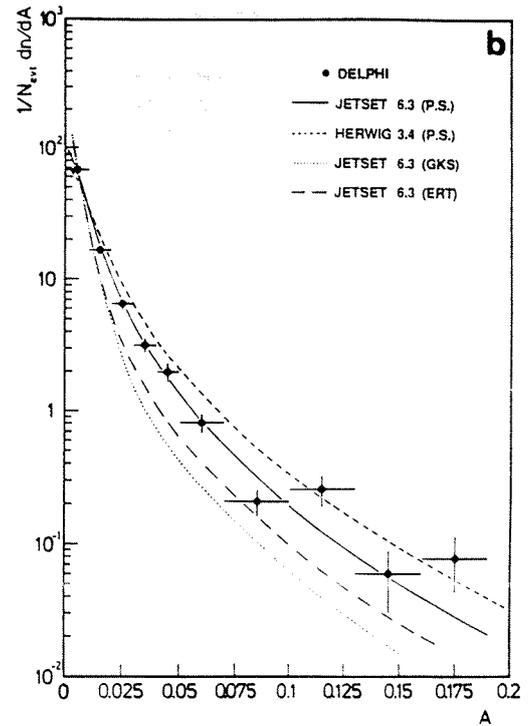
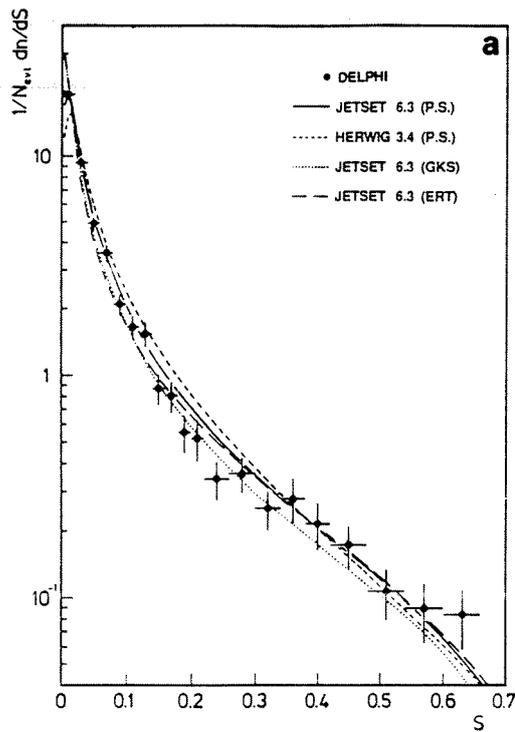


Abbildung 15: Korrigierte Verteilungen von Größen des Impulsensors. (a) Sphärizität, (b) Aplanarität, (c)  $Q_3 - Q_2$  und (d)  $Q_2 - Q_1$ . Für die Modellvorhersagen gilt das in Abbildung 14 gesagte.

## 6.5 Inklusive Verteilungen einzelner Teilchen

Nachdem im letzten Kapitel die Ereignisstruktur untersucht wurde, sollen nun inklusive Verteilungen einzelner Teilchen studiert werden, also Verteilungen, in denen sämtliche gemessenen Spuren hadronischer Ereignisse enthalten sind. Folgende Größen werden in Abbildung 17 auf Seite 56 gezeigt:

- **Skalierter Impuls** :  $x_p = p/p_{Strahl} = 2pc/E_{CM}$
- **Transversale Impulskomponenten** :  $p_T^{in}, p_T^{out}$ . Bei diesen Größen zerlegt man die Impulskomponente senkrecht zur Ereignisachse ( $\vec{n}_3$  des Impulstensors) in zwei Komponenten: eine, die in der Ereignisebene liegt ( $p_T^{in}$ ), und eine, die senkrecht auf dieser Ebene steht ( $p_T^{out}$ ).
- **Rapidity**:  $y_x = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{(E/c + p_{\parallel})}{(E/c - p_{\parallel})} \right)$ , wobei  $p_{\parallel}$  diesmal die Impulskomponente parallel zur Thrust-Ereignisachse bezeichnet, und die Energie unter Benutzung der  $\pi$ -Masse berechnet wird. Es soll betont werden, daß diese Verteilung nicht auf Effekte der wahren Teilchenmassen korrigiert ist.

Der Korrekturfaktoren für die beiden Transversalimpulse liegen für alle gezeigten Punkte im Bereich 0.7 – 1.3, die der Impuls- und Rapidity-Verteilung bei 0.6 – 1.6 (Abbildung 16)

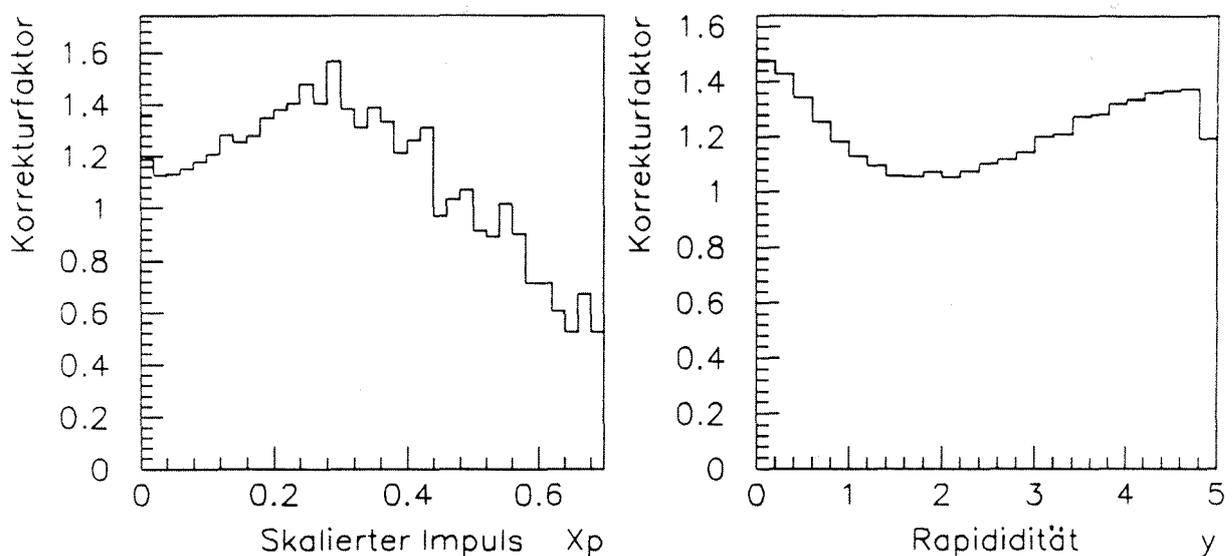


Abbildung 16: Korrekturfaktoren der Impuls- und Rapidity-Verteilung

Ähnlich wie bei den ereignistopologischen Größen zeigt sich auch bei den inklusiven Verteilungen, daß die beiden Parton-Schauer-Modelle die Daten besser beschreiben, als dies bei den Matrixelement-Programmen der Fall ist. Besonders kraß wird dies bei der Rapidity-Verteilung deutlich, die die von den Matrixelement-Programmen nicht befriedigend reproduzierte Multiplizität der Ereignisse betont.

Es ist nun möglich, die verschiedenen freien Parameter dieser Programme – Energieskala, Fragmentierungsfunktion, mittlerer Transversalimpuls – so anzupassen, daß eine gute Beschreibung der verschie-

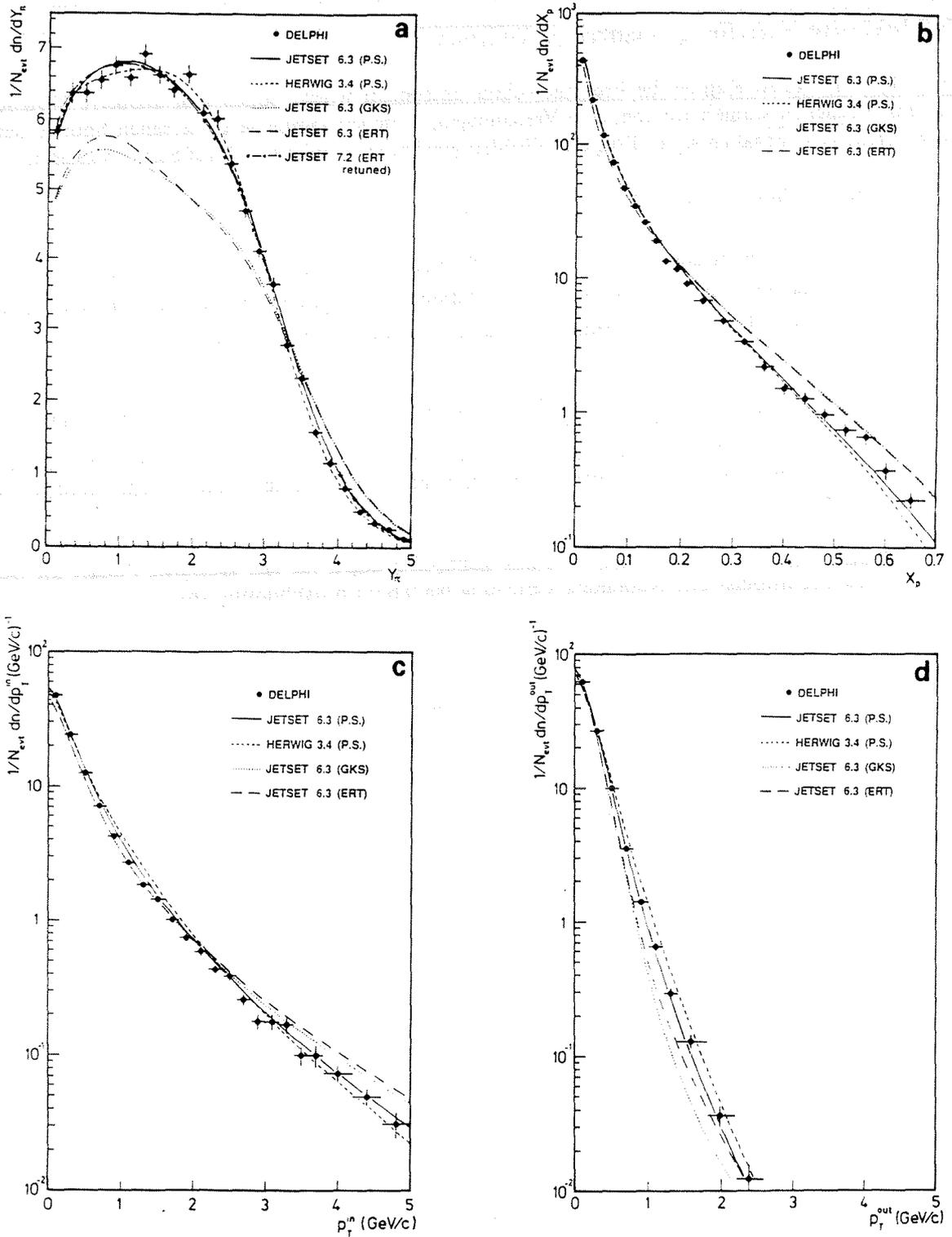


Abbildung 17:

Korrigierte inklusive Verteilungen geladener Teilchen. Es werden (a) die Rapidität, (b) die Impulsvariable  $x_p = p/p_{S\text{trahl}}$ , und (c), (d) die transversalen Impuls-komponenten  $p_T^{\text{in}}$ ,  $p_T^{\text{out}}$  gezeigt. Für die Modellvorhersagen gelten wieder die in Abbildung 14 auf Seite 53 gemachten Bemerkungen. Zusätzlich ist in der Rapiditäts-Verteilung die Vorhersage bei angepaßtem ERT-Matrixelement-Programm strichpunktiert gezeigt.

denen Verteilungen möglich ist. Dabei kompensiert man die in zweiter Ordnung Störungstheorie nicht enthaltenen 5-Jet- und 6-Jet-Ereignisse durch eine weichere Fragmentierungsfunktion mit einem größeren mittleren  $p_T$ . Die so gewonnenen breiteren Jets erzeugen einen höheren Energiefluß aus der Ereignisebene heraus.

In der Rapiditäts-Verteilung ist das Ergebnis solcher Optimierung gezeigt, wobei hier das ERT-Matrixelement-Programm an das Lund-Schauer-Programm gefittet wurde. Auch nach solchen Optimierungen verbleiben jedoch Verteilungen, die nicht gleichzeitig mit anderen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Matrixelement-Vorhersagen zeigen: Minor und Aplanarität.

## 6.6 Energieabhängigkeit topologischer und inklusiver Verteilungen

Die in den letzten beiden Kapiteln gezeigten Verteilungen sollen nun mit Ergebnissen anderer Experimente an  $e^+e^-$ -Beschleunigern verglichen werden. Es wird der Mittelwert verschiedener Verteilungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  gezeigt. Dazu muß eine Korrektur durchgeführt werden, die die neutrale Komponente der Ereignisse berücksichtigt. Dies wird erreicht, wenn man die in Gleichung (25) eingeführte "wahre" Verteilung für geladene *und* neutrale Teilchen ermittelt. Auf die im folgenden betrachteten Mittelwerte der Verteilungen hat die so eingeführte zusätzliche Korrektur nur einen sehr kleinen Einfluß, der zusammen mit den vollständig korrigierten Mittelwerten in Tabelle 5 angegeben ist.

Tabelle 5: Mittelwerte inklusiver und ereignistopologischer Verteilungen

Die Mittelwerte sind korrigiert auf nichtgemessene neutrale Teilchen. Die angegebenen Fehler der Mittelwerte beinhalten den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler. Die angegebene Korrektur bezieht sich auf die Änderungen des Mittelwertes, wenn zusätzlich zu den geladenen Teilchen auch neutrale Teilchen bei der Bestimmung des Mittelwertes benutzt werden.

Verteilung		Korrektur in %
$\langle T \rangle$	$= 0.934 \pm 0.003$	< 1
$\langle m \rangle$	$= 0.096 \pm 0.003$	3.0
$\langle S \rangle$	$= 0.073 \pm 0.004$	< 1
$\langle A \rangle$	$= 0.0121 \pm 0.0014$	< 1
$\langle p_T^{in} \rangle$	$= 0.434 \pm 0.014 \text{ GeV/c}$	1.3
$\langle p_T^{out} \rangle$	$= 0.231 \pm 0.007 \text{ GeV/c}$	4.0

In Abbildung 18 auf Seite 58 werden diese Werte mit denen anderer Experimente [78,79,80,81,82] sowie mit Modellvorhersagen verglichen. Es zeigt sich sehr klar, daß Matrixelement-Programme in der vorliegenden Form nicht in der Lage sind, über einen weiten Bereich der Schwerpunktsenergie korrekte Vorhersagen verschiedener Verteilungen zu machen. Daran ändert auch die Benutzung einer optimierten Energieskala im betrachteten ERT-Modell nichts.

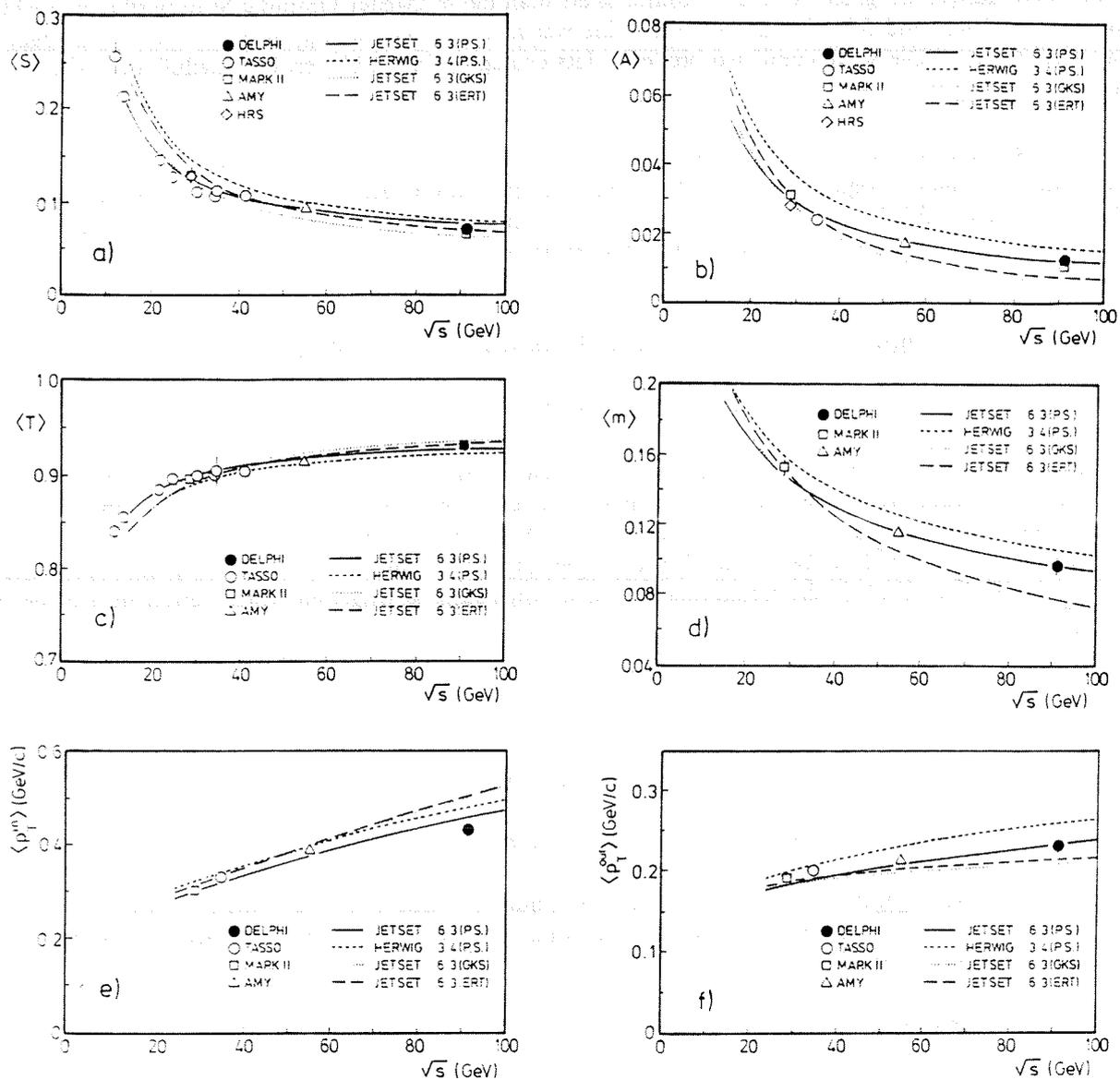


Abbildung 18: Energieabhängigkeit der Mittelwerte verschiedener Verteilungen. Die DELPHI-Werte für (a) Sphärizität, (b) Aplanarität, (c) Thrust, (d) Minor, (e)  $p_T^a$  und (f)  $p_T^{out}$  sind mit Meßwerten bei kleineren Schwerpunktsenergien verglichen. Dazu wird der gemessene Mittelwert auf Beiträge fehlender neutraler Teilchen korrigiert. Für die Modellvorhersagen gilt wieder das in Abbildung 14 auf Seite 53 gesagte.

Das Lund Parton-Schauer-Modell beschreibt hingegen, mit Ausnahme des Transversalimpulses in der Ereignisebene, alle Größen über einen weiten Bereich erstaunlich gut. Demgegenüber zeigt HERWIG eine Tendenz, Ereignisse zu kugelig zu generieren. Die auf die Emission vieler Partonen besonders sensitiven Größen Minor, Aplanarität und  $p_T^{out}$  zeigen dies besonders deutlich.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die bei kleineren Energien beobachtete Tendenz der Abweichungen zwischen Daten und Modellvorhersagen mit DELPHI bei 91 GeV bestätigt werden. Aufgrund der hohen LEP-Schwerpunktsenergie zeigen die Modelle jedoch größere Unterschiede, weshalb klarere Aussagen bezüglich der verschiedenen Modelle gemacht werden können.

## 6.7 Bestimmung der geladenen Multiplizität

Es soll nun eine Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen in hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen erfolgen. Die unkorrigierte Verteilung von  $n_{gel}$  ist in Abbildung 13 auf Seite 49 schon gezeigt worden. Sie zeigt bei einem Mittelwert  $\langle n_{gel} \rangle = 18.0$  eine sehr gute Übereinstimmung mit der Par-ton-Schauer-Vorhersage des Lund-Modells.

Verschiedene Methoden bieten sich bei der Korrektur dieses Wertes an.

- Die direkte Korrektur des gemessenen Mittelwertes.
- Die Benutzung einer Korrekturmatrix, die eine volle Korrelation der einzelnen Bins der Multiplizitäts-Verteilungen vor und nach der Detektorsimulation erstellt.
- Die Bestimmung der Multiplizität durch Integration der korrigierten Rapiditäts-Verteilung. Dieses Verfahren hat den Vorteil einer glatten Korrekturfunktion, die in Abbildung 16 auf Seite 55 gezeigt ist.

Letzteres Verfahren ergibt einen Wert von  $\langle n_{gel} \rangle = 21.06$ . Die beiden anderen Methoden führen zu Ergebnissen, die um weniger als 1% davon abweichen.

Bei der Analyse niederenergetischer Spuren zeigt sich für die Daten eine leichte Erhöhung der Zahl von  $e^+e^-$ -Paaren, die aus konvertierten Photonen herrühren. Ursache hierfür ist eine zu geringe Genauigkeit in der Berücksichtigung des durchquerten Materials bei der Verfolgung von Spuren während der Simulation des Detektors. Dieses Problem zeigt sich im Bereich zwischen Strahlrohr und TPC-Innenwand, der aus sehr vielen Lagen einzelner dünner Wände zusammengesetzt ist. Der Effekt führt zu einer Erhöhung der gemessenen Multiplizität um  $2\pm 1\%$ . Nach Korrektur auf diesen Effekt ergibt sich ein Wert für die geladene Multiplizität von 20.6.

Eine Abschätzung des Fehlers erfordert im wesentlichen eine Abschätzung des systematischen Fehlers, da der statistische Fehler mit 0.5% praktisch vernachlässigbar ist. Verschiedene Studien wurden zu seiner Ermittlung durchgeführt:

- Das Problem toter TPC-Sektoren ist durch die Vorselektion guter Ereignisse vernachlässigbar.
- Eine mögliche Unsicherheit liegt in der Frage, ob Spuren, die zwei der  $60^\circ$ -Sektoren der TPC überstreifen, in zwei unabhängige Spuren aufgeteilt werden. Um dies zu untersuchen wurde zum einen die Forderung an die Spurlänge variiert, zum anderen versucht, eine Korrelation nahe nebeneinander liegender Spuren zu erzeugen. Beide Untersuchungen deuten darauf hin, daß der Übergang von einem Sektor zum anderen Sektor im Simulationsprogramm sehr gut beschrieben ist und mit den Daten übereinstimmt. Bei einer geforderten Spurlänge von 50 cm ist es desweiteren praktisch ausgeschlossen, eine wahre Spur in zwei akzeptierte Spuren aufzuteilen.
- Ein anderes Problem kann durch unterschiedliche Spurfindungs-Effizienzen erzeugt werden. Eingehende Untersuchungen mit Hilfe des Graphikprogramms DELGRA zeigen keinen Unterschied in Monte Carlo und Daten für die Assoziation der in den TD-Bänken gespeicherten Raumpunkte zu TE-Bänken.

Abbildung 19 auf Seite 60 zeigt die  $\phi$ -Verteilung von Spuren mit einem Impuls  $p > 1$  GeV. Eine gute Beschreibung der Sektorgrenzen ist sichtbar.

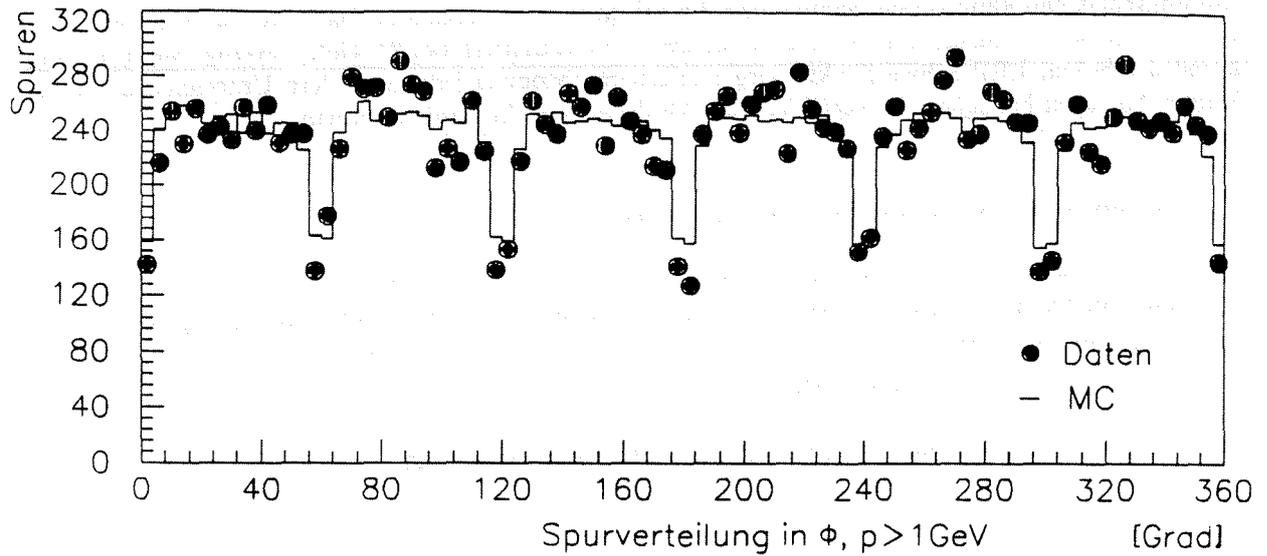


Abbildung 19: Spurverteilung im Azimuthwinkel  $\phi$ . Die Verteilung enthält, um die Sektoren der TPC deutlicher zu zeigen, nur Spuren mit einem Impuls  $p > 1$  GeV. Die Simulationsverteilung ist normiert auf die Zahl der in den Daten gefundenen Spuren. Zur Übersichtlichkeit sind die statistischen Fehler der Datenpunkte nicht gezeigt, diese bei der gewählten Normierung allerdings leicht als  $\sqrt{n}$  zu ermitteln.

