

**Bestimmung der starken  
Kopplungskonstante  $\alpha_S(M_Z^2)$  unter  
Berücksichtigung vollständig resumierter  
führende und nächstführende Logarithmen**

**Analyse von Ereignisformgrößen  
gemessen in hadronischen Z-Zerfällen**

**Thomas Maron**

**September 1994  
WUB-DIS 94-7**



## Abstract

A measurement of  $\alpha_S$  is obtained from the distribution in energy-energy correlation following a method proposed by Catani, Trentadue, Turnock and Webber. This method includes the full calculation of  $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$  terms and leading and next-to-leading logarithms resummed to all orders of  $\alpha_S$ . The analysis is based on hadronic  $Z^0$  decays taken with the DELPHI detector at LEP during 1991 and 1992. It is found that the inclusion of the resummed leading and next-to-leading logarithms reduces the scale dependence of  $\alpha_S$  and allows an extension of the fit range towards the infrared limit of the kinematical range. Analysing the energy-energy correlation, the deduced value for  $\alpha_S$  obtained at the scale  $\mu^2 = M_Z^2$  is :

$$\alpha_S(M_Z^2) = 0.133 \pm 0.008$$

Furthermore the energy dependence of  $\alpha_S$  is determined from the 1991 data in an energy range between 88.5 and 93.7 GeV. The slope of  $\alpha_S$  found at the  $Z^0$  resonance is :

$$d\alpha_S/dQ = (-3.4 \pm 2.5) \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$$

This result is consistent with QCD and exclude an abelian gluon model with more than three standard deviations.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Das Standardmodell</b>	<b>3</b>
2.1 Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	3
2.1.1 Strahlungskorrekturen . . . . .	6
2.2 Die starke Wechselwirkung . . . . .	8
2.2.1 Die Lagrangedichte der QCD . . . . .	8
2.2.2 Die gleitende Kopplungskonstante der QCD . . . . .	9
2.3 Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	13
<b>3. QCD motivierte Monte-Carlo Modelle</b>	<b>17</b>
3.1 Die Partongenerierung . . . . .	18
3.2 Die Hadronisierung . . . . .	21
3.2.1 Die Independent-Fragmentierung . . . . .	21
3.2.2 Die String-Fragmentierung . . . . .	23
3.2.3 Die Cluster-Fragmentierung . . . . .	24
3.3 Die Monte-Carlo-Generatoren . . . . .	24
<b>4. Das DELPHI Experiment</b>	<b>27</b>
4.1 Der Detektor . . . . .	27
4.2 Die Analyseketten . . . . .	33
4.2.1 Die Prozessierung der Daten . . . . .	33

4.2.2	Die Simulation des Experimentes . . . . .	37
<b>5.</b>	<b>QCD-Test mit Ereignisformgrößen in der NLLA-Theorie</b>	<b>39</b>
5.1	Die Observablen . . . . .	39
5.2	QCD-Vorhersage in der NLLA-Theorie . . . . .	42
<b>6.</b>	<b>Die Datenanalyse</b>	<b>49</b>
6.1	Selektion hadronischer $Z^0$ -Ereignisse . . . . .	49
6.1.1	Spurselektion . . . . .	49
6.1.2	Ereignisselektion . . . . .	52
6.2	Daten Monte-Carlo Vergleich der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie . . . . .	55
6.3	Vergleich der $EEC$ und der $AEEC$ mit den übrigen LEP-Experimenten	58
6.4	Bestimmung des experimentellen systematischen Fehlers der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie . . . . .	62
<b>7.</b>	<b>Bestimmung von <math>\alpha_S</math></b>	<b>65</b>
7.1	Fragmentierungskorrektur . . . . .	65
7.2	Wahl des Fitbereiches . . . . .	65
7.3	$\alpha_S$ -Messung und Fehlerdiskussion . . . . .	66
7.4	Kombiniertes Resultat der $\alpha_S$ -Messung . . . . .	72
<b>8.</b>	<b>Gluinohypothese</b>	<b>75</b>
8.1	Analyse der Energie-Energie-Korrelation des Jahres 91 . . . . .	75
8.2	Kombiniertes Resultat . . . . .	81

<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
<b>10. Anhang</b>	<b>85</b>
10.1 Datenverteilungen für 1992 . . . . .	85
10.2 Datenverteilungen für 1991 . . . . .	87
10.3 Ergänzende Tabellen . . . . .	91





# 1. Einleitung

Im CERN<sup>1</sup> bei Genf befindet sich der Elektron-Positron Speicherring LEP<sup>2</sup> mit dem seit 1989 erfolgreich  $Z^0$ -Bosonen erzeugt werden. Hierzu beschleunigt man die Elektronen und deren Antiteilchen die Positronen gegenläufig bis man mit der Schwerpunktsenergie die  $Z^0$ -Resonanz von ca. 92 GeV erreicht. Auf der  $Z^0$ -Resonanz läßt man die Elektronen und die Positronen kollidieren, sie annihilieren, d.h. sie bilden ein intermediäres  $Z^0$ -Boson, das unmittelbar in ein Fermion- Antifermionpaar zerfällt.

