Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Aik Loong Ong
aus Malaysia

August 1998

Suche nach *Colour Reconnection* in den hadronischen WW-Zerfallskanälen mit dem Detektor ALEPH

Die Diplomarbeit wurde von Aik Loong Ong ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Alois Putzer

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Effekt der *Colour Reconnection* in doppelt-hadronischen W-Paar-Zerfällen $W^+W^- \longrightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ untersucht. Dazu wird die Multiplizität geladener Spuren und die Verteilung der höheren Momente sowohl in den vom Detektor ALEPH am LEP bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 183\ GeV$ aufgenommenen Daten gemessen, zum anderen das im Monte-Carlo-Generator HERWIG implementierte *Colour Reconnection*-Modell studiert. Im Rahmen dieses Modells ergibt sich kein signifikanter Einfluß der *Colour Reconnection* auf die Ereignismultiplizität außer auf die Breite der Multiplizitätsverteilung. In den Daten konnte kein entsprechender Effekt festgestellt werden, allerdings zeigen sich bei der mittleren geladenen Multiplizität Diskrepanzen zum HERWIG Generator.

Abstract

The effect of colour reconnection in the double hadronic W decays $W^+W^- \longrightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ has been studied in this thesis. The charge multiplicity and the distribution of higher moments, both in Monte Carlo generator HERWIG based on an implementation of colour reconnection model and in data, taken in 1997 by the detector ALEPH at LEP at a centre of mass energy of $\sqrt{s} = 183\ GeV$, has been investigated. Within this model there is no significant influence of the colour reconnection except on the width of the distribution of charge multiplicity. In data such an adequate effect could not be observed, but it has been shown that there is a great discrepancy of mean charge multiplicity between data and the generator HERWIG .

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der große Elektron-Positron-Speicherring LEP (*Large Electron Positron Collider*) am CERN, mit seinen vier Detektoren, ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL nahm 1989 seinen Betrieb auf. Zwischen 1989 und 1995 wurden in dem Experiment mehr als 20 Millionen Z-Bosonen erzeugt. Diese Datenmenge erlaubt mit ihrem wohldefinierten Anfangszustand und den sauberen Experimentbedingungen eine sehr präzise Untersuchung fundamentaler Parameter und Prozesse, z.B. der Masse des Z-Bosons. Es erfolgte eine schrittweise Erhöhung der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$. Das detaillierte Studium von W-Bosonen ist eines der wichtigsten Ziele des LEP2-Experiments, insbesondere die Präzisionsmessung der W-Masse.
1996 war es bei $\sqrt{s}$=161 GeV erstmals möglich, W-Bosonen paarweise zu erzeugen. Die WW-Paare zerfallen in drei mögliche Kanäle, in den hadronischen, semileptonischen und doppelleptonischen Kanälen:

$$e^+e^- \longrightarrow W^+W^- \longrightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \qquad (46.1\%) \tag{1.1}$$

$$e^+e^- \longrightarrow W^+W^- \longrightarrow q_1\bar{q}_2\ \bar{l}\nu \qquad (43.5\%) \tag{1.2}$$

$$e^+e^- \longrightarrow W^+W^- \longrightarrow l\bar{\nu}\ \bar{l}\nu \qquad (10.4\%) \tag{1.3}$$

wobei q Quark, $\bar{q}$ Antiquark, l Lepton und ν Neutrino bezeichnen, und Zahlen in Klammen die Verzweigungsverhältnisse angeben.
Nach der theoretischen Vorhersage ist eine Genauigkeit bei der W-Massenmessung, die aus verschiedenen Kanälen rekonstruiert wird, bei der gesamten LEP2-Statistik (mit integrierter Luminosität $\sim 500\ pb^{-1}$) von etwa $\pm$ 40 MeV zu erwarten [1].
Eine der wichtigsten Methoden, die bei der jetzigen ($\sqrt{s}$=183 GeV) und zukünftigen LEP2-Energie für die W-Massenmessung verwendet wird, ist die Rekonstruktion der W-Masse in den hadronischen Zerfallskanälen [1], da dieser mit einem Verzweigungsverhältnis von 46.1 % einen Großteil der Statistik verwendet. Diese Methode hat aber den Nachteil, nämlich die QCD-Effekte [1], die die gemessene Masse des W-Bosons eventuell systematisch verändern können. Die W-Masse kann zwar z.B. mit vernachlässigbar

[1] die *Colour Reconnection* und die Bose-Einstein-Korrelation

kleinen QCD-Effekten durch die Messung des Wirkungsquerschnittes $e^+e^- \longrightarrow W^+W^-$ an der Schwelle, bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s}$=161 GeV, extrahiert werden [2]. Leider ist die integrierte Luminosität ($\sim$ 40 pb^{-1}[3]) von LEP2 bei dieser Energie zu klein, um eine hohe Genauigkeit zu erzielen.
Das Ziel dieser Analyse ist die Suche nach einem dieser QCD-Effekte, der *Colour Reconnection*, der an eine der folgenden Stellen [4] auftreten könnte:

- bei der Fragmentation (den WW-Zerfallvertizes)
- bei der Hadronisierung (Produktion der Hadronen).

Der W-Zerfall in dem Prozeß 1.1 kann so anschaulich gemacht werden:
Wir betrachten zuerst nur eines der beiden W-Bosonen in dem Prozeß 1.1.

$$W \rightarrow (perturbativ) \rightarrow (nichtperturbativ) \rightarrow (Hadronen)$$

Ein W-Boson zerfällt zunächst im der perturbativen Phase, bei der die Störungstheorie anwendbar ist, in Quark und Antiquark, die dann jeweils weiter harte Gluonen (Gluonen mit hoher Energie) abstrahlen können. Das harte Gluon bildet dann weitere $q\bar{q}$-Paare und strahlt weitere Gluonen ab. Dieser Prozeß hört auf, wenn die Energie der Quarksysteme so klein ist, daß keine weitere Gluonen von den Quarks abgestrahlt werden können. Alle Partonen (Quarks, Antiquarks und Gluonen), die im Laufe dieser Fragmentation entstanden sind, werden in der nichtperturbativen Phase, in der die QCD-Berechnung nicht anwendbar ist, in den hadronischen Endzustand übergehen.
Der Prozeß 1.1 ließe sich vereinfacht beschreiben, als ob die beiden W-Bosonen unabhängig voneinander zerfielen. Wegen der kurzen mittleren Lebensdauer des W-Bosons ist die Raum-Zeit-Trennung zwischen den Erzeugungspunkten der zwei W-Bosonen sehr klein. Der Abstand zwischen den beiden WW-Vertizes ist bei LEP2-Energien in der Größenordnung von $1/\Gamma_W \sim$*0.1 fm* (siehe Abb. 1.1). Dies ist kleiner als die typische Skala der starken Wechselwirkung $\sim$ *1 fm*. Infolgedessen gibt es ei-

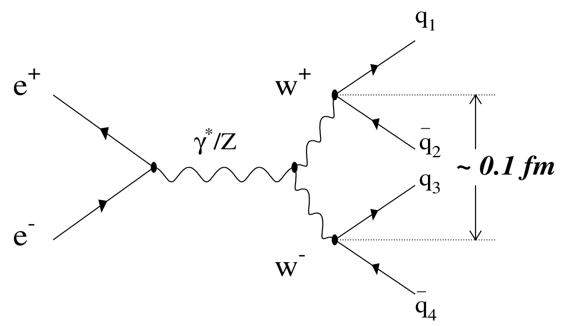


Abbildung 1.1: *Der Abstand zwischen den beiden W-Zerfallvertizes.*

ne gewisse Wahrscheinlichkeit, daß die WW-Zerfallsprodukte sich irgendwo zwischen

Fragmentation und Hadronisation überlappen [5]. Dieser Überlappungseffekt wird im allgemeinen *Colour Reconnection* oder kurz CR genannt und wird später im Theorie-Abschnitt weiter behandelt.
Die QCD im perturbativen Bereich läßt sich mit der Störungstheorie ziemlich gut berechnen [6]. Leider muß für die QCD im nichtperturbativen Bereich, in dem die *Colour Reconnection* statt finden sollte, ein phänomenologisches Modell angesetzt werden.
Die mittlere geladene Multiplizität (Teilchen) $< N_{ch} >$ wird als Meßgröße in dieser Analyse (dem Simulationsprogramm und der Daten) für den Effekt der *Colour Reconnection* verwendet. Die mittlere geladene Multiplizität aus den hadronischen WW-Zerfallskanälen wird verglichen mit zweifachen mittleren geladenen Multiplizität aus semileptonischen WW-Zerfallskanälen (ohne leptonischen W-Zerfall). Das Verhältnis dieser beiden mittleren geladenen Multiplizitäten soll einen Hinweis auf den Effekt der *Colour Reconnection* geben. Außerdem sollte $< N_{ch} >$ als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} untersucht werden.
Das nächste Kapitel gibt einen Überblick über die für die Analyse relevanten theoretischen Grundlagen. Danach werden der Speicherring LEP und der Detektor ALEPH vorgestellt. Dann wird die Analysemethode beschrieben. Eine Entfaltungsmethode wird dafür entwickelt und dargestellt. Zum Schluß wird die Vorhersage verschiedener Modelle mit den Daten verglichen und eine Zusammenfassung sowie ein Ausblick gegeben.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Das Standardmodell

Alle Phänomene der heutigen Elementarteilchenphysik können sehr gut mit dem Standardmodell beschrieben werden. Es umfaßt die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik.
Das Standardmodell enthält eine große Anzahl von Leptonen, Quarks und ihre Austauschteilchen. Die Leptonen und Quarks gliedern sich in jeweils drei Familien. Die Leptonen werden nach ihrer Ladung (Q) und Leptonzahl (L) klassifiziert. Ganz ähnlich ist es bei den Quarks, welche nach Ladung (Q) und Quantenzahl $Flavour$: Up (U), Down (D), Seltsamkeit (S), Charm (C), Beauty (B), und Top (T) klassifiziert werden. Schließlich hat jede Wechselwirkung noch ihr Austauschteilchen: das Photon für die elektromagnetische Kraft, zwei W-Bosonen und ein Z für die schwache Kraft. Im Quarkmodell sind die Austauschteilchen der starken Kraft zwischen den Quarks q das *Gluon* g, deren Eigenschaften durch die Quantenchromodynamik beschrieben werden.

2.2 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Die Quantenchromodynamik wurde analog zur Quantenelektrodynamik (QED) als Eichtheorie zur Beschreibung der starken Farbwechselwirkung zwischen den Quarks durch das Gluon formuliert.
In der Chromodynamik spielt die Quantenzahl $Farbe$ die Rolle der Ladung, und der fundamentale Prozeß (analog zu $e^- \longrightarrow e^- + \gamma$) ist Quark $\longrightarrow$ Quark + Gluon (da Leptonen keine Farbe tragen, nehmen sie an der starken Wechselwirkung nicht teil). Die Kraftwirkung zwischen zwei Quarks wird durch den Austausch eines Gluon „vermittelt“ (siehe Abb. 2.1).
Im Gegensatz zur elektrischen Ladung, die nur positiv oder negativ sein kann, gibt es *drei* Arten von Farben (Rot, Grün und Blau). Die Gluonen tragen gleichzeitig Farbe und Antifarbe. Nach den Regeln der Gruppentheorie bilden die 3x3-Farbkombinationen

zwei Multipletts von Zuständen, ein Singulett und ein Oktett. Die Zustände des Oktetts bilden ein System von Basiszuständen, aus denen alle Farbzustände aufgebaut werden können. Eine mögliche Wahl der Oktettzustände ist

$$r\bar{g}, r\bar{b}, g\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{r}, b\bar{g}, \sqrt{1/2}(r\bar{r} - g\bar{g}), \sqrt{1/6}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}) \ .$$

Der Farbsingulettzustand ist aus den 3 Farben und den 3 Antifarben zusammengesetzt

$$\sqrt{1/3}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

und auf Grund der Symmetrie kann die Farbladung in diesen Zustand nicht ausgetauscht werden. Deswegen gibt es nur acht Gluonen. Die Abbildung 2.1(a) zeigt die

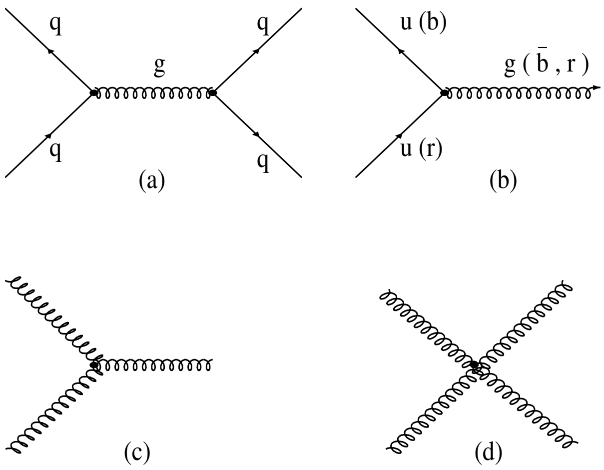


Abbildung 2.1: *Die Feymandiagramme stellen die verschiedenen Prozesse der QCD dar.*

Kraftwirkung zwischen zwei Quarks durch den Austausch eines Gluons in niedrigster Ordnung. Im Verlauf von q $\longrightarrow$q+g kann das Quark seine Farbe (aber nicht sein Flavour) ändern. Die Abb. 2.1(b) zeigt zum Beispiel, daß sich ein blaues u-Quarks in ein rotes u-Quarks verwandeln kann. Da Farbe (wie Ladung) in der QCD erhalten bleibt, bedeutet das, daß das Gluon die Differenz davontragen muß in diesem Fall eine Einheit Rot und *minus* eine Einheit Blau (Antiblau).
Da die Gluonen selbst Farbe tragen (anders als das Photon, das elektrisch neutral ist), koppeln sie direkt an andere Gluonen, und somit haben wir zusätzlich zum fundamentalen Quark-Gluon-Vertex auch noch einen Gluon-Gluon-Vertex, und zwar Drei-Gluon-Vertizes und Vier-Gluon-Vertizes, wie die Abb. 2.1(c) und (d) zeigen. Diese direkte Gluon-Gluon-Kopplung macht die Chromodynamik komplizierter als die Elektrodynamik.

2.2.1 Die hadronischen *WW*-Zerfallskanäle

Der hadronische Zerfall von $Z \longrightarrow q_1\bar{q}_1$ wurde in den LEP1-Daten auf Grund der hohen Statistik sehr genau untersucht. Die Eigenschaften des Z-Zerfalls können nach einer kleinen Korrektur auf die eines isolierten hadronischen $W \longrightarrow q_1\bar{q}_2$-Zerfalls übertragen werden [7], z.B. Multiplizität und Ereignisformvariable. Diese kleine Korrektur stammt aus der Massendifferenz von Z- und W-Bosonen und unterschiedlicher Kombination des Quarkflavours.
Dies bietet auch die Möglichkeit, die Eigenschaften der semileptonischen WW-Zerfallskanäle an Hand des hadronischen Z-Zerfalls zu überprüfen, da das zweite W leptonisch zerfällt und somit keine starke Wechselwirkung zwischen den Zerfallsprodukten berücksichtigt werden muß.

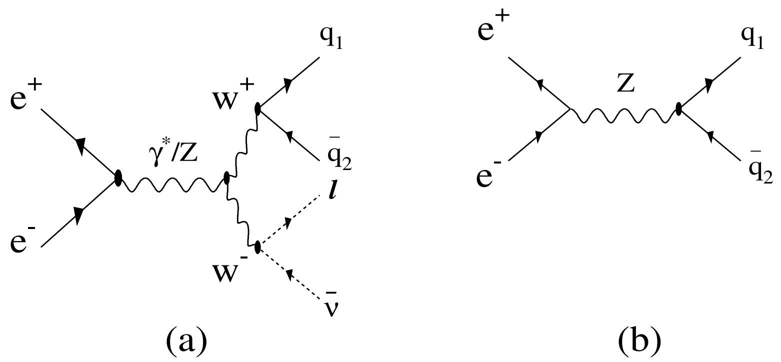


Abbildung 2.2: *Die Feymandiagramme (a) der semileptonischen WW-Zerfälle und (b) des hadronischen Z-Zerfalls.*

Die Abb. 2.2(a) und (b) zeigen die vergleichbaren WW- und Z-Zerfälle.
Üblicherweise wird die Beschreibung der hadronischen WW-Zerfälle, in drei grundlegende Phasen unterteilt :

- Eine perturbative Entwicklung (*Fragmentation*) der primären $q\bar{q}$ bei einer Energieskala von $Q \approx M_W$ (Masse der W) zu Partonen, die eine Energie von Q_0 haben. Hier sind die globalen Eigenschaften des Zerfalls festgelegt: z.B. die Ereignisformvariable und die Multiplizität.

- Der Übergang der Partonen zu Hadronen (*Hadronisation*). Die Hadronisation wird mit Hilfe phänomenologischer Modelle beschrieben, die i.a. annehmen, daß es sich beim Parton-Hadron-Übergang um einen *lokalen*, energieunabhängigen Prozeß handelt.

- Der Zerfall der kurzlebigen Teilchen und Resonanzen in langlebige ($\tau \gtrsim 10^{-10}s$) Teilchen.

2.2.2 Die Fragmentation

Es gibt zwei Methoden, um die Eigenschaften der hadronischen Ereignisse bei der Fragmentation zu berechnen:

- Die Matrixelement-Methode (ME):
Hier werden die Feynmandiagramme für Endzustände mit verschiedener Anzahl von Partonen im fester Ordnung α_s berechnet. Das effektive α_s (QCD-Kopplungskonstante) ist durch

$$\alpha_s(Q^2) \approx \frac{1}{b_0 ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})}$$

gegeben, wobei $b_0 = 23/12\pi$, Q^2 der Impulsübertrag und Λ_{QCD} der Skalenparameter ist, der experimentell bestimmt wird. Aus dieser Abhängigkeit ergibt sich die *asymptotische Freiheit*:

$$\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0 \quad f\ddot{u}r \quad Q^2 \rightarrow \infty \quad .$$

Die ME-Ergebnisse liefern eine gute Beschreibung für einige hadronische Prozesse: wie z.B. den totalen Wirkungsquerschnitt bis zur Größenordnung α_s^3 [8] und die Eigenschaften der Vier-Jet-Ereignis-Verteilung [9], sind aber ungenau für z.B. die Ereignisformvariablen, da hier die Beiträge in höherer Ordnung groß sind.
Im Prinzip ist eine Observable O in eine Störungsreihe $O = \sum_n c_n \alpha^n$ entwickelbar. Die Zahl der zu berechnenden Feynmangraphen wächst allerding sehr stark mit n an, so daß der Rechenaufwand bereits in niedrigen Ordnungen immens wird. Eine vollständige Rechnung für eine feste Ordnung n in α_s liegt nur bis n=3 vor. Da einige der Korrekturen aber für alle Ordnungen in α_s aufsummiert werden können, ist es sinnvoll, die Störungsentwicklung einer Observable nach den auftretenden Logarithmen zu organisieren:

$$O = \sum_n a_n(\alpha_s L)^n + \alpha_s(Q^2) \sum_n b_n(\alpha_s L)^n + \cdots ,$$

wobei $L = ln(Q^2/Q_0^2)$ ist. Die erste Summe ergibt die sogenannte *Leading-Log Approximation* (LLA), die zweite die um einen Faktor α_s unterdrückte *Next-to-Leading-Log Approximation* und so weiter.

- Das Partonschauermodell [10], [11], [12] , bei dem die logarithmischen Terme aufsummiert werden. Das Modell basiert darauf, daß in einer störungstheoretischen

Entwicklung der Matrixelemente nur die führenden Terme exakt berechnet werden und eine Abschätzung über den Betrag der restlichen zum Matrixelement gemacht wird.
Die Fragmentation wird dann durch eine Q^2 abhängige Fragmentationsfunktion, deren Entwicklung durch die sogenannte Altarelli-Parisi-Gleichung [13] ausgedrückt wird, beschrieben:

$$Q^2 \frac{\partial D_h^a(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_b P_{a \to bc}(z) D_h^b(x/z, Q^2) \ .$$

Die $P_{a\to bc}$ sind Altarelli-Parisi-Spliting-Funktionen, die interpretiert werden können als die Wahrscheinlichkeit, in einem Parton a mit Impuls p die beiden Partonen b und c mit Impuls zp bzw. $(1-z)p$ zu finden. Die Zahl der Partonen im Endzustand ist nicht auf vier begrenzt (wie bei der ME-Methode), sondern vielmehr statistischer Natur und wird durch aufeinanderfolgende Verzweigungen der Art $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$ erzeugt. Diese Approximation der QCD Rechnungen ist gut für weiche Gluonabstrahlung, aber schlecht für große Öffnungswinkel zwischen den Partonen. Deshalb werden die Parameter des Schauervorgangs an die Matrixelemente in $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$ angepaßt, um eine befriedigende Beschreibung der Meßergebnisse über den ganzen kinematischen Bereich zu erhalten.

2.2.3 Die Hadronisation

Der Prozeß nach dem Partonschauer ist die Hadronisation, die in dem nichtperturbativen Bereich statt findet. In diesem Bereich sind die störungstheoretischen Modelle ungenügend, dewegen wird die Hadronisation in der Regel durch phänomenologische Modelle angesetzt. In diesem Abschnitt sollen die zwei wesentlichen Modelle vorgestellt werden, das in JETSET [14] implementierte Stringmodell [15],[16] und das Clustermodell [17],[18], welches in HERWIG [1] 5.9 [19] benutzt wird.