Als Endergebnis für die Multiplizität hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle erhält man, bei Annahme eines systematischen Fehlers von 5% und quadratischer Addition der statistischen und systematischen Fehler

$$\langle n_{\text{gel}} \rangle = 20.6 \pm 1.0$$

Die Vorhersagen liegen im Fall der Parton-Schauer-Modelle gut innerhalb des angegebenen Datenfehlers, im Fall der Matrixelement-Programme deutlich zu tief:

$$\begin{aligned} \langle n_{\text{gel}} \rangle &= 21.1 \text{ für JETSET 6.3 (PS)} \\ \langle n_{\text{gel}} \rangle &= 18.0 \text{ für JETSET 6.3 (GKS)} \\ \langle n_{\text{gel}} \rangle &= 18.2 \text{ für JETSET 6.3 (ERT)} \\ \langle n_{\text{gel}} \rangle &= 21.0 \text{ für HERWIG 3.4 (PS)} \end{aligned}$$

Es soll nun noch ein Vergleich mit analytisch gewonnenen QCD-Vorhersagen erfolgen. Webber hat 1984 [83] eine Zusammenfassung der theoretischen Vorhersagen zur Multiplizität hadronischer Ereignisse gegeben, wobei zusätzlich freie Parameter dieser Rechnungen durch Anpassung an Daten im Energiebereich 10–40 GeV festgelegt wurden. Unter Berücksichtigung von Termen in "next-to-leading order" ergibt sich danach für die Multiplizität

$$\langle n_{\text{gel}} \rangle = a \alpha_s^b \exp(c/\sqrt{\alpha_s}) [1 + O(\sqrt{\alpha_s})]. \quad (27)$$

mit dem Normalisierungs-Parameter  $a$ , der nicht störungstheoretisch berechnet werden kann. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird hier nicht mehr in unterster Ordnung berechnet, sondern ergibt sich in nächster Ordnung zu

$$\alpha_s = \alpha_s(Q^2) = 4\pi \left[ \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} - \frac{\beta_1 \ln \ln(Q^2/\Lambda^2)}{\beta_0^3 \ln^2(Q^2/\Lambda^2)} \right] \quad (28)$$

Folgende von der Zahl der aktiven Quarks  $N_f$  abhängende Parameter sind in den beiden Gleichungen benutzt worden:

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 11 - (2N_f)/3 &= 7.67 & (N_f=5) \\ \beta_1 &= 102 - (38N_f)/3 &= 38.66 & .. \\ b &= 1/4 + (10N_f)/(27\beta_0) &= 0.49 & .. \\ c &= \sqrt{96\pi} / \beta_0 &= 2.27 & .. \end{aligned}$$

Der  $O(\sqrt{\alpha_s})$  Korrekturterm in Gleichung (27) ist noch nicht vollständig berechnet. Er ist abhängig vom Renormalisierungsschema. Man kann diese Korrektur jedoch behandeln, indem man den Parameter  $\Lambda$  in Gleichung (28) frei läßt, und durch eine Anpassung an die Daten als  $\Lambda_{Mult}$  bestimmt, einem prozeßabhängigen Parameter [83]. Sobald die Berechnung des Korrekturterms in einem bestimmten Schema durchgeführt ist, kann der in Fits bestimmte Wert von  $\Lambda_{Mult}$  in einen Wert von  $\Lambda$  dieses Schemas umgerechnet werden. Ein Fit von Gleichung (27) an die TASSO und JADE-Daten ergibt  $a = 0.051$  und  $\Lambda_{Mult} = 80^{+40}_{-30}$  MeV [83].

In Abbildung 20 auf Seite 62 findet ein Vergleich der Multiplizität von Daten verschiedener  $e^+e^-$ -Experimente im Energiebereich 7–57 GeV [78,79,80,84,85,86,87] und auf der  $Z^0$ -Resonanz bei 91 GeV [88,89,90,91] mit den nach Gleichung (27) gegebenen Vorhersagen statt. Die gestrichelte Linie ist unter Benutzung der TASSO und JADE-Daten ermittelt, ist also als Vorhersage für hohe Schwerpunktsenergien zu verstehen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Meßwerte bei höheren Energien mit diesen Vorhersagen.

Die durchgezogene Linie ergibt sich bei Benutzung der Parameter, die sich durch eine Anpassung sämtlicher gezeigter Daten im Bereich 10–91 GeV bzw. 7–91 GeV ergeben (im gezeigten Bereich sind die Vorhersagen identisch). Die Fits ergeben:

$$\begin{aligned} 10-91 \text{ GeV: } & a = 0.066^{+0.012}_{-0.011} \text{ und } \Lambda_{Mult} = 144^{+65}_{-49} \text{ MeV, } (\chi^2/NDF) = 0.27 \\ 7-91 \text{ GeV: } & a = 0.068^{+0.011}_{-0.010} \text{ und } \Lambda_{Mult} = 156^{+63}_{-49} \text{ MeV, } (\chi^2/NDF) = 0.24 \end{aligned}$$

Der neue Fit zeigt eine verblüffende Übereinstimmung mit den Daten, und verbessert auch die Übereinstimmung im Bereich unterhalb 10 GeV. Es soll betont werden, daß der QCD-Test in der Tatsache liegt, daß eine gute Beschreibung über einen weiten Energiebereich erfolgen kann. Eine absolute Vorhersage der Multiplizität ist hingegen nicht möglich.

Betrachtet man den ermittelten Wert für  $\Lambda_{Mult}$ , so zeigt sich eine erstaunliche Übereinstimmung mit den in verschiedenen Experimenten im  $\overline{MS}$ -Schema gewonnenen Wert im Bereich 100–200 MeV. Dies deutet darauf hin, daß die  $O(\sqrt{\alpha_s})$ -Korrektur klein ist.

Die Analyse der Energieabhängigkeit der geladenen Multiplizität ist in Referenz [92] veröffentlicht.

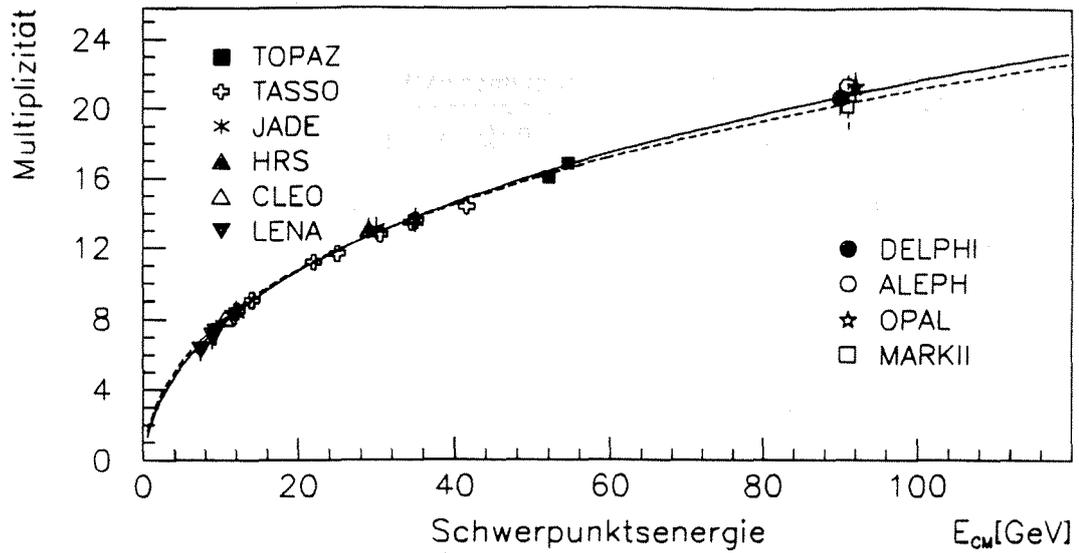


Abbildung 20: Energieabhängigkeit der geladenen Multiplizität. Die gestrichelte Linie ist die Theorievorhersage bei Benutzung der an Daten im Bereich 10–40 GeV gefitteten Parameter  $a$  und  $\Lambda_{Mult}$ , die durchgezogene Linie ergibt sich bei Benutzung der im Bereich 7–91 GeV neu ermittelten Parameter. Die im Bereich von  $E_{CM} = 91$  GeV gezeigten Werte beziehen sich alle auf den Wert 91 GeV – sie sind nur der Übersichtlichkeit halber leicht auseinandergezogen.

## Kapitel 7

### Suche nach neuen schweren Quarks

Aufbauend auf der im letzten Kapitel vorgestellten Analyse hadronischer Ereignisse soll nun eine direkte Suche nach einem neuen schweren Quark durchgeführt werden. In erster Linie soll darunter das im Standard Modell unbedingt notwendige sechste Quark, das Top-Quark, verstanden werden. Daneben wird jedoch auch nach einem down-artigen  $b'$ -Quark einer eventuellen vierten Generation von Fermionen gesucht.

Verschiedene Experimente an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern haben Massengrenzen für diese Quarks gegeben, die zum Teil oberhalb des bei LEP derzeit erreichbaren Bereiches liegen [94,95,96]. Diese Experimente definieren ihre Massengrenzen innerhalb des minimalen Standard Modells, dessen Vorhersagen sie insbesondere für die leptonischen Top-Zerfallsbreiten benutzen. In Modellen, die diese Breiten modifizieren, werden die gegebenen Grenzen ungültig. Das im nächsten Abschnitt diskutierte Modell, auf das an verschiedenen Stellen hingewiesen wurde [93], erzeugt solch ein Szenario, in dem ein leichtes Top-Quark unentdeckt existieren könnte.

Im folgenden wird ein besonderes Gewicht gelegt auf die Suche nach den in diesem Modell gegebenen Top-Zerfallskanälen sowie solchen Zerfallsmoden, die von  $p\bar{p}$ -Experimenten nicht untersucht wurden. Eine solche Suche ist notwendiger Bestandteil einer Untersuchung des Teilchensektors innerhalb des Standard Modells.

#### 7.1 Erweiterungen des Standard Modells

Durch eine kleine Erweiterung des Standard Modells ist es möglich, die Zerfallskanäle des Top-Quarks zu ändern [97]. Das im folgenden vorgestellte "Glashow Szenario"<sup>53</sup> erzeugt dabei keine Widersprüche zu experimentellen Ergebnissen der "Vor-LEP-Ära".

Ansatzpunkt der Modifizierung des Standard Modells ist eine Erweiterung des Higgs-Sektors. Um unabhängig von experimentellen Randbedingungen an den  $\rho$ -Parameter<sup>54</sup> zu sein, führt man hier zwei Higgs-Doublets ein

$$\phi_1(x) = \begin{pmatrix} \phi_1^0(x) \\ \phi_1^-(x) \end{pmatrix}, \quad \phi_2(x) = \begin{pmatrix} \phi_2^+(x) \\ \phi_2^0(x) \end{pmatrix}$$

die beide Vakuum-Erwartungswerte besitzen:

---

<sup>53</sup> Ähnliche Modelle sind verschiedentlich in der Literatur besprochen worden [93]. In ihren Konsequenzen auf die hier gemachten Analysen gleichen sie sich jedoch. Aus diesem Grund steht der Name "Glashow Szenario" hier meist stellvertretend für diese Klasse von Modellen und für das in [97] vorgestellte Modell.

<sup>54</sup> Dieser Parameter wird definiert über [98]:  $\rho = m_W^2/m_Z^2 \cos^2 \theta_w$ . Für das Standard Modell ist  $\rho = 1$ , womit diese Gleichung mit Gleichung (6) zusammenfällt. Für Modelle mit komplizierterem Higgs-Sektor mit Triplettbeimischung kann  $\rho \leq 1$  sein. Die Zusammenhänge zwischen  $\rho$ -Parameter, Weinbergwinkel und Top- und Higgs-Masse sind unter Berücksichtigung experimenteller Ergebnisse in [99] diskutiert.

$$\langle 0|\phi_1|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1, 0), \quad \langle 0|\phi_2|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v_2).$$

Wie im zu Anfang dieser Arbeit beschriebenen minimalen Standard Modell werden die Teilchenmassen durch Yukawa-Kopplungen erzeugt, wobei zur Vermeidung von Flavour-ändernden neutralen Strömen up-artige Fermionen in diesem Modell an  $\phi_1$  koppeln, down-artige an  $\phi_2$ . Die Bosonmassen werden wieder über Gleichung (5) gegeben, wobei

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 \simeq (250 \text{ GeV}/c^2)^2. \quad (29)$$

Die Voraussage dieses Modells ist die Existenz von zwei geladenen Higgs-Teilchen,  $H^+$  und  $H^-$ , die an Fermionen koppeln, und drei neutralen skalaren Higgs-Teilchen  $H_1^0$ ,  $H_2^0$  und  $H_3^0$ . Hier wollen wir uns nur mit den geladenen Higgs beschäftigen, die im folgenden manchmal nur mit  $H$  bezeichnet werden.

Das Hauptinteresse an diesem Modell liegt in der Tatsache begründet, daß es eine Möglichkeit bietet, in Konsistenz mit allen Meßergebnissen ein für LEP erreichbares Top-Szenario zu zeichnen, falls

$$m_t > m_H + m_b. \quad (30)$$

Nimmt man das Element  $V_{33}$  der Kobayashi-Maskawa-Matrix zu eins an, so ergibt sich die Zerfallsbreite des Kanals  $t \rightarrow H^+ b$  zu [97]:

$$\Gamma(t \rightarrow H^+ b) = \frac{1}{8\pi v^2 m_t^3} [(v_2/v_1)^2 m_t^2 + (v_1/v_2)^2 m_b^2] (m_t^2 + m_b^2 - m_H^2 + 2m_b m_t) \cdot (m_t^4 + m_b^4 + m_H^4 - 2m_t^2 m_b^2 - 2m_t^2 m_H^2 - 2m_b^2 m_H^2)^{1/2} \quad (31)$$

Sie ist im interessanten Bereich größer als 0.37 MeV und übertrifft damit stark die schwache Zerfallsbreite

$$\Gamma(t \rightarrow W^+ b) = \frac{9G_F^2 m_t^5}{192\pi^3} \simeq 5 - 20 \text{ keV}. \quad (32)$$

Da der Zerfall  $t \rightarrow H^+ s$  stark Kobayashi-Maskawa unterdrückt ist, ist in diesem Modell der Zerfall  $t \rightarrow H^+ b$  der dominierende Top-Zerfallskanal. Dieser übertrifft auch den 3-Gluon-Zerfall niedrig liegender Toponiumzustände.

Es sei hier bemerkt, daß es möglich ist, ein 2-Higgs-Doublett-Modell zu entwerfen, in dem die Zerfallsbreiten dieser Zerfallskanäle sehr klein sind [93]. Dies führt allerdings im Zusammenhang mit Top-Zerfällen zu dem uninteressanten Resultat, daß nur die schwachen Zerfälle verbleiben, die zum Teil schon an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern untersucht wurden.

Außer in der genannten Zerfallskette  $t \rightarrow H^+ b$  werden geladene Higgs-Bosonen auf der  $Z^0$ -Resonanz auch paarweise produziert, was eine direkte Suche dieser Skalare erlaubt. Die Zerfallsbreite wird dabei gegeben durch [97]:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow H^+ H^-) = \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (1/2 - \sin^2 \theta_w)^2 \left(1 - \frac{4m_H^2}{m_Z^2}\right)^{3/2} \quad (33)$$

Für  $m_f \ll m_H$ , wobei  $f$  für alle Leptonen und Quarks steht, sind die totale Zerfallsbreite und die Zerfallsverhältnisse des geladenen Higgs [97]:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow all) = \frac{m_H}{8\pi v^2} \{ (v_1/v_2)^2 (m_s^2 + m_\mu^2 + m_\tau^2) + 3(v_2/v_1)^2 (m_u^2 + m_c^2) + 3(v_1/v_2)^2 [m_d^2(1 - |V_{31}|^2) + m_s^2(1 - |V_{32}|^2) + m_b^2(1 - |V_{33}|^2)] \} \quad (34)$$

$$Br(H^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \frac{\frac{m_H}{8\pi v^2} (v_1/v_2)^2 m_l^2}{\Gamma(H^+ \rightarrow all)} \quad (35)$$

$$Br(H^+ \rightarrow u_i \bar{d}_j) = \frac{\frac{m_H}{8\pi v^2} 3|V_{ij}|^2 ((v_2/v_1)^2 m_i^2 + (v_1/v_2)^2 m_j^2)}{\Gamma(H^+ \rightarrow all)} \quad (36)$$

In Tabelle 6 sind einige Werte dieser Größen für verschiedene Werte von  $m_t$ ,  $m_H$  und  $v_1/v_2$  angegeben. Es zeigt sich, daß die dominanten Zerfallskanäle des geladenen Higgs diejenigen in  $c\bar{s}$  und  $\tau^+\nu_\tau$  sind. Die leptonischen Kanäle  $e^+\nu_e$  und  $\mu^+\nu_\mu$  sind hingegen stark unterdrückt. Dies ist der Grund, warum die Top-Massengrenzen der  $p\bar{p}$ -Experimente, die sich auf diese beiden Zerfallskanäle stützen, zusammenbrechen.

Ein weiterer Effekt des "Glashow Szenarios" soll hier erwähnt werden: das geladene Higgs trägt in Box-Diagrammen zur  $B^0\bar{B}^0$ -Mischung bei, wodurch der im Standard Modell erwartete Wert vergrößert wird. Aus diesem Grunde bleiben Top-Massengrenzen [100], die aus den Argus-Messungen [101] der Mischung abgeleitet werden, nicht bestehen.

Tabelle 6: Zerfallsverhältnisse für das geladene Higgs

Alle Massen und Breiten sind in  $\text{GeV}/c^2$  bzw.  $\text{GeV}$  angegeben.

Parameter $v_1/v_2$	Zerfallsbreiten		Zerfallsverhältnis in Up(i) Down(j) Quarks						Zerfallsverh. in Leptonen				
	m-Top	m-H	t $\rightarrow$ Hb	H $\rightarrow$ Blle	u d	u s	u b	c d	c s	c b	El Neu	Mu Neu	Tau Neu
0.3	30.	20.	0.063309	0.000959	.000013	.000008	.000001	.046200	.946633	.002177	<1E-6	.000013	.003603
	30.	25.	0.012765	0.001196									
	35.	20.	0.135541	0.000959									
	35.	25.	0.101487	0.001198									
	35.	30.	0.015111	0.001438									
	40.	20.	0.328609	0.000959									
	40.	25.	0.224231	0.001198									
	40.	30.	0.119707	0.001438									
	40.	35.	0.017456	0.001678									
	1.0	30.	20.	0.007680	0.000130	.000036	.000570	.000104	.032042	.640498	.014502	<1E-6	.001094
30.		25.	0.001177	0.000162									
35.		20.	0.016997	0.000130									
35.		25.	0.009297	0.000162									
35.		30.	0.001384	0.000195									
40.		20.	0.029980	0.000130									
40.		25.	0.020457	0.000162									
40.		30.	0.010921	0.000195									
40.		35.	0.001593	0.000227									
3.0		30.	20.	0.002489	0.000404	.000081	.001645	.000300	.001147	.054763	.038067	<1E-6	.003159
	30.	25.	0.000381	0.000506									
	35.	20.	0.004565	0.000404									
	35.	25.	0.002497	0.000506									
	35.	30.	0.000372	0.000607									
	40.	20.	0.008960	0.000404									
	40.	25.	0.004749	0.000506									
	40.	30.	0.002535	0.000607									
	40.	35.	0.000370	0.000708									

Folgende Werte werden dabei angenommen:

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (250 \text{ GeV}/c^2)^2$$

$$m_e = 0.0005, m_\mu = 0.1056, m_\tau = 1.784, m_u = 0.0055, m_d = 0.01, m_c = 1.5, m_s = 0.2, m_b = 4.7$$

$$V = \begin{pmatrix} 0.975 & 0.22 & 0.004 \\ 0.22 & 0.975 & 0.045 \\ 0.004 & 0.045 & 0.999 \end{pmatrix}$$

## 7.2 Direkte Suche nach dem geladenen Higgs

Parallel zur Suche nach einem neuen schweren Quark fand in DELPHI auch eine Suche von paarweise produzierten geladenen Higgs statt, deren Ergebnisse berücksichtigt werden müssen [102]. Drei Topologien wurden dabei untersucht, die sich auf die unterschiedlichen Zerfallskanäle des geladenen Higgs beziehen:

- 4-Jet-Ereignisse, in denen beide Skalare hadronisch zerfallen.
- 3-Jet-Ereignisse, in denen ein Higgs leptonisch zerfällt, also in  $\tau\nu_\tau$ , und damit eine isolierte Spur erzeugt, das zweite hingegen hadronisch zerfällt.
- Akolineare 2-Spur-Ereignisse, in denen beide Higgs-Bosonen leptonisch zerfallen.

Die Suche führt zu der in Abbildung 21 auf Seite 67 dargestellten Massengrenze für geladene Skalare. Sie liegt im Bereich zwischen 30 und 36  $\text{GeV}/c^2$ , abhängig von dem durch das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte  $v_1$  und  $v_2$  vorgegebenen Zerfallsszenario des Higgs.

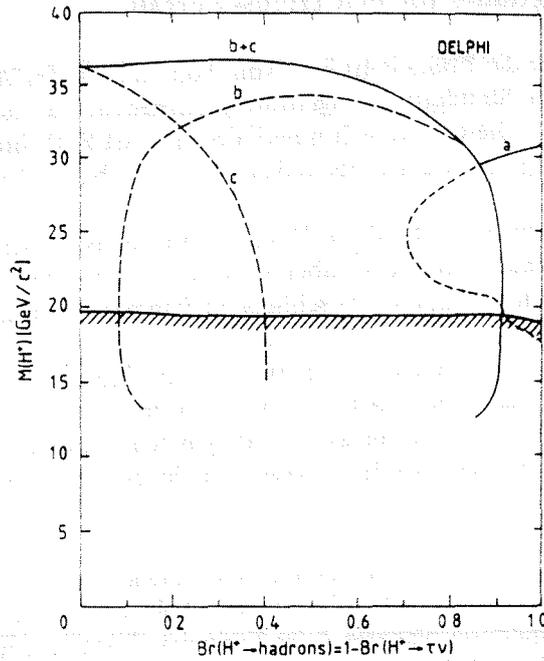


Abbildung 21: DELPHI-Massengrenzen für geladene Higgs-Skalare. Die Grenzen sind für 95% Konfidenz angegeben.

### 7.3 Direkte Suche nach Top- und $b'$ -Quarks

Verschiedene Zerfallskanäle sollen bei der Suche nach den neuen Quarks  $t, b'$  berücksichtigt werden. Zum einen soll nach solchen im Standardmodell gegebenen schwachen Zerfälle gesucht werden,  $t \rightarrow bW^+$ ,  $b' \rightarrow cW^+$ , die aplanare, sphärische Multijet-Ereignisse mit 6 Jets bzw. 4 Jets und einem schnellen geladenen Lepton erzeugen. Zum anderen soll nach den im "Glashow Szenario" gegebenen Zerfällen in geladene Skalare  $t \rightarrow bH^+$ ,  $b' \rightarrow cH^+$  gesucht werden. Wie aus Tabelle 6 auf Seite 66 hervorgeht, zerfallen 95% der geladenen Higgs  $H^+$  in  $c\bar{s}$  oder  $\tau^+\nu_\tau$ , die restlichen 5% verbleiben für hadronische Zerfälle in  $c\bar{b}$  und  $c\bar{d}$ . Damit lassen sich diese Zerfälle von Top und  $b'$  in drei Klassen einteilen:

- $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow H^+H^-b\bar{b} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}b\bar{b}$  (Klasse 6q)
- $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow H^+H^-b\bar{b} \rightarrow q\bar{q}\tau^-\bar{\nu}_\tau b\bar{b}$  (Klasse 4q)
- $e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow H^+H^-b\bar{b} \rightarrow \tau^-\bar{\nu}_\tau\tau^+\nu_\tau b\bar{b}$  (Klasse 2q)
  
- $e^+e^- \rightarrow b'\bar{b}' \rightarrow H^+H^-c\bar{c} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}c\bar{c}$  (Klasse 6q)
- $e^+e^- \rightarrow b'\bar{b}' \rightarrow H^+H^-c\bar{c} \rightarrow q\bar{q}\tau^-\bar{\nu}_\tau c\bar{c}$  (Klasse 4q)
- $e^+e^- \rightarrow b'\bar{b}' \rightarrow H^+H^-c\bar{c} \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\bar{\nu}_\tau c\bar{c}$  (Klasse 2q)

### 7.3.1 Das Simulationsprogramm für den Higgs-Zerfall

Um quantitative Aussagen über die Ereignisstruktur von Top- und  $b'$ -Zerfällen im "Glashow Szenario" machen zu können, wurde ein Simulationsprogramm geschrieben, das die verschiedenen genannten Zerfallskanäle behandelt [103]. Dieses läßt sich innerhalb der DELPHI-Simulation benutzen, in der es seinen Platz nach der Erzeugung des Anfangszustands  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}(\gamma)$  bzw.  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}(\gamma)$  findet.

Zuerst findet ein Zerfall der schweren Quarks  $t, b'$  statt. Im nächsten Schritt zerfallen die geladenen Higgs, wobei entweder die Zerfallsverhältnisse über  $v_1/v_2$  gesteuert, oder die drei Zerfallsklassen (6q, 4q, 2q) einzeln vorgewählt werden können. Anschließend fragmentieren die nun vorliegenden Quarks mit Hilfe der im Lund-Programm vorhandenen unabhängigen Fragmentierung. Die durch die Benutzung dieser Fragmentierung auftauchenden Unsicherheiten sind hier recht klein, da die Topologie der Ereignisse während der Zerfallsphase der Quarks  $t, b'$  und der geladenen Higgs definiert wird: die hohe Aplanarität von Ereignissen der Klasse 6q, die ähnlich derjenigen schwacher hadronischer Top-Zerfälle ist, sowie eine hohe fehlende Energie bei Ereignissen, in denen zumindestens ein Higgs leptonisch zerfällt.

Ein interessanter bei der  $t, b'$ -Suche zu berücksichtigender Effekt wurde mit diesem Simulationsprogramm gefunden: für hadronische Zerfälle nimmt die Aplanarität der Ereignisse mit steigender Higgs-Masse ab, da es zur Ausbildung planarer 4-Jet-Ereignisse kommt, deren Zerfallsebene durch die Zerfallsrichtungen der beiden Higgs definiert wird.

### 7.3.2 Selektion der Ereignisse

Die Selektion hadronischer Ereignisse wird gegenüber der in Kapitel 6.2 auf Seite 47 besprochenen Selektion leicht verändert, um Top- und  $b'$ -Zerfälle, in denen beide Higgs leptonisch zerfallen, nicht zu unterdrücken. Ausgehend von den in Kapitel 5.6 auf Seite 38 besprochenen Selektionskriterien für Spuren wird gefordert:

- $E_{tot} > 10 \text{ GeV}$
- $n_{jet} > 4$ , wobei nur Spuren berücksichtigt werden, für die  $p > 0.2 \text{ GeV}$  ist.
- $40^\circ < \theta_{Spher} < 140^\circ$

Die etwas gelockerten Schnitte auf die gemessene Energie führen zu einem Sample von 2175 Ereignissen, die bei praktisch unveränderter Triggereffizienz immer noch eine vernachlässigbare Kontamination von  $\tau^+\tau^-$ , Beam-Gas- und  $\gamma\gamma$ -Ereignissen besitzen. In diesem Sample soll nun nach neuen Quarks gesucht werden.

Um den verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten Rechnung zu tragen, werden zur Suche neuer schwerer Quarks drei Sätze von Schnitten benutzt. In diesen werden Variablen der Ereignistopologie benutzt, die linear in den Teilchenimpulsen sind (siehe Kapitel 6.4 auf Seite 51), da eingehenden Untersuchungen zufolge diese das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergeben.

Selektion 1 ist auf die Suche von aplanaren Multijet-Ereignissen optimiert. Ausgehend von dem eben definierten hadronischen Ereignis-Sample fordert man, daß:

- $Minor\ m \geq 0.2$ ,
- $Thrust\ T \leq 0.9$
- und die totale Energie geladener Teilchen des Ereignisses  $E_{ch} \geq 30 \text{ GeV}$  ist.