Mit LEP, SLC<sup>3</sup>,  $Spp\bar{S}$  und HERA<sup>4</sup> stößt man in Energiebereiche vor, in denen die Produktion von neutralen  $Z^0$ - und geladenen  $W^\pm$ -Bosonen möglich ist; diese wurden 1983 in Experimenten am Proton-Antiproton-Speicherring  $Spp\bar{S}$  entdeckt. Im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik werden die QCD<sup>5</sup>, die Theorie der starken Wechselwirkung, und die von Glashow, Weinberg und Salam [1, 2, 3] entwickelte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung in einem gemeinsamen Formalismus behandelt. Im Standardmodell übertragen das  $Z^0$ - und die  $W^\pm$ -Bosonen die schwache-, das Photon die elektrische- und die Gluonen die starke Kraft. Man nennt sie auch Austauschteilchen der fundamentalen Kräfte.

Die hohe Anzahl der von den vier LEP-Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL analysierten  $Z^0$ -Ereignisse ermöglicht eine präzise Überprüfung des Standardmodells. Die Vorhersagen des Standardmodells für die Masse und die Breite der  $Z^0$ -Resonanz sowie für die Zahl der Neutrino-Generationen konnten im Experiment in hervorragender Übereinstimmung mit der Theorie bestätigt werden.

Während in der Vergangenheit infrarot- und kollinearitätssichere Observablen mit den theoretischen Vorhersagen der QCD in der zweiten Ordnung Störungstheorie verglichen wurden [4, 5, 6], beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit einer neuartigen Messung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$ . Diese neue Methode, vorgeschlagen von Catani, Trentadue, Turnock und Webber [7, 8, 9, 10], impliziert zum einen die Terme der zweiten Ordnung Störungstheorie und zum anderen die resummierten führenden sowie nächstführenden Logarithmen und trägt deshalb den Namen NLLA<sup>6</sup>-Rechnung. Die von Catani, Trentadue, Turnock und Webber vorgeschlagene Methode der NLLA-Rechnung wurde bereits bei LEP-Daten bei einigen Verteilungen angewandt [11, 12, 13, 14]. Die Messung der vorliegenden Arbeit basiert auf eine Analyse der mit dem DELPHI-Detektor am LEP aufgenommenen hadronischen  $Z^0$ -Zerfälle des Jahres 1992. Als Bestandteil einer umfassenden  $\alpha_S$  Bestimmung der DELPHI-

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup>Large Electron Positron collider

<sup>3</sup>Stanford Linear Collider

<sup>4</sup>Hadron-Elektron-Ring-Anlage

<sup>5</sup>Quanten Chromo Dynamik

<sup>6</sup>Next to Leading Log Approximation

Kollaboration mit sechs verschiedenen Ereignisformgrößen [14] geht die vorliegende Arbeit aus der DELPHI-Analyse hervor, wobei der Schwerpunkt dieser Arbeit auf dem Studium der Energie-Energie-Korrelation (*EEC*) liegt. Ergänzende Informationen zu dieser Arbeit, und damit zu der DELPHI-Analyse, sind in der Doktorarbeit von A.Wehr [15] zu finden. Weiterhin wird die Gluino-Hypothese anhand der mit dem DELPHI-Experiment gewonnenen Daten des Jahres 1991 überprüft. 1991 wurde die Schwerpunktsenergie im Bereich zwischen 88.5 und 93.7 GeV variiert, so daß man aus der Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$  Rückschlüsse auf die Existenz von Gluinos ziehen kann.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird das Standardmodell der Elementarteilchenphysik vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Theorie der starken Wechselwirkung liegt. Nach der Behandlung einiger QCD motivierter Monte-Carlo Modelle folgt eine Beschreibung des DELPHI-Detektors mit seinen einzelnen Komponenten sowie der Ablauf der Analyse. Es schließen sich die Definition der für eine NLLA-Analyse geeigneten Ereignisgrößen und die theoretischen Vorhersagen der QCD in der NLLA-Theorie für diese Observablen an. Nach der Beschreibung der Datenselektion werden Vergleiche zwischen den Daten und den Monte Carlo Modellen bzw. zwischen den DELPHI-Daten und den Daten der übrigen LEP-Experimente vorgestellt. Im nächsten Abschnitt wird aus der Energie-Energie-Korrelation die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  unter Verwendung der NLLA-Rechnung bestimmt, hierbei werden systematische Fehler experimenteller sowie theoretischer Natur ermittelt. Unter Berücksichtigung der Korrelation zwischen den einzelnen Observablen wird aus den  $\alpha_S$ -Messungen der verschiedenen Ereignisgrößen, die in der NLLA-Theorie bekannt sind, ein kombiniertes Ergebnis abgeleitet. Schließlich werden nach der Überprüfung der Gluino-Hypothese die gefundenen Ergebnisse in der Zusammenfassung präsentiert.