2.2.3.1 Stringmodell

Als erfolgreichstes Stringmodell gilt das Modell der Lundgruppe, welches im Ereignisgenerator JETSET verwendet wird. In diesem Modell bildet sich ein Farbfluß zwischen dem Quark und Antiquark, der als Feldlinienschlauch (String) bezeichnet wird. Die Feldenergie des Schlauchs kann innerhalb eines Potentialmodells der starken Wechselwirkung berechnet werden, wobei ein Potential, das bei kleinen Abständen Coulomb-artig ist und bei größeren Abständen linear anwächst, angesetzt wird.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(Q^2)}{r} + \kappa \cdot r \ ,$$

[1] Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons

wobei r der Abstand zwischen $q\bar{q}$ und die Konstante $\kappa = 1\frac{GeV}{fm}$ die Feldenergie pro Länge ist. Der Vorfaktor 4/3 ergibt sich durch die Überlegung, daß die Quarks verschiedene Farbladung tragen können. Bei größeren Abständen wächst das Potential linear an

$$V(r) \rightarrow \kappa \cdot r \quad für \quad r \rightarrow \infty \quad (Confinement) \ ,$$

deswegen kommen die Quarks nicht als freie Teilchen vor.
Die Feldenergie steigt mit wachsendem Abstand zwischen dem $q\bar{q}$-Paar linear an und zwar gemäß $V(r) \propto \kappa \cdot r$. Sie wird häufig als Saitenspannung (*string tension*) bezeichnet.
Bei genügend hoher Energie kann der String aufbrechen, an der Bruchstelle entsteht

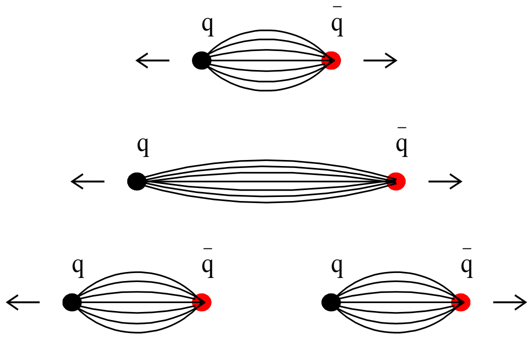


Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung des Stringmodells.*

aus dem Vakuum ein neues $q\bar{q}$-Paar, wie Abb. 2.3 zeigt. Dieses neue $q\bar{q}$-Paar wird dann weiter aufbrechen, bis die Energie der Strings nicht mehr ausreicht, weitere $q\bar{q}$-Paare zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, dabei ein Quark der Masse m zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$P \sim e^{-\pi m_q^2/\kappa} e^{-\pi p_\perp^2/\kappa} \ ,$$

wobei $P_\perp$ der Transversalimpuls des Quarks ist. Die verbleibenden $q\bar{q}$-Paare werden als Hadronen auf ihrer Massenschale interpretiert. Ein Nachteil dieses Modells ist, daß bei der Erzeugung der Hadronen sehr viele freie Parameter benötigt werden und es deswegen an die Daten angepaßt werden muß.

2.2.3.2 Clustermodell

Am Ende des Partonschauers im nichtperturbativen Bereich werden alle Gluonen in $q\bar{q}$-Paare aufgespalten, die dann zu Beginn der Hadronisation zu farbneutralen (Farbsingulett) Gebilden, den Clustern, zusammengefaßt werden. Die Clusterbildung ist ein lokaler statistischer Prozeß, der von räumlicher Trennung und der Farbe der nächsten Nachbarn der Partonen abhängt. Das Clustermodell wird in Zusammenhang mit dem Ereignisgenerator HERWIG in Laufe dieser Arbeit ausführlich beschrieben.

2.2.4 Die mittlere geladene Multiplizität

Die geladene Multiplizität ist die Meßgröße, die in dieser Analyse untersucht wird. Sie wird im Rahmen der MLLA (*Modified Leading Logarithmic Approximation*) [20] und LPHD (*Local Parton Hadron Duality*) [21] in der QCD vorhergesagt [22].
Auf Grund der laufenden Kopplungskonstanten α_s ist die mittlere geladene Multiplizität bei der e^+e^--Annihilation von der Schwerpunktenergie E_{cm} abhängig, und hat die Form

$$< N_{ch}(E_{cm}) >_{e^+e^-} = K_{LPHD} \cdot \alpha_s^B(E_{cm}) \cdot exp(A/\sqrt{\alpha_s(E_{cm})}) \tag{2.1}$$

mit dem Koeffizient $A = \sqrt{864\pi}/(33 - 2n_f) \approx 2.265$ *und* $B = (297 + 22n_f)/(1188 - 72n_f) \approx 0.4915$ für $n_f = 5$ aktive Quarkflavours. Die freien Parameter sind die Normierungskonstante K_{LPHD}, die von dem phänomenologischen Modell im nichtperturbativen Bereich stammt, und die starke Kopplungskonstante α_s.
Der Vergleich der Daten von LEP1 mit Experimenten bei kleiner Energie hat gezeigt, daß die geladene Multiplizität bis $\sqrt{s}{=}M_Z$ sehr gut mit der Vorhersage übereinstimmt [23]. Diese Vorhersage (Gl. 2.1) kann dann extrapoliert und mit der geladenen Multiplizität des W-Bosons bei der jetzigen LEP2-Energie vergleichen werden.
Obwohl die MLLA mit der Hypothese von LPHD die geladene Multiplizität und das hadronische Spektrum erfolgreich beschreibt, ist sie bei anderen Größen wie z.B. der Form der Multiplizitätsverteilung [24] nicht so erfolgreich.

2.3 *Colour Reconnection*

In der Einleitung wurden verschiedene QCD-Wechselwirkungen in unterschiedlichen Raum- und Zeitentwicklungsphasen erwähnt. In diesem Abschnitt werden die theoretischen Aspekte näher untersucht.
Ein Beispiel für den Effekt der *Colour Reconnection* ist der Zerfall des hadronischen B-Mesons in das J/ψ-Meson. In dem schwachen Zerfall $b \to c + W^- \to c + \bar{c} + s$ wurde $c + \bar{c} \to J/\psi$-Meson produziert, wobei c und $\bar{c}$ zu unterschiedlichen Singuletts gehören. Das große Verzweigungsverhältnis der J/ψ-Produktion in diesem Zerfall wurde durch den Effekt der *Colour Reconnection* erklärt [25].
Die Dynamik der starken Wechselwirkung induziert einige Effekte zwischen den hadronischen Zerfallsprodukten von zwei verschiedenen W-Bosonen
1.) im perturbativen Bereich:

- Der Austausch perturbativer Gluonen zwischen den zwei primären $q\bar{q}$-Systemen.

- Interferenzeffekte der Partonen im Partonschauer.

2.) und im nichtperturbativen Bereich:

- Nichtperturbativer Effekt im Übergang von Partonen zu Hadronen, verursacht durch die Überlappungen der WW-Zerfallsprodukte. Dieser Effekt entspricht der *Colour Reconnection* im nichtperturbativen Bereich.

- Die Bose-Einstein (BE)-Korrelation zwischen zwei identischen Bosonen (Pionen), vor allem der Einfluß auf die W-Masse, wurde in [26] diskutiert. Sie wird in dieser Analyse nicht weiter untersucht.

Hier wird die Untersuchung der *Colour Reconnection* hauptsächlich in den perturbativen und nichtperturbativen Bereich unterteilt (siehe Abb. 2.4).

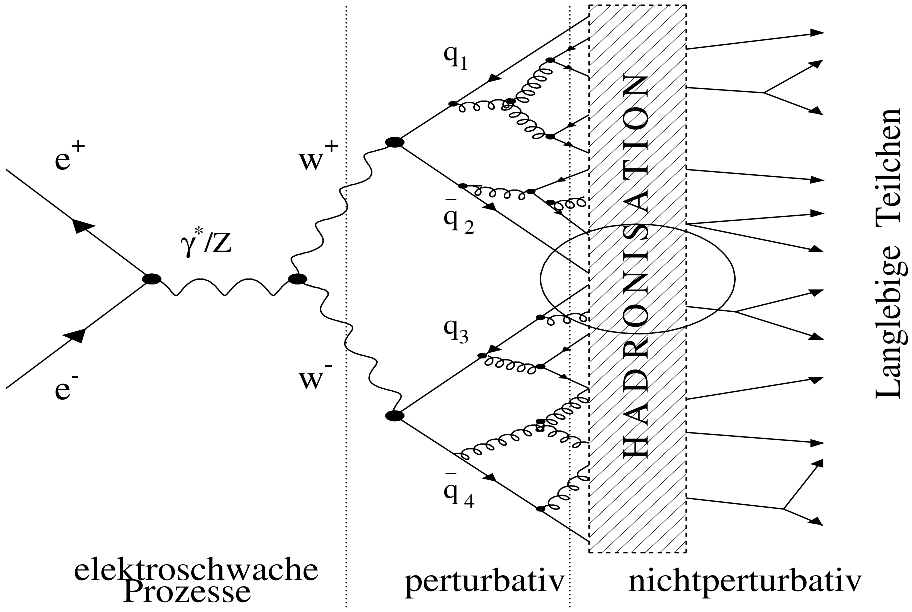


Abbildung 2.4: *Schematische Darstellung des hadronischen W-Zerfalls. Der linke Teil zeigt zunächst den elektroschwachen Prozeß dann die perturbative Entwicklung, der sich ein Hadronisationsmodell anschließt, welchem der Zerfall der produzierten Hadronen folgt. Der Kreis zeigt den möglichen nichtperturbativen Bereich, in dem der Effekt der Colour Reconnection stattfinden könnte.*

2.3.1 *Colour Reconnection* in der perturbativen QCD

Daß es einen Effekt der *Colour Reconnection* bei dem Prozeß 1.1 geben könnte, wurde zuerst von Gustafson, Pettersson and Zerwas [25] untersucht.
Die theoretische Arbeit [27], die auf dieser Berechnung (MLLA-LPHD) basiert, hat

gezeigt, daß die *Colour Reconnection* für den Prozeß 1.1 im perturbativen Bereich vernachlässigbar klein ist. Sie liegt in der Größenordnung von

$$\frac{\Delta\sigma_{WW}^{CR}}{\sigma_{WW}} \sim \frac{(C_F\alpha_s)^2}{N_c^2} \cdot \frac{\Gamma_W}{M_W} \sim 10^{-3} , \tag{2.2}$$

wobei σ_{WW} der Erzeugungswirkungsquerschnitt der WW-Bosonen und $C_F = (N_C^2 - 1)/2N_C$ ist, $N_C = 3$ (die Anzahl der Farben).
Nach dieser Berechnung wird der Effekt der *Colour Reconnection* in dem perturbativen Bereich unterdrückt.

2.3.2 *Colour Reconnection* in der nichtperturbativen QCD

Der Abstand der beiden hadronischen WW-Vertizes ($\sim$ *0.1 fm*) liegt innerhalb der Skala der starken Wechselwirkung ($\sim$*1 fm*). Leider gibt es zur Zeit noch keine explizite Berechnung, die etwas über die nichtperturbative QCD vorhersagen kann. Deswegen gibt es keinen Grund anzunehmen, daß es in diesem Bereich keine *Colour Reconnection* gibt, solange der räumliche- und zeitliche Hadronisationsbereich der beiden WW-Bosonen innerhalb *1 fm* liegt und sich überlappt (siehe Abb. 2.5).

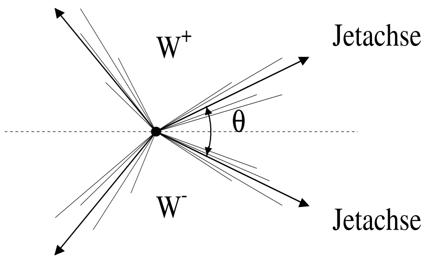


Abbildung 2.5: *Darstellung des Interjetwinkels θ_{min} zweier Jets, die aus unterschiedlichen W-Bosonen entstanden sind.*

Die meisten phänomenologischen Modelle, die für die nichtperturbative *Colour Reconnection* benutzt werden, basieren auf der räumlichen und zeitlichen Entwicklung des Ereignisses mit der Annahme, daß die *Colour Reconnection* ein lokales Phänomen ist. Auf Grund dieser Aussage könnte ein signifikanter Effekt der *Colour Reconnection* bei kleinem Interjetwinkel (siehe Abb. 2.5) gemessen werden [28]. Daher wird in dieser Analyse die geladene Multiplizität in Abhängigkeit des kleinsten Interjetwinkels von Jets aus verschieden WW-Bosonen untersucht. Dieser Interjetwinkel wird in folgende θ_{min} genannt. Der Jet ist ein schnell bewegtes Parton (Quark oder Gluon), das in ein Bündel von Hadronen fragmentiert und hadronisiert.
Die Beschreibung der Hadronisation kann wegen der Farbkombination der Quarks in zwei unterschiedliche Modelle unterteilt werden, Singulettmodell und Oktettmodell.

2.3.2.1 Das Singulettmodell

Eines der Singulettmodelle wurde von Khoze und Sjöstrand [27] auf der Basis der Hadronisation des Stringmodells vorgeschlagen. Dieses Modell wird in zwei Typen (I und II) unterteilt, wie es bei der Supraleitung der Fall ist.

- In der Typ-I-Darstellung haben die Strings eine große transversale Ausdehnung, die in der Größenordnung von $\sim$ *1 fm* liegt, d.h. der String ist $\sim$ *1 fm* dick. Die Wahrscheinlichkeit der *Colour Reconnection* hängt davon ab, wie weit sich die Volumina der Strings überlappen, die aus den WW-Zerfällen kommen.

- In der Typ-II-Darstellung sind die Strings vernachlässigbar dünn. Aber wenn die Strings sich in ihrer Entstehungs- und Hadronisationsphase miteinander kreuzen, zeigt sich auch der Effekt der *Colour Reconnection*.

Eine Alternative zum Stringmodell ist das Clustermodell, in dem die Quarks und Antiquarks aus Partonschauern lokale Cluster bilden. Fast alle Clustermodelle sind Singulettmodelle, in denen nur die Singulett-Kombinationen der Partonen (hier nur die Quarks und Antiquarks) *clustern* dürfen.

- Jedes Quark oder Antiquark, das in einem Partonschauer produziert wurde, hat schon einen eindeutigen (Farbsingulett) Partner. Und jedes Gluon hat eine Farbe und eine Antifarbe, die auch jeweils eindeutig an ein anderes Parton gekoppelt sind. Nach dieser Phase sind die Quark-Paare und Gluonen bereit zu clustern.
  Im Monte-Carlo-Programm, HERWIG, das in dieser Arbeit untersucht wird, werden die Gluonen nach dem Partonschauer nichtperturbativ zu $q\bar{q}$-Paaren aufspalten, so daß sie ein Farbsingulett im nichtperturbativen Bereich bilden und dann clustern. Die genauere Untersuchung von HERWIG 5.9 wird in dem Abschnitt „Monte-Carlo-Studien“ beschrieben.

2.3.2.2 Das Oktettmodell

Obwohl die Bildung des Farbsinguletts durch das String- und Clustermodell schon einen sehr plausiblen Eindruck macht, kann es aus der Sicht der räumlichen und zeitlichen Entwicklung der Partonen im perturbativen Bereich ein Oktettmodell geben. Einer der Gründe dafür ist die Vorstellung, daß die Partonen, die nach dem Partonschauer entstanden sind und im perturbativen Bereich existieren, anstatt mit ihren ursprünglichen Farbsingulettpartnern mit ihrem nächsten Nachbarn, der die falsche Farbe hat, wechselwirken. Es gibt experimentelle Hinweise dafür, daß es einen Farboktettmechanismus gibt [29]:

- Der Mißerfolg des Singulettmodells für die Erklärung der Produktion des schweren Quarkoniums [30],[31].

- Die Amplitude für die J/ψ Produktion im Z-Zerfall ist höher als die des theoretischen vorhergesagten Singulettmodells [32] [33].

Der Oktett-Zustand muß sich dann bei der nichtperturbativen Gluonemission $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} + g$ in das Farbsingulett weiter entwickelt haben und geclustert haben, damit später der Endzustand (langlebiges Teilchen) im Detektor gemessen werden kann. [26]
Auch das VNI-Modell [34] ist ein allgemeines Hadronisationsmodell, das die Farbsingulettkomponente und Farboktettkomponente beinhaltet. Es ist ein Clustermodell, das den Partonschauer durch die $Transportheorie$ in der QCD beschreibt [35]. Die Vorhersage dieses Modells bei der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$=162 GeV, in dem die *Colour Reconnection* eingeschaltet ist, hat einen großen Effekt auf die W-Massenverschiebung und geladene Multiplizität [28]. Dieser große Effekt wird in dem Kapitel „Analysemethode" genauer beschrieben.

Kapitel 3

Das Experiment

Der experimentelle Aufbau läßt sich grob in zwei Teilen darstellen, nämlich dem Teilchenbeschleuniger bzw. Speicherring LEP [36] und dem Nachweisgerät für Teilchen, den Detektor ALEPH [37], dessen Daten für diese Analyse verwendet werden.

3.1 Der Speicherring LEP

Der LEP (*Large Electron Positron Collider*) befindet sich in einem ringförmigen Tunnel von 26.67 km Umfang und beschleunigt Elektronen und Positronen, die in den vier Detektoren ALEPH, DELPHI [38], L3 [39], und OPAL [40] zur Kollision gebracht werden (Abb. 3.1).
Die Elektronen und Positronen werden zunächst in mehreren Stufen vorbeschleunigt, bevor sie im PS (*proton synchrotron*) auf 3.5 GeV beschleunigt, und danach in das SPS (*super proton synchrotron*) geleitet werden, in dem ihre Energie auf 22 GeV erhöht wird. Anschließend werden sie in den LEP injiziert. Hier kreisen die Elektronen und Positronen in mehreren sogenannten Bündelzügen (*bunches*) in dem Ring. Die Bündelzüge werden dann in entgegengesetzter Richtung mit Hilfe von Hochfrequenzkavitäten, die mit einer Frequenz von 352 MHz laufen, auf ihre endgültige Energie gebracht. Die Schwerpunktenergie wurde seit 1996 schrittweise auf über 161 GeV erhöht, womit die Erzeugung von $W^+ W^-$-Paaren möglich wurde.

3.2 Der Detektor ALEPH

ALEPH (**A***pparatus for* **LE***P* **PH***ysics*) ist einer der vier Detektoren am LEP. Er besteht von innen nach außen aus verschiedenen Subdetektoren in zwiebelschalenförmiger Anordnung und unterschiedlicher Größe und Bauart, um gemeinsam eine möglichst vollständige Information über die Ereignisse zu liefern.
In geringem Abstand zur Strahlröhre befinden sich die drei Detektoren zur Spurrekonstruktion, in der sehr präzise Informationen über den Ort und Impuls der Spuren elektrisch geladener Teilchen geliefert werden können: der Siliziumvertexdetektor (VDET),

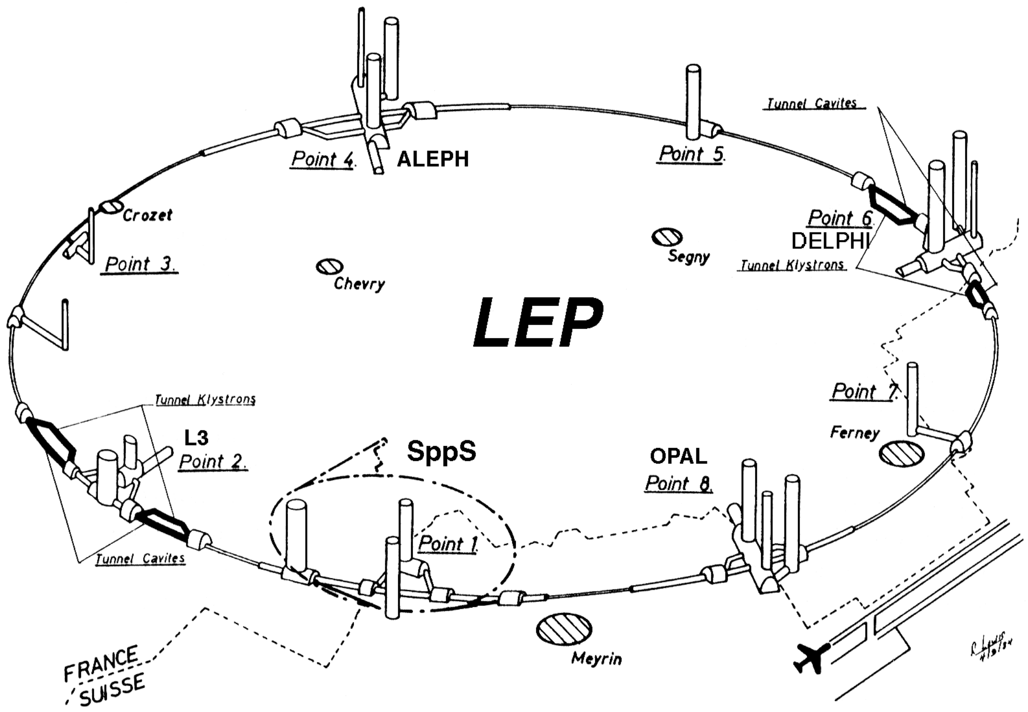
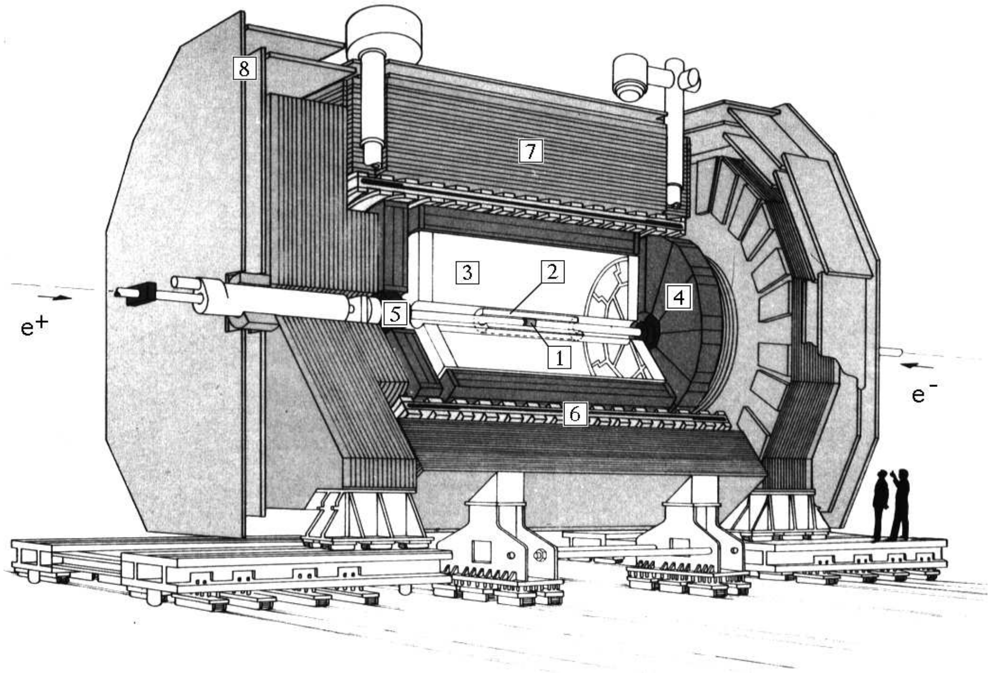


Abbildung 3.1: *Übersicht über den Speicherring LEP mit den vier Experimentierzonen.*

die Innere Spurkammer (ITC) und die Zeitprojektionskammer (TPC). Um die TPC sind die Kalorimetersysteme angeordnet: das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das Hadronische Kalorimeter (HCAL), dessen Eisenplatten gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld dienen. Sowohl die Spurdetektoren als auch das ECAL werden von einem homogenen axialen Magnetfeld durchdrungen. Dieses Feld wird von einer supraleitenden Spule erzeugt und hat eine Stärke von 1.5 Tesla. Abgeschlossen wird diese Struktur durch die Myonkammern, die relativ untergrundfrei Myonen nachweisen können.
Bei dem Luminositätskalorimeter handelt es sich um zwei Kalorimeter, die in den inneren Öffnungen der Endkappen des ECALs sitzen und die Strahlluminosität messen.
Für die Beschreibung des Detektors werden kartesische Koordinaten verwendet, wobei die z-Achse parallel zum Strahl ist und die x-Achse in der Ebene des LEP-Rings liegt, oder Zylinderkoordinaten mit der Radialkoordinate ρ und dem Azimut ϕ. Der Ursprung liegt jeweils im Wechselwirkungspunkt.