Der Energieschnitt verbessert leicht das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

Selektion 2 ist gleich effizient für alle Top- und  $b'$ -Zerfälle, planare Ereignisse und solche mit leptonisch zerfallenden Higgs eingeschlossen. Über einen großen Bereich des Parameterraums ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis allerdings schlechter als in Selektion 1. Es wird gefordert:

- Major  $M \geq 0.35$
- Thrust  $T \leq 0.85$

Selektion 3 ist effizient für Ereignisse, in denen wenigstens ein geladenes Higgs leptonisch zerfällt. Hier sucht man isolierte Teilchen, die aus  $\tau$ -Zerfällen herrühren. Der Separationswinkel ist definiert als  $\theta_{sep} = \text{Max}_i (\text{Min}_j (\theta_{ij}))$ , wobei  $\theta_{ij}$  die Winkel zwischen Teilchen  $i$  mit Impuls größer  $p_{sep}$  und anderen Teilchen  $j$  sind. Es wird in dieser Selektion gefordert, daß:

- der Separationswinkel  $\theta_{sep} \geq 35^\circ$ ,
- der Impuls des isolierten Teilchens  $p_{sep} \geq 4 \text{ GeV}/c$ ,
- Thrust  $T \leq 0.85$
- und die totale Energie der geladenen Teilchen des Ereignisses  $E_{ch} \leq 30 \text{ GeV}$  ist.

Es ist zu bemerken, daß aufgrund des Energieschnitts die Selektionen 1 und 3 zu unabhängigen Ereignismengen führen.

Abbildung 22 auf Seite 70 zeigt einige unkorrigierte Verteilungen der benutzten topologischen Größen. Die Datenverteilungen sind verglichen mit den erwarteten Verteilungen bei Annahme der Existenz eines  $40 \text{ GeV}/c^2$  schweren Top oder  $b'$  und eines  $33 \text{ GeV}/c^2$  schweren geladenen Higgs sowie mit Verteilungen simulierter normaler hadronischer Ereignisse.

Abbildung 23 auf Seite 71 zeigt die Impulsverteilung isolierter Spuren bei Anwendung aller Schnitte der Selektion 3 außer dem Schnitt auf den Impuls. Die 6-Quark-Flavour-Verteilung ist unter Annahme eines  $40 \text{ GeV}/c^2$  schweren Top-Quarks und eines  $33 \text{ GeV}/c^2$  Higgs gezeigt.

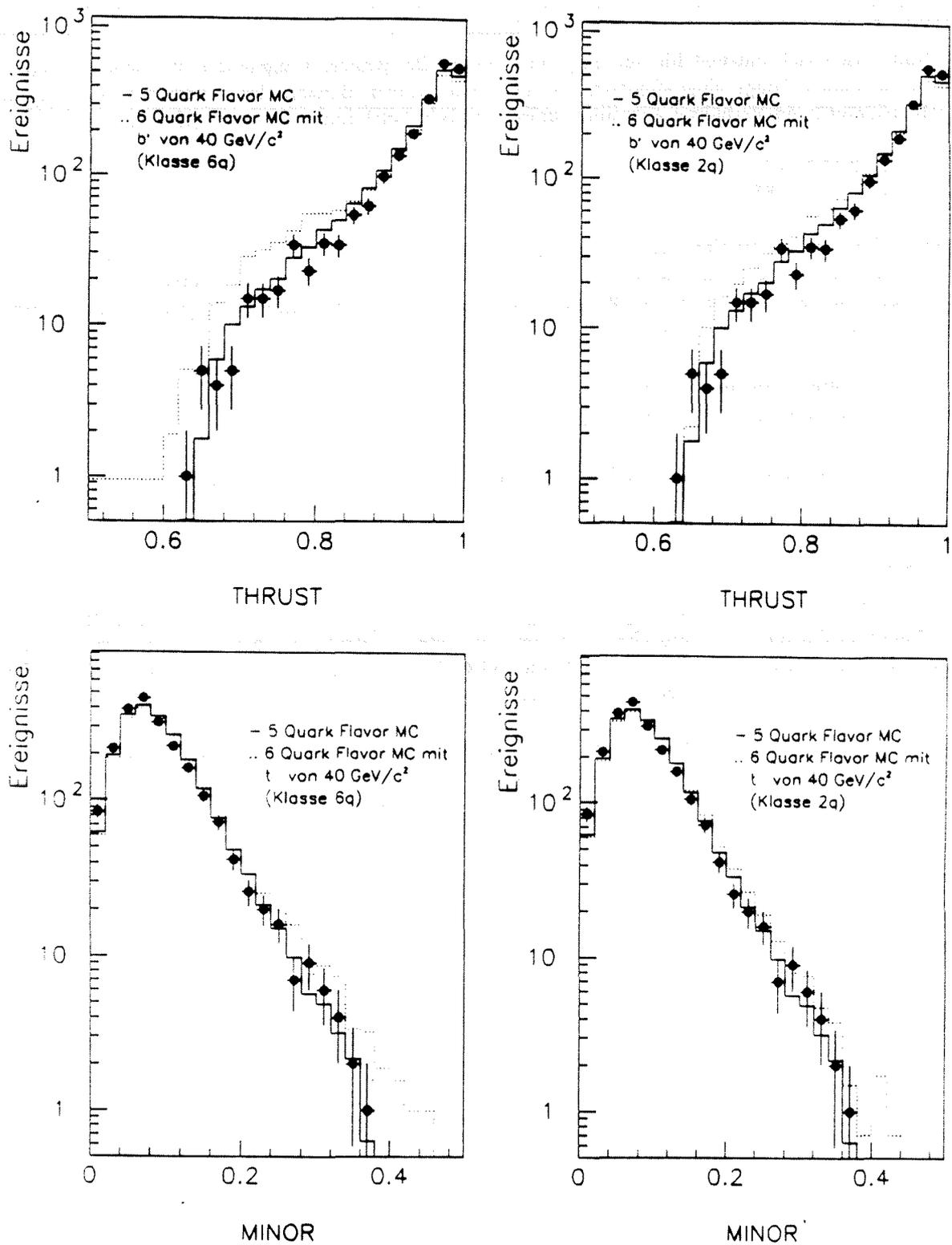


Abbildung 22:

Thrust- und Minor-Verteilungen mit schweren Quarks. Die beiden oberen Thrust-Verteilungen zeigen Vorhersagen der 6-Quark-Flavour-Simulation für  $b'$ -Ereignisse, die beiden unteren Minor-Verteilungen zeigen die Erwartungen unter Annahme eines zusätzlichen Top-Quarks. Die durchgezogenen Linien zeigen in allen Fällen die Vorhersagen des 5-Quark-Flavour Parton-Schauer-Modells der Lund-Gruppe, die Punkte zeigen die unkorrigierten Datenverteilungen mit statistischen Fehlern.

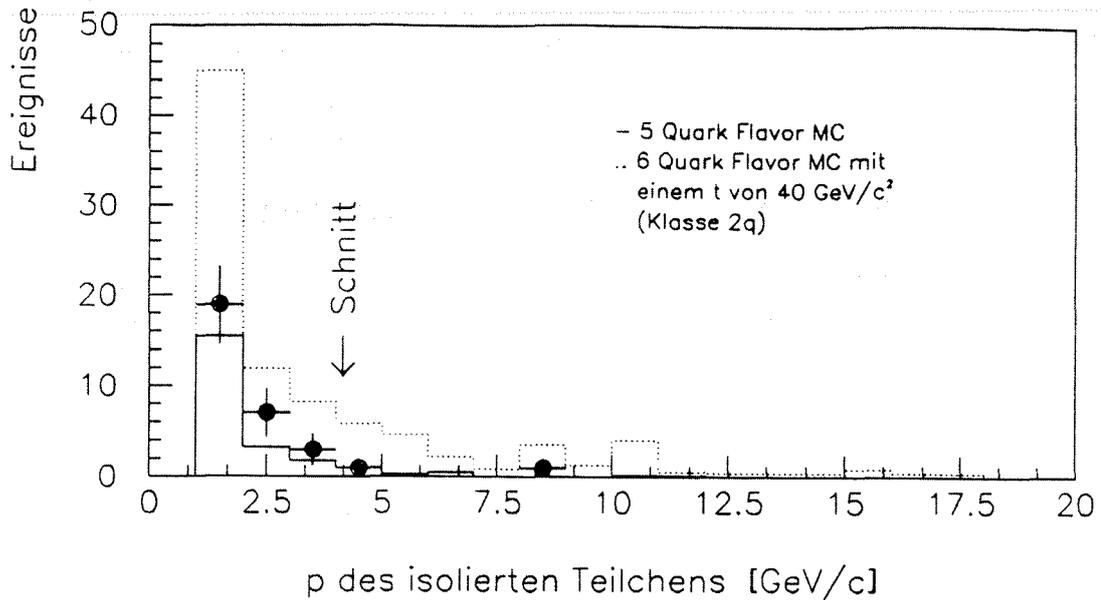


Abbildung 23: Impulsverteilung isolierter Teilchen. Die Impulsverteilungen sind normiert auf die totale Zahl hadronischer Ereignisse in der hadronischen Selektion vor Benutzung weiterer Schnitte.

### 7.3.3 Bestimmung der Massengrenzen

Nimmt man die Existenz eines neuen schweren Quarks an, so ergibt sich die Zahl der Ereignisse innerhalb der verschiedenen Selektionen über:

$$N_{had} = \varepsilon_5 N_5 + \varepsilon_6 N_6, \quad N^{sel} = \frac{\varepsilon_5^{sel} + \varepsilon_6^{sel} R(m)}{\varepsilon_5 + \varepsilon_6 R(m)} N_{had} \quad (37)$$

mit

$N_{had}$  der Zahl der hadronischen Ereignisse in der hadronischen Selektion,

$N_5$  der Zahl der produzierten hadronischen Ereignisse des Typs  $u, d, s, c, b$ ,

$\varepsilon_5$  der Effizienz dieser  $u, d, s, c, b$ -Ereignisse in unserem Sample zu sein,

$N_6$  der Zahl der produzierten  $t, b'$ -Ereignisse,

$\varepsilon_6$  der Effizienz dieser  $t, b'$ -Ereignisse in unserem Sample zu sein,

$R(m) = N_6/N_5$ , mit der  $t, b'$ -Masse  $m$ ,

$N^{sel}, \varepsilon_5^{sel}, \varepsilon_6^{sel}$  der erwarteten Zahl von Ereignissen und ihren Effizienzen in den Selektionen 1, 2 oder 3 zu sein.

Zur Berechnung aller Effizienzen werden Ereignisse mit dem Simulationsprogramm erzeugt und anschließend mit den gleichen Programmen analysiert, die auch bei der Analyse der Daten benutzt werden. Der in Kapitel 6.3 auf Seite 49 beschriebene, zur Korrektur der Daten herangezogene Datensatz simulierter Ereignisse wird nun zur Berechnung der 5-Quark-Flavour-Effizienzen benutzt. Zur Berechnung der Top- und  $b'$ -Effizienzen wurden verschiedene Datensätze produziert, die die unterschiedlichen Zerfallskanäle behandeln. Zur Simulation der schwachen Zerfälle  $t \rightarrow bW^*$  und  $b' \rightarrow cW^*$  kommt dabei das Lund Parton-Schauer-Modell zum Einsatz, im Falle des "Glashow Szenarios" das dafür geschriebene Simulationsprogramm.

Für einige  $t$ ,  $b'$ ,  $H^+$ -Massen sind in Tabelle 7 auf Seite 72 die Effizienzen  $\epsilon_{\%}^{t/b'}$  angegeben.

Tabelle 7: Effizienzen verschiedener Top- und  $b'$ -Zerfallskanäle

Kanal	$m(t, b')$ [GeV/c <sup>2</sup> ]	$m(H^+)$ [GeV/c <sup>2</sup> ]	Selektion 1 [%]	Selektion 2 [%]	Selektion 3 [%]
t - bW	35	-	33	58	2.9
t - bW	40	-	42	65	1.7
t - bW	43	-	40	65	2.4
t Klasse 6q	35	20	46	68	0
t Klasse 6q	40	33	40	67	1.3
t Klasse 6q	43	37	34	61	.4
t Klasse 6q	44	35	41	62	.3
t Klasse 4q	35	20	30	62	2.4
t Klasse 4q	40	33	20	58	6.4
t Klasse 4q	43	37	13	39	2.1
t Klasse 4q	44	35	21	51	4.8
t Klasse 2q	35	20	6	50	12
t Klasse 2q	40	33	1.5	45	14
t Klasse 2q	43	37	0.5	40	13
t Klasse 2q	44	35	3.2	55	21
b' - cW	35	-	29	61	4.6
b' - cW	40	-	35	64	2.1
b' - cW	43	-	29	52	2.7
b' Klasse 6q	35	20	54	72	.4
b' Klasse 6q	40	33	34	70	0
b' Klasse 6q	43	37	25	53	.4
b' Klasse 6q	44	41	11	37	.3
b' Klasse 4q	35	20	25	63	4.6
b' Klasse 4q	40	33	14	57	6
b' Klasse 4q	43	37	12	45	4.5
b' Klasse 4q	44	41	1.9	27	4
b' Klasse 2q	35	20	7	47	11
b' Klasse 2q	40	33	3	39	15
b' Klasse 2q	43	37	1	42	19
b' Klasse 2q	44	41	0	19	9.2

Für Zerfälle im "Glashow Szenario" zeigt sich bei steigenden Massen eine abnehmende Effizienz. Dies ist auf eine steigende Higgs-Masse, und nicht auf eine steigende Masse der  $t$ ,  $b'$ -Quarks zurückzuführen. Der schon erwähnte Effekt der Ausbildung planarer 4-Jet-Ereignisse erzeugt damit die größte Randbedingung bei der Suche nach Zerfällen nahe der kinematischen Grenze.

Zur Berechnung von  $R(m) = N_6/N_5$  soll ein konservativer Ansatz verfolgt werden, indem für die neuen schweren Quarks ein normales Schwellenverhalten angenommen wird, wobei Korrekturen auf elek-

trschwache und QCD-Effekte in erster Ordnung durchgeführt werden. Eine Resonanzstruktur, die  $R(m)$  vergrößern könnte [104], wird nicht berücksichtigt. Die im folgenden benutzten Werte von  $R(m)$  sind in Tabelle 8 gezeigt. Sie sind mit dem Programm ZHADRO [105] berechnet, und stimmen mit in Referenz [106] gezeigten Ergebnissen und eigenen Berechnungen bei Benutzung der Gleichungen (13) und (15) gut überein. Die für Axial- und Vektorkopplung unterschiedlichen Korrekturen in ihrer vollständigen Form (21) sind dabei berücksichtigt, wobei für das  $b'$ -Quark die Kopplungen eines  $b$ -Quarks, bei Berücksichtigung der geänderten Masse, angenommen werden.

Tabelle 8:  $R(m)$  für Top und  $b'$

Die folgenden Werte wurden in den Berechnungen benutzt: eine Schwerpunktsenergie von 91.25 GeV,  $\alpha_s = 0.12$ ,  $m_{H^0} = 50 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_Z = 91.15 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_{Top} = 100 \text{ GeV}/c^2$  für das  $b'$ -Szenario.

Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	30.	35.	40.	42.	43.	44.
Top: $R(m)$	8.7%	6.5%	4.0%	2.9%	2.4%	1.87%
$b'$ : $R(m)$	12.6%	10.4%	7.6%	6.3%	5.6%	4.8%

Mit den gemachten Angaben läßt sich über Gleichung (37) die erwartete Zahl von Ereignissen in den drei verschiedenen Selektionen schwerer Quarks,  $N^{sel}$ , bestimmen, wobei die in die Berechnungen eingehenden Größen verschiedene zu berücksichtigende systematische und statistische Fehler besitzen.

Der Fehler von  $R(m)$  wird bestimmt durch die Unkenntnis von QCD-Korrekturen höherer Ordnung sowie durch Unsicherheiten des benutzten Wertes von  $\alpha_s$ . Nimmt man den Fehler der QCD-Korrekturen erster Ordnung zu 30% an [31], so liegt der Fehler  $\delta R(m)/R(m)$  für Top- und  $b'$ -Massen von 35 bis 44 GeV/c<sup>2</sup> zwischen 8% und 21%.

Unter den statistischen Fehlern erreicht der Binomialfehler von  $\epsilon_i$  mit typisch etwa 2% den größten Wert. Als systematischer Fehler bei der Berechnung der Effizienzen müssen Detektor- und Fragmentierungseffekte berücksichtigt werden. Zu ihrer Abschätzung werden die Ergebnisse verschiedener, in Kapitel 6.1.4 auf Seite 46 genannter Simulationsprogramme benutzt. Es zeigt sich, daß sich für verschiedene Variablen unterschiedliche Fehler ergeben. Thrust- und Major-Verteilungen, in Abbildung 14 auf Seite 53 für verschiedene Parton-Schauer- und Matrixelement-Programme gezeigt, unterscheiden sich im benutzten Bereich wesentlich weniger als die Minor-Verteilungen. Es werden daher für die verschiedenen Selektionen unterschiedliche systematische Fehler angenommen: 15% für Selektion 1 und 7% für Selektion 2 und 3. Die Triggereffizienz verdient nur im Zerfallskanal  $2q$  Beachtung, in dem beide Higgs leptonisch zerfallen, weshalb die gemessene totale Energie deutlich kleiner ist. Dort wird eine Unsicherheit von 5% angesetzt.

Zur Berechnung des 5-Quark-Flavour-Untergrunds können die Matrixelement-Programme nicht benutzt werden, da diese, wie weiter oben bemerkt, neu optimiert werden müssen. Es verbleiben damit das Lund und das Webber Parton-Schauer-Modell. Letzteres sagt höhere Werte für den Untergrund voraus, was ein Auffinden von Signalen erschwert, das Setzen von Massengrenzen jedoch erleichtert. Um konservativ zu sein, werden die Vorhersagen des Lund-Modells benutzt.

Tabelle 9 auf Seite 74 gibt die Zahl der gefundenen Datenergebnisse im Vergleich zu den Vorhersagen für die verschiedenen Selektionen an. Für die Lund-Vorhersage gibt der angegebene Fehler die quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler an. In keiner der Selektionen zeigt sich ein Signal, daß auf die Existenz eines neuen schweren Quarks im betrachteten Energiebereich hinweisen könnte.

Tabelle 9: Zahl der Ereignisse in den verschiedenen Selektionen

Für die Lund-Vorhersage gibt der Fehler die quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler an.

Ereignis-Set	Selektion 1	Selektion 2	Selektion 3
Daten	48	175	2
5-Flavour Lund MC	59±10	212±16	2±0.5

### 7.3.4 Konfidenzgrenzen

Aufgrund der Tatsache, daß kein Top- oder  $b'$ -Signal gefunden wurde, soll jetzt dazu übergegangen werden, Massengrenzen für die Existenz neuer schwerer Quarks anzugeben. Bevor die Berechnung der mit DELPHI gewonnenen Grenzen erfolgt, soll eine Behandlung der statistischen Grundlagen bei der Definition von Konfidenzgrenzen erfolgen, wobei ein Gewicht gelegt werden soll auf die korrekte Berücksichtigung des erwarteten Untergrunds sowie der verschiedenen ermittelten Fehler. Dies ist im vorliegenden Fall von besonderem Interesse, da in zwei Selektionen weniger Datenergebnisse gefunden werden, als dies bei Berücksichtigung des Untergrunds alleine vorausgesagt wird.

#### 7.3.4.1 Poisson-Prozesse mit Untergrund

Betrachtet man einen Poisson-Prozeß der zwei Komponenten enthält, das erwartete Signal  $\mu_s$  und einen Untergrund  $\mu_U$ , so läßt sich bei  $N_{gem}$  gemessenen Ereignissen eine Konfidenz bei einer angenommenen oberen Grenze von  $X_{Gr}$  Signalereignissen berechnen [107]:

$$CL = 1 - \frac{e^{-(\mu_U + X_{Gr})} \cdot \sum_{n=0}^{N_{gem}} (\mu_U + X_{Gr})^n / n!}{e^{-\mu_U} \cdot \sum_{n=0}^{N_{gem}} \mu_U^n / n!} \quad (38)$$

Die so definierte Konfidenz  $CL$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das wahre Signal  $\mu_s$  kleiner als die angenommene Grenze  $X_{Gr}$  ist.  $X_{Gr}$  kann nun so gewählt werden, daß eine gewünschte Konfidenz erreicht wird.

Der Untergrund  $\mu_U$  ist dabei als fehlerfrei bekannt vorausgesetzt. Ist dies, wie in der Suche nach neuen

schweren Quarks, nicht der Fall, so bietet sich folgendes Verfahren an: man berechnet den Mittelwert des Konfidenzwertes bei Annahme einer Normalverteilung des Untergrunds mit Mittelwert  $\mu_U$  und Fehler  $\delta\mu_U$ . Anschließend bestimmt man  $X_{Gr}$  so, daß wieder die gewünschte Konfidenz erreicht wird.

Im Fall von  $\mu_U \gg N_{gem}$  ist Vorsicht bei der Angabe einer Konfidenz angebracht, da dies auf eine falsche Bestimmung des Untergrundes hindeutet. In diesem Fall sollte man die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden des gemessenen Wertes berechnen und daraus Schlüsse auf die gewählte Analyse ziehen.

### 7.3.4.2 Grenzen bei normalverteilten Fehlern

Es soll nun der Fall besprochen werden, bei dem die Fehler normalverteilt sind und das Endergebnis aufgrund statistischer Fluktuationen in einen unphysikalischen Bereich fällt. Die Bestimmung der Neutrinomasse ist ein Beispiel dieser Art, bei dem der physikalische Bereich  $m_\nu \geq 0$  ist. Von der "Particle Data Group" wird in diesem Fall folgendes Verfahren vorgeschlagen [107]: man wählt die obere Grenze  $X_{Gr}$  so, daß

$$CL = \frac{\int_{x_{phy}}^{X_{Gr}} \frac{1}{\sigma_{gem} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x - \mu_{gem})^2}{2\sigma_{gem}^2}} dx}{\int_{x_{phy}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{gem} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x - \mu_{gem})^2}{2\sigma_{gem}^2}} dx} \quad (39)$$

Dabei ist  $\mu_{gem}$  der gemessene Wert und  $\sigma_{gem}$  sein Fehler. Auch hier ist natürlich wieder Vorsicht angebracht, sobald der Meßwert viele Standardabweichungen unterhalb der physikalischen Grenze  $x_{phy}$  liegt. Auch hier sollte wieder die absolute Wahrscheinlichkeit für dieses Meßergebnis berechnet werden und die Messung bei zu kleiner Wahrscheinlichkeit hinterfragt werden.

Im Fall der Top-Suche ist die physikalische Grenze, durch den Untergrund definiert, selbst fehlerbehaftet. Dies wird dadurch berücksichtigt, daß man als Fehler der Normalverteilung die Quadratsumme der Fehler von Untergrund und Signal benutzt:

$$\sigma_{gem} \rightarrow \sqrt{\sigma_{gem}^2 + \sigma_U^2} \quad (40)$$

### 7.3.5 Massengrenzen für Top- und b'-Quarks

Abbildung 24 auf Seite 76 zeigt die Zahl der gemessenen Datenereignisse in den drei Selektionen sowie die Erwartungen bei Annahme eines 44 GeV/c<sup>2</sup> (43 GeV/c<sup>2</sup>) schweren Top- (b'-) Quarks das schwach (gestrichelte Linie) oder entsprechend dem "Glashow Szenario" (durchgezogene Linie) in ein geladenes Higgs der Masse 35 GeV/c<sup>2</sup> (37 GeV/c<sup>2</sup>) zerfällt, aufgetragen gegen  $v_1/v_2$ . Ebenfalls aufgetragen ist die 95% Konfidenzgrenze (gepunktet), die mit den Voraussagen des "Glashow Szenarios" verglichen werden muß. Die Kreuzungspunkte der beiden Linien begrenzen die  $v_1/v_2$ -Bereiche, die mit der jeweiligen Selektion ausgeschlossen werden können. Gut ist die komplementäre Information der verschiedenen Selektionen zu erkennen. Für die Erwartungen bei schwachen Zerfällen kann die Konfidenzgrenze bei  $v_1/v_2 = 0$  benutzt werden.

Für Selektion 1 und 2 berechnet sich die Konfidenzgrenze anhand der Methode für normalverteilte Fehler bei physikalisch beschränktem Gebiet, wobei die physikalische Grenze der Ereigniszahlen in diesem Fall durch den erwarteten Untergrund definiert wird. Die Fehler von Untergrund, gemessenem Signal und erwartetem Signal werden durch quadratische Addition wie in (40) berücksichtigt. Dies hat zur Folge, daß die Konfidenzgrenze eine Abhängigkeit von  $v_1/v_2$  zeigt.

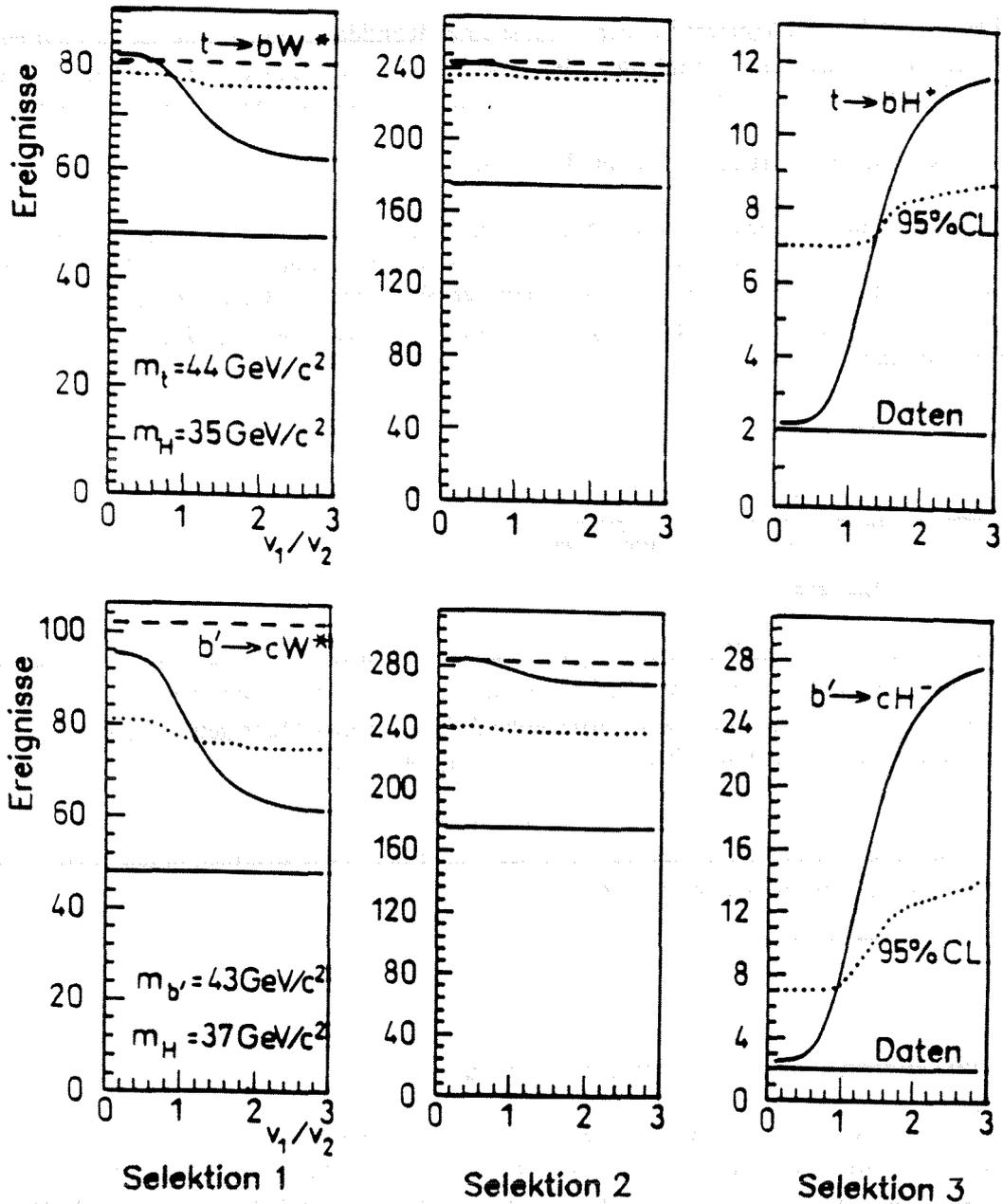


Abbildung 24:

Erwartete Top- und  $b'$ -Ereigniszahlen in verschiedene Szenarien. Die oberen Figuren zeigen die erwarteten Ereigniszahlen für Top-Ereignisse, die unteren solche von  $b'$ -Ereignissen. In beiden Fällen sind die Ereigniszahlen gegen  $v_1/v_2$  aufgetragen. Mit durchgezogener Linie ist die Erwartung im "Glashow Szenario" gezeigt, die gestrichelte Linie steht für schwache Zerfälle. Die horizontale durchgezogene Linie zeigt die Zahl der Datenereignisse. Gepunktet ist die 95% Konfidenzgrenze eingezeichnet, die sämtliche Fehler, die des gemessenen Wertes, des Untergrunds und der erwarteten Zählrate, berücksichtigt.