## 2. Das Standardmodell

Nach dem heutigen Verständnis sind in der Natur die folgenden vier fundamentalen Kräfte realisiert:

- Die Gravitation,
- die elektromagnetische- (Atomphysik),
- die schwache- ( $\beta$ -Zerfall) und
- die starke WW<sup>7</sup> (Kernkraft).

Durch Postulierung der lokalen Eichinvarianz werden die letzten drei Wechselwirkungen gemeinsam in einer Theorie verankert, deren mathematische Gruppenstruktur die Gestalt  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  besitzt. Um die Invarianz der Lagrangedichte einer Wechselwirkung auch bei lokalen Transformationen zu erhalten, müssen zusätzliche Vektorfelder, die sogenannten Eichbosonen, eingeführt werden. Die Bosonen sind die Austauscheteilchen der einzelnen physikalischen Prozesse. In elektromagnetischen Prozessen überträgt das Photon die Kraft, in der schwachen WW das  $Z^0$ - bzw.  $W^\pm$ -Boson und in der QCD das Gluon. Die QCD ist invariant unter  $SU(3)$ -Transformationen im Farbraum, die schwache WW unter  $SU(2)$ -Transformationen im schwachen Isospinraum und die QED<sup>8</sup> unter  $U(1)$ -Transformationen der Phase eines Zustandes.

### 2.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache WW besitzt eine  $SU(2) \times U(1)$ -Struktur. Der linkshändige Anteil des Elektrons und des Neutrinos bilden ein schwaches Isospindublett und die Forderung nach lokaler Eichinvarianz führt zu den drei Erzeugenden  $W_\lambda^i$  ( $i=1,2,3$ ). Die Erzeugende der schwachen Hyperladung  $Y$ ,  $B_\lambda$ , bildet die lokale  $U(1)$ -Transformation und die elektrische Ladung  $Q$  ergibt sich aus der Addition der dritten Komponente des schwachen Isospins und der schwachen Hyperladung  $Y$ .

$$Q = T_3 + Y \quad (2.1)$$

An der elektroschwachen WW nehmen Leptonen, Neutrinos und Quarks als fundamentale Fermionen teil. Alle linkshändigen Fermionen ordnet man in Isodubletts an, alle rechtshändigen bilden Singulets. In der folgenden Tabelle sind für die drei Fermionfamilien die Flavor-Quantenzahlen zusammengestellt [16].

---

<sup>7</sup>Wechselwirkung

<sup>8</sup>QuantenElektroDynamik

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

Tabelle 1: Die drei Fermionfamilien und ihre Flavor-Quantenzahlen.

Aus den beiden neutralen Vektorfeldern  $W_\lambda^3$  und  $B_\lambda$  entstehen das neutrale Bose-Feld  $Z_\lambda$  und das Photonfeld  $A_\lambda$ , wenn man zwei aufeinander orthogonale Linearkombinationen einführt.

$$Z_\lambda = \cos\theta_W W_\lambda^3 - \sin\theta_W B_\lambda \quad (2.2)$$

$$A_\lambda = \sin\theta_W W_\lambda^3 + \cos\theta_W B_\lambda \quad (2.3)$$

Man bezeichnet  $\theta_W$  als den schwachen Mischungswinkel mit der Definition:

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.4)$$

Die Vektorfelder  $W_\lambda^i$  ( $i=1,2$ ) bilden das  $W^\pm$ -Boson.

$$W_\lambda^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\lambda^1 \mp iW_\lambda^2) \quad (2.5)$$