$\boxed{1}$ Vertexdetektor (VDET), $\boxed{2}$ Innere Spurkammer (ITC), $\boxed{3}$ Zeitprojektionskammer (TPC), $\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), $\boxed{5}$ Luminositätskalorimeter (SICAL, LCAL), $\boxed{6}$ Spule, $\boxed{7}$ Hadronisches Kalorimeter (HCAL), $\boxed{8}$ Myonkammern.

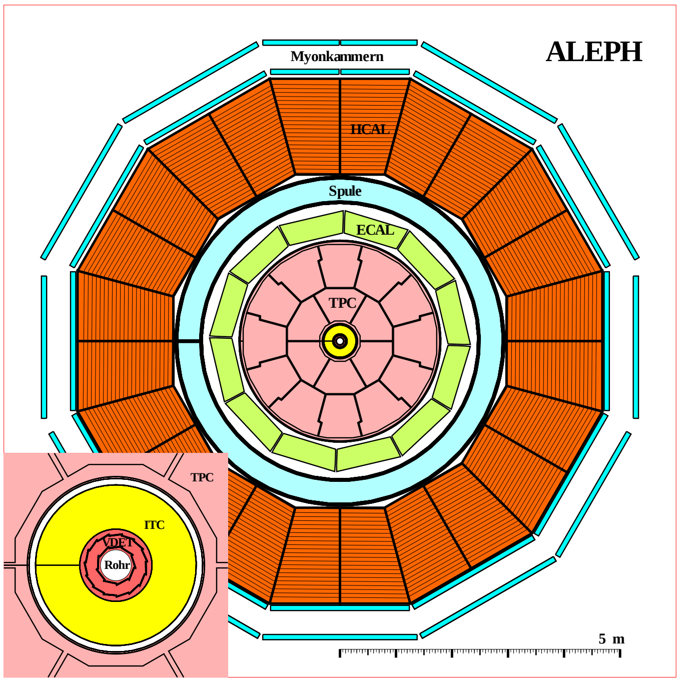


Abbildung 3.2: *Anordnung der Komponenten des Detektors ALEPH.*

3.2.1 Vertexdetektor (VDET)

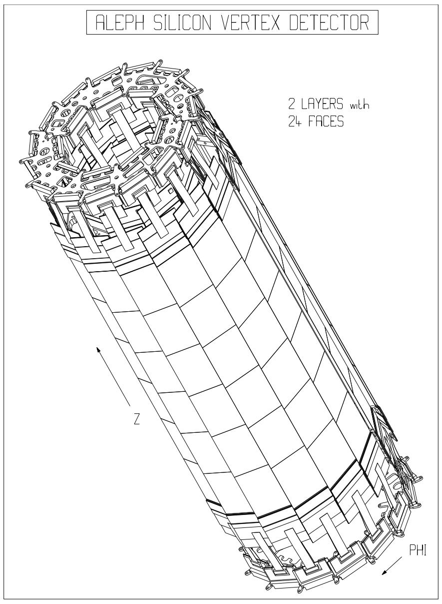


Abbildung 3.3: *Schematische Darstellung des Vertexdetektors.*

Im Oktober 1995 wurde der neue VDET-II an die Stelle des alten VDET-I gesetzt, der seit 1991 in Betrieb war. Der Grund für diese Erneuerung war eine bessere Raumwinkelabdeckung des Detektors. Der VDET ist der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten gelegene Teil des ALEPH-Detektors. Er besteht aus zwei konzentrischen Zylindern, die einen Radius von $\approx$ 6.3 cm bzw. $\approx$ 11.0 cm zur Strahlachse und jeweils eine Länge von $\approx$ 40 cm in Strahlrichtung haben (siehe Abb. 3.3). Der Zylinder besteht aus Silizium-Streifen-Zählern, die beidseitig ausgelesen werden. Die einzelnen Module haben eine Größe von 5.26 cm $\times$ 6.54 cm und die Sreifen im Modul sind 25μm breit. 54 Module des inneren Zylinders und 90 Module des äußeren Zylinders bilden die 24 Detektorflächen des VDET. Die Ortsauflösung für senkrechte Teilchendurchgänge beträgt $\sigma_{r\phi} \approx 12\ \mu$m, $\sigma_z \approx 14\ \mu$m.

3.2.2 Die innere Spurkammer (ITC)

Die ITC liegt zwischen dem VDET und der TPC. Sie ist eine zylindrische, 2 m lange Vieldrahtdriftkammer mit einem Innenradius von 13 cm und einem Außenradius von 29 cm (siehe Abb. 3.4). Die Drähte sind in acht Schichten konzentrisch parallel zur Strahlachse gespannt. Die Signaldrähte (960 Stück), welche sich auf einem positiven Potential von $\approx$ 2 kV befinden, und geerdete Felddrähte (3840 Stück) sind in einer hexagonalen Struktur bzw. Zelle angebracht. Bis zu acht Spurpunkte werden mit Hilfe von den acht Lagen hexagonaler Driftzellen aufgenommen. Die Gasfüllung ITC besteht aus Argon/CO_2 (80% : 20%)-Mischung. Die Ortsauflösung in Strahlrichtung wird aus der Driftzeit der Signale an den Enden der ITC auf $\sigma_z \approx 7$ cm ermittelt und die Auflösung senkrecht dazu beträgt $\sigma_{r\phi} \approx 150\ \mu$m.

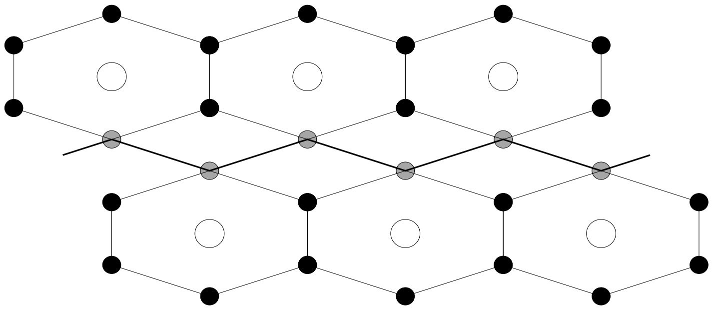


Abbildung 3.4: *Die Drahtanordnung in der ITC.*

3.2.3 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die TPC ist eine zylindrische Driftkammer mit einem inneren Radius von 0.31 m und einem äußeren Radius von 1.8 m bei einer Länge von 4.7 m in z-Richtung. Sie enthält ein großes Gasvolumen (91 % Argon, 9% Methan) und ist durch eine Hochspannungsmembran in zwei Hälften geteilt. Die Membran besteht aus 25 μm dicker Mylarfolie mit einem beidseitige Graphitanstrich und wird auf negativer Hochspannung gehalten. Dadurch zeigen die homogenen elektrischen Felder (11 kV/m) in beiden Richtungen zu den Endplatten hin (z-Richtung) (siehe Abb. 3.5). Die von geladenen Teilchen beim Durchgang durch die Kammer erzeugten freien Elektronen driften im elektrischen Feld mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit von 5.2 cm/μs zu den Endplatten des TPC. In den Endplatten befinden sich Vieldrahtproportionalkammern, mit denen die angekommenen Elektronen gemessen werden. Die r-ϕ-Koordinaten werden durch den Auftreffpunkt der Elektronen in den Porportionalkammern bestimmt, die z-Koordinaten ergeben sich aus der Ankunftzeit der Elektronen und der konstanten Driftgeschwindigkeit. Durch das starke Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse zeigt, werden die Elektronen auf enge Schraubenbahnen um ihre Driftachse gezwungen. Damit wird die r-ϕ-Auflösung verbessert Die Ortsauflösung für isolierte Spuren erreicht $\sigma_{r\phi} \approx 173\mu$m und $\sigma_z \approx 740\mu$m.
Die Impulsauflösung für :

$$\text{TPC allein ist } \Delta p/p^2 = 1.2 \times 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$$

und für

$$\text{TPC + ITC ist } \Delta p/p^2 = 0.8 \times 10^{-3} (GeV/c)^{-1} \; .$$

Mit dieser Auflösung und der exakten Messung von bis zu 21 Spurpunkten pro Teilchen liefert die TPC einen entscheidenden Beitrag zur Impuls- und Ortsmessung.

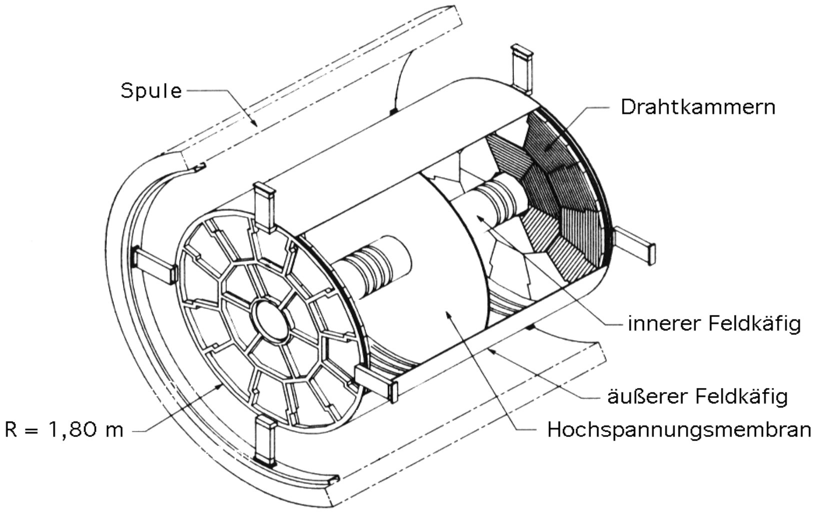


Abbildung 3.5: *Aufbau der TPC.*

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL umschließt die TPC mit seinem *Barrel* und den beiden Endkappen. Jeder dieser drei Bereiche besteht aus 12 Modulen, welche jeweils aus 45 Lagen von Blei und Proportionaldrahtkammern bestehen (siehe Abb. 3.6). Die Bleiplatten dienen als Schauermaterial. Die Proportionaldrahtkammern, die sich zwischen den Platten befinden, bestimmen die Energie und die Größe elektromagnetischer Schauer. Es soll Elektronen und Photonen möglichst vollständig absorbieren, sowie ihre Energie und Richtung messen. Die Ortsauflösung beträgt in Winkelkoordinaten

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_\theta}{sin\theta} = 0.32 + \frac{2.7}{\sqrt{E/(GeV)}} \quad mrad \ .$$

Die Energieauflösung für die elektromagnetischen Schauer in dem *Barrel* und den Endkappen ist gegeben durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E(GeV)}} + 0.009 \ .$$

3.2.5 Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Wie das ECAL ist das HCAL aufgeteilt in ein *Barrel* und zwei Endkappen.Das *Barrel* besteht aus 12 Modulen, wie das im ECAL, und die zwei Endkappen bestehen nur aus

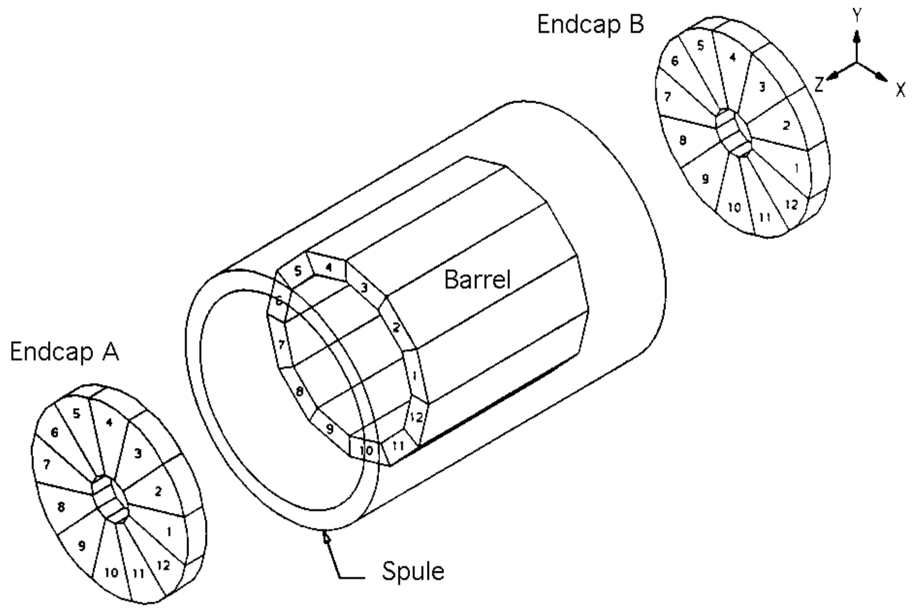


Abbildung 3.6: *Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL).*

jeweils 6 Modulen. Ein Modul besteht aus 22 Lagen von 5 cm dicken Eisenplatten und einer äußeren Lage von 10 cm. Zwischen den Eisenplatten befinden sich die Streamerkammern, die zur Messung der geladenen und neutralen Teilchen dienen (siehe Abb. 3.7). Die Eisenplatten dienen als Schauermaterial, als Absorbermaterial für die Myonkammer, als Rückflußjoch für das Magnetfeld und bilden gleichzeitig einen Großteil der tragenden Struktur ALEPHs. Die Energieauflösung des HCAL ist

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E(GeV)}} \ .$$

3.2.6 Die Myonkammern

Der äußerste Subdetektor des Experimentes ALEPH ist das Myonkammersystem, das aus zwei Lagen von Streamerröhren im Abstand von 50 cm besteht. Mit Hilfe der Myonkammern werden Myonen nachgewiesen, die neben Neutrinos als einzige Teilchen den Detektor verlassen können.

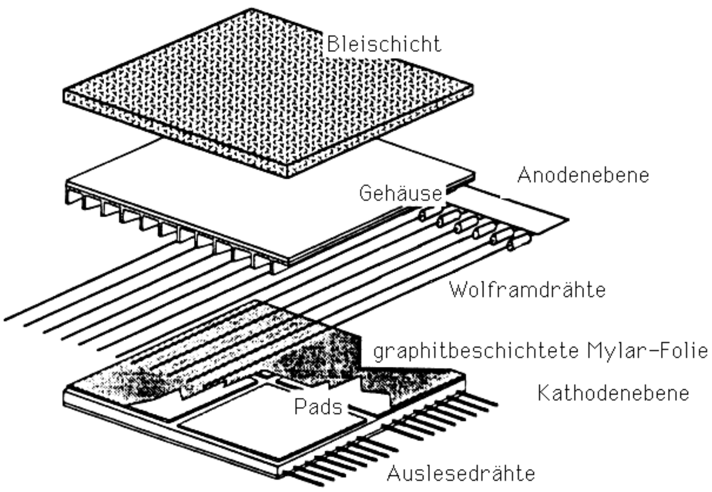


Abbildung 3.7: *Schematische Darstellung der Bleiplatten und Proportionaldrahtkammer in einer Lage von ECAL-Modul.*

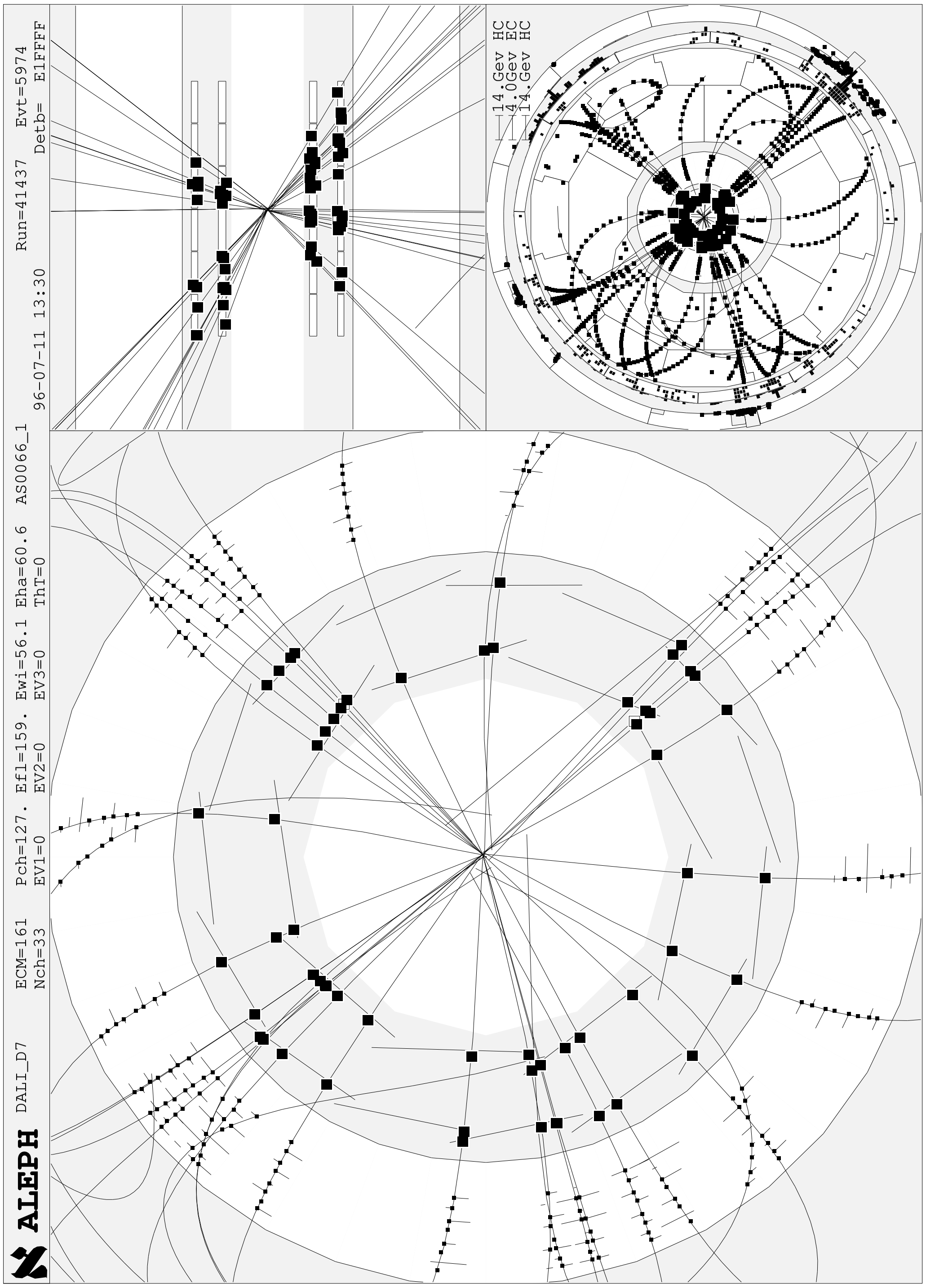


Abbildung 3.8: *Der Zerfall des WW-Paares in vier Jets wurde von ALEPH-Detektor bei der $\sqrt{s}$=161 GeV aufgenommen.*

Kapitel 4

Die Monte-Carlo-Studien

Viele Prozesse in der Hochenergiephysik, z.B. die hadronischen WW-Zerfälle, sind äußerst komplex. Insbesondere die analytische Berechnung der Observablen ist meist sehr schwierig. Mit den Monte-Carlo-Programmen lassen sich einzelne Ereignisse erzeugen, die dann nach einer detaillierten Detektorsimulation wie tatsächliche Daten behandelt werden können. Da die Art des generierten Ereignisses bekannt ist, lassen sich die Signal- und Untergrundprozesse getrennt voneinander studieren. Für fast alle Analysen in der Hochenergiephysik sind die Monte-Carlo-Programme ein unentbehrliches Hilfsmittel.
Alle Monte-Carlo-Programme basieren auf einer statistischen Interpretation analytischer Rechnungen: einzelne Ereignisse werden generiert, indem aus einer Vielzahl möglicher Subprozesse jeweils einer zufällig ausgewählt wird, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Wahl eines Prozesses aus den berechneten Amplituden abgeleitet wird. In allen Programmen ist grundsätzlich die Erzeugung der Fragmentation und Hadronisation getrennt. Zunächst wird ein Partonschauer erzeugt, der dann mittels Hadronisationsmodelle in beobachtbare Teilchen überführt wird.
Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist das Studium des HERWIG-Monte-Carlo-Programmes, vor allem der Version 5.9. Die Parameter dieses Simulationsprogrammes wurden an Z-Daten *getuned*, um eine gute Beschreibung des hadronischen Endzustandes zu gewährleisten.