Für Selektion 3 ist die Konfidenzgrenze nach der Methode für Poisson-Prozesse mit Untergrund bestimmt. Auch hier zeigt sich wieder eine  $v_1/v_2$ -Abhängigkeit der Konfidenzgrenze aufgrund der Berücksichtigung der Fehler von erwartetem Signal und Untergrund.

Tabelle 10 zeigt die Massengrenzen, die man für die verschiedenen Zerfallsszenarien bei einer Konfidenz von 95% erhält.

*Tabelle 10: Massengrenzen für verschiedene Top- und b'-Zerfallsszenarien*

Die Massengrenzen sind für 95% Konfidenz angegeben. Selektion 1 sucht nach aplanaren Ereignissen, Selektion 2 benutzt Thrust und Major und Selektion 3 benutzt das Kriterium isolierter Spuren.

Kanal	H <sup>*</sup> -Zerfall	m(H <sup>*</sup> ) [GeV/c <sup>2</sup> ]	Selektion	Ausgeschlossener Bereich [GeV/c <sup>2</sup> ]
t→bW <sup>*</sup>	-	-	1	≤ 44.5
t→bH <sup>*</sup>	hadronisch	≤ m(t)-6	1, 2	≤ 44.0
t→bH <sup>*</sup>	τ	≤ m(t)-6	3	≤ 44.0
t→bH <sup>*</sup>	beliebig	≤ m(t)-6	1, 2, 3	≤ 44.0
b'→cW <sup>-</sup>	-	-	1	≤ 45.0
b'→cH <sup>-</sup>	hadronisch	≤ m(b')-3	1, 2	≤ 44.5
b'→cH <sup>-</sup>	τ	≤ m(b')-3	3	≤ 45.0
b'→cH <sup>-</sup>	beliebig	≤ m(b')-3	1, 2, 3	≤ 44.5

Die Massengrenze für schwache Zerfälle von Top und b' wird mit Hilfe von Selektion 1 gesetzt und betrifft damit hadronische Zerfälle der gesuchten Quarks. Für das Top-Quark wird sie zu 44.5 GeV/c<sup>2</sup> bestimmt, für b' zu 45 GeV/c<sup>2</sup>.

Für Zerfälle nach dem "Glashow Szenario" wird zur Berechnung der Massengrenze entweder Selektion 2 oder Selektion 1 und 3 gemeinsam benutzt. Unter Annahme einer Higgs-Masse, die wenigstens 6 GeV/c<sup>2</sup> unterhalb derjenigen des Top-Quarks, beziehungsweise 3 GeV/c<sup>2</sup> unterhalb der des b' liegt, erhält man für das Top eine Massengrenze von 44 GeV/c<sup>2</sup>, für b' eine Grenze von 44.5 GeV/c<sup>2</sup>. In beiden Fällen gilt die Grenze für jedes Szenario mit Zerfällen in geladene Higgs und/oder schwachen Zerfällen. Die vorausgesetzte Massendifferenz von 6 (3) GeV/c<sup>2</sup> sichert, bei einer Masse der Quarks b (c) von ≅4.5 (1.5) GeV/c<sup>2</sup>, die Möglichkeit des gesuchten Zerfalls ohne dabei zu starke Forderungen an eine spezielle Fragmentierung zu stellen. Sie sichert damit die Voraussetzung, die in Gleichung (30) für das "Glashow Szenario" gefordert wurde.

Aufgrund der  $v_1/v_2$ -unabhängigen Angabe der Massengrenzen ist das Endergebnis nicht mehr abhängig von den benutzten Higgs-Zerfallsverhältnissen. Dies gilt solange, wie Higgs-Zerfälle in Elektronen und Müonen unterdrückt sind. Die gegebenen Massengrenzen geben damit eine zu  $p\bar{p}$ -Ergebnissen komplementäre Information.

### 7.3.6 Diskussion der Ergebnisse

Zu den Ergebnissen dieser Analyse [108] vergleichbare Grenzen sind kürzlich veröffentlicht worden [109,110,111]. Referenz [110] berücksichtigt nicht Higgs-Zerfälle der schweren Quarks, die in Referenz [109] präsentierten Analysen basieren auf einer wesentlich kleineren Statistik. In Referenz [111] werden zusätzlich die denkbaren  $b'$ -Zerfälle durch flavourändernde neutrale Ströme diskutiert,  $b' \rightarrow bg$  und  $b' \rightarrow by$ . Zur Bestimmung von Massengrenzen in diesen Zerfallskanälen wird im folgenden das Ergebnis der Bestimmung der  $Z^0$ -Parameter mit DELPHI benutzt.

Eine Analyse der in Abbildung 25 gezeigten Resonanzkurve ergibt für die hadronische Zerfallsbreite [112]:  $\Gamma_{Had} = 1741 \pm 61 \text{ MeV}$ . Vergleicht man diesen Wert mit den Vorhersagen des Standard Modells von  $\Gamma_{Had} = 1735 \pm 25 \text{ MeV}$  für 5 Quark-Flavours, so kann man eine  $b'$ -Massengrenze von  $40.5 \text{ GeV}/c^2$  bei 95% Konfidenz angeben. Das gleiche Argument führt zu einer Top-Grenze von nur  $33.5 \text{ GeV}/c^2$ . Dabei sind in beiden Fällen die selben Werte von  $R(m)$  und  $\delta R(m)$ , sowie die gleiche Methode der Grenzbestimmung wie in der vorher beschriebenen direkten Suche nach schweren Quarks benutzt. Die über die  $Z^0$ -Breite ermittelten Grenzen gelten dabei für alle Zerfallskanäle, die eine Detektionswahrscheinlichkeit ähnlich derer hadronischer Ereignisse besitzen, also zum Beispiel die oben genannten Zerfälle über flavourändernde neutrale Ströme. Für Zerfälle wie den Higgs-Zerfall, bei dem beide Higgs leptonisch zerfallen, sind die Grenzen hingegen etwas geringer.

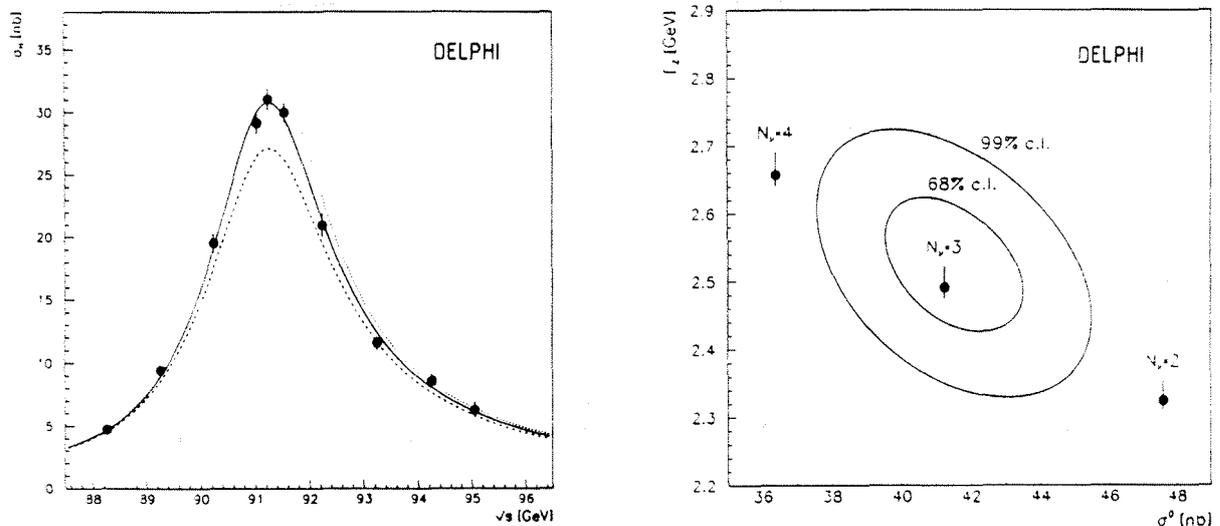


Abbildung 25:

Die  $Z^0$ -Resonanzkurve gemessen mit DELPHI. Die Meßpunkte basieren auf der Analyse hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle. Die Modellvorhersagen für zwei (gepunktete Linie), drei (durchgezogene Linie) und vier masselose Neutrinoarten (gestrichelte Linie) ist zum Vergleich eingezeichnet. Auf der rechten Seite sind die sich aus der Vermessung der Resonanzkurve ergebenden Konturen für den Born-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  auf der  $Z^0$ -Resonanz gegen die  $Z^0$ -Zerfallsbreite eingezeichnet für 68% und 99% Konfidenz. Zusätzlich sind die im Standard Modell erwarteten Werte für zwei, drei und vier masselosen Neutrinoarten mit ihren theoretischen Fehlern eingezeichnet [112].

Abschließend kann gesagt werden, daß alle nicht statistiklimitierten  $e^+e^-$ -Experimente die Existenz eines Top-Quarks und eines  $b'$ -Quarks mit den genannten Zerfallskanälen bis an die kinematische

Grenze bei etwa  $45 \text{ GeV}/c^2$  ausschließen. Durch Ausschluß der Möglichkeit unterschiedlichster Zerfallszenarien bis  $45 \text{ GeV}/c^2$  erlangen die höheren Massengrenzen der  $p\bar{p}$ -Experimente neue Bedeutung. Bei den derzeitigen Massengrenzen wird ein Auffinden des lange gesuchten Top-Quarks an  $e^+e^-$ -Beschleunigern damit zunehmend unwahrscheinlich. Die Suche nach flavourändernden neutralen Strömen, die sich in den Zerfallskanälen  $Z \rightarrow t\bar{c}, \bar{t}c$  äußern könnten, wird eine Chance bieten, die Suche nach dem Top-Quark auch bei LEP fortzuführen.

Für die Existenz einer vierten Teilchengeneration ist mit DELPHI kein Hinweis gewonnen worden. Sowohl die Vermessung der Resonanzkurve (siehe Abbildung 25 auf Seite 78) als auch die direkte Suche nach einem neuen Quark führen zu dem Erkenntnis, daß das Standard Modell mit drei Generationen die Daten zur Zeit hervorragend beschreibt.

Es sei abschließend noch darauf hingewiesen, daß keine Hinweise auf die Existenz eines ausgedehnten Higgs-Sektors gefunden wurden. Alle Suchen nach geladenen und zusätzlichen neutralen Higgs-Teilchen führten zu negativen Resultaten.

... ..  
... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..  
... ..

... ..  
... ..  
... ..

## Kapitel 8

### Teilchenidentifizierung mit dem Barrel-RICH-Detektor

Zur Identifizierung von Hadronen werden in DELPHI ringabbildende Cherenkovzähler eingesetzt. Die TPC umgebend, befindet sich im Polarwinkelbereich  $41.5^\circ < \theta < 138.5^\circ$  der Barrel-RICH. Bei Beginn der Konzeption von DELPHI war die Technik der ringabbildenden Cherenkovzähler noch in einer frühen Entwicklungsphase. Verschiedene Probleme führten seitdem zu einer Verzögerung des Baus dieses sehr komplizierten Detektors, weshalb erste Funktionstests mit einer Hälfte des Detektors erst während der Datennahme 1990 durchgeführt werden konnten. Diese zeigten keine großen unerwarteten Probleme. Die Fertigstellung des gesamten Detektors ist nun für die Datennahme im Jahr 1991 geplant.

Der Cherenkoeffekt, seine Nutzung in verschiedenen Detektortypen sowie verschiedene physikalische Grundlagen im Zusammenhang mit RICH-Zählern, sind in einer früheren Arbeit schon behandelt worden [50]. Die Prototyp-Testergebnisse sind in Referenz [113], das Design und Verhalten einzelner Baugruppen des schließlich gebauten Detektors in den Referenzen [114,115,116] eingehend erläutert.

In dieser Arbeit soll auf das diesen Detektor beschreibende Simulationsprogramm, das Analyseprogramm und damit gewonnene Ergebnisse eingegangen werden. Falls nicht explizit anders gesagt, basieren dabei alle in diesem Kapitel gezeigten Verteilungen auf Simulationsrechnungen.

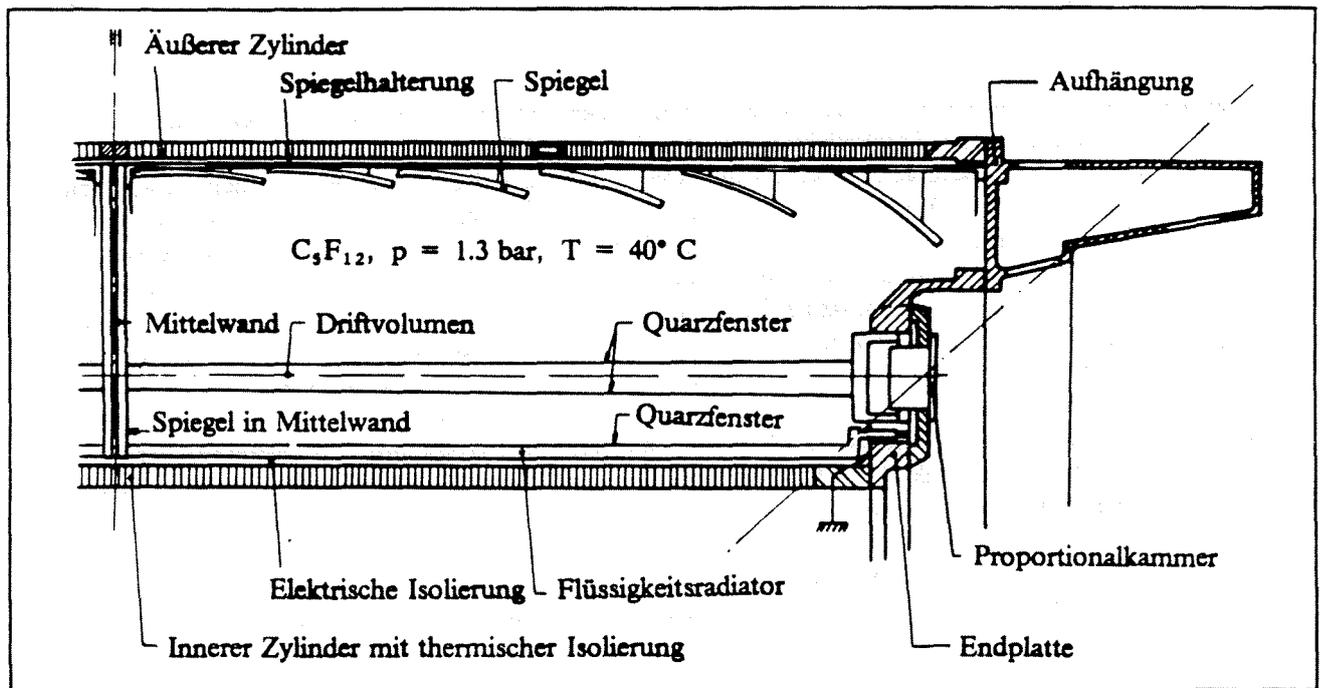


Abbildung 26: Longitudinaler Schnitt durch den Barrel-RICH

## 8.1 Aufbau des Barrel-RICH

Der Barrel-RICH besteht azimuthal aus  $2 \times 24$   $15^\circ$ -Sektoren, die rotationssymmetrisch angeordnet und aus technischen Gründen teilweise zu  $30^\circ$ -Baugruppen zusammengefaßt sind. Den Schnitt einer dieser Sektoren parallel zur Strahlachse zeigt Abbildung 26 auf Seite 81. Neben der die einzelnen Bauteile tragenden Struktur mit ihrer aufwendigen thermischen und elektrischen Isolation bilden drei radial aufeinanderfolgende Baugruppen die Hauptbestandteile dieses Detektors:

- Der  $C_6F_{14}$ -Flüssigkeitsradiator mit seinem Quarzfenster ( $r \cong 133$  cm).
- Der Photondetektor, ein von Quarzwänden eingeschlossenes Driftvolumen, mit einer am Ende angeflanschten Proportionalkammer ( $r \cong 148$  cm).
- Die den  $C_5F_{12}$ -Gasradiator begrenzenden Parabolspiegel ( $r \cong 186$  cm).

Vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen der Ladung  $Q$ , deren Impuls  $p$  und Energie  $E$  der Beziehung genügen

$$\beta = \frac{pc}{E} > \frac{1}{n}, \quad (41)$$

emittieren sowohl im Flüssigkeits- und Gasradiator als auch in den verschiedenen Quarzwänden unter dem Winkel  $\theta_c$  Cherenkovphotonen, wobei folgende Beziehungen gelten:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (42)$$

$$\frac{dN}{de} = \frac{\alpha}{hc} Q^2 L \sin^2 \theta_c \quad (43)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des Mediums,  $e$  die Energie der im Energieintervall  $de$  emittierten Photonen  $dN$  und  $L$  die im Medium zurückgelegte Wegstrecke. Diese Cherenkovphotonen gelangen nun, falls sie nicht aufgrund von Totalreflektion im Medium verbleiben, zum Photondetektor. Photonen des Flüssigkeitsradiators gelangen direkt dorthin, solche des Gasradiators werden von den Parabolspiegeln reflektiert und auf das Driftvolumen fokussiert. In beiden Fällen finden sich schließlich die Photonen innerhalb des Photondetektors auf kegelschnittähnlichen Kurven. Die Photonen des Flüssigkeitsradiators finden sich in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  des Teilchendurchgangs auf sehr verschiedenen Kurven. Die Photonen des Gasradiators hingegen liegen für fünf der sechs in  $\theta$  aufeinanderfolgenden Spiegel auf Kreislinien, für den sechsten, am weitesten im Vorwärtsbereich liegenden Spiegel, auf einer Ellipse, da bei diesem die Photonen nicht senkrecht auf das Driftvolumen fokussiert werden, sondern unter einem Winkel von etwa  $70^\circ$ . Aufgrund verschiedener Effekte finden sich die Photonen allerdings nicht exakt auf den erwarteten Kurven. Geometrische Fehler der Abbildung, ein chromatischer Fehler aufgrund der Energieabhängigkeit der Brechungsindizes sowie Fehler bei der Ortsbestimmung der Photonkonversionen verschmieren gegebene Verteilungen.

Für je eine Müonspur unter  $\theta = 85^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$  sind in Abbildung 27 auf Seite 83 typische Photonverteilungen innerhalb des Photondetektors gezeigt. Gut sind die charakteristischen Merkmale zu erkennen.

$\theta = 85^\circ$  In diesem Fall werden zu einem Untergrund beitragende Quarzphotonen praktisch vollständig durch Totalreflektion eliminiert, der Ring des Flüssigkeitsradiators ist hingegen noch vollständig erhalten. Im gezeigten Bild sieht man zusätzlich den Effekt der in der Mittelwand angebrachten Spiegel, die Photonen des Flüssigkeitsradiators wieder in den Bereich des Photondetektors werfen.

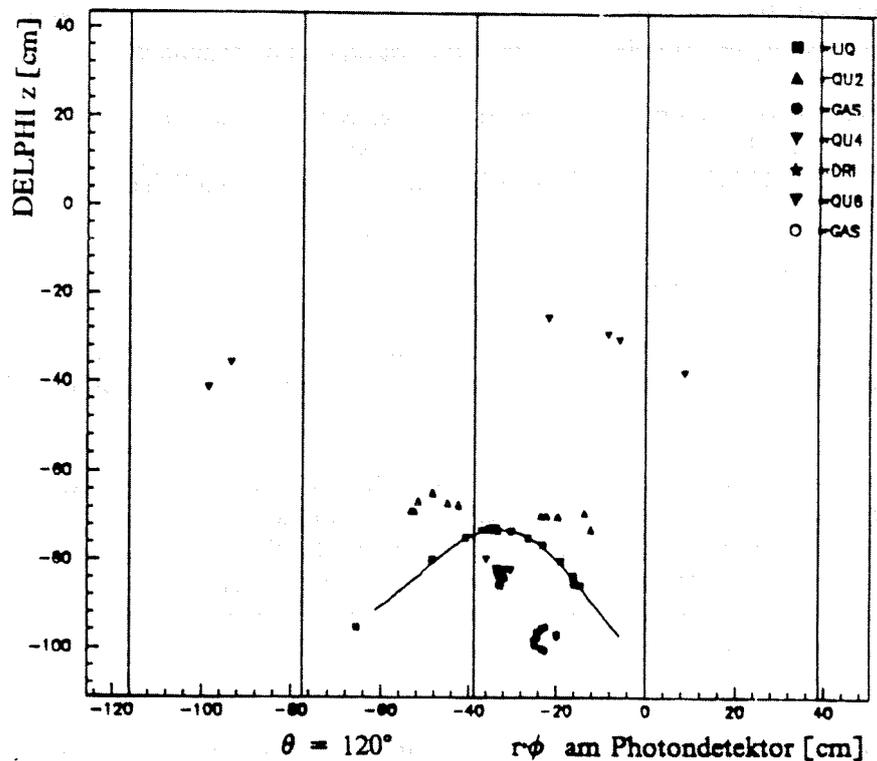
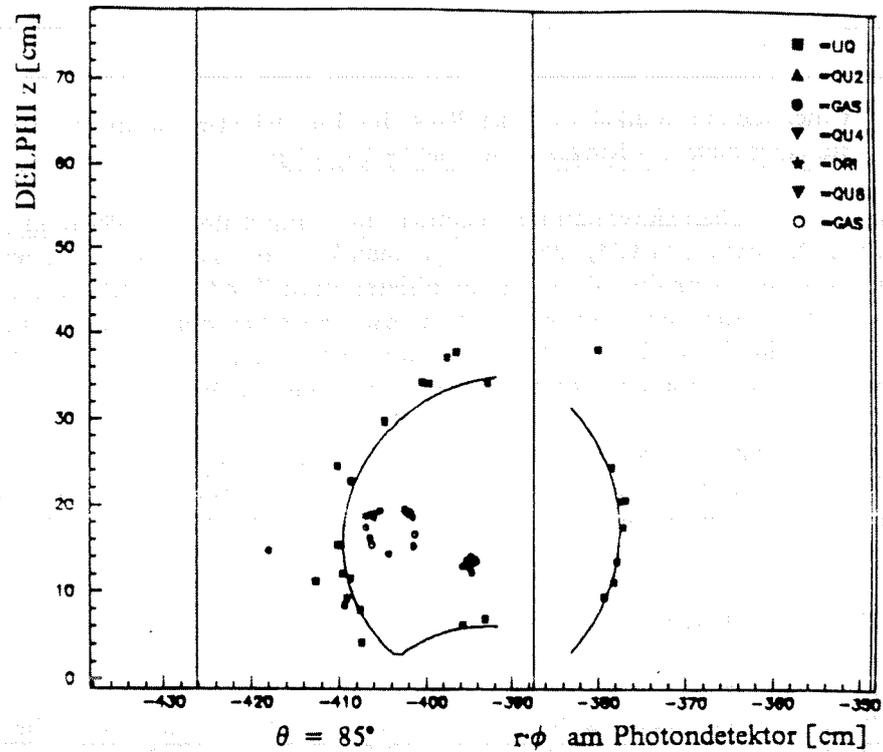


Abbildung 27:

Photonverteilungen im Photondetektor für einzelne Müonspuren. Die obere Abbildung ist für eine Spur unter  $\theta = 85^\circ$  gewonnen, die untere für  $\theta = 120^\circ$ . Beide Ringe sind für eine Photonenergie von 6.5 eV gezeigt, die der mittleren Energie der Photonen entspricht. Die mit QU2 bezeichneten Photonen kommen aus der den Flüssigkeitsradiator begrenzenden Quarzwand, die mit QU4 und QU6 bezeichneten aus den Quarzwänden des Driftvolumens. Die punktförmige Anhäufung von Signalen im Zentrum des Flüssigkeitsringes stellt die gemessene Spur des Teilchens dar, überlagert von einigen im Eintrittsfenster des Driftvolumens und im Driftgas emittierten Untergrundphotonen.

$\theta = 120^\circ$  Unter diesem Winkel wird der Ring des Flüssigkeitsradiators zur Parabel, da Photonen auf einer Seite des Ringes total reflektiert werden.

Zum Nachweis der Cherenkovphotonen benutzt man innerhalb des Photodetektors neben dem TPC-typischen Driftgas (75%  $\text{CH}_4$ , 25%  $\text{C}_2\text{H}_6$ ) einen kleinen Zusatz der Substanz TMAE<sup>55</sup>. Photonen mit einer Energie oberhalb 5.4 eV photoionisieren diese TMAE-Moleküle mit einer hohen Effizienz. Die dabei frei werdenden Elektronen driften anschließend einzeln zur Proportional-kammer, wo sie mit Hilfe von Signaldraht- und Kathodenauslese unter Bestimmung der Driftzeit nachgewiesen werden. Dies erlaubt eine dreidimensionale Rekonstruktion des Konversionsortes.

Bei der gegebenen mittleren Konversionslänge der Photonen im Driftvolumen von 1.2–1.5 cm bei  $\geq 30^\circ\text{C}$  TMAE-Temperatur lassen sich die Photonen der beiden Radiatoren getrennt voneinander analysieren; sie finden sich jeweils auf der dem Radiator zugewandten Seite innerhalb des Driftvolumens.

## 8.2 Die RICH-Software

Parallel zur Entwicklung der RICH-Technik wurden verschiedene Simulationsprogramme entwickelt. Das erste Programm [117] half, die Konzeption des Detektors zu optimieren. Dieses Programm wurde zur Auswertung von Testmessungen weiterentwickelt und anfänglich als Ausgangspunkt für ein in der Standard-DELPHI-Software voll integriertes Programmpaket benutzt. 1986 wurde mit einer vollständigen Erneuerung der Simulations- und Analyseprogramme begonnen.

Dieses Programmpaket, das heute bei der Analyse der RICH-Rohdaten Anwendung findet, soll im folgenden kurz vorgestellt werden. Es sei hier angemerkt, daß dieses Programmpaket sowohl Barrel- als auch Vorwärts-RICH behandelt und einen Umfang von etwa 22000 Zeilen Code hat.