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Elementarladung  $e$  und dem schwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  ist damit:

$$e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W \quad (2.6)$$

Es zeigt sich im Experiment, daß die  $Z^0$ - bzw.  $W^\pm$ -Bosonen und andere fundamentale Fermionen, wie zum Beispiel das Elektron, massiv sind, d.h. Masse besitzen. Im Standardmodell verleiht man diesen Elementarteilchen über den Higgs-Mechanismus ihre Masse ohne die Eichinvarianz oder die Renormierbarkeit zu verletzen. Beim Prinzip der spontanen Symmetriebrechung verlangt man zusätzliche komplexe, skalare Felder  $\phi_1, \phi_2$ , die wie folgt kombiniert werden:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Man sucht eine Lagrange-Dichte in der das  $\phi$ -Feld vorkommt und die bei SU(2)-Transformationen im schwachen Isospinraum invariant bleibt. Soll die Theorie renormierbar bleiben wird man unter der Annahme eines symmetrischen Potentials auf entartete Grundzustände der Form

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\rho_0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

geführt. Hierbei ist  $\rho_0$  die "Länge" des  $\phi$ -Feldes im Grundzustand. Für das  $Z^0$ - bzw.  $W^\pm$ -Boson ergeben sich durch die spontane Symmetriebrechung die Massen

$$m_Z^2 = \frac{e^2 \rho_0^2}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}, \quad (2.9)$$

$$m_W^2 = \frac{e^2 \rho_0^2}{4 \sin^2 \theta_W} \quad (2.10)$$

und es gilt die Relation:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (2.11)$$

Der experimentelle Nachweis des Higgs-Teilchens bleibt allerdings noch aus. Auf dem Quarksektor beobachtet man nicht nur Übergänge in einem Isodublett einer Fermion-Familie wie beim Neutron-Zerfall, sondern auch Übergänge zwischen den Familien, wie zum Beispiel beim  $\Lambda$ -Zerfall. Die Quarks  $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$ , die mit  $u$ ,  $c$ ,  $t$  linkshändige Dubletts bilden, sind nicht identisch mit den Quarks  $d$ ,  $s$ ,  $b$  definierter Masse, sondern Linearkombinationen von ihnen. Die Linearkombinationen werden durch eine Mischungsmatrix  $V$  der sogenannten Kobayashi-Maskawa-Matrix festgelegt. Die Kobayashi-Maskawa-Matrix hat vier freie Parameter, drei Winkel  $\theta_i$  ( $i=1,2,3$ ) und eine Phase  $\delta$ .

$$V = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Es bedeuten mit ( $i=1,2,3$ )

$$c_i = \cos \theta_i, \quad (2.13)$$

$$s_i = \sin \theta_i \quad (2.14)$$

und die Parameter-Intervalle sind:

$$0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2} \quad (2.15)$$

$$0 \leq \delta \leq 2\pi \quad (2.16)$$

In Abbildung 1 sieht man die Zerfälle  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  und  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  im Quarkbild. Die Amplituden sind proportional zu den Elementen  $V_{11}$  bzw.  $V_{12}$  der Kobayashi-Maskawa-Matrix  $V$ .

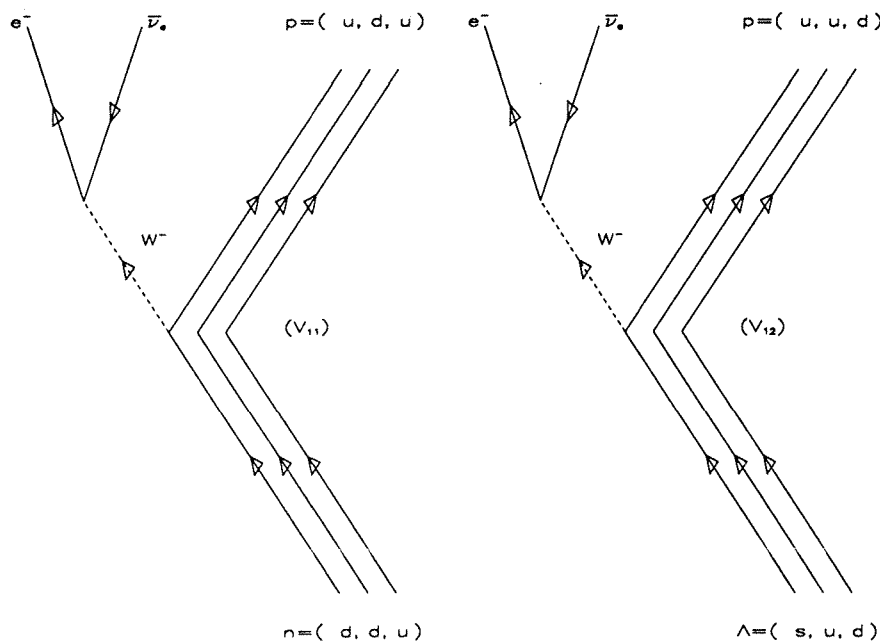


Abbildung 1: Die Zerfälle  $n \rightarrow p$  und  $\Lambda \rightarrow p$  im Quarkbild.