4.1 HERWIG

Das erste vollständige Clustermodell wurde ursprünglich am CalTech [17], [41] entwickelt. Durch die Implementierung von Webber [42], [18] ist dieses Modell heute als HERWIG bekannt. Die umfangreiche Auswahl von harten Subprozessen in HERWIG erlaubt eine vollständige Simulation des Standardmodells in LEP2.
Das HERWIG benutzt einen gut entwickelten Partonschauer-Algorithmus [43], [44], der automatisch die kohärenten Effekte beinhaltet, um die genauere Beschreibung der perturbativen QCD (die Jetentwicklung) darstellen zu können.
Der Verlauf der Simulationsschritte in HERWIG wird unten dargestellt:

- Erzeugung der primären Partonen
- Simulation der Partonschauer-Entwicklung
- eventuell Colour Reconnection
- Hadronisation
- Simulation des Zerfalls hadronischer Resonanzen

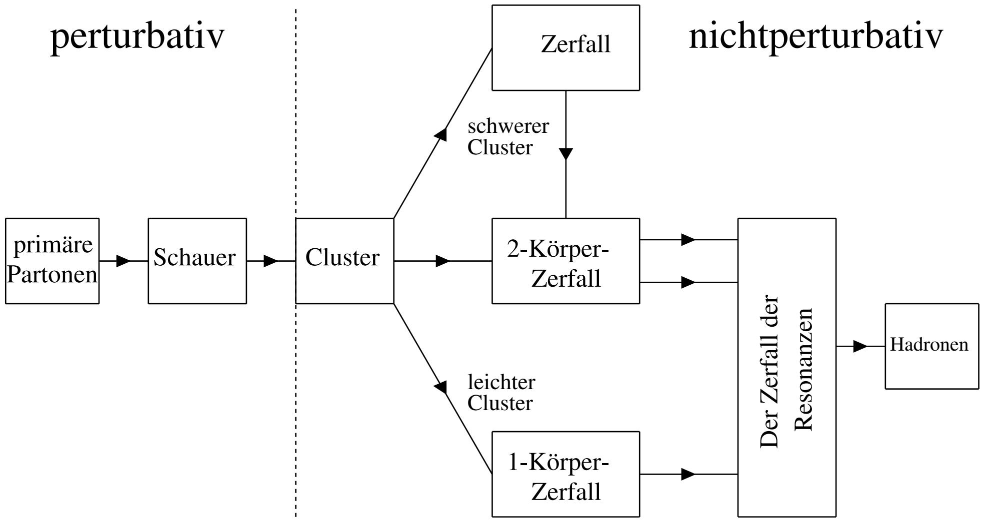


Abbildung 4.1: *Die schematische Darstellung für die Fragmentation der Partonen via Hadronisation der Cluster.*

Die Abb. 4.1 zeigt die Hadronisation des Clustermodells. Es gibt drei Klassen von Clustermassen:

- Die meisten Cluster haben die Masse m_{cl} in der Größenordnung von Q_0 (einige GeV), und werden in zwei Körper (Hadronen) zerfallen [18].
- Wenn der Cluster zu schwer ist, wird er zunächst in zwei leichtere Cluster aufgespalten und dann in den Prozeß der Zwei-Körper-Zerfälle übergehen.
- Wenn die Masse des Clusters, wie es manchmal vorkommt, zu leicht ist, so daß er nicht in zwei Hadronen zerfallen kann, zerfällt er in ein leichtes Hadron und der Viererimpuls wird auf einen Nachbarcluster übertragen [42].

Das *preconfinement* [45] in perturbativen QCD besagt daß die Größe des Singulettclusters eine universale (allgemeine) Verteilung ist, d.h. der Cluster ist nicht von den anfänglichen harten Prozessen (Prozesse mit hoher Energie von primären Quarks am

Anfang der Fragmentation) der Partonschauer abhängig, sondern alle Cluster liegen in der Größenordnung der lokalen Partonenenergie Q_0, die das Gluon in dem $q\bar{q}$-Zerfall benötigt. Die Größe des Clusters wird durch einen Lorentz-invarianten vierdimensionalen Abstand der Produktionspunkte von q und $\bar{q}$ definiert, d.h. wenn die q und $\bar{q}$ gleichzeitig entstanden sind, ist der Abstand eine räumliche Größe.
Wenn die Option *Colour Reconnection* in HERWIG nicht eingeschaltet ist, werden in dem Programm alle Quarks und Antiquarks, die aus dem Partonschauer entstanden sind, nur mit ihrem farbverbundenen ursprünglichen Partner ein Farbsingulettcluster bilden.
Diese Art von Clustern wird auf Grund ihrer räumlichen und zeitlichen Struktur unter Umständen groß. Da aber so ein Farbsingulettcluster im nichtperturbativen Bereich geclustert wird, ist er mit der Eigenschaft des $preconfinement$s verträglich.
Wenn die *Colour Reconnection* eingeschaltet ist, werden zunächst Farbsinguletts wie vorher erzeugt, aber das Programm prüft nun zusätzlich alle (nicht farbverbundenen) Singulett-Cluster-Paare vor der Clusterbildung, ob es alternative Cluster bilden kann, dessen quadratische Summe des Abstands kleiner ist. Wenn neue alternative Cluster gefunden wurden, wird die Wahrscheinlichkeit der *Colour Reconnection* dann durch PRECO gegeben.
Die Wahrscheinlichkeit der *Colour Reconnection* durch die Änderung des PRECO ist ein Vorteil von HERWIG. Diese Wahrscheinlichkeit wird in dieser Analyse durch folgende PRECO-Werte gegeben:

PRECO	*0.*	*0.111 0.20 0.30 0.40 0.50 0.60*

Anhand der verschiedenen PRECO-Werte werden die geladenene Multiplizität in hadronischen und semileptonischen WW-Zerfallskanälen untersucht, wobei die semileptonischen WW-Zerfallskanäle als eine Referenz dienen. Da die geladenene Multiplizität in diesen Kanälen aus physikalischen Gründen PRECO-unabhängig ist.

4.2 Detektorsimulation

Nach der vollständigen Simulation der physikalischen Prozesse wird der Einfluß des ALEPH-Detektors simuliert. Hiermit ist die Wechselwirkung zwischen den Teilchen und den Detektorkomponenten gemeint. Die Teilchen, die direkt aus HERWIG entstanden sind, werden dem Programmpaket GALEPH [46] übergeben. Mit dessen Hilfe werden die Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektor ALEPH simuliert. Anschließend werden die simulierten Signale (auch Monte-Carlo-Wahrheit genannt) digitalisiert und an das Rekonstruktionsprogramm JULIA [1] [47] weitergegeben, das diese Ereignisse ebenso behandelt wie tatsächlich aufgezeichnete Daten. Nach JULIA (auch mit Detektor-Niveau bezeichnet) werden die Ereignisse ausgewertet.
Die Abb. 4.2 zeigt, wie die Prozesse in Daten und im Monte-Carlo-Programm getrennt bzw. zusammen bearbeitet werden.

[1] Job to Understand LEP Interactions in ALEPH

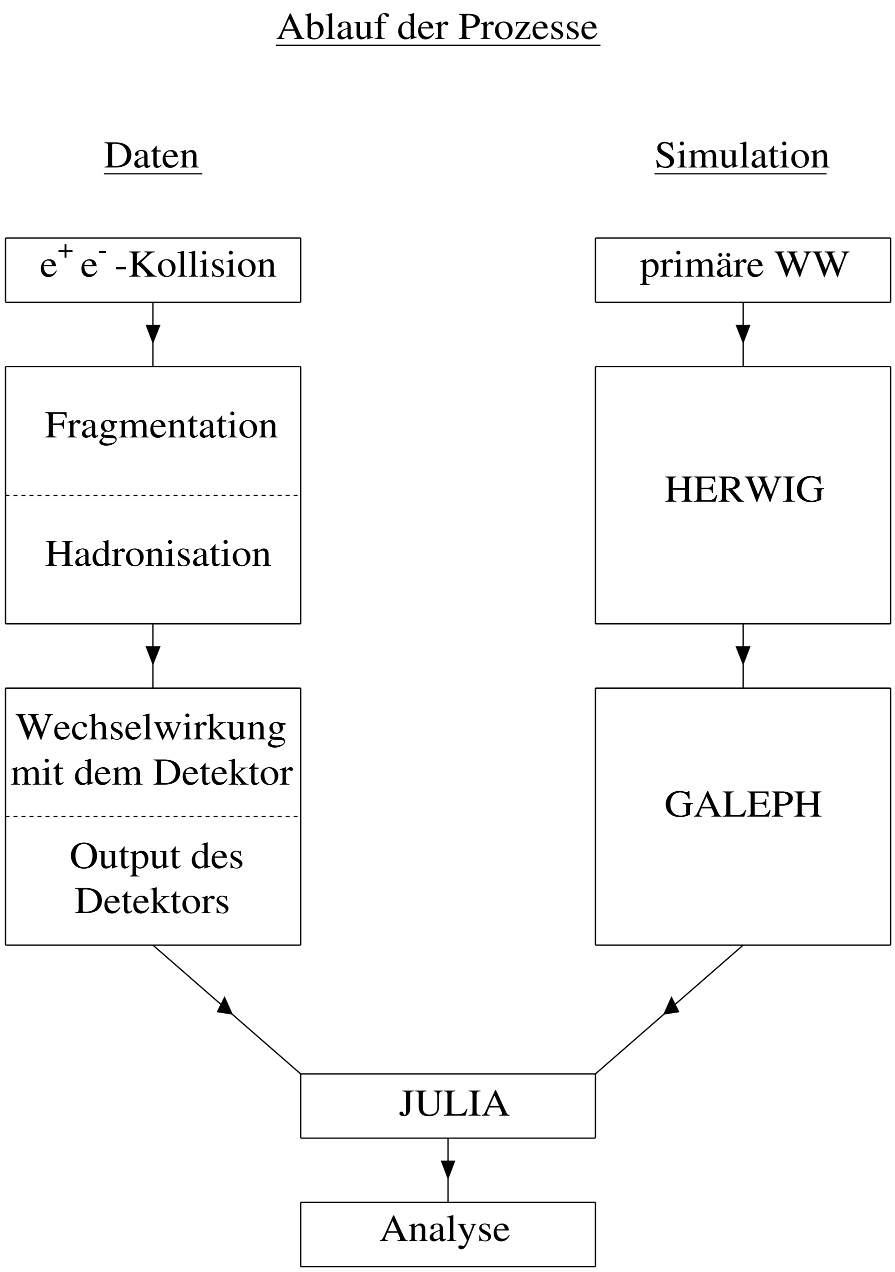


Abbildung 4.2: *Eine schematische Darstellung der verwendeten Simulations- und Rekonstruktionsprogramme.*

4.3 Die Observablen der Analyse

Der Effekt der *Colour Reconnection* wird in dieser Arbeit durch unterschiedliche Größen untersucht:

- Mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$,
- Breite der Multiplizitätsverteilung D,
- Schiefe (Skewness) der Multiplizitätsverteilung γ_1,
- Wölbung (Peakness) der Multiplizitätsverteilung γ_2,
- Multiplizitätsverteilung in Abhängigkeit vom Interjetwinkel θ_{min}.

4.3.1 Der Mittelwert und die Streuung

Der Mittelwert μ oder Erwartungswert $E(x)$ für eine stetige Zufallsvariable x ist über folgende Gleichung definiert:

$$\mu \equiv E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} x f(x) dx \ , \tag{4.1}$$

mit der Voraussetzung, daß das Integral absolut konvergiert und der Meßwert x im Intervall dx auftritt. $f(x)$ ist der Wert der Wahrscheinlichkeitsdichte (Dichtefunktion), und $f(x)dx$ läßt sich als Wahrscheinlichkeit dafür auffassen, daß der Meßwert x im Intervall dx auftritt.
In üblicher Weise sind die *Potenzmomente* des k-ten Grades definiert:

$$\mu_k \equiv E(x-\mu)^k = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-\mu)^k f(x) dx \ . \tag{4.2}$$

Der Erwartungswert des Abweichungsquadrates $E(x-\mu)^2$ wird Varianz von x genannt, Var(x) oder σ^2 (das Potenzmoment 2-ten Grades),

$$(x-\mu)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-\mu)^2 f(x) dx \ . \tag{4.3}$$

σ wird Standardabweichung oder die Breite D genannt.

4.3.2 Die Schiefe (Skewness)

Die Schiefe (das Potenzmoment 3-ten Grades) ist definiert als

$$\gamma_1 \equiv \frac{\mu_3}{(\mu_2)^{3/2}} = \frac{E(x-\mu)^3}{\sigma^3} \ . \tag{4.4}$$

Sie beschreibt die Abweichung der Verteilung von der Normalverteilung in der Verschiebung nach rechts oder nach links. Liegt der Hauptanteil einer Verteilung auf der linken Seite der Verteilung konzentriert, dann spricht man ihr eine positive Schiefe zu.

4.3.3 Die Wölbung (Peakness)

Die Wölbung (das Potenzmoment 4-ten Grades) ist definiert als

$$\gamma_2 \equiv \frac{\mu_4}{(\mu_2)^2} - 3 = \frac{E(x-\mu)^4}{\sigma^4} - 3 \ . \tag{4.5}$$

Die Wölbung beschreibt, ob das Maximum einer Verteilung höher oder tiefer als das der Normalverteilung liegt. Liegt es bei gleicher Varianz höher, so hat die Verteilung eine positive Wölbung.

4.4 Die Analysemethode

4.4.0.1 Die Motivation und die Methode

Im Ellis-Geiger-Modell (VNI) wurde ein großer Effekt der *Colour Reconnection* vorhergesagt [34]. Die Vorhersage dieses Modells in hadronischen Kanälen bei der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$=162 GeV, in dem die *Colour Reconnection* eingeschaltet ist, ergibt eine W-Massenverschiebung von einigen hundert MeV und eine Abnahme der geladenen Multiplizität um bis zu 10% bei dem Interjetwinkel θ_{min} [28], wie in Abb. 4.3

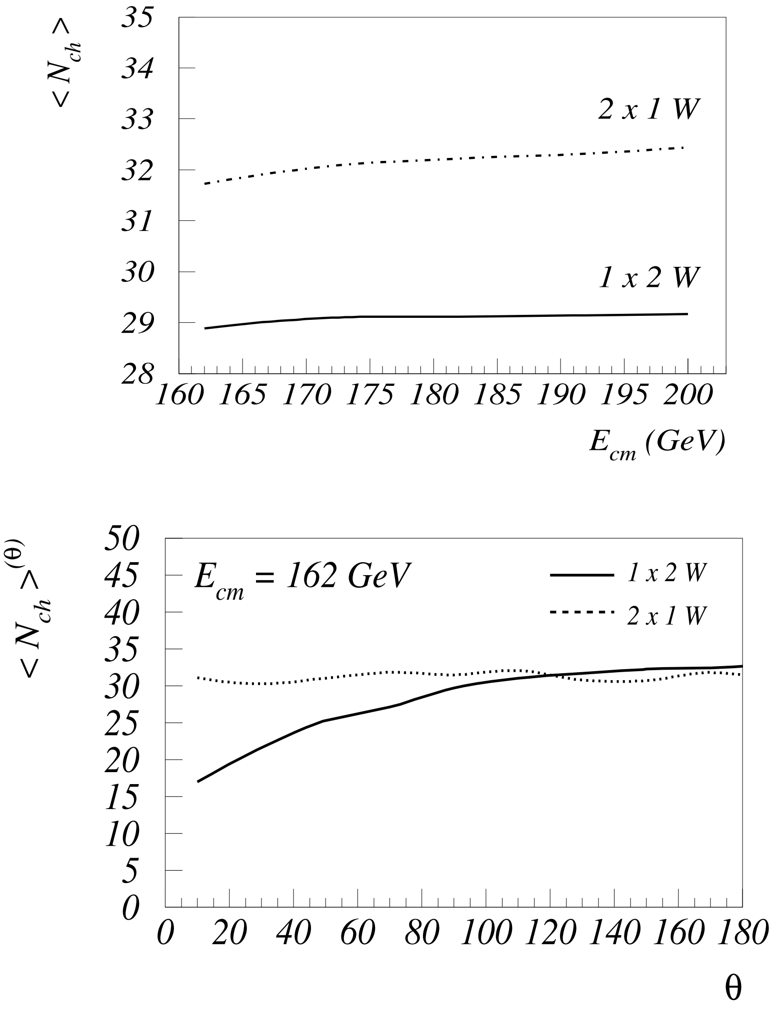


Abbildung 4.3: *Die $< N_{ch} >$ im Fall der Colour Reconnection: Oben wird der Unterschied der $< N_{ch} >$ zwischen 2×semileptonischen und 1×hadronischen W-Kanälen gezeigt; Unten die $< N_{ch} >$ als Funktion des Interjetwinkels θ_{min}.*

Nach diesem Modell sollten folgende Größen sensitiv auf *Colour Reconnection* sein:

- Falls es den Effekt der *Colour Reconnection* gibt, sollte das Verhältnis der geladenen Multiplizität größer als 1 sein (siehe Abb. 4.4(a) und (b)). Das Verhältnis besteht aus 2 Mal semileptonischen WW-Zerfällen (jeweils ohne leptonischen W-Zerfall) und 1 Mal hadronischen WW-Zerfällen:

$$\frac{2 < N_{ch}^{SL}(W) >}{< N_{ch}^{Had}(2W) >} \quad > \quad 1$$

- Wenn es keine *Colour Reconnection* gibt, sollte das Verhältnis exakt gleich 1 sein:

$$\frac{2 < N_{ch}^{SL}(W) >}{< N_{ch}^{Had}(2W) >} \quad = \quad 1$$

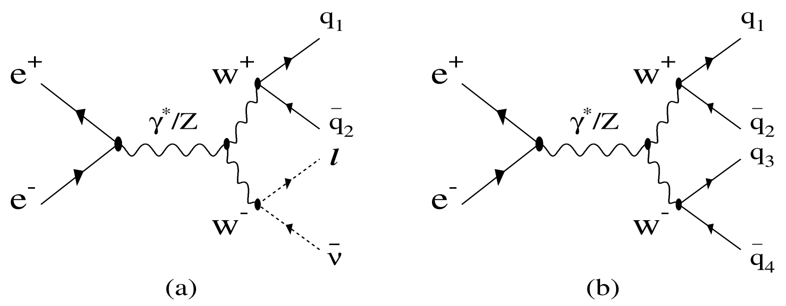


Abbildung 4.4: *Die Feymandiagramme der (a) semileptonischen WW-Zerfälle und (b) hadronischen WW-Zerfälle.*

Diese Verhältnismethode der beiden Kanäle kann als Meßgröße für den Effekt der *Colour Reconnection* sowohl in dem Monte-Carlo-Programm als auch in den Daten angewendet werden. Diese Methode wird auch in den Daten verwendet, um eine Monte-Carlo-unabhängige Messung der geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ für den Effekt der *Colour Reconnection* zu gewinnen. Darüberhinaus ist sie ein Mittel, um die Richtigkeit des Monte-Carlo-Programms zu prüfen. Das HERWIG wurde somit auch geprüft und es wurde festgestellt, daß einige Neuanpassungen (*re-tunings*) nötig waren.

Kapitel 5

Datenanalyse

5.1 Datenselektion

Die WW-Ereignisse, sowohl die von HERWIG simulierten als auch die experimentellen Daten, die für diese Analyse verwendet wurden, wurden selektiert und danach mit dem Jetalgorithmus zu vier Jets geclustert.

5.1.1 Vorselektion

Bevor eine Spur überhaupt angenommen wird, muß sie zunächst als *gute Spur* definiert werden. Eine gute Spur muß folgende Standardkriterien erfüllen:

- mehr als vier Meßpunkte in der TPC
- $d_0 \quad < 2$ cm,
- $z_0 \quad < 10$ cm,
- $\mid cos\theta \mid \; < 0.95$,

d_0 ist der minimale radiale Abstand zwischen Spur und Wechselwirkungspunkt und z_0 ist der minimale Abstand in z-Richtung zwischen Spur und Wechselwirkungspunkt. $cos\ \theta$ ist der minimale Winkel der geladenen Spur zur Strahlachse.
Nach der Selektion der „guten Spur" wird das Ereignis nach folgenden Bedingungen vorselektiert:

- Ein Ereignis muß mindestens 5 gute Spuren haben.
- Die gesamte Energie E_{ch} der geladenen Spuren eines Ereignisses muß größer als 10% der Schwerpunktenergie sein.

Mit dieser Vorselektion werden Ereignisse verworfen, die aus der Strahlen-Gas-Wechselwirkung, der Strahlen-Strahlrohr-Wechselwirkung, kosmischer Strahlung, leptonischen Ereignissen und $e^+e^- \to \gamma Z \to \gamma q\bar{q}$ resultieren. Nach der Vorselektion werden die hadronischen WW-Ereignisse von dem Neuronalen-Netz (NN) [48] weiter selektiert.

5.1.2 Das Neuronale Netz

Das (*feed-forward*) Neuronale Netz, das hier für die Selektion der hadronischen W-Bosonen benutzt wurde, wurde in Clermont[1] entwickelt. Das NN-System besteht aus vier Schichten, die aus einer Topologie von $N_i \times N_{h1} \times N_{h2} \times N_0$ aufgebaut sind, wobei $N_i(N_0)$ die Anzahl der Input-(Output-)Neuronen ist und N_{h1}, N_{h2} die Anzahl der Neuronen in den zwei versteckten Schichten ist. Jedes Neuron bearbeitet das Signal und gibt es dann an alle Neuronen auf der nächsten Schicht weiter, da die Signale nur in einer Richtung bearbeitet werden. Für diese Analyse wurde ein NN-Paket QNNWTAG[2] als eine Unterroutine mit dem Output von -1 bis $+1$ verwendet. Die Singnale liegen diesem Bereich etwa bei $+1$ und der Untergrund etwa bei -1. Die 19 Inputvariablen der Neuronalen Netzes werden vom Monte-Carlo-Programm mit der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$=183 GeV zunächst erzeugt und danach in das NN übergeben, um es zu trainieren. In dieser Analyse wurde ein Selektionsschnitt von > -0.3 verwendet, und dabei eine Effizienz für die hadronischen WW-Zerfallskanäle von 89.9 % mit Hilfe der 50 000 HERWIG-Monte-Carlo-Ereignisse festgestellt. Ebenso wurde mit diesem Selektionsschnitt mit Hilfe der PYTHIA 5.7 [14], die die Untergrundprozesse (siehe Kapitel „Daten“) simuliert hat, eine Reinheit von 77.5 % berechnet.