### 8.2.1 Das Simulationsprogramm

Das RICH-Simulationsprogramm ist heute ein Standardmodul der DELPHI-Programmkette. Es versucht, alle physikalischen Prozesse beim Durchgang geladener Teilchen durch den Detektor zu simulieren [118]:

- Spuren werden im magnetischen Feld unter Berücksichtigung von Energieverlust  $dE/dx$ , sekundären Wechselwirkungen und Teilchenzerfällen verfolgt.
- Cherenkovphotonen werden emittiert und durch alle Detektorkomponenten bis zur eventuellen Konversion in Elektronen innerhalb des Driftvolumens verfolgt.
- Die Drift der Elektronen wird simuliert und die Proportionalkammereigenschaften sowie die angeschlossene Ausleseelektronik behandelt.

Alle wichtigen Detektoreigenschaften werden dabei aus der DELPHI-Datenbank eingelesen, so daß eine Simulation verschiedener gegebener Detektorkonfigurationen jederzeit möglich ist. Sowohl die geometrische Anordnung aller Baugruppen als auch die Betriebswerte des Detektors wie Gasmischung, Druck, Totzeit der Elektronik, Transparenz der Gase oder die Absorptionslänge der Elektronen auf der Drift, lassen sich so modifizieren.

Die Verfolgung der Cherenkovphotonen mit den in DELSIM befindlichen Routinen verbietet sich allerdings, da der Zugriff auf die Geometrie-Datenbank von DELPHI zu langsam ist. Um eine vollständige Simulation aller emittierten Photonen in einer Zeit durchzuführen, die der benötigten Zeit anderer Detektoren wie TPC, HPC oder EMF entspricht, wurde daher eine spezifische Datenbank

---

<sup>55</sup> TMAE : Tetrakis Dimethylamin Ethylen

geschrieben.

Das Endergebnis der Simulation ist eine Datenstruktur, die identisch ist zu der vom Detektor kommenden Rohdatenstruktur. Neben der Rohdatenstruktur kann auf Wunsch zusätzlich auch die Information der Photonkonversionsorte vor der Simulation von Elektronendrift und Elektroneneffekten in Form einer TANAGRA-TD-Bank, sie sei hier TD(1) genannt, geschrieben werden. Die darin enthaltene Information kann mit einem speziellen Graphikprogramm sichtbar gemacht werden, wofür die in Abbildung 27 auf Seite 83 gezeigten Verteilungen ein Beispiel sind.

## 8.2.2 Das Analyseprogramm

Eine Analyse der RICH-Information unterscheidet sich recht deutlich von derjenigen anderer Detektoren, da sie nicht unabhängig stattfinden kann. Man ist angewiesen auf eine genaue Impuls- und Ortsbestimmung der geladenen Spuren mit Hilfe der verschiedenen Spurdetektoren von DELPHI. Aus diesem Grunde startet die RICH-Analyse, nachdem die Spurdetektoren in ihrem ersten und zweiten Durchlauf von Spurfindung und Spurfitt behandelt worden sind und ein vollständiges Bild der geladenen Spuren eines Ereignisses vorhanden ist. Für Teilchen mit einem Impuls  $p > 1$  GeV, die den Bereich der RICH-Detektoren durchquert haben, wird die RICH-Analyse aufgerufen.

Das nun ablaufende Programm gliedert sich in mehrere Teile:

- Zuerst werden alle Spuren, die von den Spurdetektoren auf der Innenwand der RICH-Detektoren definiert wurden, extrapoliert, so daß die Durchstoßpunkte durch Flüssigkeitsradiator, Driftvolumen und Spiegel für alle zu analysierenden Teilchen bekannt sind. Desweiteren werden die Zahl der erwarteten Photonen  $N^h$  und die mittleren Cherenkovwinkel  $\theta_c^h$  für fünf verschiedene Teilchenhypothesen  $h$  berechnet:  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ . Die Ladung braucht dabei nicht berücksichtigt zu werden. Sie wird nur bei der Extrapolation der Spuren in Betracht gezogen.
- Anschließend werden die Rohdaten aller Driftvolumina, in denen interessante Information erwartet wird, dekodiert und in dreidimensionale Information der Ladungsdeposition innerhalb der Driftvolumina umgesetzt. Für jedes analysierte Driftvolumen wird eine TANAGRA-TD-Bank geschrieben, hier TD(2) genannt. Diese enthält die  $x,y,z$ -Koordinaten der gemessenen Punkte sowie Zusatzinformationen über die Signalqualität, die während des Dekodierens gewonnen wurden.

Die folgenden Analyseschritte werden nun für jede Spur einzeln durchlaufen, und zwar für den Flüssigkeits- und den Gasradiator getrennt.

- Mit Hilfe einfacher und schneller Kriterien wird eine erste Selektion von Cherenkovsignalen durchgeführt, die zu einer Spur assoziiert sein könnten. Ist diese Zahl zu hoch ( $\geq 160$ ), was für den Flüssigkeitsradiator in hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen vereinzelt vorkommen kann, so wird eine weitere Analyse für diese Spur aus Zeitgründen abgebrochen.
- Im Normalfall findet nun für jeden gemessenen Punkt  $i$  eine Bestimmung des assoziierten Cherenkovwinkels statt. Der Bezugspunkt, also der Punkt, an dem der Impulsvektor des Teilchens benutzt wird, wird sowohl für den Flüssigkeitsradiator als auch für den Gasradiator auf etwa halber durchflogener Radiatorlänge definiert. Bei der Bestimmung der Verbindungslinie zwischen Bezugspunkt und Signalpunkt, dem sogenannten Cherenkovwinkel-fit, werden sämtliche geometrischen Anordnungen sowie die unterschiedlichen Brechungsindizes der durchquerten Materialien berücksichtigt. Als Endergebnis des Fits ergibt sich ein am Bezugspunkt des Radiators definierter Emissionsvektor, der mit dem Impulsvektor des Teilchens den Cherenkovwinkel  $\theta_c^i$

einschließt. Neben der Bestimmung des Cherenkovwinkels wird nun auch sein aus den RICH-Eigenschaften erwarteter mittlerer Fehler  $\sigma_i$  berechnet, der sich wie schon erwähnt aus geometrischen und chromatischen Abbildungsfehlern sowie dem Fehler der Bestimmung des Konversionsorts ergibt.

Berücksichtigt man, daß der Cherenkovwinkel innerhalb gewisser Meßfehler begrenzt ist,  $1/n < \cos \theta_c < 1/\beta n$ , wobei  $\beta$  unter Berücksichtigung der Protonenmasse berechnet wird, so kann eine Unterdrückung von Untergrundsignalen erfolgen. Alle verbleibenden Signale, die zu physikalisch möglichen Cherenkovwinkeln führen, werden zusammen mit Fitergebnissen zwischengespeichert oder auf Wunsch in eine zur Teilchenspur assoziierten TD(3)-Bank geschrieben.

- Ausgehend von der mittleren Zahl erwarteter Photonen wird nun für die Teilchenhypothesen  $e^-, \mu^-, \pi^+, K^+, p$ , ein Maximum-Likelihood-Fit [119] der Cherenkovwinkelverteilung vorgenommen. In diesem Fit wird ein Signaluntergrund erlaubt, der als gleichmäßig im Driftvolumen verteilt angenommen wird [120]. Die Likelihoodfunktion  $\mathcal{L}$  für eine Teilchenhypothese  $h$  ist dabei:

$$\mathcal{L}^h = \frac{1}{n!} \left\{ \prod_i^n [P^h(\theta_i)] \right\} e^{-N^h - K^h} \quad (44)$$

mit

$$P^h(\theta_i) = N^h \frac{\exp\left(-(\theta_c^i - \theta_c^h)^2 / (2\sigma_i^2)\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} + K^h \cdot \frac{J \cdot \theta_c^i}{\int_{\min}^{\max} J \cdot \theta \, d\theta} \quad (45)$$

Als Endergebnis des Fits erhält man die Wahrscheinlichkeit  $p^h = \mathcal{L}^h$  für die gewählten Teilchensorten sowie den dabei angesetzten Untergrund  $K^h$ , der die Likelihoodfunktion maximiert. Es soll darauf hingewiesen werden, daß dieser Untergrund in der  $\theta_c$ -Verteilung nicht mehr konstant ist, sondern aufgrund der Jakobideterminante  $J$  für die Transformation von Driftvolumenkoordinaten zum  $\theta, \phi$ -System der Photonemission in erster Näherung quadratisch zunimmt. Bei Berücksichtigung von Totalreflektion und Selektionskriterien nimmt der Untergrund in dieser Verteilung schließlich eine recht komplizierte Form an.

Die verschiedenen Meßfehler werden in dem Fit auf verschiedene Weisen berücksichtigt. Diejenigen Fehler der Cherenkovwinkelbestimmung, die sich aus den RICH-Eigenschaften ergeben, werden direkt in  $\sigma_i$  berücksichtigt. Die Fehler der gemessenen Spuren führen jedoch zu korrelierten Fehlern bei der Cherenkovwinkelbestimmung. Dieser Tatsache wird Rechnung getragen, indem man nach der Monte Carlo Methode die Spurparameter innerhalb der in der TK-Bank gegebenen Fehler, nach Diagonalisierung der Fehlermatrix, variiert. Als Endergebnis wählt man den mittleren Wert von  $p^h$ .

Anschließend werden die fünf so berechneten Wahrscheinlichkeiten  $p^h$  so renormiert, daß ihre Summe 1 ergibt. Das Endergebnis der Analyse eines Radiators präsentiert sich also als relative Wahrscheinlichkeit für die fünf angenommenen Teilchensorten, wobei die Apriori-Wahrscheinlichkeiten für alle Teilchensorten als gleich vorausgesetzt wurden. Die normierten Wahrscheinlichkeiten für den Flüssigkeitsradiator und den Gasradiator,  $P_{i, \text{Liq}}, P_{i, \text{Gas}}$ , werden schließlich getrennt in Form zweier TE-Bänke abgespeichert.

- In einer dritten TE-Bank wird das Endergebnis der RICH-Analyse angegeben. Sollte  $\sum P_{i, \text{Liq}} \cdot P_{i, \text{Gas}} < 0.0001$  sein, die Analysen der beiden Radiatoren sich also stark widersprechen,

so wird in dieser Bank allen Teilchen die gleiche Wahrscheinlichkeit von 0.2 zugeordnet. Hat nur ein Radiator Informationen geliefert, so wird diese Information in der Endresultats-TE-Bank nochmals genannt. Ansonsten wird als Endergebnis  $P_{i\text{ Komb}} = c P_{i\text{ Liq}} P_{i\text{ Gas}}$  angegeben, wobei die Konstante  $c$  die Normierung von  $\sum P_{i\text{ Komb}} = 1$  sicherstellt.

Die wesentlichen Merkmale dieses Analysepaketes sind dabei:

- Das Programm entspricht den derzeitigen DELPHI-Standards in allen Punkten und berücksichtigt das endgültige Design der RICH-Detektoren:
  - Bei der Suche nach Photonen des Flüssigkeitsradiator berücksichtigt es die in der Mittelwand montierten Spiegel.
  - Bei der Suche nach Photonen des Gasradiator berücksichtigt es bis zu vier nebeneinander liegende Spiegel, falls das Teilchen einen Parabolspiegel an seinem äußeren Rand durchstößt.
- Die beiden Radiatoren werden einzeln untersucht und die gewonnenen Ergebnisse in Form von TD- und TE-Bänken abgespeichert.
- In den TE-Bänken werden relative Wahrscheinlichkeiten für die fünf stabilen geladenen Teilchen angegeben. Dabei wird eine gleiche Apriori-Wahrscheinlichkeit angenommen.
- Mit den in den verschiedenen RICH-TD- und TE-Bänken gegebenen Informationen ist eine neue Analyse der RICH-Daten jederzeit möglich. Desweiteren ermöglichen diese Bänke mit Hilfe verschiedener Graphikprogramme eine Visualisierung der verschiedenen Stadien der Analyse.
- Aufgrund der gewählten Analysetechnik eines Maximum-Likelihood-Fits der Cherenkovwinkelverteilung wird mathematisch übergangslos sowohl die Information der Anzahl gemessener Photonen als auch ihre Winkelverteilung bei gegebenem Untergrund berücksichtigt.
- Die von den Spurdetektoren gelieferte Impuls- und Ortsbestimmung geht direkt in die Selektion von Photonen ein, eventuelle systematische Fehler beeinflussen daher das RICH-Resultat.
- Den Meßfehler bei der Spurbestimmung wird durch Mittelung der Wahrscheinlichkeiten bei innerhalb der Fehler variierten Spurparametern Rechnung getragen. Dieses Verfahren verspricht jedoch nur bei verstandenen und korrekt berechneten Spurfehlern Erfolg.

Da die drei TE-Bänke das Interface zu eventuellen Benutzern darstellen, ist im Appendix eine Tabelle der in diesen Bänken abgespeicherten Informationen gegeben.

### 8.2.3 Parameter des Barrel-RICH

Bevor auf die Teilchenidentifizierung mit dem Barrel-RICH eingegangen wird, sollen die verschiedenen Eingabeparameter und das durchgeführte Programm-Tuning erläutert werden.

Drei Größen bestimmen die Leistungsfähigkeit eines RICH-Detektors, (a) die mittlere Zahl der nutzbaren Cherenkovphotonen  $\langle N_{\text{Photon}} \rangle$ , (b) der mittlere Fehler bei der Cherenkovwinkelbestimmung  $\langle \delta\theta_c \rangle$  und (c) der vorhandene Untergrund an Signalen. Sowohl der Detektor als auch die Programme sind daher darauf ausgelegt, möglichst viele Photonen mit einem kleinen Meßfehler zu erfassen, Untergrund jedoch zu unterdrücken. Verschiedene Mittel helfen dabei, die verschiedenen Forderungen zu erfüllen:

- (a) Für eine hohe Zahl gemessener Photonen:
- Sehr transparente Materialien sowie Spiegel hoher Reflektivität.
  - Ein Gasradiator betrieben bei Überdruck zur Erhöhung des Brechungsindex des benutzten Gases.

- Eine hohe TMAE-Temperatur und damit eine hohe Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen.
  - Die Benutzung eines hochwertigen Driftgases und sauberen TMAE's, um geringe Verluste bei der Elektronendrift zu erzielen.
  - Die Benutzung einer Elektronik mit geringer Totzeit.
  - Eine hohe Proportionalkammereffizienz, wobei besonders die Kathodeneffizienz Aufmerksamkeit verdient.
- (b) Für kleine Fehler bei der Cherenkovwinkelbestimmung:
- Die Benutzung von Radiatormaterialien mit kleiner Dispersion  $\delta n$ .
  - Auswahl eines Driftgases mit sehr kleiner longitudinaler und transversaler Diffusion  $\sigma_{\parallel Diff}$  und  $\sigma_{\perp Diff}$ .
  - Die Benutzung von Parabolspiegeln statt sphärischer Spiegel zur Optimierung der Fokussierung der Gasphotonen.
  - Kleiner Abstand der Signaldrähte voneinander sowie nahe beieinander liegende Kathodenstreifen.
- (c) Für einen kleinen Untergrund:
- Die Benutzung sehr dünner Quarzwände zur Verminderung der Zahl unerwünschter Photonen, die insbesondere in  $q\bar{q}$ -Ereignissen zu einem Untergrund führen.
  - Die Eliminierung des Signals hervorgerufen durch die Ionisation des gemessenen Teilchens mit Hilfe des Analyseprogramms.
  - Die Unterdrückung von Oszillationen der Elektronik sowie eine Optimierung der Diskriminatorschwellen.

Tabelle 11 auf Seite 89 gibt die im folgenden benutzten Barrel-RICH-Parameter an. Für die Brechungsindizes der verschiedenen Substanzen werden folgende Parametrisierungen benutzt:

$$n_{C_6F_{14}}(e) = 1.21761 + 0.00928 \cdot e$$

$$n_{C_5F_{12}}(e) = 1 + \frac{308 p \cdot (0.0022592 + 0.000064 \cdot (e - 6))}{1.3 \cdot (T + 273)}$$

$$n_{Quarz}(e) = \sqrt{0.99965 + \frac{46.4106}{113.7678 - e^2} + \frac{228.7103}{328.5265 - e^2}}$$

Dabei ist  $e$  die Photonenergie in eV,  $p$  der Druck und  $T$  die Temperatur im Gasradiator, gemessen in bar und °C. Die Parametrisierungen der beiden Radiatormaterialien beruhen auf den in Referenz [121] gegebenen Messungen. Diejenige für Quarz stellt einen Fit an eine in Referenz [122] präsentierte längliche Formel dar.

Die Transmission der relevanten Materialien sind zusammen mit der TMAE-Photonkonversions-Wahrscheinlichkeit in Abbildung 28 auf Seite 89 gezeigt. Die TMAE-Effizienz repräsentiert dabei die neuesten zur Verfügung stehenden Daten [123]. Die Radiatortransmissionswerte basieren auf den Referenzen [124,125], die Quarztransmission wurde in eigenen Serienmessungen von Quarzscheiben für den Vorwärts-RICH ermittelt. Alle Transmissionen beziehen sich allein auf die Materialtransmission, die an den Grenzflächen auftretenden Reflektionen werden jeweils getrennt berücksichtigt.

Bei Benutzung der gegebenen Größen ergibt sich für Teilchen mit  $\beta = 1$  und dem Flugwinkel  $\theta$  gegenüber der z-Achse die in Abbildung 29 auf Seite 90 gezeigte Verteilung der mittleren Zahl gemessener Photonen und des mittleren Cherenkovwinkelfehlers.

Tabelle 11: Parameter des Barrel-RICH

Parameter	Wert
Flüssigkeitsradiator, Substanz	$C_6F_{14}$
Flüssigkeitsradiator, Dicke	10 mm
Gasradiator, Substanz	$C_5F_{12}$
Gasradiator, Länge	$\approx 40$ cm
Gasradiator, Druck	1.3 bar
Gasradiator, Temperatur	40° C
Quarzwände, Dicke	4 mm
Reflektivität der Spiegel	85%
TMAE, Konversionslänge	1.2 cm
Absorptionslänge der Elektronendrift	10 m
Driftgeschwindigkeit	7 cm/ $\mu$ s
Diffusionskoeffizient	1.7 mm m <sup>-2</sup>
Abstand Signaldrähte voneinander	2.62 mm
Abstand Kathodenstreifen voneinander	4 mm
Kathodeneffizienz	90%
Totzeit	100 ns

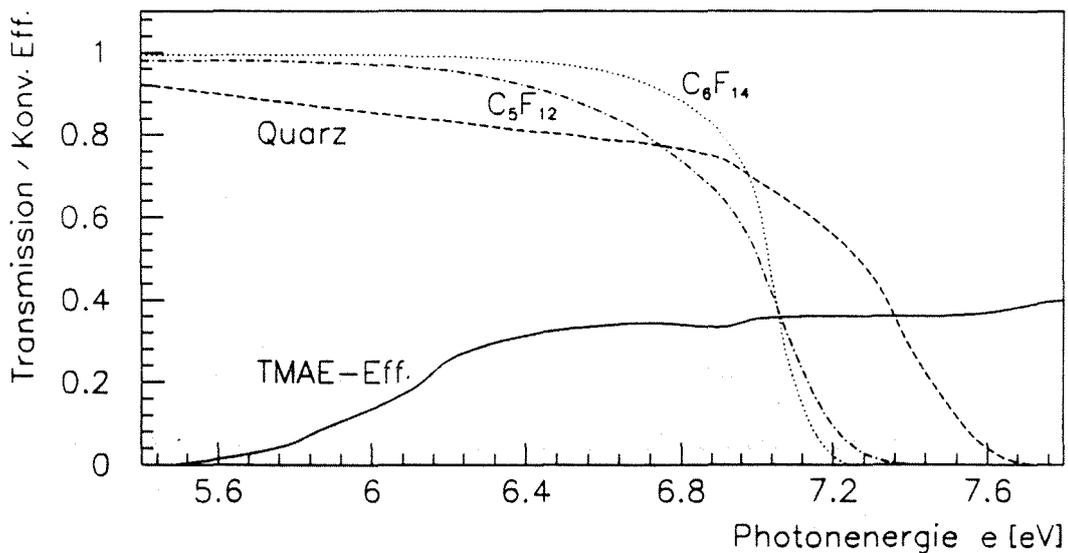


Abbildung 28: Transmission von Quarz und Radiatoren; TMAE-Konversionseffizienz. Die Abbildung zeigt die im Programm benutzten Daten der verschiedenen Materialien: die Transmission von 1 cm Quarz, 1 cm  $C_6F_{14}$  und 100 cm  $C_5F_{12}$  bei 1.3 Bar, sowie die TMAE Photonkonversions-Wahrscheinlichkeit bei 35° C Verdampfungstemperatur.

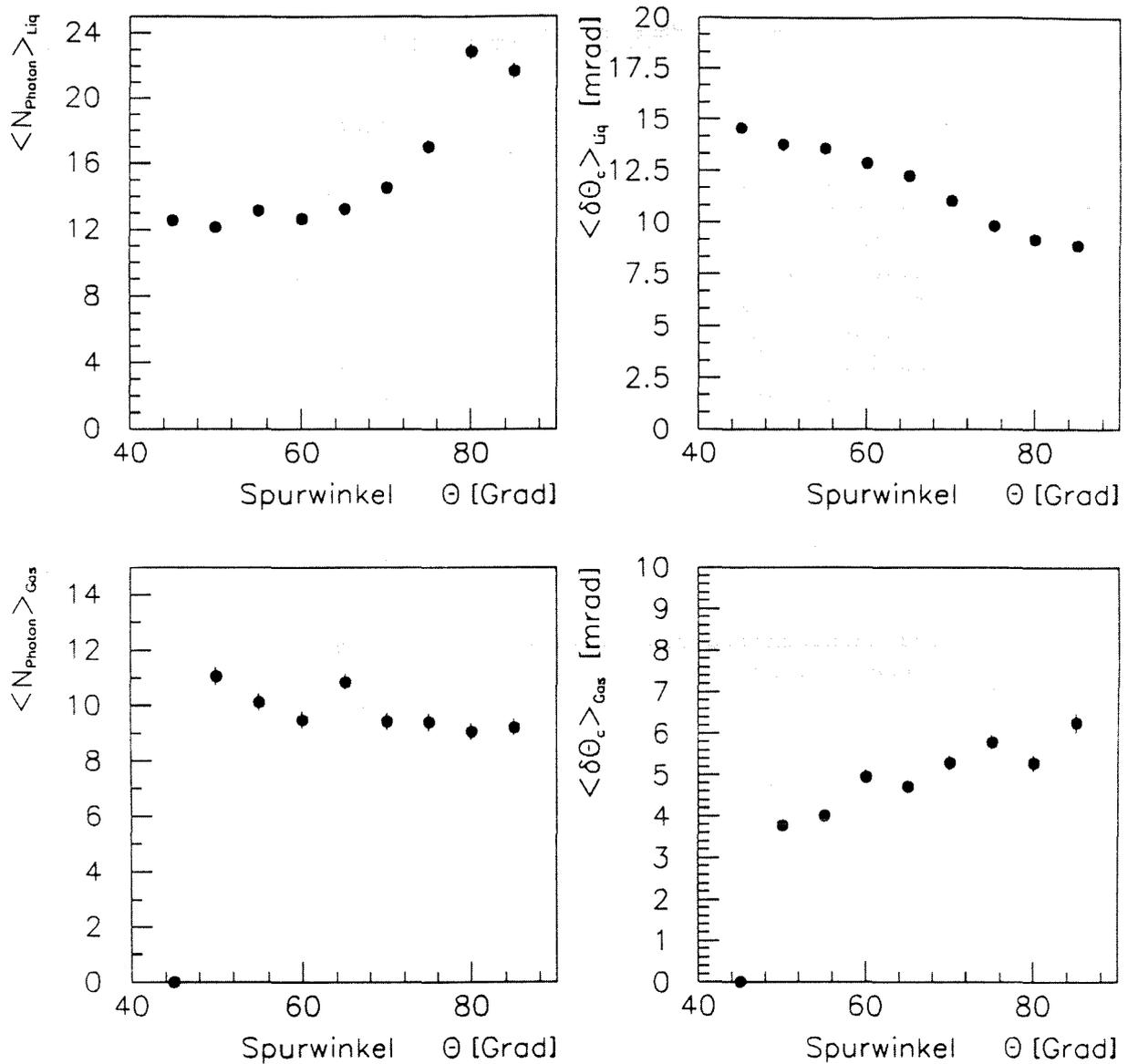


Abbildung 29: Zahl der Photonen und mittlerer Cherenkovwinkelfehler pro Photon. Die beiden oberen Verteilungen zeigen Werte für den Flüssigkeitsradiator, die beiden unteren solche für den Gasradiator.  $\langle N_{\text{Photon}} \rangle$  gibt die gemessene Zahl der während der Analyse gefundenen Photonen für Teilchen mit  $\beta = 1$  an.  $\langle \delta\theta_c \rangle$  gibt, wie im Text näher erläutert, den mittleren gemessenen Fehler der Cherenkovwinkelbestimmung an.

Dabei wird von Photonsignalen gefordert, daß:

- sie jeweils auf der dem Radiator zugewandten Hälfte des Driftvolumens liegen – einer Forderung die den Untergrund reduziert, jedoch nur bei der bei warmem TMAE gegebenen kurzen Konversionslänge aufrecht erhalten werden kann.

- sie sowohl von Signaldrähten als auch Kathoden mit einer Zeitdifferenz kleiner 16 ns gemessen worden sind.

Die gezeigten Werte sind durch Simulation von je 100 Spuren unter den verschiedenen Winkeln gewonnen worden. Leichte Unregelmäßigkeiten in einigen Verteilungen beruhen auf den jeweils vorgefundenen geometrischen Bedingungen, zum Beispiel der Lage des Durchstoßpunktes durch den Spiegel. Die Cherenkovwinkelfehler sind dabei durch Fits an die Verteilung von  $\delta\theta_c^i = \theta_c^i - \theta_c^{sim}$  bestimmt, wobei  $\theta_c^i$  den gemessenen Cherenkovwinkel bezeichnet und  $\theta_c^{sim}$  den mittleren erwarteten Cherenkovwinkel bei Kenntnis der exakten Parameter des emittierenden Teilchens.

Während der Entwicklungsphase des RICH-Analyseprogramms wurde ein Verfahren entwickelt, das unter Benutzung der bekannten RICH-Parameter eine Abschätzung von  $\langle N_{\text{photon}} \rangle$  und  $\delta\theta_c^i$  ermöglicht, die in Gleichung (45) als  $N^h$  und  $\sigma_i$  bezeichnet werden. Es wurde eine gute Übereinstimmung der abgeschätzten und der mit dem Monte Carlo gewonnenen Werte erzielt. Dies wurde in der Verteilung  $(\theta_c^i - \theta_c^{sim})/\sigma_i$  und  $(N^h - N_{\text{photon}})/\sqrt{N_{\text{photon}}}$  überprüft, die das Verhalten einer Gaußglocke zeigen sollte, mit einem Mittelwert bei 0 sowie einer Standardabweichung von 1. Für alle in Abbildung 29 auf Seite 90 referierten Verteilungen werden die Mittelwerte für verschiedene  $\theta$  innerhalb des Bereiches  $[-0.15, 0.15]$  gefunden, die Fehler im Bereich  $[.84, 1.2]$ . Größere Abweichungen von 0 und 1 werden dabei nur für die weniger bedeutsame Berechnung von  $N^h$  vorgefunden. Systematische Fehler, die unabhängig vom Polarwinkel  $\theta$  sind, wurden in keinem Fall vorgefunden.