5.1.3 Jet-Cluster-Algorithmen

Das selektierte Ereignis wird mit dem DURHAM-Algorithmus [49] in vier Jets geclustert, damit die mittlere geladene Multiplizität als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} untersucht werden kann. Für die Untersuchung der mittleren geladenen Multiplizität und der höheren Momente ist dieser Schritt nicht notwendig, da allein aus den selektierten Ereignissen die geladene Multiplizität und die gesamte Multiplizitätsverteilung bestimmt werden kann.
Der DURHAM-Algorithmus basiert auf einer iterativen Bildung der sogenannten Pseudoteilchen, wobei das letzte Pseudoteilchen dem Jet entspricht. In jeder Iteration werden zwei Pseudoteilchen (Jets) i und j über eine wohldefinierte Metrik y_{ij} (Abstand im Phasenraum) zu einem neuen Jet gebildet. Diese Jetbildung wird iterativ fortgesetzt, bis die erwünschte Anzahl der Jets erreicht ist bzw. bis die Bedingung y_{ij} kleiner als Abschneideparameter y_{cut} erfüllt ist. Der Abstand y_{ij} dient auch als ein Maß für das Auflösungsvermögen. Im DURHAM-Algorithmus wird eine Metrik y_{ij} definiert:

$$y_{ij} = \frac{2\ min\ (E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - cos\ \theta_{ij})}{E_{vis}^2}\ , \tag{5.1}$$

wobei y_{ij} der Abstand der Teilchenpaare $(i,\ j)$ im Phasenraum ist. E_{vis} ist die gesamte Energie aller Teilchen in einem Ereignis.

[1] Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand IN2P3/CNRS Université Blaise Pascal F-63177 Aubiére Cedex France
[2] http:// alephwww.cern.ch/~edgecock/ ww_jet/ tools/ qnnwtag.html

5.1.4 Die Jet-Zuordnung

Nachdem ein Ereignis in vier Jets geclustert wurde, werden die drei möglichen Kombinationen von Dijet-Paaren gebildet. Für jede Kombination wird die Masse der zwei Dijet-Paare durch ein reskaliertes *vier-constraint* ($4C$)-Fit berechnet.
Allein mit diesem *vier-constraint* ($4C$)-Fit läßt sich die W-Masse auf Grund der Energie-Impuls-Erhaltung berechnen. Das Ergebnis dieses Fits kann verbessert werden, indem man die W-Masse reskaliert. Die reskalierte W-Masse läßt sich wie folgt berechnen:

$$m_{ij}^{resk.} = m_{ij} \frac{E_b}{E_i + E_j} , \tag{5.2}$$

wobei E_b die Strahlenenergie ist und E_i, E_j die beiden Jetenergien sind. Der Jet-Zuordnungs-Algorithmus[1] wird verwendet, um die richtige Kombination der Jet-Paare zu finden. Er funktioniert folgendermaßen :
Drei Bedingungen müssen erfüllt sein, bevor ein Ereignis für die Dijet-Paar-Bildung angenommen wird. Erstens müssen die beiden W-Massen der selektierten Kombination im Massenfenster $60 - 80$ GeV/c^2 liegen und mindestens eine der beiden W-Massen zwischen $74 - 86$ GeV/c^2. Zweitens sollte die Summe der beiden Interjetwinkel von beiden Dijet-Paaren nicht die kleinste sein. Nachdem das Ereignis diese Bedingungen erfüllt hat, sollte noch die Differenz zweier Jet-Paar-Massen am kleinsten sein. Dann wird die Kombination als richtig akzeptiert. Die Effizienz, daß dieser Algorithmus die richtige Kombination der W-Paare findet, beträgt 86.9 % [50].

5.2 Das Ergebnis der Monte-Carlo-Studien

5.2.1 Das tuning von HERWIG

Seit der Version 5.9 enthält HERWIG eine Option der *Colour Reconnection*, die auf der räumlichen und zeitlichen Struktur der Ereignisse am Ende der Partonschauer basiert. In dieser Analyse wurden verschiede Wahrscheinlichkeiten der *Colour Reconnection* in HERWIG eingeschaltet, die durch verschiedene PRECO gegeben waren. Immer wenn die *Colour Reconnection* dieser Version eingeschaltet ist, verhält sich das Programm anders als vorher. Nicht nur die mittleren geladenen Multiplizitäten $< N_{ch} >$ in den hadronischen WW-Zerfallskanälen mit der PRECO haben zugenommen, sondern auch die der semileptonischen WW-Zerfallskanäle (siehe Abb. 5.2) und sogar die des Z-Zerfallskanals (siehe Abb. 5.1). Aus diesem Grund wurde das HERWIG für jede PRECO als ein neues Programm betrachtet, und jedes PRECO wurde mit den niederenergetischen Z-Daten getuned [51]. Die gesamte *Retuning*-Arbeit wurde von G. Rudolph und anderen [51] geleistet. Nach einem iterativen *Retuning*-Prozeß, wurde

[1] A. Moutoussi. http://alephwww.cern.ch/ moutouss/ww/wpairs.html

HERWIG in dieser Analyse verwendet, um den Effekt der *Colour Reconnection* zu untersuchen.

5.3 Das Ergebnis von HERWIG

Hier wurden die mittleren geladenen Multiplizitäten $< N_{ch} >$ in semileptonischen und hadronischen WW-Zerfallskanälen mit verschieden PRECO gemessen und ein Verhältnis von zwei mal semileptonischen (ohne leptonischen W-Zerfall) und ein mal hadronischen WW-Zerfallskanälen gebildet. Danach wurde die Steigung für verschiedene PRECO angepaßt, um festzustellen, ob die verschiedenen Meßgrößen ($< N_{ch} >$, die Breite, die Schiefe, die Wölbung und $< N_{ch} > (\theta)$ aus zwei Jets aus verschiedenen W-Bosonen) PRECO-abhängig sind.
Als Kontrolle wurde die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ (siehe Abb. 5.1) der Z-Zerfälle von HERWIG ohne *Retuning* und nach dem *Retuning* eingetragen. Dies

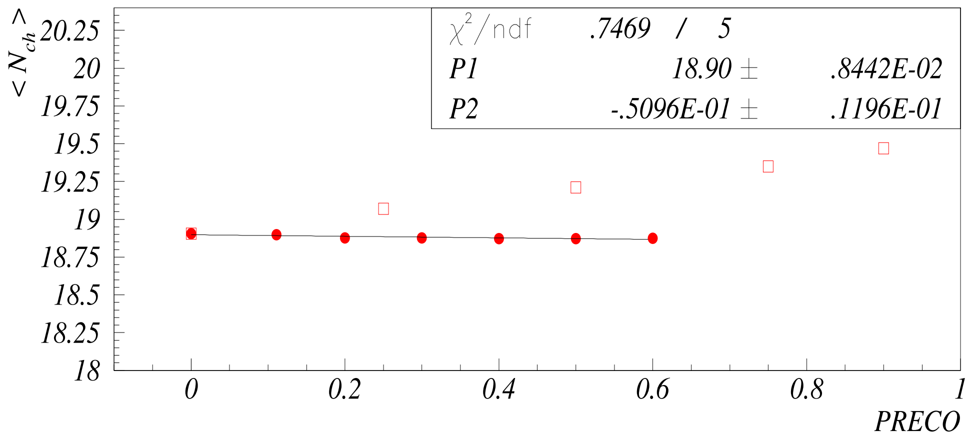


Abbildung 5.1: *Die mittlere geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ der Z-Bosonen von HERWIG: Ohne Retuning (□) und nach dem Retuning (•).*

hat keine PRECO-Abhängigkeit bei den Z-Zerfällen gezeigt.
Die semileptonischen WW-Zerfallskanäle links in Abb. 5.2 dienen als Vergleich zu den hadronischen WW-Zerfallskanälen (rechte Abbildung). Die geladenen Multiplizitäten $< N_{ch} >$ der beiden Kanäle sind jetzt PRECO-unabhängig im Vergleich mit der ohne-*Retuning*-Version, d.h. konstant bei verschiedenen PRECO. Die Steigung des Fits von den Verhältnissen der beiden Zerfälle bleibt innerhalb der Fehler mit eins verträglich (siehe Abb. 5.3). Es kann also kein signifikanter Effekt der *Colour Reconnection* in HERWIG in Bezug auf die geladenen Multiplizitäten gemessen werden.

Die Steigung des Fits in der Breite der geladenen Multiplizitätsverteilung hat eine signifikante PRECO-Abhängigkeit (ca. vier Standardabweichungen) gezeigt. Dies bedeutet, daß weitere *Tuning*-Arbeit in HERWIG geleistet werden muß.
Keine PRECO-Abhängigkeit wurde bei den Steigungen des Fits bei anderen höheren Momenten (siehe Abb. 5.4) und den mittleren geladenen Multiplizitäten als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} (Abb. 5.5) gemessen.

5.4 Zusammenfassung der HERWIG-Studien

Das Ergebnis nach dem *Retuning* hat gezeigt, daß der Effekt der *Colour Reconnection* in HERWIG bis auf das Fit der Breite der mittleren geladenen Multiplizitätsverteilung nicht signifikant ist, zumindest innerhalb der Fehler keine eindeutige Steigung in Abhängigkeit von verschiedenen PRECO gesehen wurde.
Hier wurde die Steigung des Fits von der Wölbung mit dem größten PRECO-Wert von 0.60 genommen, um zu vergleichen.

Meßgröße	*Steigung (PRECO)*	Colour Reconnection
$< N_{ch} >$	*-0.09 ± 0.06*	*nein*
Verhältnis	*0.00± 1.41*	*nein*
Breite	*0.27 ± 0.07*	*ja*
Schiefe	*-0.04 ± 0.05*	*nein*
Wölbung	*-0.07 ± 0.12*	*nein*
$< N_{ch} >(\theta)$	*0.03 ± 0.02*	*nein*

Die signifikante Abweichung des Fits von der Breite (ca. vier Standardabweichungen) deutet darauf hin, daß HERWIG noch weiter *getuned* werden muß.
Ein großer Unterschied in der mittleren geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ zwischen den semileptonischen (ohne leptonischen W-Zerfall) und hadronischen WW-Zerfallskanälen, wie das VNI Modell vorhergesagt hat, wurde in HERWIG nicht gesehen.

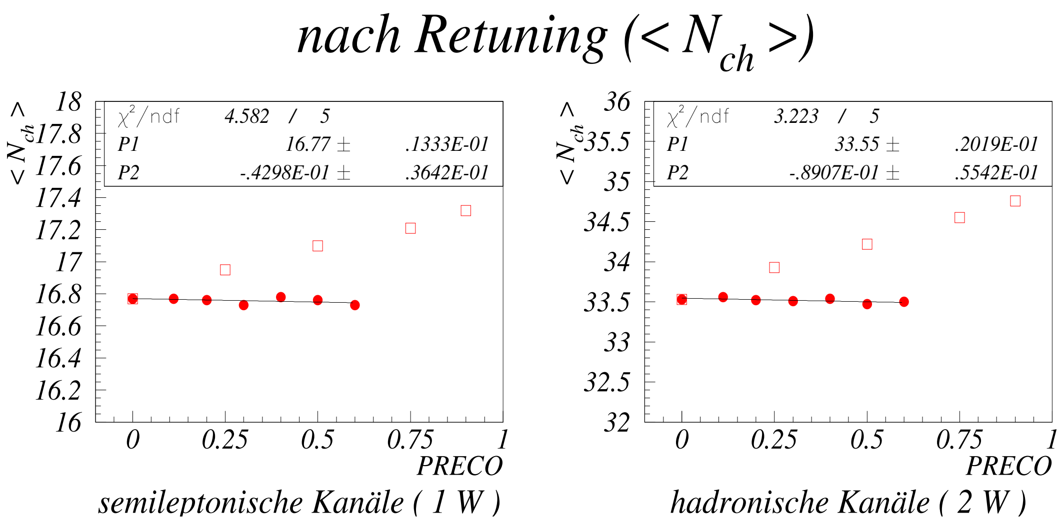


Abbildung 5.2: *Links: Die $< N_{ch} >$ gegen das PRECO in semileptonischen WW-Zerfallskanälen. Rechts: Die $< N_{ch} >$ gegen das PRECO in hadronischen WW-Zerfallskanälen. Ohne Retuning (in $\square$) und nach Retuning (in $\bullet$).*

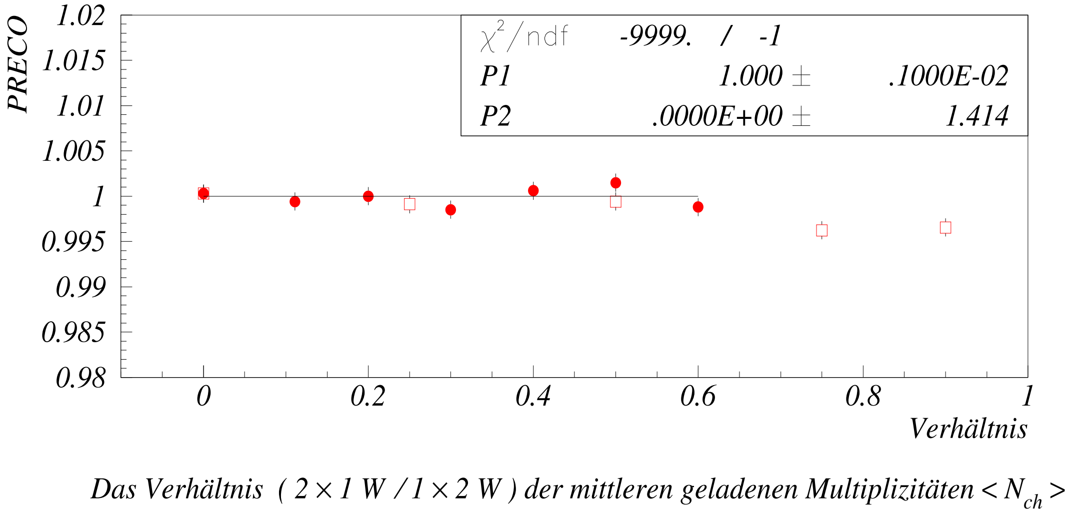


Abbildung 5.3: *Nach Retuning des HERWIGs: Ein Vergleich zwischen den Werten ohne Retuning (in $\square$) und nach Retuning (in $\bullet$) in der Abhängigkeit von PRECO.*

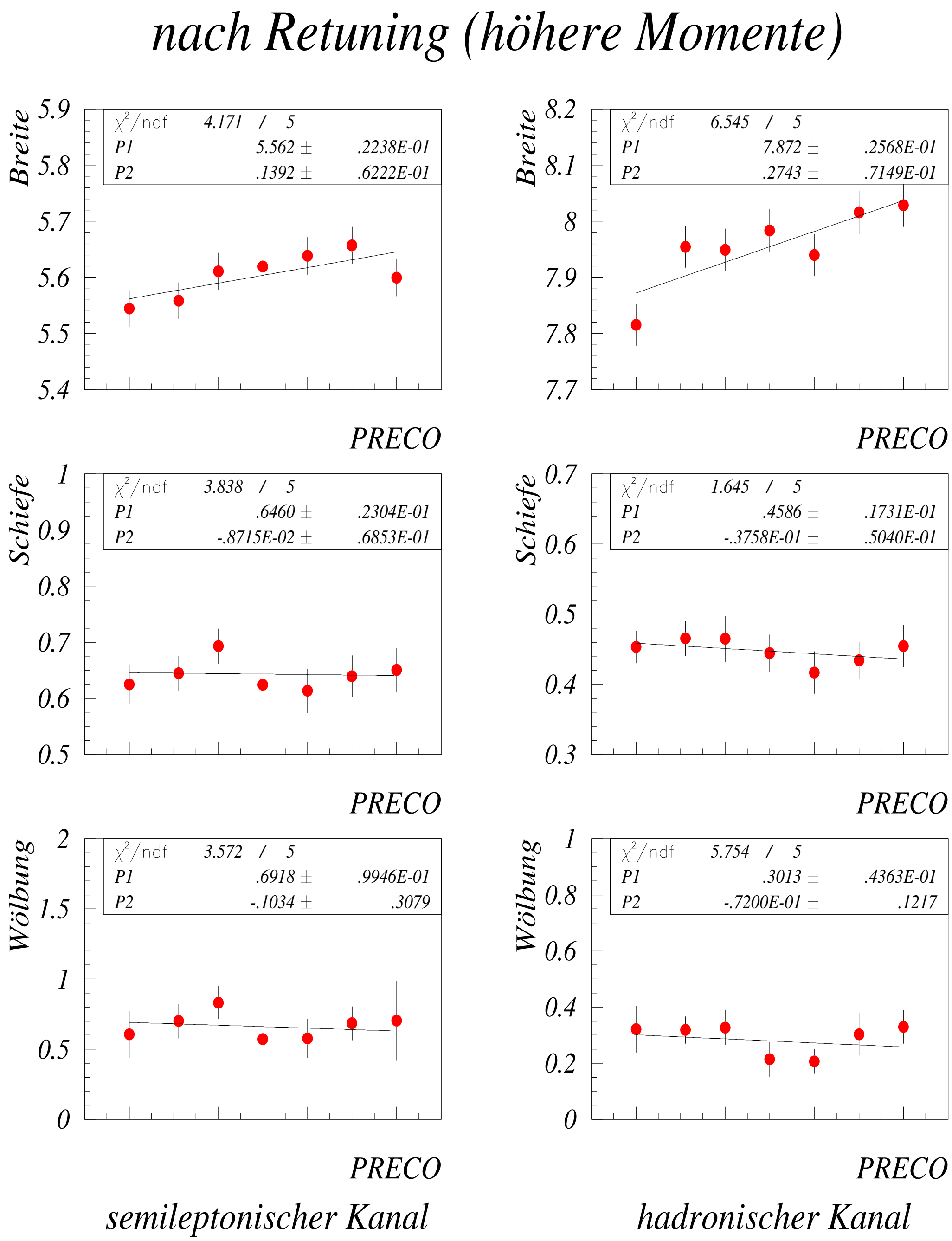


Abbildung 5.4: *Die Breite, die Schiefe und die Wölbung der Multiplizität für verschiedene PRECO sind eingetragen.*

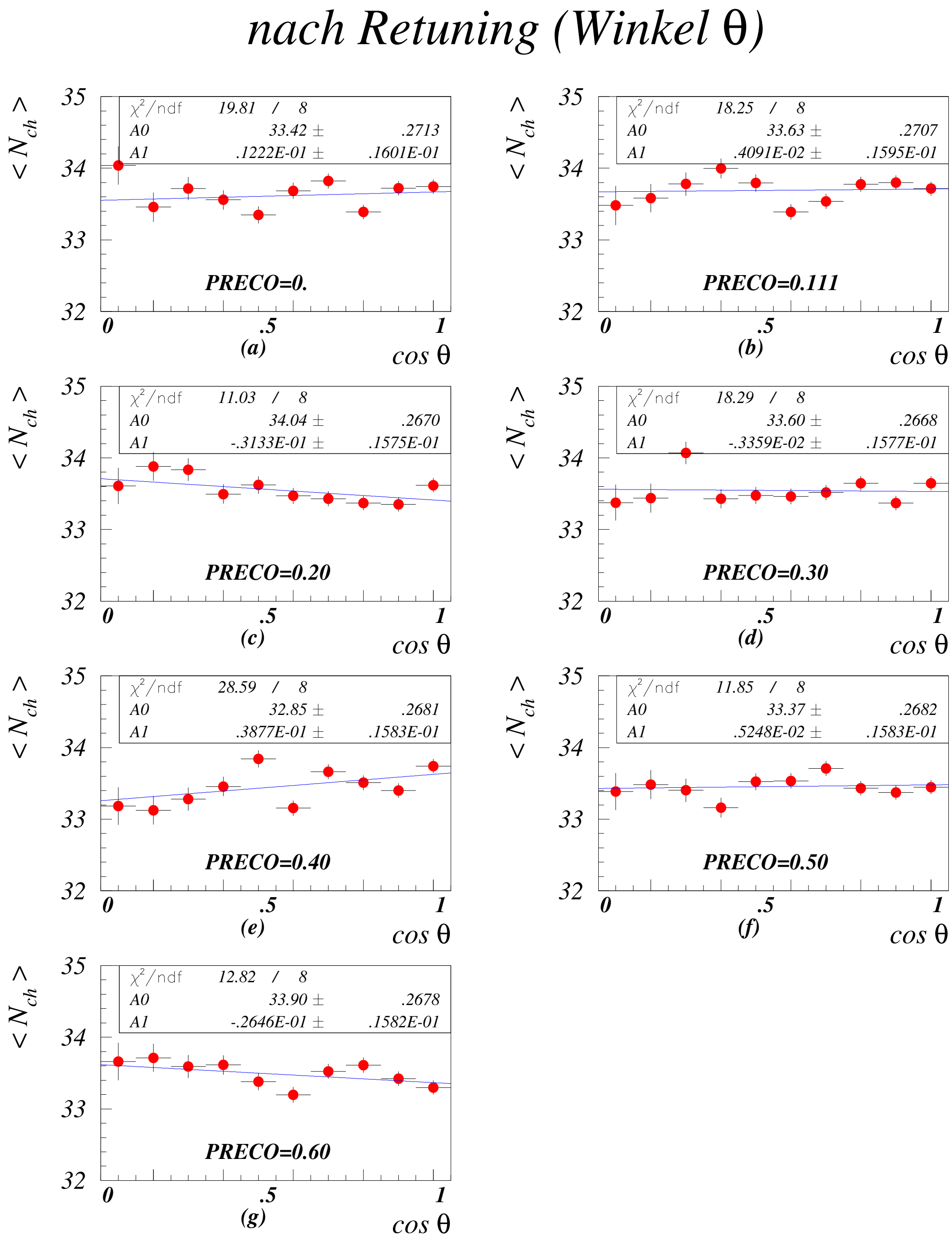


Abbildung 5.5: *Die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ ist als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} für verschiedene PRECO.*

Kapitel 6

Die Messung der geladenen Multiplizität

Bevor die gemessene geladene Multiplizität mit der theoretisch vorhergesagten verglichen werden kann, müssen zuerst der Untergrund und die Detektor-Effekte korrigiert werden: die Effekte der Spurrekonstruktion, die Akzeptanz der Ereignis- und Spur-Selektion und die Teilchen-Wechselwirkung mit Detektor-Materialien. Um die genannten Effekte zu korrigieren, lassen sich verschiedene Methoden verwenden, die im folgenden beschrieben werden.