### 8.3 Vergleich eines Datenereignisses mit Simulationsvorhersagen

An dieser Stelle soll die Realitätsnähe des Simulationsprogramms kurz angesprochen werden.

Zu Ende der Datennahme im Jahre 1990 wurde der Barrel-RICH mit einem  $C_2F_6$ -Gasradiator und einem  $C_6F_{14}$ -Flüssigkeitsradiator betrieben. Die TMAE-Verdampfungstemperatur betrug  $13^\circ C$ , womit die Konversionslänge etwa 5 cm beträgt. Aus dieser Zeit stammt das in Abbildung 30 auf Seite 92 im oberen Teil gezeigte Bild eines typischen Müon-Ereignisses im RICH. Es zeigt die Signalverteilung in den Driftvolumina. Die Parameter der dazugehörigen Teilchenspur sind:  $\theta = 112^\circ$  und  $p = 46 \text{ GeV}/c$ . Man erwartet in diesem Fall etwa 18 (2) Photonen des Flüssigkeits- (Gas-) Radiators.

Sehr schön ist der Ring des Flüssigkeitsradiators zu erkennen, der bei diesem  $\theta$ -Winkel gerade noch vollständig abgebildet wird. Der Ring des Gasradiators sowie die erwartete Zahl von Gasphotonen ist zu klein, als das man ihn mit dem Auge lokalisieren könnte. Eine Qualifikation als Gas- oder Flüssigkeitsradiator signal (GAS, LIQ) erfolgt in der oberen Abbildung nur anhand der gemessenen Konversionstiefe im Driftvolumen, wobei das Driftvolumen in zwei Hälften geteilt wird. Bei der benutzten tiefen TMAE-Temperatur werden damit auch Photonen des Flüssigkeitsradiators als GAS-Photonen bezeichnet. Die kleinen Dreiecke geben Signale an, die nur mit den Signaldrähten gemessen wurden und nicht mit den Kathodenstreifen.

Bei Verwendung der bekannten RICH-Parameter während der Datennahme sowie der Spurparameter des gemessenen Teilchens wurde nun mit Hilfe des Simulationsprogramms ein Ereignis generiert, das Dank der Kenntnis der Photonemissionsorte ein Verständnis der vorgefundenen Photonverteilung erleichtert. Zum besseren Verständnis der Photonverteilungen sind sowohl Gas- als auch Flüssigkeitsring in der Simulationsverteilung mit eingezeichnet. Die genaue Lage jedes einzelnen Photons wird natürlich nicht reproduziert, die verschiedenen Charakteristika des Ereignisses jedoch sehr gut wiedergegeben. Die einzelnen Elemente der Photonverteilung in den Daten lassen sich nun gut identifizieren: Flüssigkeits- und Gasring, Teilchendurchgang und Quarzphotonen aus den Fenstern von Driftvolumen und Flüssigkeitsradiator.

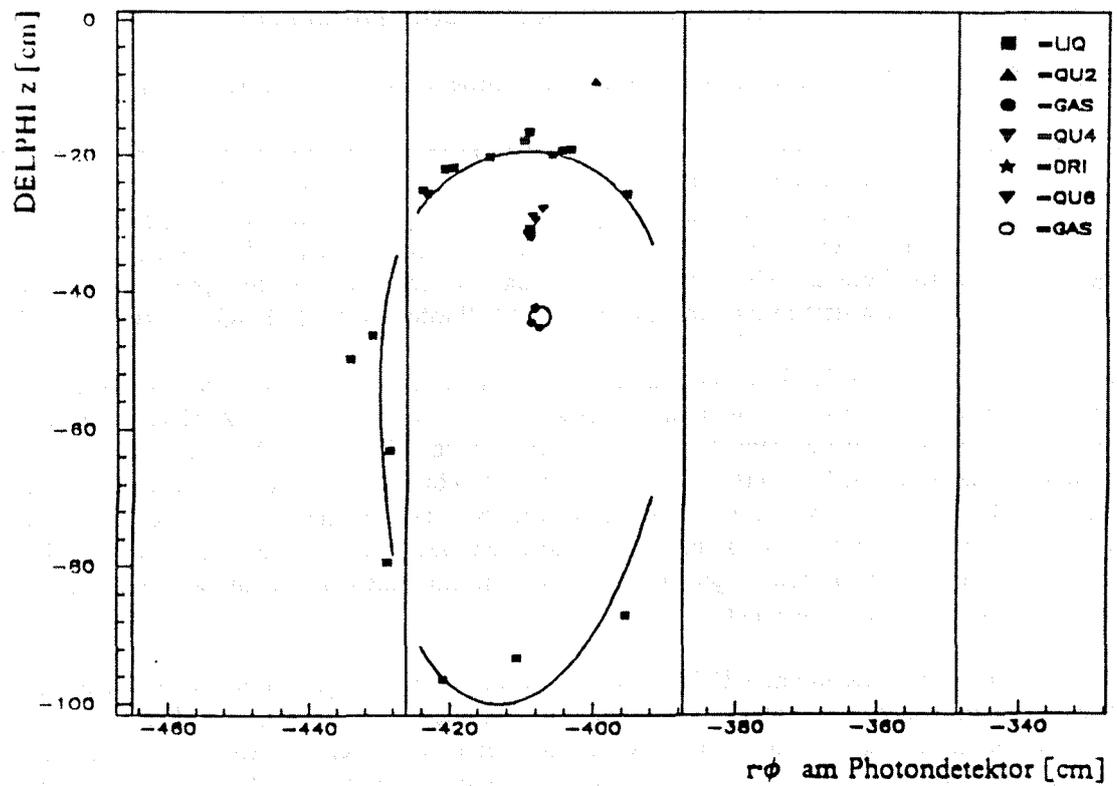
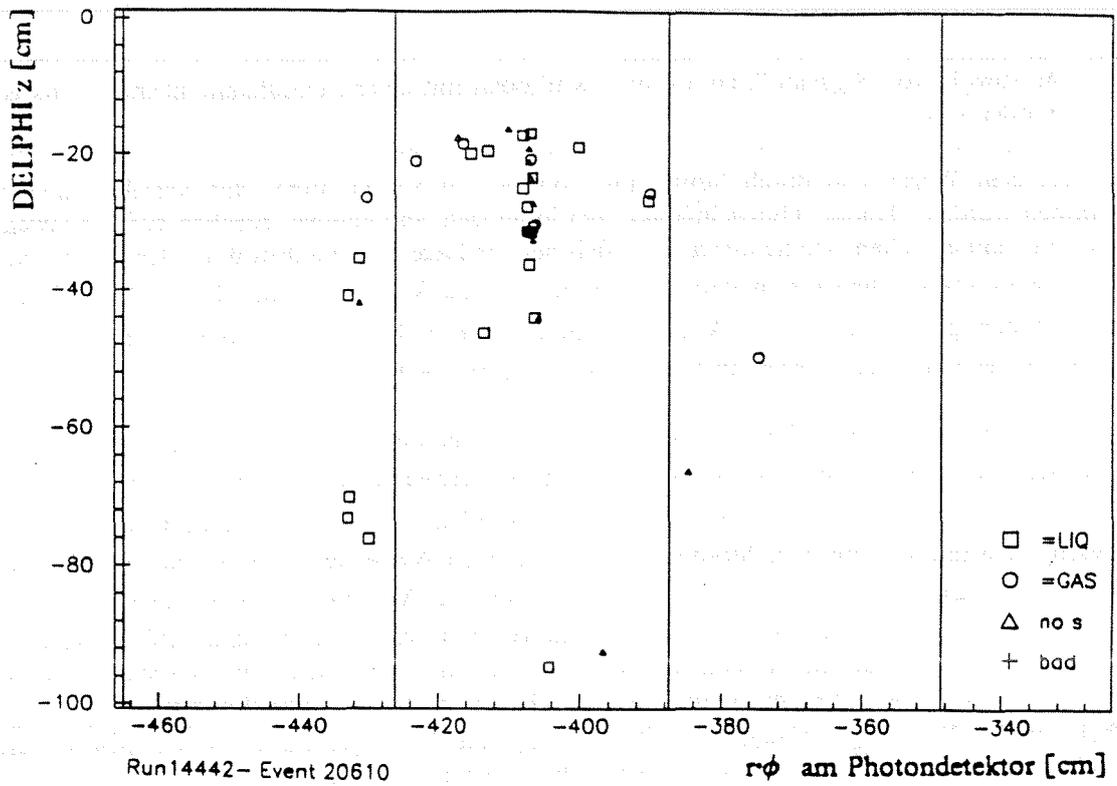


Abbildung 30: Vergleich eines Datenereignisses mit einem simulierten Ereignis. Die obere Verteilung zeigt ein Datenereignis, die untere Verteilung zeigt ein Simulationsereignis auf der Basis der Parameter des Datenereignisses. Die vertikalen Linien in den Abbildungen zeigen die Grenzen der Driftvolumina.

Die auf Anhieb sehr gute Übereinstimmung des Datenergebnisses mit Simulationsvorhersagen nährt die Hoffnung, mit dem Simulationsprogramm den Detektor möglichst realitätsnah beschrieben zu haben. Die Abweichungen der RICH-Parameter während der Datennahme, der benutzte Gasradiator und die TMAE-Temperatur, finden ihre Begründung in Problemen bei der Beheizung des Barrel-RICH. Diese wurden zu Ende der Datennahme im Jahr 1990 überwunden, sodaß für die nächstjährige Datennahme keine größeren Probleme mehr erwartet werden.

#### 8.4 Vorhersagen zur Teilchenidentifizierung

Es soll nun eine Studie der Teilchenidentifizierungs-Wahrscheinlichkeiten erfolgen. Dabei wird zum ersten Mal die vollständige DELPHI-Simulations- und Analysekette benutzt. Die Definition des zu identifizierenden Teilchens erfolgt dabei auf folgende Weise. Während der Simulation eines Ereignisses werden beim Flug eines geladenen Teilchens mit  $p > 1$  GeV/c durch den Flüssigkeitsradiator die Parameter dieses Teilchens abgespeichert. Bei der Analyse der RICH-Daten wird dann ein Vergleich der Teilchenparameter der von den DELPHI-Spurdetektoren rekonstruierten Spuren<sup>56</sup> mit den abgespeicherten wahren Parametern innerhalb eines Ringes mit 2 cm Radius durchgeführt. Kann eine Assoziation von gemessener und wahrer Spur durchgeführt werden, so wird die wahre Teilchensorte als zu identifizierend angenommen. Abbildung 31 zeigt die so definierte Assoziations-Effizienz, die sich für Teilchen mit einem rekonstruierten Teilchenimpuls von  $p > 2$  GeV/c oberhalb 95% befindet. Es soll hier betont werden, daß die nicht assoziierbaren Spuren als Untergrund betrachtet werden müssen, für die eine schlechte Identifizierungswahrscheinlichkeit angenommen werden muß, da die Spurparameter offensichtlich sehr ungenau bestimmt wurden.

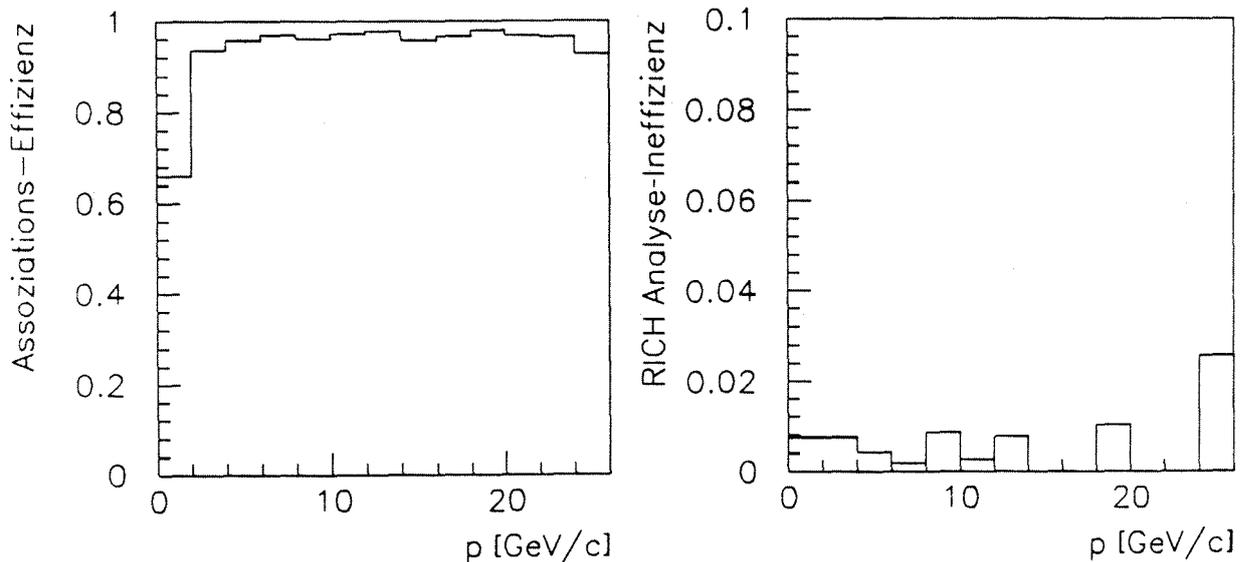


Abbildung 31: Assoziations-Effizienz und RICH-Identifizierungs-Ineffizienz

<sup>56</sup> Zur Rekonstruktion der Spuren werden ID, TPC, OD mit ihrer ersten und zweiten Stufe der Spuranalyse benutzt sowie die Pakete der Spursuche und des Spurfits.

Neben der Assoziations-Effizienz ist in Abbildung 31 auch die RICH-Analyse-Ineffizienz gezeigt. Diese Größe, typisch etwa 0.5%, gibt die Zahl der Spuren, für die keine Teilchenidentifizierung stattfindet, sei es aus geometrischen Gründen, weil die Analyse aus Zeitgründen abgebrochen wird, oder weil die Radiatoren zu einander widersprechenden Resultaten führen. Dieser Wert steigt auf etwa 8%, wenn man die Effizienz für die beiden Radiatoren einzeln betrachtet.

Diese, wie alle weiteren Aussagen, beziehen sich auf hadronische  $Z^0$ -Zerfälle, ohne Selektion einer bestimmten Quarksorte oder Winkelverteilung. Sie basieren auf der Simulation und Analyse von 15600 Spuren mit einem Impuls  $p > 1$  GeV/c.

Es soll nun noch die Schwelle definiert werden, bei der ein Teilchen im folgenden als identifiziert betrachtet werden soll. Diese hat klarerweise einen starken Einfluß auf die Identifizierungswahrscheinlichkeit und das Untergrund-zu-Signal-Verhältnis. Als günstig zeigte sich ein Schwellenwert von 95% für die relative Wahrscheinlichkeit, welcher im weiteren benutzt werden soll. Es ist klar, daß eine Analyse, die einen hohen Untergrund erlauben kann, jedoch eine sehr gute Identifizierungseffizienz benötigt, tiefere Schwellenwerte benutzen wird. Neben der Identifizierungsschwelle soll hier auch noch die Vetoschwelle definiert werden, unterhalb derer ein Vetosignal angenommen wird. Die benutzte relative Wahrscheinlichkeit der RICH-Analyse wird für die auszuschließende Teilchensorte zu  $\leq 5\%$  gefordert.

Bevor mit der Diskussion der einzelnen Resultate begonnen wird, sei auf die in Tabelle 12 gegebenen Impulsgrenzwerte zur Erzeugung von Cherenkovlicht für die beiden Radiatoren hingewiesen. Diese geben einen ersten Eindruck, in welchen Impulsbereichen die Radiatoren zu einer Teilchenidentifizierung beitragen können.

Tabelle 12: Cherenkovschwellen der beiden Radiatoren

Als Brechungsindizes werden 1.278 für den Flüssigkeitsradiator und 1.0017 bzw. 1.0022 für den Gasradiator benutzt.

Teilchensorte	$C_6F_{14}$ [GeV/c]	$C_5F_{12}$ (1 bar) [GeV/c]	$C_5F_{12}$ (1.3 bar) [GeV/c]
e	.0006	.0086	.0075
$\mu$	.13	1.8	1.6
$\pi$	.17	2.4	2.1
K	.62	8.4	7.4
p	1.2	16.1	14.1

#### 8.4.1 Kaon-Identifizierung

Das wichtigste und am leichtesten zu erreichende Ziel der RICH-Analyse liegt in der Identifizierung von Kaonen. Abbildung 32 auf Seite 96 zeigt die wesentlichen Resultate der Analyse:

- Die Identifizierungswahrscheinlichkeiten in hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen (durchgezogene Linie).
- Das Untergrund-zu-Signal-Verhältnis (gestrichelte Linie). Als Signal werden korrekt identifizierte Kaonen verstanden, als Untergrund solche Teilchen, denen die RICH-Analyse fälschlicher-

weise eine Kaonidentität zuordnet.

- Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Kaonen (Legoplot). Es ist die Wahrscheinlichkeit  $P(K)$  gegen  $P(p)$  integriert über den gesamten Impulsbereich aufgetragen.

Sehr schön ist die komplementäre Information der beiden Radiatoren zu beobachten. Es zeigt sich allerdings auch, daß im Impulsbereich 6–8 GeV/c bei einem Untergrund von 30% nur eine mäßige Identifizierungswahrscheinlichkeit erreicht wird. Hier kommt es zu Problemen in der K-p-Trennung, da für beide Teilchensorten keine Gasphotonen erwartet werden, und eine Trennung mit dem Flüssigkeitsradiator alleine schwierig wird. Verringert man den Druck im Gasradiator auf 1 bar, so verbreitert sich diese Problemzone um über 1 GeV/c. Eine Verkleinerung der Problemzone erfordert weitere Anstrengungen bei der Verbesserung der RICH- und Spurdetektorparameter – mehr Photonen, kleinere Meßfehler und ein geringerer Untergrund. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sieht es nicht so aus, als ob dies mit dem derzeitigen Design erreicht werden könnte.

Oberhalb 8 GeV/c zeigt sich bis etwa 20 GeV/c eine recht gute Nachweiswahrscheinlichkeit sowie ein geringer Untergrund von nur einigen Prozent.

Ist man nur an einer  $\pi$ -K-Trennung interessiert, so ist eine Analyse mit Hilfe von Vetoinformationen interessant. Für Kaonen hat die Aussage "kein  $\pi$ " dabei eine Effizienz von etwa 80–90% bis hinauf zu 15 GeV/c, wenn bei der Definition des Vetosignals eine Wahrscheinlichkeit von  $\leq 5\%$  vorausgesetzt wird.

#### 8.4.2 Proton-Identifizierung

Neben einer Kaon-Identifizierung liegt das Hauptinteresse an der RICH-Analyse in der Identifizierung von Protonen. Die Ergebnisse der Analyse sind in Abbildung 33 auf Seite 97 gezeigt, wobei die in Kapitel 8.4.1 auf Seite 94 gegebenen Erklärungen hier entsprechend gelten. Die Nachweiseffizienz zeigt sich bis zu hohen Impulswerten als gut.

Die Vetoinformation gegen  $e, \mu, \pi$  zeigt bis etwa 30 GeV/c eine Effizienz von etwa 90%. Eine K-p-Trennung für Impulse oberhalb 26 GeV/c ist hingegen schwieriger.

Das Problem der Proton-Identifizierung liegt in dem recht hohen Untergrund von typisch 30%. Im Bereich von 10–14 GeV/c, vor Erreichen der Gasradiatorchwelle, findet man gar einen Untergrund von 70–80%.

Auf ein weiteres Problem bei der Analyse von Protonen soll hier aufmerksam gemacht werden. Aus Festigkeitsgründen besitzt der Flüssigkeitsradiator in einem Netz von  $10 \times 10$  cm kleine Stützstege, die eine Verbindung von Radiatorfenster und Radiatorboden herstellen. Im Bereich dieser Stege werden nun keine Cherenkovphotonen emittiert. Um nicht zu große insensitive Bereiche zu schaffen, werden allerdings auch Spuren in der Nähe dieser Stege analysiert. Auf eine Identifizierung wird nur verzichtet, falls während der Photonselektion keine Signale gefunden werden, ansonsten findet eine normale Analyse statt. Damit besteht die Möglichkeit, daß Teilchen, die durch einen Steg geflogen sind, irrtümlich als weniger Photonen emittierende Protonen identifiziert werden. Um diesem Problem aus dem Wege zu gehen, sollte man die geforderte Identifizierungswahrscheinlichkeit nicht zu tief ansetzen.

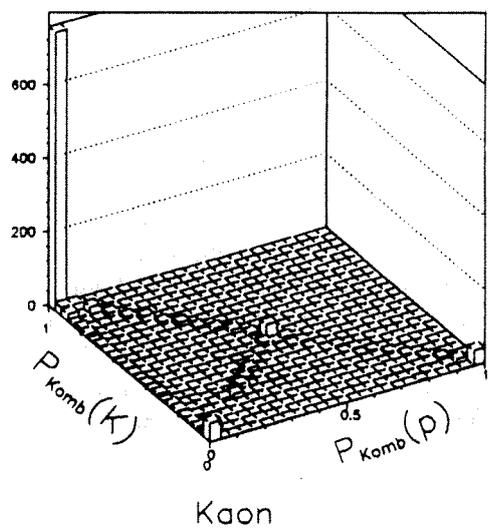
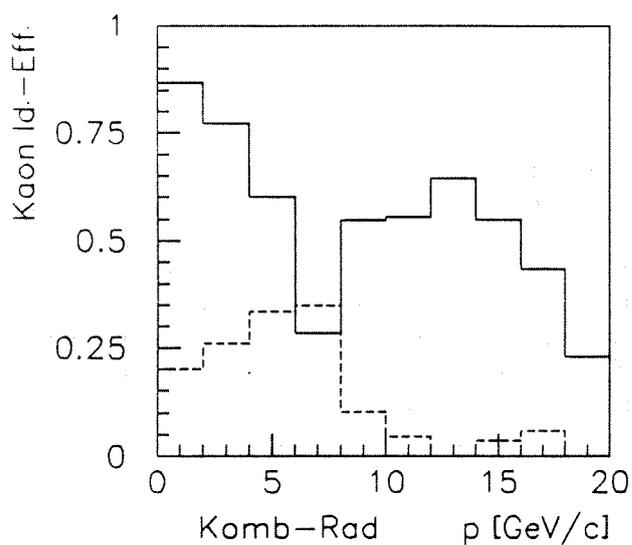
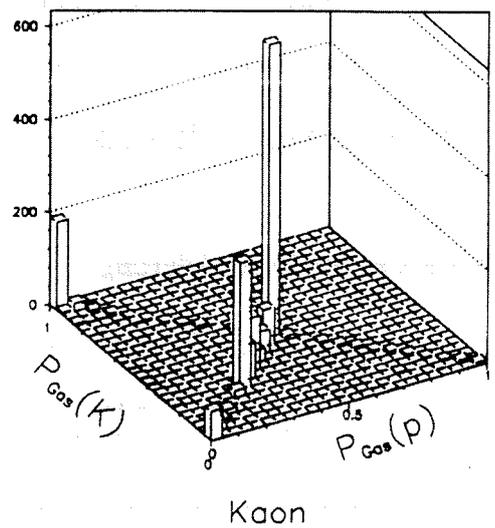
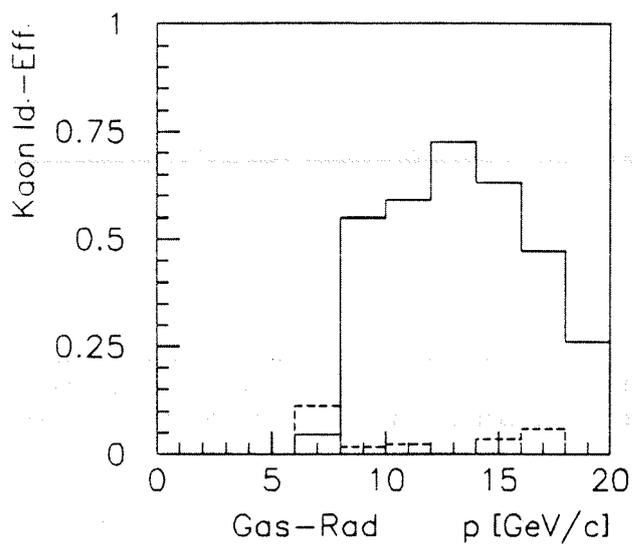
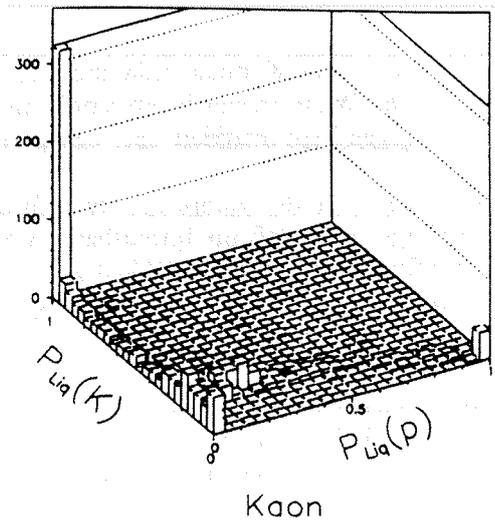
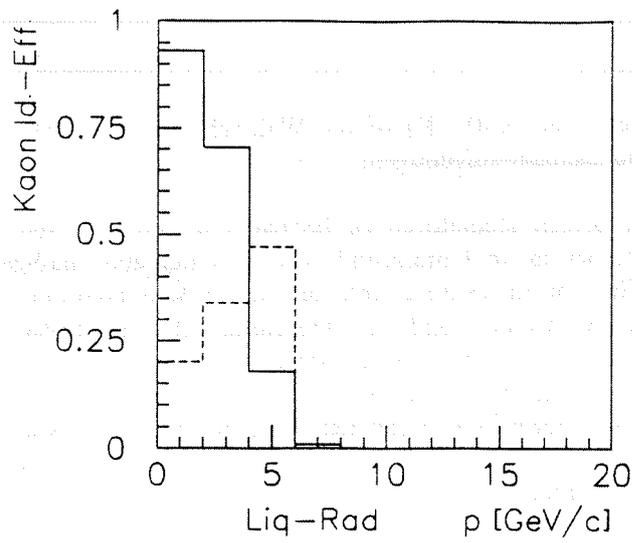


Abbildung 32:

Kaon-Identifizierungswahrscheinlichkeit. Die Wahrscheinlichkeiten sind für die beiden Radiatoren getrennt sowie für die Kombination der beiden gezeigt. Auf der linken Seite sind gestrichelt jeweils die Untergrund-zu-Signal-Verhältnisse mit eingezeichnet.