6.1 Globale-Korrektur-Methode

Die einfachste Methode, die mittlere geladende Multiplizität zu korrigieren, ist, in Monte-Carlo-Ereignissen das Verhältnis vor und nach der Detektor-Simulation zu bestimmen. Daraus ergibt sich folgende Gleichung:

$$< N_{ch} > (korrigiert) \; = < N_{ch} > (gemessen) \cdot Korrektur \; . \tag{6.1}$$

Hier ist N_{ch} die Multiplizität geladener Spuren und $< N_{ch} >$ die mittlere geladene Multiplizität. Diese Methode der Korrektur kann aber nicht für die Untersuchung der höheren Momente der Multiplizitätsverteilung angewandt werden, in der die Eigenschaften der Verteilung untersucht werden, z.B. die Breite, die Schiefe, die Wölbung usw. der Verteilung. Dafür muß die gemessene Verteilung der geladenen Multiplizität zunächst in die ursprüngliche Form zurückkorrigiert werden.

6.2 Bin-pro-Bin-Korrektur-Methode

Für die meisten Analysen genügt es, einen multiplikativen Korrektur-Faktor K_i an einzelne Bins der gemessenen geladenen Multiplizität $N_{ch}(gemessen)_i$ anzubringen, um $N_{ch}(korrigiert)_i$ in einem *Bin* zu errechnen. Das *Bin* ist die Einheitsbreite in der

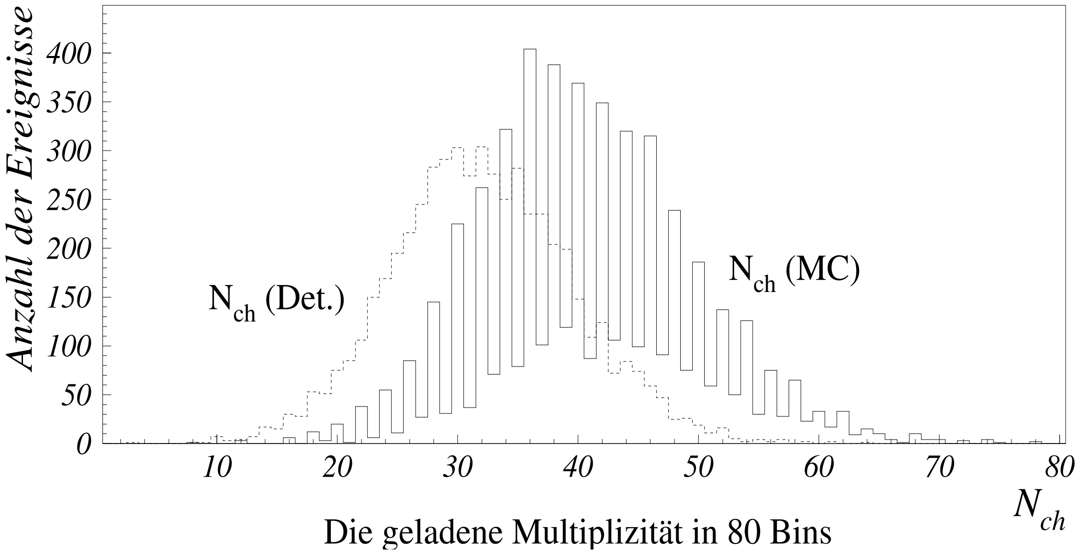


Abbildung 6.1: *Die geladene Multiplizitätsverteilung. Der linke Teil (gebrochene Linien) ist die rekonstruierte Verteilung $N_{ch}(Det.)$ und der rechte Teil (durch-gezogene Linie) ist die generierte Verteilung $N_{ch}(MC)$.*

Verteilungsachse, hier die Achse der geladenen Multiplizität.

$$N_{ch}(korrigiert)_i = N_{ch}(gemessen)_i \cdot K_i \ , \tag{6.2}$$

wobei i der Index des *Bins* ist.
Der Korrektur-Faktor wird durch folgendes Verfahren berechnet. Zuerst wird eine bestimmte Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen erzeugt, und daraus die generierte Verteilung $N_{ch}(MC)$ gewonnen. Diese Ereignisse werden an das Detektor-Simulationsprogramm weitergegeben, um "Daten" zu simulieren, die tatsächlichen Daten entsprechen. Daraus ergibt sich die rekonstruierte Verteilung $N_{ch}(Det.)$. Der Korrektur-Faktor K ist das Verhältnis von zwei Werten:

$$K_i = \frac{N_{ch}(MC)_i}{N_{ch}(Det.)_i} \ . \tag{6.3}$$

Die Gleichung (6.2) lautet dann:

$$N_{ch}(korrigiert)_i = N_{ch}(gemessen)_i \cdot \left(\frac{N_{ch}(MC)_i}{N_{ch}(Det.)_i}\right) \ . \tag{6.4}$$

Obwohl diese Methode in Monte-Carlo-Ereignissen die generierte Verteilung in guter Approximation reproduziert, gibt es leider folgende Nachteile:

- Er ist mit einem systematischen Fehler behaftet, d.h. jedes Monte-Carlo-Modell hat eigene Korrekturfaktoren, die ein wenig von anderen Monte-Carlo-Modellen abweichen. Eine Abschätzung der systematischen Fehler kann aber aus mehreren verschiedenen Monte-Carlo-Modellen gewonnen werden.

- Die Effekte der Spurrekonstruktion verursacht eine Wanderung der Ereignisse von einem Bin zum anderen in der Multiplizitätsverteilung nach der Detektorsimulation. Diese Wanderung läßt sich mit dem Korrektur-Faktor in Gl. 6.3 nicht immer korrigieren, wenn die Anzahl der geladenen Spuren von zwei W-Bosonen in irgendeinem Bin Null ist (siehe Anfang und Ende der Verteilung (gezogene Linien) in Abb. 6.1).

Eine Methode, die besser geeignet ist, um die Wanderungen der Ereignisse in der Multiplizitätsverteilung zu beschreiben, ist die sogenannte Matrix-Entfaltungsmethode [52].

6.3 Matrix-Entfaltungsmethode

In dieser Arbeit wird die Matrix-Entfaltungsmethode angewandt, in der die geladene Multiplizitätsverteilung durch eine Matrix entfaltet wird [53], um die Ereigniswanderung zu korrigieren. Es gibt zwei unterschiedliche Methoden, um die Entfaltungsmatrix zu konstruieren. Daraus folgen zwei unterschiedliche physikalische Bedeutungen:

- Die Entfaltungsmatrix entspricht der Funktion $A(y,x)$, die sich in einem sogenannten Faltungsintegral befindet [54]:

  $$g(y) = \int_a^b A(y,x) f(x)\, dx \ , \tag{6.5}$$

  wobei $f(x)$ die ursprüngliche Verteilung ist, die innerhalb des Bereich $a \leq x \leq b$ definiert ist. $g(y)$ ist die Faltungsverteilung nach der Integration. Die Integral-Form dieser Gleichung wird durch die Summe ersetzt:

  $$N_{ch}(Det.)_j \ = \ \sum_i M_{ji} N_{ch}(MC)_i \ . \tag{6.6}$$

  Damit wird die Korrektur-Gleichung so umgeschrieben:

  $$N_{ch}(MC)_i \ = \sum_j M_{ij}^{-1} N_{ch}(Det.)_j \ , \tag{6.7}$$

  wobei M_{ij}^{-1} in Gl. 6.7 die invertierte Matrix von M_{ji} in Gl. 6.6 ist.
  Die Methode mit der Matrix M_{ji} in der Gl. 6.6 ist nach [55] modellunabhängig. Hier beschreibt diese Matrix nach ihrer Konstruktion die Wahrscheinlichkeit,

daß die Multiplizität in Bin i im Monte-Carlo in das Bin j nach der Detektor-Simulation übergeht. Das ist eine Beschreibung der Detektoreffekte, die in erster Nährung unabhängig vom Monte-Carlo-Generator ist.
Es liegt an der Natur dieser Matrix, daß sie in der Praxis meist nicht invertierbar ist. In der Arbeit von Blobel [54] wurde diese Methode der invertierten Matrix $M_{i,j}^{-1}$ untersucht. Leider hat sich gezeigt, daß die entfaltete Verteilung in der Regel eine große Abweichung von der ursprünglichen Verteilung aufweist.

- Die zweite Alternative ist die Umschreibung der Gl. 6.7. An die Stelle der invertierten Matrix M_{ij}^{-1} wird eine andere Matrix T_{ij} gesetzt, die aber keine invertierte Matrix ist. Die Gleichung mit der neuen konstruierten Matrix sieht eigentlich ähnlich wie Gl. 6.7 aus:

$$N_{ch}(MC)_i \ = \sum_j T_{ij} \cdot N_{ch}(Det.)_j \ . \tag{6.8}$$

  Anders als Gl. 6.6 ist diese modellabhängig [55]. Dies liegt daran, daß die Matrix T_{ij} nicht mehr nur Detektoreffekte beschreibt, sondern auch von der speziellen Multiplizitätverteilung abhängt, mit der sie konstruiert wurde. D.h. die Matrix T_{ij} ist nach ihrer Konstruktion nur für diese spezielle Verteilung in der Gl. 6.8 gültig.
  Deswegen ist diese Methode ebenfalls vom Modell abhängig, aber weniger als die *Bin-pro-Bin-Korrektur-Methode*. Diese Abhängigkeit kann dann wieder als Einschätzung für den systematischen Fehler dienen.

Mit der Entfaltungsmethode der Matrix kann die Bin-Breite in noch kleinere Bins gewählt werden (z.B. eine Spur pro Bin).

6.3.1 Test der Methode

6.3.1.1 Die Entfaltungsmatrix

Die beiden Monte-Carlo-Verteilungen, die generierte Verteilung $N_{ch}(Det.)$ und die rekonstruierte Verteilung $N_{ch}(MC)$, die durch gleiche Ereigniskriterien selektiert werden, werden in ein zweidimensionales Histogramm eingefüllt. Dadurch entsteht eine Matrix, deren Matrixelemente später zeilenweise auf 1 normiert werden. Die Abb. 6.2 zeigt die normierte Entfaltungsmatrix T_{ij} in einem dreidimensionalen Histogramm aufgetragen. Es zeigt die Wanderungen der Matrixelemente aus dem diagonalen Bereich. D.h. wenn der Detektor perfekt ist, ist diese Matrix eine Einheitsmatrix. Die Matrix T_{ij} der Gl. 6.8 ist gerade diese Wahrscheinlichkeitsmatrix und wird in folgender Weise berechnet. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Ereignisse der rekonstruierten Verteilung $N_{ch}(Det.)$ im Intervall j als die Ereignisse der generierten Verteilung $N_{ch}(MC)$ im Intervall i beobachtet werden, ist gegeben durch

$$T_{ji} = \frac{H_{ij}}{\sum_k H_{ik}} \ , \tag{6.9}$$

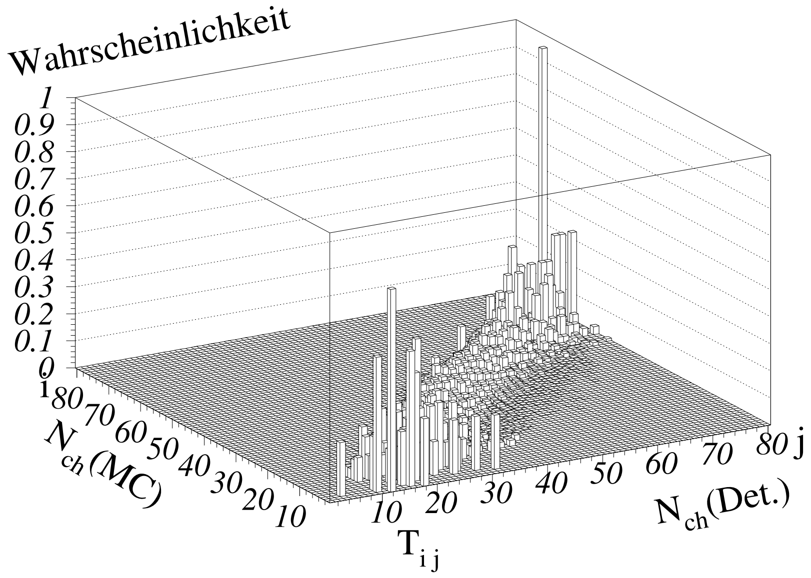


Abbildung 6.2: *Die auf 1 normierte Entfaltungsmatrix* T_{ij}.

wobei H_{ij} die Anzahl der Ereignisse ist, bei denen das Paar $(N_{ch}(Det.), N_{ch}(MC))$ sich in dem Intervall $(i\ ,\ j)$ befindet.

$$T_{ij} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & \dots \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & \dots \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots\ T_{mn} \end{pmatrix} .$$

6.3.1.2 Test

Diese Methode (*Matrix-Entfaltungsmethode*) wurde mit dem Monte-Carlo-Programm KORALW [56] getestet, da eine größere Anzahl von KORALW-Ereignissen zur Verfügung stand. Zunächst läßt sich aus 40 000 Ereignissen von KORALW eine Matrix T_{ij} wie Gl. 6.8 konstruieren, die den Detektoreffekt beschreiben sollte. Mit ihr sollte ein rekonstruierte geladene Multiplizitätsverteilung $N_{ch}(Det.)$ multipliziert werden, die aus 5 400 Ereignissen von KORALW genommen wurde, welche statistisch unabhängig waren. Die Ereignisse von KORALW wurden wieder verwendet, um die Matrix zu testen, damit keine systematische Abweichung berücksichtigt werden muß.

Wenn die Matrix T_{ij} den Detektor perfekt beschreibt, sollte diese Gleichung gelten:

$$\underbrace{N_{ch}(MC)_i}_{generierte} - \overbrace{\underbrace{\sum_j T_{ij}}_{Matrix} \cdot \underbrace{N_{ch}(Det.)_j}_{rekonstruierte}}^{entfaltete} = 0 \ . \tag{6.10}$$

Die Abb. 6.3 zeigt (Links) die generierte N_{ch}-Verteilung und (Rechts) die entfaltete N_{ch}-Verteilung von der Gl. 6.10.

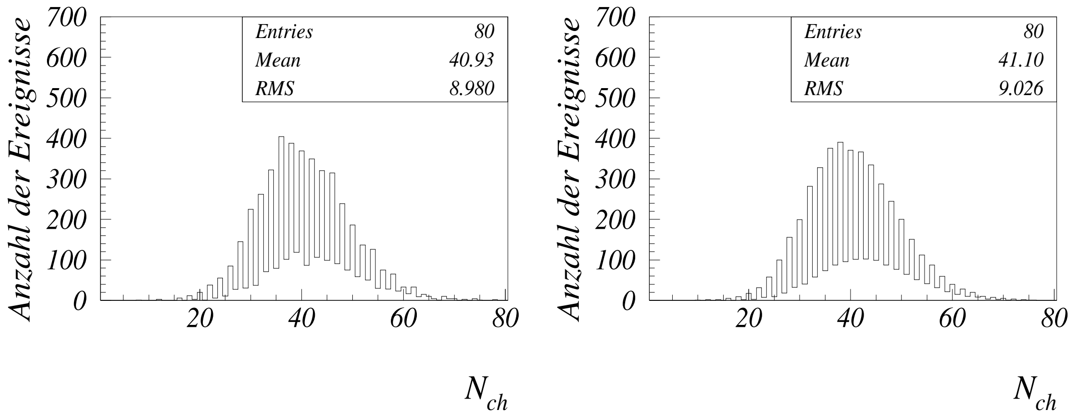


Abbildung 6.3: *(Links) GenerierteVerteilung $N_{ch}(MC)$. (Rechts) die entfaltete Verteilung,die $N_{ch}(MC)$ entsprechen sollte.*

Die Abb. 6.4 (a) zeigt die graphische Darstellung der Gl. 6.10. Hier wird gezeigt, daß die Matrix-Entfaltungsmethode innerhalb des Fehlers die generierte Verteilung gut wiedergeben kann. Die Verteilung in der Abb. 6.4(b) sollte im idealen Fall eine Gaußverteilung sein. Der Ausreißer am rechten Teil der Verteilung Abb. 6.4(b) wurde durch geringe Ereigniszahlen am Anfang und Ende der Multiplizitätsverteilung in $N_{ch}(MC)$ bzw. $N_{ch}(Det.)$ verursacht (siehe Anfang und Ende der beide Verteilungen in Abb. 6.1).

6.3.1.3 Der Fehler der Matrix

Die Verteilung der Matrixelemente T_{ij}, die zeilenweise auf 1 normiert sind, ist in diesem Fall keine Binomialverteilung, sondern eine Multinomialverteilung. Hier ist das einzelne Matrixelement von den benachbarten Matrixelementen abhängig. Deswegen ist es notwendig, die Kovarianzmatrix V_{mn} zu berechnen, wobei m und n die Indizes der Kovarianzmatrix sind:

$$V^i_{mn} = \frac{p^i_m(\delta_{mn} - p^i_m p^i_n)}{N} \ , \tag{6.11}$$

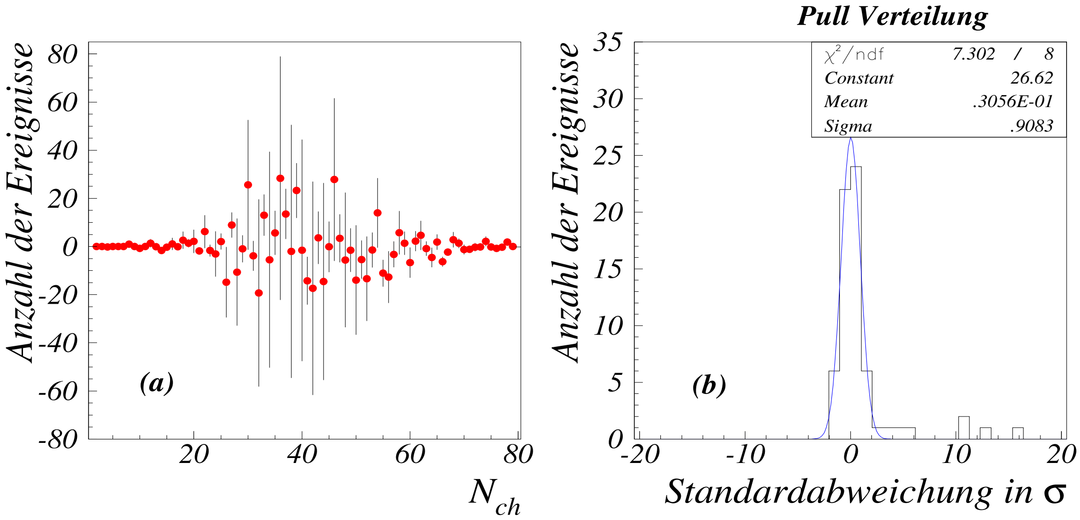


Abbildung 6.4: *(a) Die Anzahl der Ereignisse, die vom Sollwert, der in diesem Fall null sein soll, abweichen, sind gegen die mittlere geladene Multiplizität aufgetragen. (b) Die Anzahl der Ereignisse in (a) gegen deren Standardabweichungen in σ dargestellt.*

wobei p^i_m bzw. p^i_m die Wahrscheinlichkeit der Matrixelemente an der m- bzw. n-ten Stelle innerhalb der Zeile i und N die Summe über alle Matrixelemente auf der Zeile ist. Falls die Matrixelemente T_{ij} voneinander unabhängig sind, hat die Kovarianzmatrix V_{mn} verschwindende Nichtdiagonalelemente. Die Abb. 6.5 zeigt die Kovarianzmatrix V^i_{mn}, in der die Matrixelemente korreliert sind. Falls das m- und n-te Matrixelement unabhängig von einander sind, würde man erwarten, daß nur die Diagonalenmatrixelemente der Kovarianzmatrix V^i_{mn} nicht Null sind.
Der Fehler der geladenen Multiplizitätsverteilung, der durch die Matrixmethode gewonnen wurde, wird so berechnet:

$$\begin{aligned}(\Delta N_{ch}(MC)_i)^2 &= \sum_{m,n=1}^{S} \frac{\partial N_{ch}(MC)_i}{\partial T^i_{i,m}} \cdot \frac{\partial N_{ch}(MC)_i}{\partial T_{in}} \cdot V_{mn} \\ &+ \sum_{k=1}^{S} \left(\frac{\partial N_{ch}(MC)_i}{\partial N_{ch}(Det.)_k} \right) \cdot (\Delta N_{ch}(Det.)_k)^2 \ . \qquad (6.12)\end{aligned}$$

Wobei $\frac{\partial N_{ch}(MC)_i}{\partial T_{i,m}} = N_{ch}(Det.)_m$ und V_{mn} Kovarianzmatrix ist. S ist die Zahl der Spalten in der Matrix T_{ij}. Es gilt dann:

$$\begin{aligned}(\Delta N_{ch}(MC)_i)^2 &= \sum_{m,n=1}^{S} N_{ch}(Det.)_n N_{ch}(Det.)_m \cdot \frac{1}{N_i} \{p^i_m(\delta_{mn} - p^i_m p^i_n)\} \\ &+ \sum_{k=1}^{S} (T_{ik})^2 N_{ch}(Det.)_k \ . \qquad (6.13)\end{aligned}$$

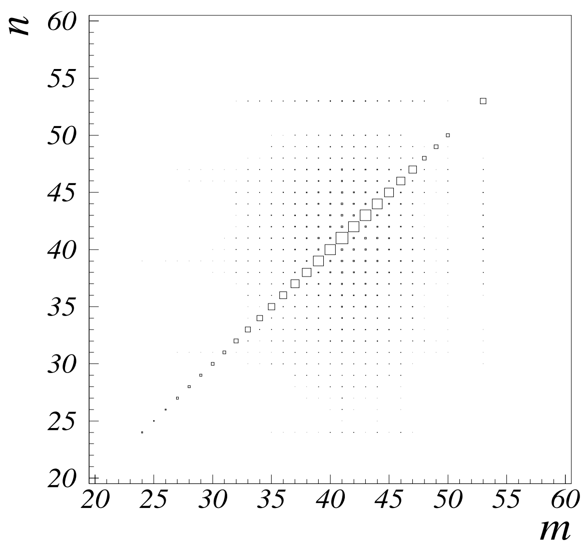


Abbildung 6.5: *Beispiel der Kovarianzmatrix V_{mn}^{50} der 50-ten Zeile. Die Korrelation zwischen den m- und n-ten Matrixelementen der gleichen Zeile ist in einem zwei dimensionalen Diagramm gezeigt.*

Die Varianz errechnet sich folgendermaßen:

$$\sigma^2 = (\Delta N_{ch}(MC)_i)^2 \ . \tag{6.14}$$

Also gilt

$$\sigma = \sqrt{(\Delta N_{ch}(MC)_i)^2} \ . \tag{6.15}$$

Diese Fehlerrechnung funktioniert nicht mehr, wenn die $N_{ch}(Det.)$ im i-ten Bin gleich null ist. Damit wird der Fehler gleich null, aber die entfaltete $N_{ch}(MC)$ im i-ten Bin nicht. Das hat zu den Ausreißern am rechten Teil der Verteilung Abb. 6.4(b) zum Teil beigetragen.
Der Beitrag aufgrund der Korrelation der Entfaltungsmatrix auf $\Delta < N_{ch} >$ ist sehr klein. Da die Matrix mit 40 000 Ereignissen konstruiert wurde, ist ihr Beitrag zum statistischen Fehler auf $< N_{ch} >$ sehr klein.