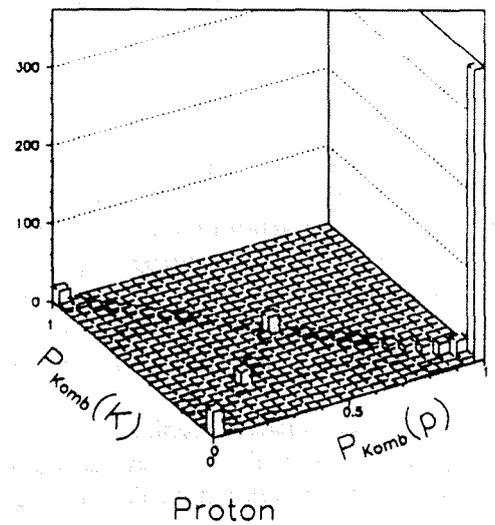
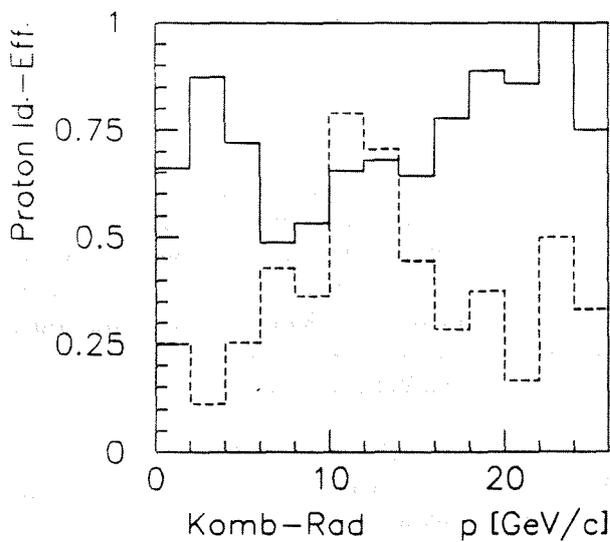
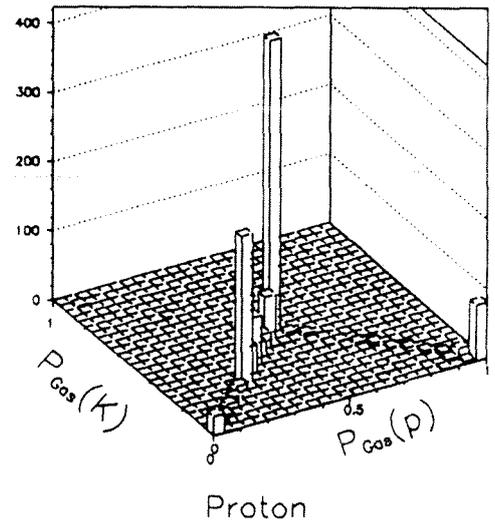
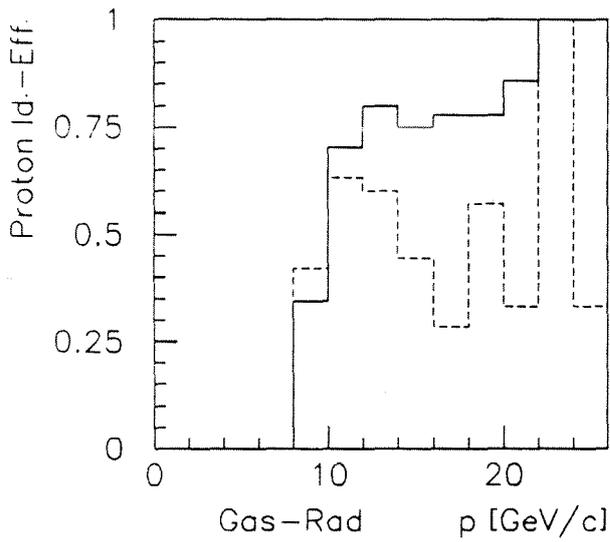
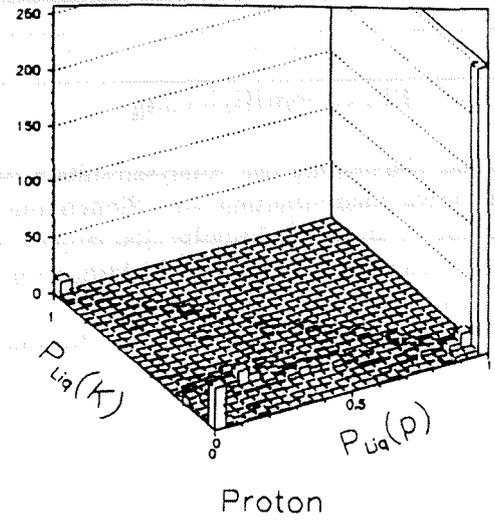
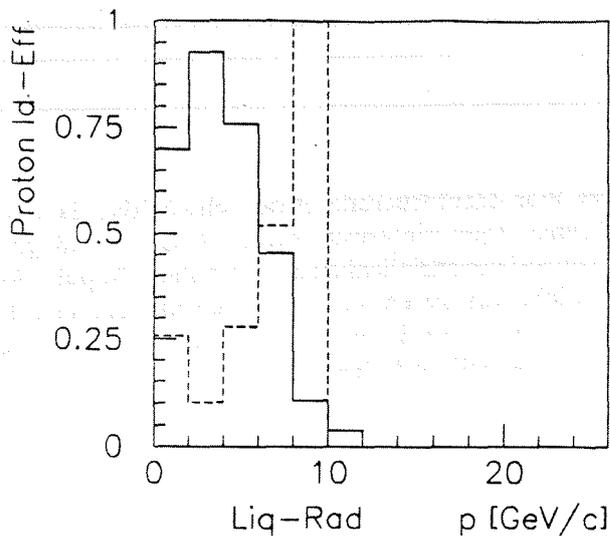
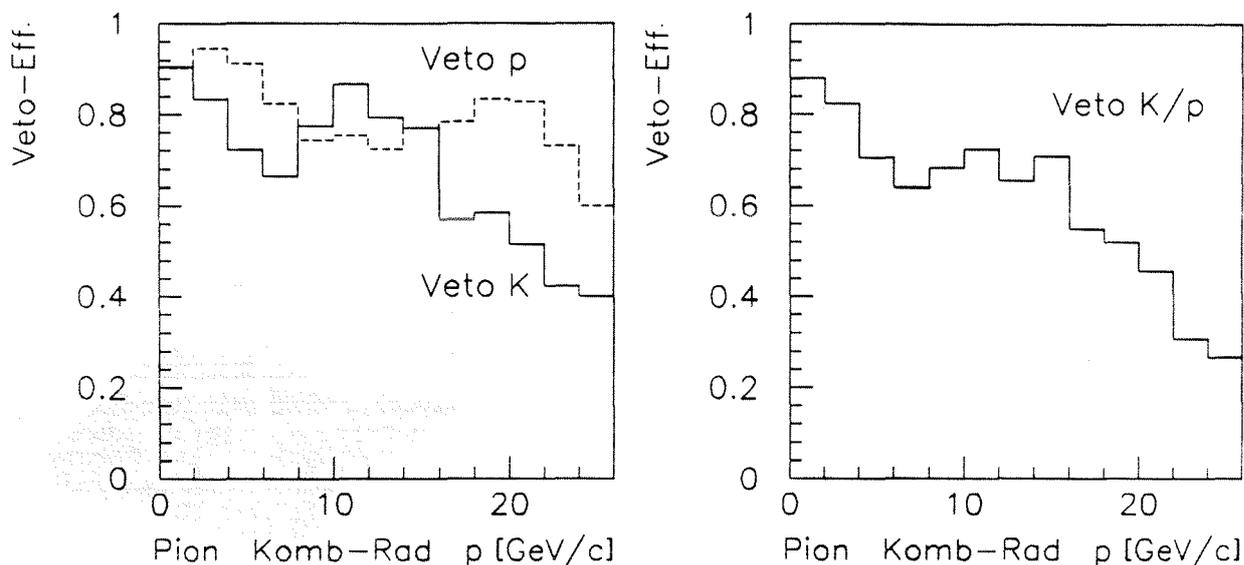


Abbildung 33:

Proton-Identifizierungswahrscheinlichkeit. Die Wahrscheinlichkeiten sind für die beiden Radiatoren getrennt sowie für die Kombination der beiden gezeigt. Auf der linken Seite sind gestrichelt jeweils die Untergrund-zu-Signal-Verhältnisse mit eingezeichnet. Der statistische Fehler steigt oberhalb 20 GeV/c auf 14%.

### 8.4.3 Pion-Identifizierung

Eine Darstellung der Analyseresultate ist im Fall der Pion-Identifizierung etwas schwieriger, da eine positive Identifizierung von Pionen nur in einem kleinen Impulsintervall von 2–4 GeV/c erfolgen kann. Für andere Impulse überlappen Müon- und Pion-Wahrscheinlichkeiten, für höhere Impulse ist auch eine Trennung gegen Elektronen nicht mehr möglich. Aus diesem Grunde sollen hier die Vetoef-fizienzen gegen Kaonen, Protonen und Kaonen und Protonen gemeinsam gezeigt werden. Abbildung 34 zeigt diese Effizienzen, die für Protonen bis 30 GeV/c oberhalb 50% liegt.



$B/S \approx 10\%$  unabhängig von  $p$ .

Abbildung 34: Pion-Vetowahrscheinlichkeiten gegen Kaonen und Protonen

### 8.4.4 Elektron-Identifizierung

Außer zur Identifizierung von Hadronen läßt sich der RICH auch bei der Analyse von Elektronen einsetzen. Im Bereich mittlerer Impulse kann so eine Unterstützung der mit den elektromagnetischen Kalorimetern vorgenommenen  $e$ - $\pi$ -Trennung erfolgen. Abbildung 35 auf Seite 99 zeigt die Wahrscheinlichkeit für die Identifizierung von Elektronen in den beiden Radiatoren sowie bei Kombination der beiden Informationen. Wie erwartet trägt der Flüssigkeitsradiator hier kaum zur Identifizierung bei. Bei Kombination der beiden Informationen zeigt sich für Impulse bis zu 4 GeV/c eine befriedigende Effizienz. Das Untergrundverhältnis liegt zwischen 2 und 4 GeV/c bei etwa 50%.

Neben der Identifizierungseffizienz ist in Abbildung 35 auf Seite 99 auch die Vetoeffizienz für Elektronen gezeigt. Diese gibt an, wieviele wahre Elektronen mit einer  $\pi$ -Wahrscheinlichkeit kleiner 5% (Veto  $\pi$ ) oder einer  $e$ -Wahrscheinlichkeit kleiner 5% (Veto  $e$ ) analysiert werden.

Es zeigt sich, daß oberhalb 6 GeV/c keine Trennung mehr vorgenommen werden kann. Die hohe Zahl fälschlich unterdrückter Elektronen ist auf Probleme bei der Impulsbestimmung zurückzuführen. Die Ursache hierfür liegt in sekundären Wechselwirkungen, die für Elektronen vermehrt auftreten.

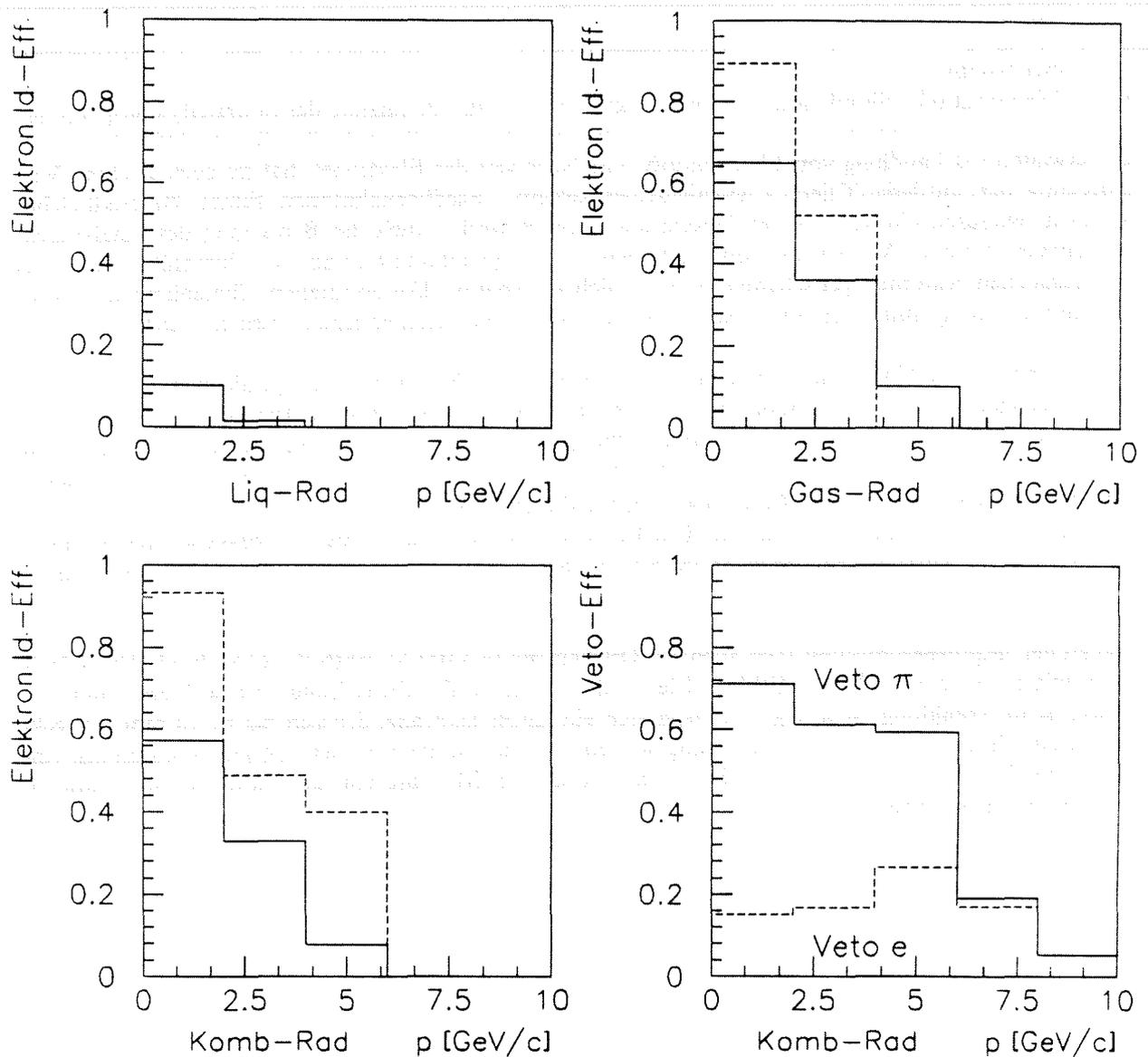


Abbildung 35: Elektron-Identifizierungs- und Vetowahrscheinlichkeiten. In den Identifizierungsabbildungen sind gestrichelt jeweils die Untergrund-zu-Signal-Verhältnisse mit eingezeichnet.

### 8.4.5 Diskussion qualitätsbeeinflussender Größen

Vergleicht man die in den vorangegangenen Kapiteln präsentierten Ergebnisse mit früher gemachten Studien [117] so zeigt sich eine leichte Verschlechterung der Eigenschaften. Die dazu führenden Gründe sind:

- Eine detailliertere Simulation der Proportionalkammereigenschaften, die Emission von Feedbackphotonen<sup>57</sup>, eine Berücksichtigung der Eigenschaften der angeschlossenen Elektronik sowie die Benutzung einer Cluster-Rekonstruktion, die die Korrelation von Signaldrähten und Katho-

<sup>57</sup> Unter Feedbackphotonen versteht man Photonen, die während des Avalanche-Prozesses insbesondere bei sehr hohen Verstärkungsfaktoren emittiert werden, selbst wieder in Elektronen konvertieren und anschließend nachgewiesen werden.

den erstellt.

- Die realistische Simulation der Spurdetektoren sowie die Benutzung der Spuranalyseprogramme.

Die erweiterte Behandlung von Elektrondrift und Nachweis der Elektronen hat zu einer leichten Vergrößerung der mittleren Cherenkovwinkelfehler geführt. Feedbackphotonen führen zu zusätzlichen Signalen, wodurch ein korrelierter Untergrund erzeugt wird. Auch die Benutzung des Analyseprogrammteils, der eine Assoziation von Kathoden- und Signaldrahtinformationen durchführt, führt bei den gegebenen Kammereigenschaften zu zusätzlichen Fehlern. Die ermittelten Cherenkovfehler stimmen nun allerdings mit Werten überein, die bei Prototypmessungen ermittelt wurden [126].

Der entscheidende Unterschied liegt in der realistischeren Benutzung der Spurdetektoren mit ihren Analyseprogrammen. Dies erlaubt eine Berücksichtigung der verschiedenen Probleme der Spurrekonstruktion. Schon ein sehr sanfter Schnitt auf die Qualität der Impulsmessung, auf die Komponenten,  $\delta p_{xyz} < 0.1 \cdot p_{x,y,z}$ , und den Gesamtimpuls,  $\delta p < 0.15 \cdot p$ , verbessert das Untergrund-zu-Signal-Verhältnis um etwa 30% sowohl für die Kaon- als auch für die Protonanalyse. Dabei ist  $\delta p$  die Differenz von simuliertem und analysiertem Impuls. Die Effizienz verbessert sich hingegen praktisch nicht. Dazu müßten die in Betracht gezogenen Spurfelder kleiner werden, die zu einer Aufweichung der Analysekraft des RICH führen.

Neben der Impulsbestimmung zeigt auch die Ortsbestimmung der Durchstoßpunkte durch den Flüssigkeitsradiator einen recht hohen Fehler. Die mittlere transversale Abweichung vom wahren Durchstoßpunkt ist in Abbildung 36 gezeigt. Es zeigt sich ein langer Schwanz, der sich bis zu 10 mm erstreckt. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß der mittlere Fehler der Ortsbestimmung einer einzelnen Photonkonversion etwa 1.5–2 mm beträgt, bei Messung von 20 Photonen der Spurfelder mithin dominierend ist.

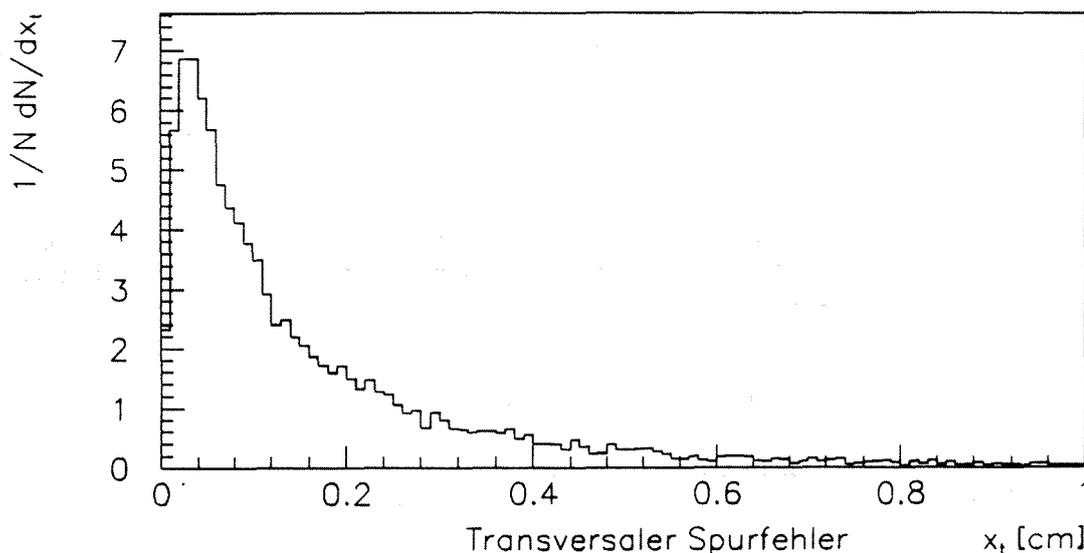


Abbildung 36: Transversaler Spurfelder

Ein Grund für die relativ hohe transversale Ungenauigkeit liegt in der Extrapolation von Spuren. Nachdem der Spurfelder durchgeführt wurde, werden die Parameter des Teilchens auf einer Referenzebene nahe der Strahlachse definiert. Die Bestimmung der Durchstoßpunkte durch die RICH-Radiatoren

erfolgt anschließend durch Extrapolation der Spurparameter zu den gewünschten Ebenen hin. Dabei wird nun nicht mehr die tatsächliche gemessene Spur berücksichtigt, die ja bis sehr kurz vor den Flüssigkeitsradiator bekannt ist. Verbesserungen der Fit- und Extrapolationsprogramme sollten hier eine deutliche Verbesserung ermöglichen.

Verschiedene Ideen wurden überprüft, die eine Verbesserung des Untergrundverhältnisses versprachen:

- Die Forderung der Existenz von Gas- und Flüssigkeitsradiator- Informationen.
- Härtere Schnitte auf die Größe  $\Sigma P_{i\text{Liq}} \cdot P_{i\text{Gas}}$ , also die Konsistenz der beiden Radiatoranalysen.
- Die Benutzung anderer Schwellenwahrscheinlichkeiten.

Meist zeigt sich eine relativ starke Abnahme der Effizienz bei weniger stark fallendem Untergrundverhältnis. Derartige Analysen sollten jedoch im Rahmen einer speziellen physikalischen Fragestellung wiederholt werden.

#### 8.4.6 Kalibrierung des Barrel-RICH

Besonders kritisch bei der Analyse der RICH-Daten ist eine gute Kalibrierung von  $T_0$  und Driftgeschwindigkeit in TPC und RICH. Fehler dieser beiden Größen führen zu einer systematischen Verschiebung des mittleren Cherenkovwinkels und damit zu einer veränderten Teilchenidentifizierung.

Auf der RICH-Seite stehen zur Kalibrierung ein Laser-Kalibrierungssystem zur Verfügung, das die Driftgeschwindigkeit auf besser 1% Genauigkeit bestimmt, sowie ein Programmpaket, das es ermöglicht, interaktiv sämtliche Baugruppen zueinander auszurichten, sowie  $T_0$ , Brechungsindex oder Driftgeschwindigkeit zu ermitteln [127].

Auf einen interessanten Effekt sei hier hingewiesen, der eine erste Bestimmung der RICH-Parameter vereinfacht. Aufgrund der Fokussierung der Gasphotonen führen kleinere  $T_0$ - und  $v_{\text{Drift}}$ -Fehler der TPC zu keinem Effekt auf die Lage der Gasringe. Es ist damit möglich,  $T_0$  und  $v_{\text{Drift}}$  des RICH unabhängig zu bestimmen.

Eine vollständige Kalibrierung aller RICH-Parameter setzt jedoch eine korrekte Bestimmung der Teilchenparameter durch die Spurdetektoren voraus. Da diese Kalibrierung recht zeitaufwendig ist, wird man mit einer genauen Analyse der RICH-Informationen warten müssen, bis die Kalibrierung der Spurdetektoren abgeschlossen ist.



## Kapitel 9

### Vorschlag für die Suche nach magnetischen Monopolen

Im Jahre 1931 wurde von Dirac auf die Möglichkeit der Existenz magnetischer Monopole hingewiesen. Die verschiedenen bisher durchgeführten Suchen nach diesen exotischen Teilchen haben zu negativen Ergebnissen geführt. Im folgenden soll gezeigt werden, daß diese Suche mit DELPHI auf eine neue Weise durchgeführt werden kann. Sollten keine Signale gefunden werden, so ließen sich die derzeitigen Massengrenzen signifikant verbessern.

#### 9.1 Das Modell magnetischer Monopole

1948 veröffentlichte Dirac "The Theory of Magnetic Monopoles" [128], eine komplette dynamische Theorie, die die Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Monopolen beschreibt. Ausgehend von den Maxwellgleichungen<sup>58</sup> bei Benutzung des die Felder E und B enthaltenden antisymmetrischen Tensors  $F_{\mu\nu}$  und seines dualen Tensors  $\tilde{F}_{\mu\nu}$ ,

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = -\frac{4\pi}{c} j_\mu \quad \text{und} \quad \frac{\partial \tilde{F}_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = 0, \quad (46)$$

führt er in symmetrischer Weise einen magnetischen Stromvektor  $k_\mu$  ein:

$$\frac{\partial \tilde{F}_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = -\frac{4\pi}{c} k_\mu \quad (47)$$

In völliger Symmetrie erhält man so zur elektrischen Ladung  $e$  die magnetische Ladung  $g$ . Eine quantenmechanische Betrachtung der eingeführten Gleichungen ergibt eine Verknüpfung der elektrischen und magnetische Ladung:

$$e_0 g_0 = \frac{1}{2} \hbar c \quad \text{bzw.} \quad eg = \frac{1}{2} n \hbar c \quad (48)$$

$e_0$  und  $g_0$  sind dabei die kleinsten Einheitsladungen und  $n$  eine ganze Zahl. Bei Annahme der Elektronenladung als kleinster Ladung ergibt sich:

$$e_0^2 = \frac{1}{137} \hbar c \quad \text{und} \quad g_0^2 = \frac{137}{4} \hbar c$$
$$\frac{g_0^2}{e_0^2} = \frac{137^2}{4} \cong 4692 \quad (49)$$

Sollten freie Quarks beobachtet werden, so würde  $e_0$  ein Drittel des genannten Wertes betragen und  $g_0$  entsprechend wachsen.

---

<sup>58</sup> Diese Gleichungen sind im Gaußsystem angegeben.

Die Größe von  $g_0$  hat, im Vergleich zur Ionisationsrate eines minimal ionisierenden Teilchens  $(dE/dx)_{\min}$ , eine enorm hohe Ionisationsrate  $dE/dx$  zur Folge [129]:

$$\frac{dE/dx}{(dE/dx)_{\min}} = n^2 \beta^2 \frac{g_0^2}{e_0^2} \quad (50)$$

$\beta$  bezieht sich hier auf die Geschwindigkeit  $v$  des Monopols, also  $\beta = v/c$ . Neben dieser großen Ionisation, die zu einem hohen Energieverlust in Materie führt, ist ein weiterer Effekt interessant: Monopole können im magnetischen Feld Energie gewinnen. Dieser Energiegewinn beträgt bei einer durchlaufenen Wegstrecke  $l$  (im Gaußsystem):

$$E = ng_0 \vec{B} \vec{l},$$

Dies führt entlang den magnetischen Feldlinien innerhalb von DELPHI bei einem Feld von 1.2 T zu einem Energiegewinn von 24.6 GeV/m ( $n=1$ ).

## 9.2 Strategie der Suche nach Monopolen mit dem DELPHI-Detektor

Bisherige Experimente benutzten zum Nachweis von Monopolen Lexanfolien. Nach Durchgang hoch ionisierender Spuren zeigen diese Folien Einschüsse, wenn sie in einer 15% NaCl-Lösung entwickelt werden [130]. Der Vorteil der so aufgebauten Monopoldetektoren ist der geringe Materialaufwand und die unproblematische Analyse des Experiments. Zusätzlich ist dieser Detektortyp auch auf Monopole sensitiv, für die  $g = ng_0$  mit  $n > 1$  ist. Ein Experiment dieser Art wurde auch für LEP vorgeschlagen [131]. Der Nachteil dieses Experiments liegt in der Tatsache begründet, daß die Luminosität in den noch zur Verfügung stehenden Wechselwirkungszonen stark unter derjenigen der vier Hauptwechselwirkungszonen liegt.

Dieser Nachteil könnte durch die Suche nach Monopolen mit einem der großen Experimente kostengünstig überwunden werden. Aufgrund seines Aufbaus bietet sich DELPHI dazu besonders an. Minimale Modifikationen würden es erlauben, nach einem Tag Datennahme die bisher mit anderen Experimenten durchgeführten Untersuchungen in einem erweiterten Parameterraum durchzuführen und bei Abwesenheit von Signalen die derzeit bestehenden Massengrenzen signifikant zu verbessern.