6.4 Die Selektionskorrektur

Bei der Selektion der Ereignisse durch das NN werden einige hadronische WW-Ereignisse verworfen. Dieser Verlust wird durch eine Bin-pro-Bin-Korrektur-Methode korrigiert. Diese Korrektur wird aus dem HERWIG-Monte-Carlo gewonnen, indem das Verhältnis der N_{ch}-Verteilung vor und nach der NN-Selektion gebildet wird. Hier wird

HERWIG-Monte-Carlo genommen, weil die Statistik der Ereignissen für diese Korrektur nicht so groß sein muß, wie es für die Entfaltungsmatrix der Fall ist. An diesem Verhältnis wird eine Funktion angepaßt, die als Korrekturfunktion verwendet wird (siehe Abb. 6.6), um später den Selektionsverlust durch die NN-Selektion in Daten zu korrigieren. Da die Information auf KINGAL[1]- und Detektor-Niveau nicht gleichzeitig vorhanden war, wurde die Matrixmethode hier nicht benutzt.

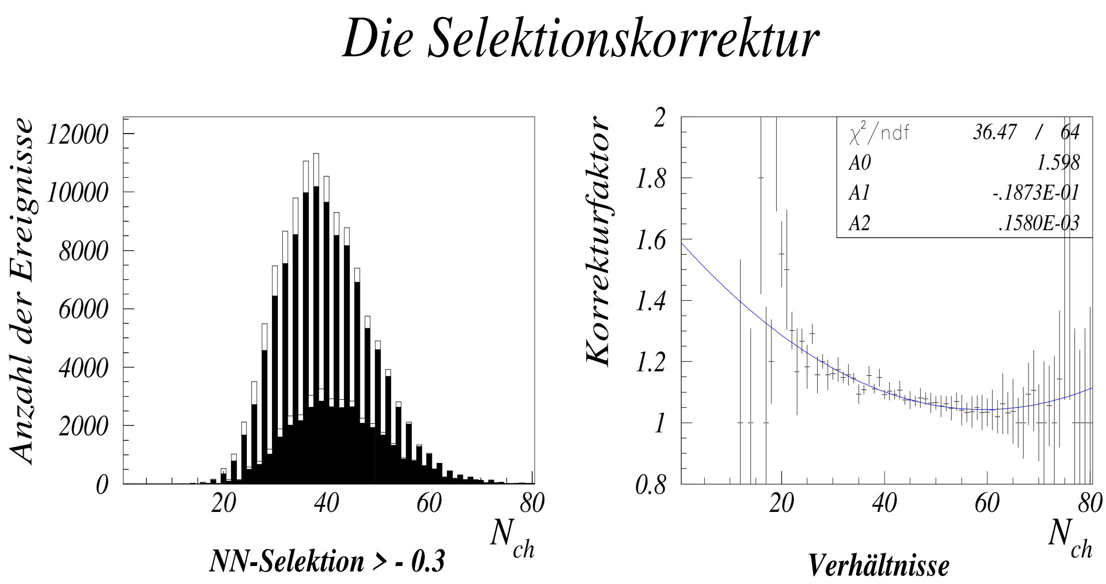


Abbildung 6.6: *Links: die N_{ch}-Verteilung in hadronischen WW-Ereignissen vor (leer) und nach (dunkel) der NN-Selektion. Rechts: die Korrekturfaktoren für die NN-Selektion*

6.5 Die Korrektur des Detektors

Die Korrektur aufgrund der Wechselwirkung zwischen den generierten Teilchen und den Detektor-Materialien wurde genauso wie die vorherige Selektionskorrektur mit HERWIG berechnet. An die Korrekturfaktoren wurde eine Funktion angepaßt, die dann später mit der Bin-pro-Bin-Korrektur-Methode die Daten korrigiert (siehe Abb. 6.7). Da Prozesse wie die Elektronkonversion, $pp \to pp + \pi^0\pi^+\pi^-$ und Zerfall der Kaonen vorhanden sind, wird die Anzahl der Spuren nach der Wechselwirkung mit den Detektor-Materialien leicht erhöht.

[1]KINGAL bedeutet die physikalische Information ohne die Detektoreffekte

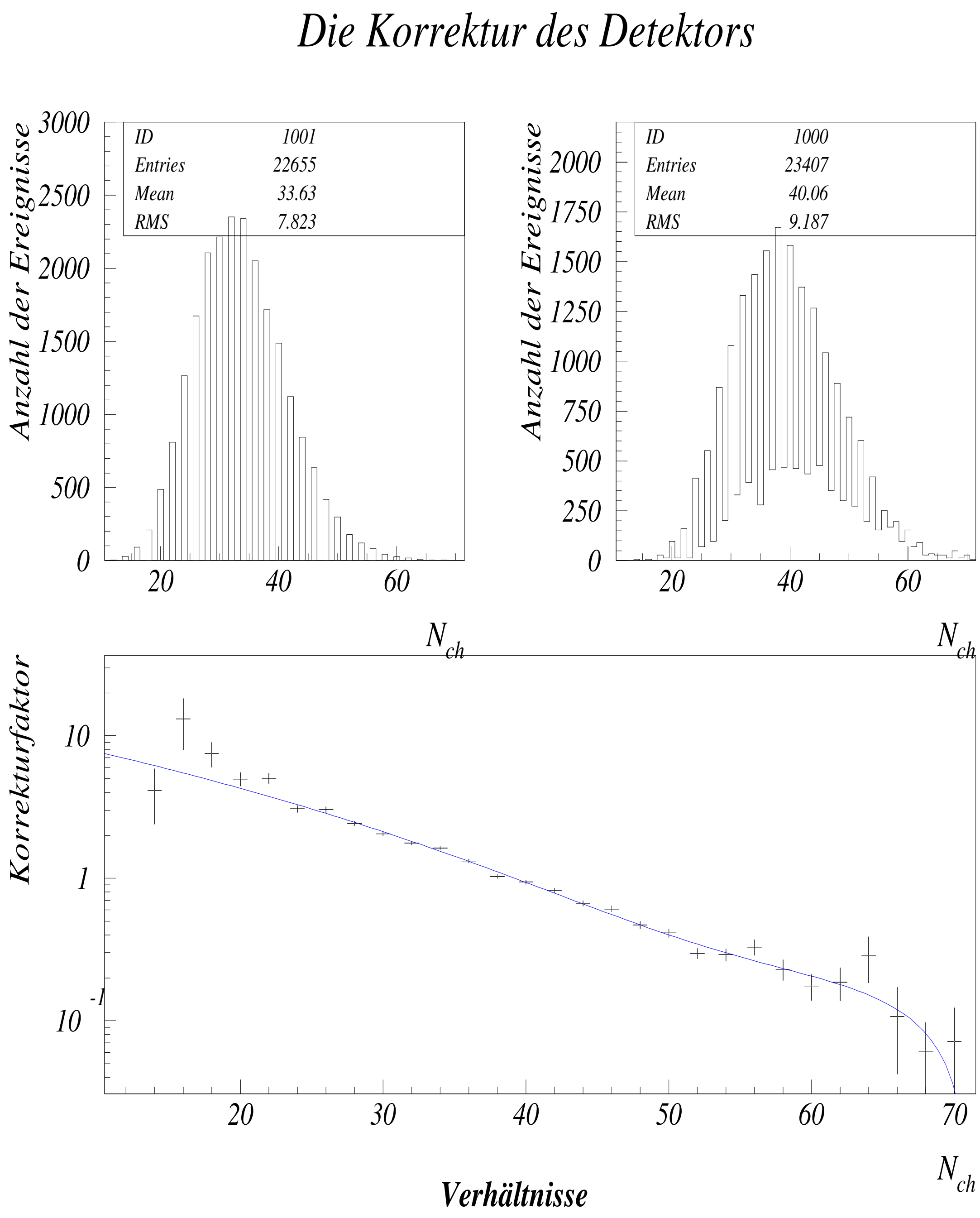


Abbildung 6.7: *Die Korrektur der Detektormaterialwechselwirkung. Oben: die N_{ch}-Verteilung in hadronischen WW-Zerfällen vor (links) und nach (rechts) der Detektorsimulation. Unten: die Korrekturfaktoren und die Korrekturfunktion sind logarithmisch aufgetragen*

Kapitel 7

Die Daten

7.1 Die Ergebnisse aus den Daten

Die experimentellen Daten, die für diese Analyse verwendet wurden, sind die Daten, die vom ALEPH-Detektor im Jahre 1997 mit der mittleren Schwerpunktenergie von $\sqrt{s}$=182.675 $\pm$ 0.060 GeV und der integrierten Luminosität von $\mathcal{L}$=57005. $\pm$ 112.nb^{-1} [57] aufgenommen wurden.
Für die Daten wurde der NN-Selektionschnitt von > -0.3 verwendet. 406 Ereignisse

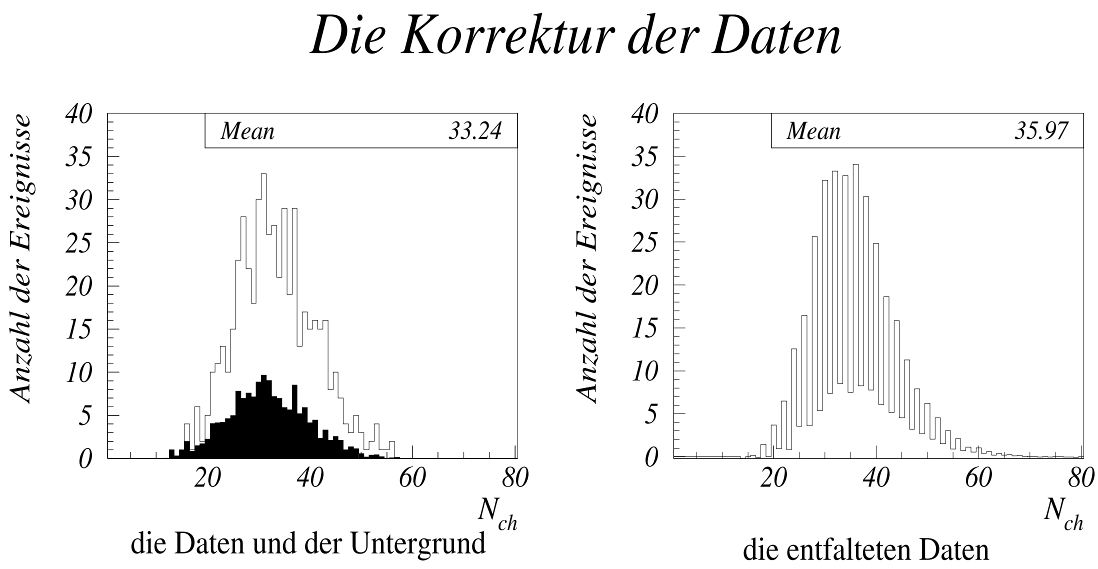


Abbildung 7.1: *Die $< N_{ch} >$-Verteilung in hadronischen WW-Zerfallskanälen nach der Selektion durch NN. Links: Daten und Untergrund (dunkel). Rechts: Die entfalteten Daten nach allen Korrekturen.*

wurden in den Daten nach Untergrundabzug gefunden und 409 hadronische WW-Ereignisse wurden erwartet, wie sich durch folgende Gleichung berechnen läßt:

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \varepsilon \ , \tag{7.1}$$

wobei $\mathcal{L}$ die Luminosität (57 pb^{-1}) und σ der Wirkungsquerschnitt (7.169 pb) $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ bei $\sqrt{s}$=183 GeV sind. ε ist die Effizienz der NN-Selektion (hier ist ε=1 nach der Korrektur).
Der Hauptbeitrag zum Untergrund bei $\sqrt{s}$=183 GeV ist hauptsächlich der Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, gefolgt von $e^+e^- \rightarrow ZZ$.
Die beiden $q\bar{q}(\gamma)$- und ZZ-Untergrundprozesse wurden jeweils mit 50 000 und 30 000 Ereignisse von PYTHIA 5.7 simuliert. 88 Ereignisse wurde für den $q\bar{q}(\gamma)$-Untergrund erwartet. Sie wurden mit dem Wirkungsquerschnitt 101.8 pb und der Effizienz 0.0151 der NN-Selektion mit der Gl. 7.1 berechnet. 14 erwartete Ereignisse wurde ebenso für die ZZ-Untergrundprozesse mit dem Wirkungsquerschnitt 2.930 pb und der Effizienz der 0.08428 NN-Selektion berechnet.
Die N_{ch}-Verteilung der Daten wurde von den gesamten 102 (19% Untergrund) $q\bar{q}(\gamma)$- und ZZ-Untergrundereignissen in jedem Bin abgezogen.
Eine Effizienz von 89.9 % wurde mit Hilfe von 50 000 HERWIG-Monte-Carlo-Ereignissen mit dem gleichen NN-Selektionsschnitt von > -0.3 festgestellt. Ebenso wurde eine Reinheit von 77.5 % mit Hilfe des PYTHIA-Generators berechnet, indem die beiden $q\bar{q}(\gamma)$- und ZZ-Untergrundprozesse simuliert wurden.
Der WW-Untergrundprozeß besteht hauptsächlich aus semileptonischen und WW-Zerfallskanälen, die nach der NN-Selektion noch vorhanden sind. Der WW-Untergrundprozeß wurde korrigiert, indem ein Faktor für jedes Bin mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse berechnet und dann mit der Multiplizitätsverteilung der Daten multipliziert wurde.
Die Wanderung der geladenen Multiplizität wurde mit der Entfaltungsmatrix, die im letzten Kapitel ziemlich ausführlich beschrieben und getestet wurde, die Multiplizitätsverteilung der Daten zurückkorrigiert.
Auch der Verlust der Multiplizität bei den Daten durch die NN-Selektion wurde mit der angepaßten Funktion, die aus HERWIG-Monte-Carlo-Ereignissen berechnet wurde, weiter korrigiert.
Zum Schluß wurde die Korrektur wegen der Wechselwirkung zwischen Detektormaterial und den geladenen Teilchen ebenso mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse berechnet. Nach dieser Korrektur sind die Meßwerte nun auf dem KINGAL-Niveau und können mit dem gleichen Niveau vom HERWIG verglichen werden.
Die schrittweise korrigierten Meßwerte sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Meßgröße / Korrektur	$< N_{ch} >$	*Breite*	*Schiefe*	*Wölbung*	*Anzahl der Ereignisse*
Daten	*33.24 ± 0.34*	*7.81 ± 0.25*	*0.27 ± 0.13*	*-0.10 ± 0.13*	*527*
qq+ZZ-Korr.	*33.30 ± 0.38*	*7.85 ± 0.29*	*0.30 ± 0.14*	*-0.11 ± 0.14*	*425*
WW-Korr.	*32.83 ± 0.40*	*7.72 ± 0.31*	*0.35 ± 0.16*	*-0.15 ± 0.15*	*365*
Wanderung-Korr.	*42.73 ± 0.44*	*9.70 ± 0.39*	*0.45 ± 0.16*	*0.08 ± 0.25*	*365*
Selektion-Korr.	*42.34 ± 0.49*	*9.73 ± 0.32*	*0.47 ± 0.16*	*0.11 ± 0.25*	*406*
Daten korrigiert auf KINGAL	*35.95 ± 0.39*	*7.94 ± 0.29*	*0.50 ± 0.14*	*0.08± 0.26*	*406*

Tabelle 7.1: *Die auf verschiedenen Stufe korrigierten Daten.*

7.2 Der Vergleich von Daten und HERWIG

Meßgrößen	*HERWIG (PRECO=0) KINGAL*	*Daten korrigiert auf KINGAL*
$< N_{ch} >$	*33.53 ± 0.03*	*35.95 ± 0.39*
Breite	*7.82 ± 0.04*	*7.94 ± 0.29*
Schiefe	*0.45 ± 0.02*	*0.50 ± 0.14*
Wölbung	*0.32 ± 0.08*	*0.08 ± 0.26*

Tabelle 7.2: *Der Vergleich der Meßgrößen zwischen HERWIG und den korrigierten Daten*

Die Breite, die Schiefe und Wölbung sind innerhalb der Fehler mit den Daten verträglich (siehe Abb. 7.2). Die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ hat dagegen eine große Abweichung gezeigt. Eine ähnliche Analyse wurde in der ALEPH-Kollaboration [58] gemacht. Die gemessene $< N_{ch} >$ ist:

Kanäle	*Daten*
$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$	$35.33 \pm 0.38 \pm 0.62$
$WW \to q\bar{q}l\bar{\nu}$	$17.01 \pm 0.32 \pm 0.19$

Tabelle 7.3: *Die Ergebnisse der ALEPH-Kollaboration*

Der systematische Fehler wurde auch in dieser Analyse ähnlich erwartet. Trotzdem ist die Abweichung der mittleren geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ in HERWIG von den Daten signifikant. Das bedeutet, daß HERWIG noch getuned werden muß.

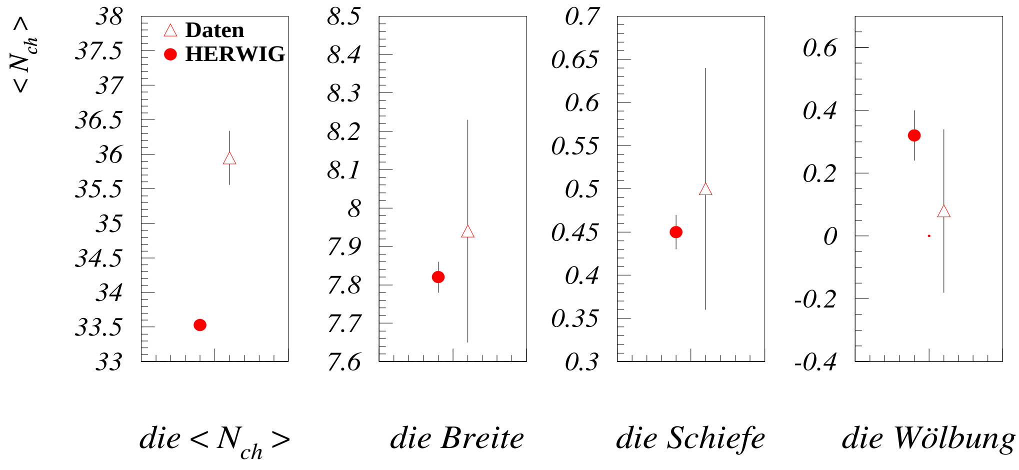


Abbildung 7.2: *Graphischer Vergleich zwischen Daten und HERWIG auf KINGAL-Niveau mit den Meßwerten von der Tabelle 7.2.*

Um ein Monte-Carlo-unabhängiges Verhältnis R, das sich aus zwei mal semileptonischen (ohne hadronischen W-Zerfall) und ein mal hadronischen Kanälen in den Daten ergibt, zu berechnen, wurde die mittlere geladende Multiplizität $< N_{ch} >$ der semileptonischen WW-Zerfallskanäle von der ALEPH-Kollaboration [58] in Tabelle 7.3 übernommen und verwendet.
Das Ergebnis zeigt:

$$R = \frac{2 < N_{ch}^{SL}(W) >}{< N_{ch}^{Had}(2W) >} = 0.95 \pm 0.022(stat.) \ .$$

R ist innerhalb des Fehlers mit eins verträglich.

7.3 Vergleich mit den anderen Ergebnissen

Um das Ergebnis dieser Analyse mit den anderen Ergebnissen vergleichen zu können, wird die Diskrepanz der mittleren geladenen Multiplizität von den zwei mal semileptonischen (ohne leptonischen W-Zerfall) und ein mal hadronischen WW-Zerfallskanälen so beschrieben:

$$\Delta < N_{ch} >=< N_{ch}^{Had}(2W) > -2 < N_{ch}^{SL}(W) > \quad .$$

Das Ergebnis dieser Analyse (ohne systematischen Fehler):

$$\Delta < N_{ch} >= 1.93 \pm 0.75(stat.) \ .$$

ALEPH-Kollaboration [58] :

$$\Delta < N_{ch} >= 1.31 \pm 0.74(stat.) \pm 0.37(syst.) \ .$$

L3-Kollaboration [59] :

$$\Delta < N_{ch} >= -1.0 \pm 0.8(stat.) \pm 0.5(syst.) \ .$$

OPAL-Kollaboration [60] :

$$\Delta < N_{ch} >= 0.7 \pm 0.8(stat.) \pm 0.6(syst.) \ .$$

DELPHI-Kollaboration [61]:

$$R^{-1} = \frac{< N_{ch}^{Had}(2W) >}{2 < N_{ch}^{SL}(W) >} = 0.96 \pm 0.02(stat.) \pm 0.03(syst.) \ .$$

Alle Ergebnisse haben gezeigt, daß es in hadronischen WW-Zerfallskanälen mit jetziger Statistik keinen Hinweis auf den Effekt der *Colour Reconnection* gibt.

7.4 Die Untersuchung des Interjetwinkels θ_{min}

Nach den phänomenologischen Modellen, ist die *Colour Reconnection* ein lokales Phänomen. Deswegen ist es plausibel anzunehmen, daß die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ eine Funktion des Interjetwinkels θ_{min} sensitiv auf *Colour Reconnection* ist (siehe Abb. 2.5).
Nachdem die selektierten Ereignisse der Daten in vier Jets geclustert und wie in Kapitel „die Jet-Zuordung“ beschriebene Kombination von Dijet-Paaren gebildet wurde, wurde die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ für die verschiedenen Interjetwinkel θ_{min} bestimmt, um heraus zu finden, ob sich mit der mittleren geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ als Meßgröße bei dem kleinen Winkelbereich des Interjetwinkels θ_{min} der Effekt der *Colour Connection* zeigen läßt.

Mit Hilfe eines Dreierimpulses wird der Winkel zweier Jets (Interjetwinkels θ_{min}) berechnet:

$$\frac{\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2}{|\vec{P}_1| \cdot |\vec{P}_2|} = cos\ \theta\ .$$

wobei $\vec{P}_1$ und $\vec{P}_2$ Dreierimpulse von zwei Jets sind.

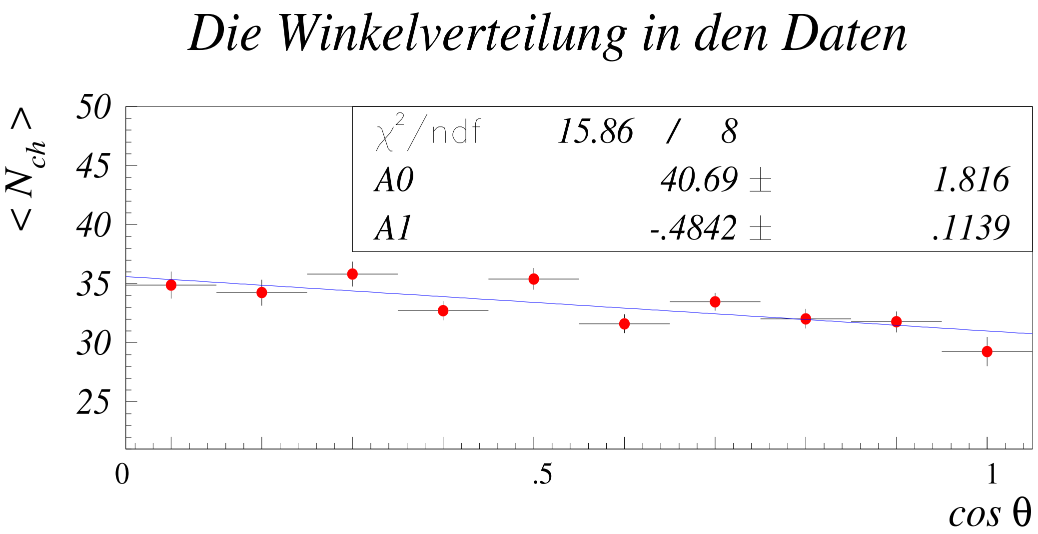


Abbildung 7.3: *Die $< N_{ch} >$ als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} ist eingetragen.*

In dem Abschnitt „Monte-Carlo-Studien“ wurde die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} ohne Selektion in HERWIG studiert. Sie war von dem Interjetwinkel θ_{min} für verschiedene PRECO-Werte unabhängig. Nach der NN-Selektion hat die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ sowohl auf der MC-Wahrheit als auf dem Detektor-Niveau eine systematische Abweichung aufgewiesen wie in Abb. 7.4 gezeigt. Die Abweichung wurde größer je kleiner der Interjetwinkel θ_{min} wurde.
Diese Abweichung als Funktion von dem Interjetwinkel θ_{min} ist vermutlich gerade die Abweichung, die in den Daten gemessen wurde (siehe Abb. 7.3).
Deswegen kann auf Grund der NN-Selektion die mittleren geladenen Multiplizitäten $< N_{ch} >$ als Meßgröße bei kleinem Interjetwinkel θ_{min} in den Daten, in denen der Effekt der *Colour Connection* mit großer Empfindlichkeit vermutet wurde, keine konkrete Aussage liefern.

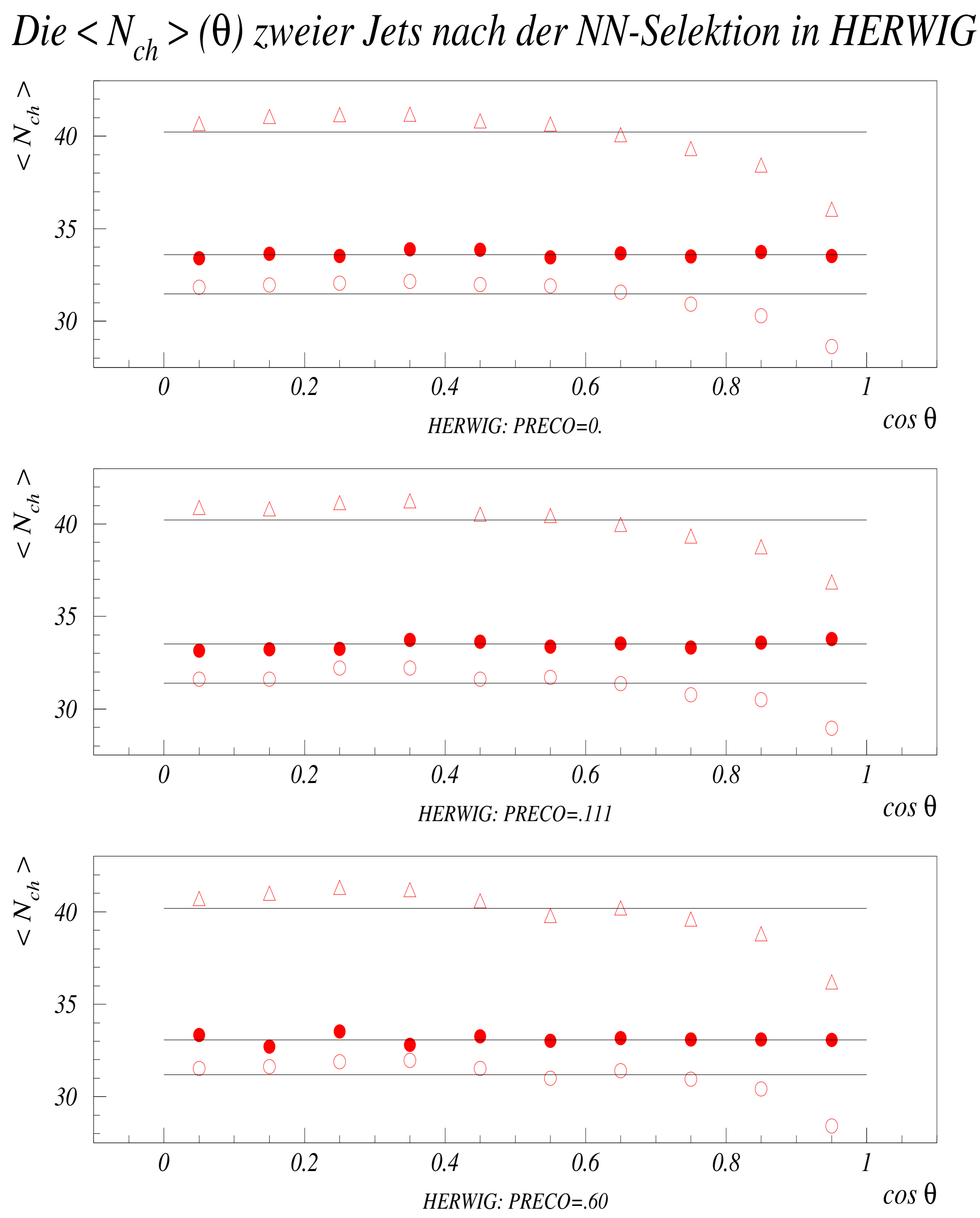


Abbildung 7.4: *Die mittlere geladene Multiplizität als Funktion des Interjetwinkels* θ_{min} *in den hadronischen Kanälen mit drei PRECOs: Das KINGAL-Niveau vor der NN-Selektion (•), die MC-Wahrheit nach der NN-Selektion (△) und das Detektor-Niveau nach der NN-Selektion (○). Die mittlere geladene Multiplizität ist durch die durchgezogene Linien dargestellt.*

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung :
Nach einem iterativen *Retuning*-Prozeß von G. Rudolph und anderen wurde HERWIG in dieser Arbeit studiert. Das HERWIG nach dem *Retuning* beschreibt sowohl die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ der Z-Daten als auch die der semileptonischen WW-Zerfallskanäle (HERWIG) sehr gut. Die mittleren geladenen Multiplizitäten $< N_{ch} >$ in diesen beiden Kanälen sind nicht mehr von PRECO abhängig. Dafür aber gibt es keinen Effekt der *Colour Reconnection* in Bezug auf die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ der hadronischen WW-Zerfallskanäle in KINGAL zu sehen.

$$< N_{ch}^{HERWIG}(hadr.) >= 33.53 \pm 0.03 \ .$$

Die geladene Multiplizitätsverteilung der Daten wurden gemessen und entfaltet. Nach den Korrekturen wurde sie mit den hadronischen WW-Zerfallskanälen in HERWIG verglichen.

$$< N_{ch}^{Daten}(hadr.) >= 35.95 \pm 0.39 \ .$$

Ein große Abweichung, wie das VNI-Modell vorhergesagt hat, wurde in der mittleren geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ der hadronischen WW-Zerfallskanäle der Daten nicht beobachtet.
Das Ergebnis hat auch gezeigt, daß die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ im HERWIG von den Daten ca. 2.4 Einheiten oder sechs statistische Standardabweichungen σ signifikant abweicht. Das deutet daraufhin, daß HERWIG nochmal *retuned* werden muß. Die anderen Meßgrößen sind weniger sensitiv, da die statistischen Fehler der Daten sehr groß sind.
Mit den Meßwerten von der ALEPH-Kollaboration [58] in semileptonischen WW-Zerfallskanälen und den Daten wurde das Monte-Carlo-unabhängige Verhältnis R gebildet, indem zwei mal die semileptonischen (ohne hadronischen W-Zerfall) durch ein mal die hadronischen WW-Zerfallskanäle geteilt wurde.

$$R = \frac{2 < N_{ch}^{SL}(W) >}{< N_{ch}^{Had}(2W) >} = 0.95 \pm 0.022(stat.) \ ,$$

bzw. die Diskrepanz

$$\Delta < N_{ch} >=< N_{ch}^{Had}(2W) > -2 < N_{ch}^{SL}(W) >= 1.93 \pm 0.75(stat.) \ .$$

Auch das Verhältnis R oder die Diskrepanz konnte keinen Effekt der *Colour Reconnection* innerhalb des Fehlers (drei Standardabweichungen σ) messen. Der systematische Fehler wurde nicht berücksichtigt.
Unglücklicherweise hat die NN-Selektion bei kleinem Winkelbereich des Interjetwinkels θ_{min} eine systematische Abweichung der mittleren geladenen Multiplizität $< N_{ch} >$ ergeben und deshalb konnte sie über den Effekt der *Colour Reconnection* keine richtigen Meßwerte liefern.

Ausblick :
Mit den Daten ($\sqrt{s}$=189 GeV), die in diesem Jahr vom Detektor ALEPH aufgenommen werden, wird der statistische Fehler reduziert. Das HERWIG kann in Zukunft anstatt mit den niederenergetischen Z-Daten mit dem zunehmenden semileptonischen W-Bosonen getuned werden.
In HERWIG kann der Effekt der *Colour Reconnection* durch anderen Meßgrößen weiter untersucht werden: z.B durch die geladene Multiplizität als Funktion des Teilchenimpulses, der Rapiditätsverteilung oder des transversalen Impulses p_T.
Die mittlere geladene Multiplizität $< N_{ch} >$ als Funktion des Interjetwinkels θ_{min} sollte mit anderen Selektions-Algorithmen weiter untersucht werden.

Literaturverzeichnis

[1] Z. Kunszt et al., „Determination of the mass of the W Boson in Physics at LEP2“, CERN 96-01, Vol. 1, (1996) 141-205, ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner.

[2] A. Ballestrero et al., „Report of the working group on W mass and QCD“, *J. Phys.* **G24** (1998) 365-403 hep-ph/9709283.

[3] L. Taylor, „Proceedings of the XVII Int. Conf. on Physics in Collision“, (1997), ed. H. Heath (World Scientific, Singapore), hep-ex/9712016.

[4] Z. Kunszt et al., „W mass working group in Physics at LEP2“, CERN 96-01 vol. 1, (1996) 141, ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner.

[5] T. Sjöstrand und V.A. Khoze, *Z. Phys.* **C62** (1994) 281; *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 28.

[6] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze und S.I. Troyan, *Z. Phys.* **C55** (1992) 107.

[7] P. Nason et al., „QCD working group in Physics at LEP2“, CERN 96-01 Vol. 1, (1996) 249, ed. G. Altarelli, T. Sjöstrand und F. Zwirner.

[8] S.G. Gorishny, A.L. Kataev und S.A. Larin, *Phys. Lett.* **B259** (1991) 114.
L.R. Surguladze und M.A. Samuel, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 550.
K.G. Chetyrkin, J.H. Kühn und A. Kwiatkowski, *Phys. Rep.* **227** (1996) 189.

[9] A. Signer und L. Dixon, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 881.
E.W.N. Glover und D.J. Miller, *Phys. Lett.* **B396** (1997) 257.
Z. Bern, L. Dixon, D.A. Kosower und S. Weinzierl, *Nucl. Phys.* **B489** (1997) 3.

[10] G.C. Fox und S. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 285.

[11] B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 45.

[12] T.D. Gottschalk, *Nucl. Phys.* **B239** (1984) 349.

[13] G. Altarelli und G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 298.

[14] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

[15] K.G. Wilson, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2445.

[16] B. Andersson, G. Gustafson und C. Peterson, *Z. Phys.* **C1** (1979) 105.

[17] T.D. Gottschalk, *Nucl. Phys.* **239** (1984) 325.

[18] B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **238** (1984) 492.

[19] G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Commun.* **82** (1992) 465.
G. Marchesini et al., (1996) hep-ph/9607393.

[20] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, A.H. Mueller und S.I. Troyan, „Basics of Perturbative QCD“, Editions Frontieres, Gif-sur-Yvett, (1991) und dortige Verweies.

[21] Ya.I. Azimov, Yu.L. Doksshitzer, V.A. Khoze und S.I. Troyan, *Z. Phys.* **C27** (1985) 65.
Yu.L. Doksshitzer, V.A. Khoze und S.I. Troyan, *Z. Phys.* **C55** (1992) 107.

[22] Z. Kunst et at., „Proceedings of the Workshop on Z Physics at LEP“, CERN 89-08, (1989) 373-453, ed. G. Altarelli, R. Kleiss und C. Verzegnassi.

[23] M. Schmelling, *Phys. Scripta* **51** (1995) 683.

[24] K. Tesima, „Inviteted talk at the 3rd Workshop on TRISTAN“, (1995) hep-ph/9509330.

[25] G. Gustafson, U. Pettersson und P. Zerwas, *Phys. Lett.* **B209** (1988) 90.

[26] L. Lönnblad und T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B351** (1995) 293.

[27] T. Sjöstrand und V. A. Khoze, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1994) 28; und *Z. Phys.* **C62** (1994) 281.

[28] B.R. Webber, „Colour reconnection und Bose-Einstein effects“, (1997) hep-ph/9708463.

[29] M. Beneke, (1996) hep-ph/9605462, preprint SLAC-PUB-7173.

[30] **CDF** Collaboration, M.W. Bailey et al., Conf-96/235-E, (1996) hep-ex/9608014, preprint Fermilab.

[31] **E789** Collaboration, D.M. Kaplan et al., (1996) hep-ex/9610003, preprint IIT-HEP-96/4.

[32] **OPAL** Collaboration, G. Alexandrer et al., *Phys. Lett.* **B384** (1996) 343.

[33] **L3** Collaboration, M. Acciarri et al., (1997) preprint CERD-PPE/97-044.

[34] J. Ellis und K. Geiger, *Phys. Rev.* **D54** 1967 (1996); (1997) hep-ph/9703348, preprint CERN-TH/97-46.

[35] K. Geiger, *Phys. Rep.* **258** (1995) 237.

[36] „Large Electron-Positron Storage Ring“, Technical Notebook, CERN Publication, (1988).

[37] „ALEPH Handbook Vols. 1&2 (edited by C. Bowdery)“, CERN Publication (1995), (1997).

[38] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A378** (1996) 57-100.

[39] **L3** Collaboration, B. Adeva et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A289** (1989) 35.

[40] **OPAL** Collaboration, K. Ahmet et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A305** (1991) 275-319.

[41] T.D. Gottschalk, *Nucl. Phys.* **239** (1984) 349.

[42] G. Marchessini et al., *Comp. Phys. Comm.* **67** (1992) 451.
URL:http://surya11.cern.ch/users/seymour/herwig/

[43] G. Marchessini und B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 1.
I.G. Knowles, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 571 und *Comp. Phys. Comm.* **58** (1990) 271.
S. Catini , B.R. Webber und G. Marchessini, *Nucl. Phys.* **B349** (1991) 635.
M.H. Seymour, *Comp. Phys. Comm.* **90** (1995) 95.

[44] G. Marchessini und B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B330** (1990) 261.

[45] D. Amati und G. Veneziano, *Nucl. Lett.* **B83** (1979) 87.
A. Bassetto, M. Ciafaloni und G. Marchesini, *Nucl. Phys.* **B163** (1980) 847.
G. Marchesini , L. Trentadue und G. Veneziano, *Nucl. Phys.* **B181** (1981) 335.

[46] „GALEPH User Guide“, by F. Ranjard, ALEPH Note 119.

[47] „JULIA Users and Programmers Guide“, ALEPH Note 90-115, SORFTWR 90-011, (Version 2.41) by J. Knobloch.

[48] **ALEPH** Collaboration, C. Guicheney et al., Alpeh 97-053, Physic 97-047 (1997).

[49] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B.R. Webber, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 32.

[50] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., ALEPH Note 98-058, CONF 98-030, (1998).

[51] **ALEPH** Collaboration, O. Buchmüller et al., ALEPH Note 98-059, Physic 98-026, (1998).

[52] **UA5** Collaboration, R.E. Ansorge et al., CERN-EP/88-172, (Dec. 1988).

[53] **TASSO** Collaboration, W. Braunschweig et al., *Z. Phys.* **C45** (1989) 193.

[54] V. Blobel (Hamburg U.), DESY 84-118, „Unfolding methods in High-Energy Physics Experiments“, (Dec. 1984).

[55] **ALEPH** Collaboration, D. Decamp et al., „Measurement of the Charged Particle Multiplicity Distribution in Hadronic Z Decays“, *Phys. Lett.* **B273** (1991) 181, preprint CERN-PPE-91-159 (1991).

[56] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, Z. Was, *Comp. Phys. Commun.* **94** (1996) 216-248.

[57] LEP Energy working group Note 98-01 (March 1998).

[58] **ALEPH** Collaboration, R. Barate et al., ALEPH 98-006, CONF 98-036, Ref. 909, „Contribution to the XXIX Int. Conference on High Energy Physics, Vancouver“, (1989) 9.

[59] **L3** Collaboration, M. Acciarri et al., „Contribution to the XXIX Int. Conference on High Energy Physics, Vancouver“, L3 Note 2278, (1998) 4.

[60] **OPAL** Collaboration, K. Ahmet et al., „Contribution to the XXIX Int. Conference on High Energy Physics, Vancouver“, OPAL Physics Note PN365, (1998) 1.

[61] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu et al., „Contribution to the XXIX Int. Conference on High Energy Physics, Vancouver“, DELPHI 98-16 CONF 117, (1998) 10.

Danksagung

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

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Putzer danken, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Hochenergiephysik ermöglichte. Ebenfalls bedanke ich mich für seine gute Betreuung und Unterstützung.

Bei Herrn Prof. Dr. Tittel bedanke ich mich für seine Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitkorrektors zu übernehmen.

Dr. S. Werner danke ich für die Motivation vor Beginn der Arbeit mit seinem Wort „ Ich konnte auch nicht programmieren, als ich angefangen habe.“ und seine Hilfsbereitschaft im Laufe dieser Arbeit.

Dr. G. Hansper danke ich besonders für die Beratungen und physikalischen Diskussionen sowie das Korrektur lesen der Arbeit.

Selvam Dharmotharan danke ich herzlich für seine vielfältige Hilfe, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Oliver Buchmüller danke ich für seine Unterstützung der Arbeit, anregende Gespräche und technische Hilfestellung.

Meinen Kollegen G. Schmidt, Dr. J. Sommer, M. Wolf danke ich für die vielen Hilfestellungen und fruchtbaren Diskussionen.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für das angenehme Arbeitsklima.

Dank sagen möchte ich noch Cornelia Enzmann und Carola Pantenburg für das Korrektur lesen des Manuskripts.

Christian Meier danke ich für seine finanzielle Unterstützung.

Ohne die Hilfe dieser Menschen wäre meine Arbeit nie zustandegekommen.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

....

(Unterschrift)