Aufgrund der enormen Ionisation wird ein Nachweis von Monopolen bei Normalbetrieb der verschiedenen DELPHI-Subdetektoren nicht gelingen. Für die TPC erwartet man zum Beispiel, daß die deponierte Ladung zum Ansprechen eines ganzen Sektors führt und damit die Kapazität der Ausleseelektronik übersteigt. Da es bei der Suche nach Monopolen von essentieller Bedeutung ist, möglichst wenig Materie vor dem sensitiven Bereich des Detektors zu haben, kommt in DELPHI nur der Innere Detektor ID zur Monopolsuche in Betracht. Verringert man die Betriebsspannung dieses Detektors derart, daß normale Ereignisse nicht mehr zu einem Ansprechen der Elektronik führen, so kann man diesen Detektor zum Nachweis von Monopol-Antimonopol-Paaren benutzen. Getriggert würde die Ereignisauslese durch den schon vorhandenen ID-Trigger. Der Vorteil der Benutzung eines Spurdetektors liegt auf der Hand: im Fall des Auffindens eines Ereignisses würde man saubere Spuren beobachten. Dadurch könnte man hypothetische Teilchen mit sehr hoher elektrischer Ladung, die senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt werden, und Monopole, die parallel zum Magnetfeld abgelenkt werden, unterscheiden.

Der Effekt einer Verringerung der ID-Betriebsspannung für DELPHI ist dabei klein:

- Der bisher in der Koinzidenz ID-OD benutzte Spurtrigger würde bei leicht erhöhter Rate als OD back-to-back Trigger weiter arbeiten.

- Die Impulsauflösung für leptonische Ereignisse im Barrel-Bereich wird im wesentlichen bestimmt durch die Kombination von OD- und TPC-Information, weshalb nur eine kleine Verschlechterung in Kauf genommen werden müsste.
- Der Zeitaufwand für diese Messung liegt in der Größenordnung von nur einem Tag.

Die Zeitabschätzung basiert dabei auf der Annahme einer integrierten Luminosität von  $10^{35} \text{ cm}^{-2}$ , die die Basis bildet für den schon angesprochenen Vorschlag eines LEP-Experimentes zur Suche hoch ionisierender Teilchen. Bei Annahme einer Akzeptanz von etwa 50% könnte der Wirkungsquerschnitt für isotrope Monopol-Antimonopol-Produktion bis zu einer Größe von  $\sigma_{\text{lim}} = 6 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^{-2}$  bei einer Konfidenz von 95% ausgeschlossen werden.

Folgende Randbedingungen sind dabei zu beachten, die eine mögliche obere Massengrenze unter  $E_{\text{CM}}/2$  drücken.

- Studien des Energieverlusts  $dE/dx$  zeigen, daß bei abgeschaltetem Magnetfeld mit dem gegebenen Energieverlust ( $n=1$ )-Monopole einer Masse bis zu  $41 \text{ GeV}/c^2$  den ID vollständig durchfliegen und damit ein Ansprechen des Triggers sichern.
- Bei eingeschaltetem Magnetfeld ist der Energiegewinn im magnetischen Feld so groß, daß Monopolpaare die ID-Triggerlagen nicht mehr erreichen, sondern auf die Vorwärtsdetektoren zu beschleunigt werden. ( $n=1$ )-Monopole können bei Berücksichtigung dieses Effekts bis zu einer Masse von  $40 \text{ GeV}/c^2$  untersucht werden.

Die beiden vorgenannten Effekte führen dazu, daß nur ( $n=1$ )-Monopole untersucht werden können. Eine genaue Definition des Schwellenverlaufs in der Nähe der Massengrenze bedarf dabei einer ausführlicheren Akzeptanzstudie.

In Abbildung 37 auf Seite 106 sind die Massengrenzen verschiedener Experimente bei Annahme einer isotropen Produktion gezeigt [131]. Die Grenzen sind für  $R = \sigma_{\text{lim}}(m)/[(g/e)^2 \sigma_{\mu\mu}]$  angegeben, wobei  $\sigma_{\mu\mu}$  der QED-Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Fermion-Antifermion-Paares ist. Die mögliche DELPHI-Grenze bei einem Tag Datennahme mit einer integrierten Luminosität  $L \cong 10^{35} \text{ cm}^{-2}$  ist zusätzlich eingezeichnet, wobei sich die Grenze bis  $40 \text{ GeV}/c^2$  erstreckt. Der naive Wirkungsquerschnitt für Monopol-Paarproduktion liegt in der Größenordnung  $R=1$ . Genauere theoretische Vorhersagen sind hierfür allerdings, ebenso wie für die  $Z^0$ -Zerfallsbreite in Monopolpaare, nicht vorhanden [132]. Aus diesem Grund ist eine möglichst hohe integrierte Luminosität wünschenswert.

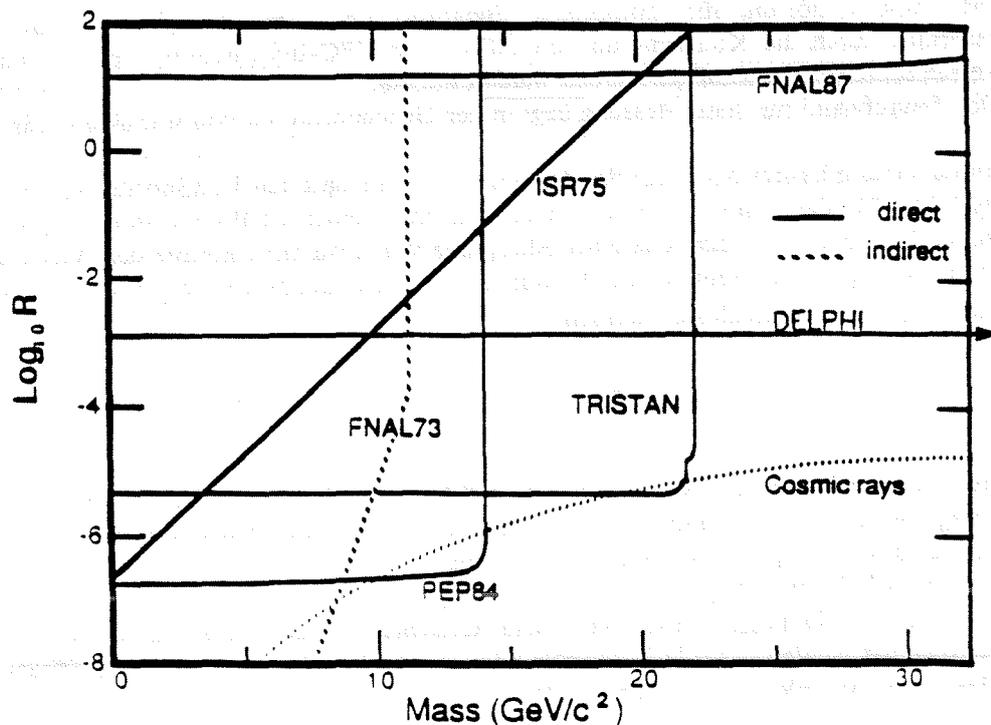


Abbildung 37:

Monopol Massengrenzen. Die Grenzen sind für  $R = \sigma_{\text{lim}}(m) / [(g/e)^2 \sigma_{\mu\mu}]$  angegeben, wobei  $\sigma_{\mu\mu}$  der QED-Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Fermion-Antifermion-Paares ist. Für DELPHI gilt die angegebene Grenze bei  $n=1$ , für die meisten anderen Experimente bei  $n \leq 3$ .

## Kapitel 10

### Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden erste hadronische Zerfälle des  $Z^0$ -Vektorbosons untersucht, die mit Teilkomponenten des DELPHI-Detektors in den ersten Monaten der Datennahme am  $e^+e^-$ -Beschleuniger LEP auf der  $Z^0$ -Resonanz bei 91 GeV gemessen wurden.

Inklusive Verteilungen einzelner Teilchen und Variablen der Ereignistopologie wurden präsentiert sowie deren Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Vergleich mit Daten anderer  $e^+e^-$ -Beschleuniger diskutiert. Ein Vergleich mit Modellvorhersagen ergibt eine gute Übereinstimmung mit den bei kleiner Schwerpunktsenergie optimierten Parton-Schauer-Modellen Lund 6.3 und HERWIG 3.4. Letzteres zeigt jedoch die Tendenz, einen zu großen Teilchenfluß aus der Ereignisebene heraus vorherzusagen. Die Gegenüberstellung von Daten und zwei bei kleineren Schwerpunktsenergien optimierten Matricelement-Programmen in zweiter Ordnung  $\alpha_s$  zeigt die Notwendigkeit einer neuen Optimierung der Modellparameter. Besonders die auf eine Multigluon-Emission sensitiven Größen Minor, Aplanarität und  $p_T^{out}$  zeigen eine Unterschätzung des Teilchenflusses aus der Ereignisebene heraus.

Die Mittelwerte der inklusiven Größen  $p_T^{in}$  und  $p_T^{out}$  sowie der ereignistopologischen Größen Thrust  $T$ , Minor  $m$ , Sphärizität  $S$  und Aplanarität  $A$  wurden bestimmt, wobei die ereignistopologischen Größen auf die nicht gemessene neutrale Komponente der Ereignisse korrigiert wurden. Die angegebenen Fehler enthalten statistische und systematische Fehler.

$$\begin{aligned} \langle T \rangle &= 0.934 \pm 0.003 & \langle m \rangle &= 0.096 \pm 0.003 \\ \langle S \rangle &= 0.073 \pm 0.004 & \langle A \rangle &= 0.0121 \pm 0.0014 \\ \langle p_T^{in} \rangle &= 0.434 \pm 0.014 \text{ GeV}/c & \langle p_T^{out} \rangle &= 0.231 \pm 0.007 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

Die Messung der Multiplizität geladener Teilchen in hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen ergibt:

$$\langle n_{gel} \rangle = 20.6 \pm 1.0 \text{ (stat. + syst)}$$

Dieser Wert stimmt gut mit QCD-Vorhersagen, basierend auf Meßergebnissen im Energiebereich 10–40 GeV, überein. Eine Anpassung der in "next-to-leading order" gewonnenen Vorhersagen an Meßergebnisse im Bereich 7–91 GeV zeigt eine hervorragende Übereinstimmung der Daten mit den Vorhersagen. Der QCD-Parameter  $\Lambda$  wurde dabei als prozeßabhängiger Parameter bestimmt zu

$$\Lambda_{Mult} = 156_{-49}^{+63} \text{ MeV}$$

Basierend auf der Analyse hadronischer Ereignisse wurde in dem Datensatz von 2175 hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen nach neuen schweren Quarks gesucht, dem Top-Quark und einem 1/3-geladenen Quark  $b'$  einer möglichen vierten Generation. Dabei wurde das Hauptgewicht auf die Suche nach Zerfallskanälen gelegt, die nicht an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern untersucht wurden. Weder im Standardmodell vorhergesagte Zerfallssignaturen sind dabei gefunden worden noch solche, die in erweiterten Modellen mit geladenen Higgs-Skalaren auftreten können:  $t \rightarrow bH^+$  und  $b' \rightarrow cH^-$ . Dies resultiert in Massengrenzen im Bereich von 44–45 GeV/c<sup>2</sup> nahe dem kinematischen Limit. Zusammen mit den Ergebnissen aus der Bestimmung der  $Z^0$ -Parameter führt dies zu der Aussage, keine Anzeichen für die Existenz einer vierten Generation von Elementarteilchen gefunden zu haben.

Im Anschluß an diese Studien wurden Simulationsstudien zu zukünftig möglichen Teilchenidentifizierungen mit dem Barrel-RICH-Detektor diskutiert sowie die Funktionsweise und die Hauptprobleme einer Analyse der RICH-Daten. Es zeigt sich die Notwendigkeit einer sehr genauen Kalibrierung der Spurdetektoren und des RICH-Detektors.

Abschließend wurde ein Vorschlag zur unkonventionellen Suche nach magnetischen Monopolen mit dem DELPHI-Detektor unterbreitet. Eine Meßzeit von einem Tag reicht aus, bei Nichtauffinden von Signalen bestehende Massengrenzen signifikant zu verbessern. Der Effekt auf die DELPHI-Datennahme ist dabei gering.

## Referenzen

1. UA2 Kollaboration, M.Banner u.a., Phys. Lett. B 122 (1983) 476.
2. UA1 Kollaboration, G.Arnison u.a., Phys. Lett. B 147 (1984) 241.
3. B.de Wit and A.Hey, Gauge theories in particle physics, Vol 1 (North-Holland, 1986).
4. Particle Data Group, Phys. Lett. B 204 (1988) 115.
5. G 't Hooft, Nucl. Phys. B 33, (1971) 173.
6. H.D.Politzer, Phys. Rep. C 14, (1973) 129.
7. W.Marziano und H.Pagels, Phys. Rep. C 36, (1978) 137.
8. M.Bace, Phys. Lett. B 78, (1978) 132.
9. W.A.Bardeen u.a., Phys. Rep. D 18, (1978) 3998.
10. S.L.Glashow, Nucl. Phys. B 22 (1961) 579.
11. S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
12. S.L.Glashow, I.Iliopoulos, L.Maiani, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285.
13. M.Kobayashi, K.Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
14. P.W.Higgs. Phys. Lett. 12 (1964) 132.
15. P.W.Higgs. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
16. P.W.Higgs. Phys. Rev. 145 (1966) 145.
17. Opál Kollaboration, M.Z.Akrawy u.a., CERN-EP/90-100 (1990).
18. Particle Data Group, Phys. Lett. B 204 (1988) 107.
19. O.Nachtmann, Elementarteilchenphysik – Phänomene und Konzepte (Vieweg, 1986).
20. M.Caffo, E.Remiddi, CERN 89-08, Vol 1, 173.
21. M.Consolik, W.Hollik, F.Jegerlehner, CERN 89-08, Vol 1, 7.
22. M.Böhm, W.Hollik u.a., CERN 89-08, Vol 1, 203.
23. D.A.Ross, J.C.Taylor, Nucl. Phys. B 51 (1973) 25.
24. A.Sirlin, Phys. Rev. D 22 (1980) 971.
25. A.A.Akhundov, D.Y.Bardin und T.Riemann, Nucl. Phys. B 276 (1986) 1.
26. F.A.Berends u.a., CERN 89-08, Vol 1 (1989) 89.
27. J.H.Kühn, P.M.Zerwas, MPI-PAE/PTh 49/89.
28. J.Schwinger, "Particles, Sources and Fields", Vol 2, (Addison-Wesley, New York, 1973).
29. J.Jersak, E.Laermann and P.M.Zerwas, Phys. Lett. B 98 (1981) 363 und Phys. Rev. D 25 (1982) 1218.
30. A.Djouadi, J.H.Kühn, P.M.Zerwas, MPI – PAE/PTh 48/89.
31. J.H.Kühn, A.Reiter, P.M.Zerwas, Nucl. Phys. B 272 (1986) 560.
32. W.F.L.Hollik, Z. Phys. C 43 (1989) 497.
33. M.Dine und J.Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668.
34. K.G.Chetyrkin, A.L.Kataev und F.V.Tachov, Phys. Lett. B 85 (1979) 277.
35. W.Celmaster und R.J.Gonsalves, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 560.
36. CERN/LEP Brochüre, Public Relation Service, CERN, CH 1211 Genf.
37. Large Electron-Positron Storage Ring, Technical notebook, CERN Publications, CERN, CH 1211 Genf, November 1989.
38. DELPHI Kollaboration, DELPHI 82/1 (1982). *DELPHI, a Detektor with Lepton, Photon and Hadron Identification.*
39. DELPHI Kollaboration, DELPHI 82/2 (1982). *Physics aims of the DELPHI Collaboration.*
40. DELPHI Kollaboration, DELPHI 83/66 (1983). *Technical Proposal.*
41. DELPHI Kollaboration, P.Aarnio u.a., CERN-PPE/90 – 128 (1990), zu veröffentlichen in Nucl. Inst. Meth.
42. F.A.Berends, R.Kleiss und S.Jadach, Comp. Phys. Commun. 29 (1983) 185.
43. T.Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. 27 (1982) 243, 28 (1983) 229.

44. T.Sjöstrand and M.Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.* 43 (1987) 367.
45. B.van Eijk, DELPHI 89/39 (1989).
46. L3 Kollaboration, B.Adeva u.a., *Phys. Lett. B* 231 (1989) 509.
47. ALEPH Kollaboration, D.Decamp u.a., *Phys. Lett. B* 231 (1989) 519.
48. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy u.a., *Phys. Lett. B* 231 (1989) 530.
49. DELPHI Kollaboration, P.Aarnio u.a., *Phys. Lett. B* 231 (1989) 539.
50. I.Herbst, Diplomarbeit, Uni Wuppertal, WU D 86-15.
51. P.Antilogus, LAL 88-19 (1988).
52. H.J.Hilke, DELPHI 82/10 (1982).
53. F.Fulda-Quenzer, J.Haissinski, B.Jean-Marie, J.Pagot, LAL 84 – 38 (1984).
54. P.Delpierre und H.J.Hilke, DELPHI 82/18 (1982).
55. P.Lorenz, Doktorarbeit, Uni Wuppertal, WU B 89-2
56. K.Brand, Diplomarbeit, Uni Wuppertal, WU D 89-3.
57. P.Checchia u.a., DELPHI 90/5 (1990).
58. R.Kleiss u.a., CERN 89-08, Vol 3 (1989) 1.
59. T.Sjöstrand u.a., CERN 89-08, Vol 3 (1989) 143.
60. R.K.Ellis, D.A.Ross und E.A.Terrano, *Nucl. Phys. B* 178 (1981) 241.
61. F.Gutbrod, G.Kramer und G.Schierholz, *Z. Phys. C* 21 (1984) 235.
62. G.Marchesini und B.R.Webber, *Nucl. Phys. B* 238 (1984) 1.
63. K.J.F.Gaemers, J.A.M.Vermaseren, *Z. Physik C* 7 (1980) 81.
64. A.Ali u.a., *Nucl. Phys. B* 167 (1980) 454.
65. D.Danckaert u.a., *Phys. Lett. B* 114 (1982) 203.
66. K.Hagiwara, D.Zeppenfeld, *Nucl. Phys. B* 313 (1989) 560.
67. N.K.Falck, D.Graudenz, G.Kramer, *Phys. Lett. B* 220 (1989) 299.
68. F.A.Berends, W.T.Giele, H.Kuijf, Leiden Preprint 98 – 0055 (1988).
69. G.Altarelli, G.Parisi, *Nucl. Phys. B* 126 (1977) 298.
70. R.D.Field, R.P.Feynman, *Nucl. Phys. B* 136 (1978) 1.
71. G.C.Fox, S.Wolfram, *Nucl. Phys. B* 168 (1980) 285.
72. R.D.Field, S.Wolfram, *Nucl. Phys. B* 213 (1983) 65.
73. F.A.Berends, P.H.Daverfeld, R.Kleiss, *Comp. Phys. Commun.* 40 (1985) 285.
74. N.Magnussen, Doktorarbeit, Uni. Wuppertal (1988); DESY F22-89-01.
75. S.Bethke, LBL – 26958 (1989).
76. JADE Kollaboration, W.Bartel u.a., *Z. Phys. C* 33 (1986) 23.
77. MARK II Kollaboration, A.Petersen u.a., *Phys. Rev. C* 37 (1988) 1.
78. HRS Kollaboration, D.Bender u.a., *Phys. Rev. D* 31 (1985) 1.
79. TASSO Kollaboration, M.Althoff u.a., *Z. Phys. C* 22 (1984) 307.
80. TASSO Kollaboration, W.Braunschweig u.a., *Z. Phys. C* 41 (1988) 359.
81. AMY Kollaboration, Y.K.Li u.a., KEK preprint 89-149.
82. MARK II Kollaboration, G.S.Abrams u.a., *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1558.
83. B.R.Webber, *Phys. Lett. B* 143 (1984) 501.
84. LENA Kollaboration, B.Niczyporuk u.a., *Z. Phys. C* 9 (1981) 1.
85. JADE Kollaboration, W.Bartel u.a., *Z. Phys. C* 20 (1983) 187.
86. CLEO Kollaboration, M.S.Alam u.a., *Phys. Rev. Lett.* 49 (1982) 357.
87. TOPAZ Kollaboration, M.Yamauchi, XXIV International Conference on High Energy Physics, ed. R.Kotthaus, J.H.Kühn (Springer Verlag, 1988).
88. MARK II Kollaboration, G.S.Abrams u.a., *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 1334.
89. DELPHI Kollaboration, P.Aarnio u.a., *Phys. Lett. B* 240 (1990) 271.
90. ALEPH Kollaboration, D.Decamp u.a., *Phys. Lett. B* 234 (1990) 212.
91. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy u.a., CERN-EP/90-48.
92. DELPHI Kollaboration, P.Abreu u.a., CERN-PPE/90-117 (1990).
93. P.J.Franzini u.a., CERN 89-08, Vol 2 (1989) 58.
94. UA1 Kollaboration, C.Albajar u.a., *Z. Phys. C* 37 (1988) 505.

95. UA2 Kollaboration, T.Akesson u.a., Z. Phys. C 46 (1990) 179.
96. CDF Kollaboration, F.Abe u.a., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 142, 147.
97. S.L.Glashow und E.E.Jenkins, Phys. Lett. B 196 (1987) 233.
98. G.Burgers, F.Jegerlehner u.a., CERN 89-08, Vol 1, 55.
99. A.Blondel, CERN-EP 89-84 (1989).
100. J.Ellis, J.S.Hagelin und S.Rudaz, Phys. Lett. B 192 (1987) 201.
101. ARGUS Kollaboration, H.Albrecht u.a., Phys. Lett. B 192 (1987) 245.
102. DELPHI Kollaboration, P.Abreu u.a., Phys. Lett. B 241 (1990) 425.
103. I.Herbst, DELPHI 89/11 (1989). *Search for top in the Standard Model and in the Glashow Scenario.*
104. J.H.Kühn und P.M.Zerwas, Phys. Rep. 167 (1988) 321.
105. G.Burgers, Programm ZHADRO, Referenzen zu CERN-TH/5119/88.
106. S.Güsken, J.H.Kühn und P.M.Zerwas, Phys. Lett. B 155 (1985) 185.
107. Particle Data Group, Phys. Lett. B 204 (1988) 80,81.
108. DELPHI Kollaboration, P.Abreu u.a., Phys. Lett. B 242 (1990) 536.
109. Mark II Kollaboration, G.S.Abrams u.a., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2447.
110. ALEPH Kollaboration, D.Decamp u.a., Phys. Lett. B 236 (1990) 511.
111. OPAL Kollaboration, M.Z.Akrawy u.a., Phys. Lett. B 236 (1990) 364.
112. DELPHI Kollaboration, P.Abreu u.a., Phys. Lett. B 241 (1990) 449.
113. R.Arnold u.a., Teil A und B, Nucl. Instr. and Meth. A 270 (1988) 255-318.
114. The Barrel RICH construction group, DELPHI 86/82 (1986).
115. F.Hahn, Diplomarbeit, Uni Wuppertal, WU B 89-15.
116. D.Langerveld, Doktorarbeit, NIKHEF (1990). *The Technique of Cherenkov Ring Image Detection.*
117. DELPHI Kollaboration, DELPHI 84/60 (1984) 135.
118. P.Baillon, D.Bloch und I.Herbst, DELPHI 87/103 (1988).
119. Particle Data Group, Phys. Lett. B 204 (1988) 79.
120. P.Baillon, Nucl. Instr. and Meth. A 238 (1985) 341.
121. J.Seguilot, J.Tocqueville und T.Ypsilantis, unpublizierte Resultate (1981).
122. I.H.Malitson, Jour. Opt. Soc. Amer. 55 (1965) 1205.
123. R.A.Holroyd u.a., Nucl. Instr. and Meth. A 261 (1987) 440.
124. G.Lenzen, J.Werner, DELPHI 87/94 (1987).
125. G.Lenzen auf RICH Software-Meeting am 28.11.1988.
126. M.Dracos, Doktorarbeit, Strasbourg, CRN/HE 87-10 (1987).
127. M.Berggren, DELPHI 89/81 (1989).
128. P.A.M.Dirac, Phys. Rev. 74 (1948) 817.
129. B.Aubert u.a., Phys. Lett. B 120 (1983) 465.
130. P.Musset, M.Price, E.Lohrmann, DESY 83-053 (1983).
131. J.L.Pinfeld u.a., CERN/LEPC 89-9 (1989).
132. J.Ellis, private Mitteilung (1990).

## Appendix

*Tabelle 13: Inhalt der RICH-TE-Bänke*

$P_i$  sind jeweils die relativen Wahrscheinlichkeiten. Die Spurparameter zeigen das benutzte Ergebnis der RICH-Extrapolation der Spuren. Die TE-Bänke sind zusätzlich innerhalb von TANAGRA mit den benutzten TD-Bänken verbunden.

TE-Wort	Liq.-Bank	Gas-Bank	Komb. Bank
1	6/21 (Rib/Rif)	←	←
2	1	2	3
3	TKX-TANAGRA-Id	←	←
4	0	←	←
5	17	←	←
6	3	←	←
7	# $\gamma$ 's selektiert	# $\gamma$ 's selektiert	0
8	0	←	←
9	Spurl. im Liq-Rad.	Spurl. im Gas-Rad.	0
10-15	Spurparameter am Referenzpkt. $x, y, z, \theta, \phi, 1/p$	←	6x0
17	5 ( $e, \mu, \pi, K, p$ )	←	←
18	# $\gamma$ 's erwartet ( $e$ )	←	0
19	2 (Ident. ( $m(e)$ ))	←	←
20	$P_1(\text{Liq})$	$P_1(\text{Gas})$	$P_1(\text{Komb})$
21	# $\gamma$ 's erwartet ( $\mu$ )	←	0
22	6 (Ident. ( $m(\mu)$ ))	←	←
23	$P_2(\text{Liq})$	$P_2(\text{Gas})$	$P_2(\text{Komb})$
24-32	Entsprechend $\pi, K, p$	←	←

## Danksagung

Ein Experiment in der Größe von DELPHI ist nur durch die Zusammenarbeit vieler möglich. Ich möchte mich daher an dieser Stelle bei allen Mitarbeitern der DELPHI-Kollaboration recht herzlich für die Anstrengungen bedanken, die dazu führten, daß eine Auswertung der gewonnenen Daten in derartig kurzer Zeit möglich war. Es war immer wieder beeindruckend zu sehen, wie die verschiedensten aufgetretenen Probleme mit Enthusiasmus überwunden wurden.

Im Rahmen meiner Zugehörigkeit zur RICH-Gruppe habe ich mit Ferdinand Hahn, Stefan Haider und Dirk Langerveld zusammengearbeitet, denen ich für die verschiedenen Diskussionen nicht nur während der Arbeitszeit danken möchte.

Für die Mühen der Korrektur meiner Arbeit möchte ich Frau M.Hungerbühler sowie Herrn Dr.B.Korzen und Herrn Dr.H.Wahlen danken. Ihre Anstrengungen haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Besonders möchte ich Herrn Dr.P.Baillon danken, mit dem eine rege Zusammenarbeit in den verschiedensten Bereichen zum Vergnügen wurde. Viele Diskussionen und sein Interesse an meiner Arbeit haben mir sehr geholfen.

Abschließend möchte ich Herrn Prof.Dr.J.Drees recht herzlich danken. Die Arbeit kam auf seine Anregung hin zustande, durch ihn wurde mir der lange Aufenthalt am CERN ermöglicht. Damit wurde mir die Möglichkeit gegeben, die einzigartige Atmosphäre eines internationalen Forschungsinstituts ausführlich zu studieren und mich sowohl in fachlicher als auch menschlicher Hinsicht weiter zu bilden.