### 2.1.1 Strahlungskorrekturen

Die 1-Loop-Korrekturen im Prozeß  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  lassen sich in zwei Klassen aufteilen:

- Zum einen gibt es die "QED-Korrekturen", wo ein Photon dem Born-Graphen hinzugefügt ist, entweder als ein reales Bremsstrahlungsphoton oder in einer virtuellen Photon-Loop (Abbildung 2), (Strahlt zum Beispiel das Elektron ein Photon ab, so steht dem auslaufenden Fermionpaar nicht mehr die zweifache Strahlenergie zur Verfügung. Eine physikalische Observable  $Q$ , die bei einer Energie  $\sqrt{s}$  gemessen wird, verändert sich insbesondere wenn  $\left| \frac{\partial Q}{\partial \sqrt{s}} \right|$  einen großen Wert annimmt.)
- zum anderen gibt es die "elektroschwachen Korrekturen", d.h. Propagator- und Vertex-Korrekturen sowie Box-Diagramme in denen ein Austausch von zwei massiven Bosonen stattfindet (Abbildung 3).

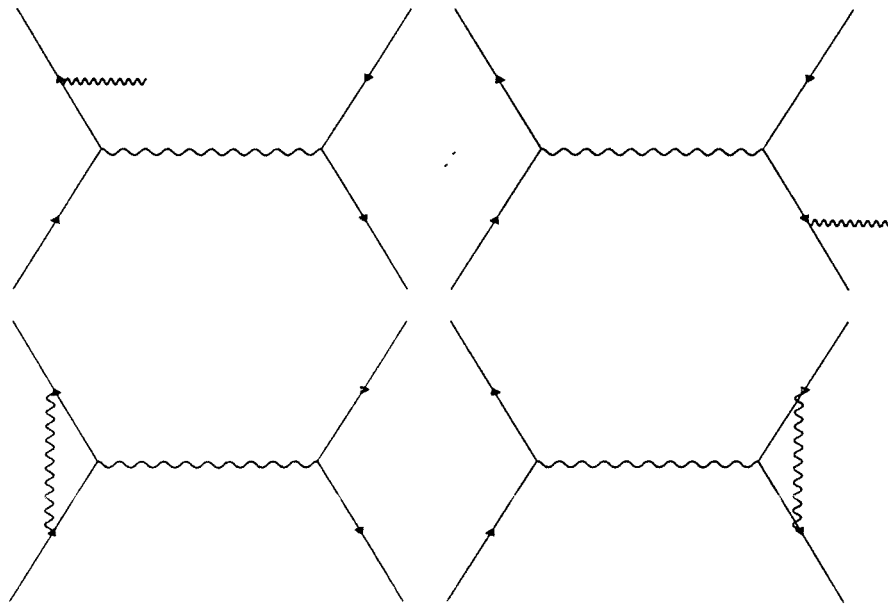


Abbildung 2: Feynman-Diagramme der Photon-Strahlungskorrekturen.

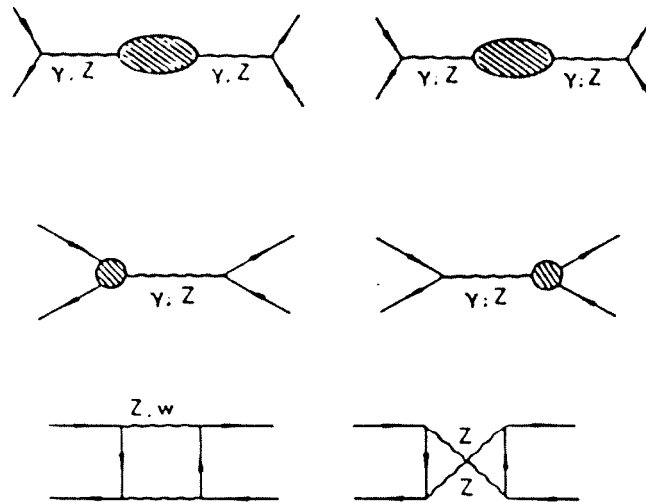


Abbildung 3: Feynman-Diagramme der elektroschwachen Korrekturen.

## 2.2 Die starke Wechselwirkung

### 2.2.1 Die Lagrangedichte der QCD

Die QCD ist eine renormierbare Quantenfeldtheorie. Man postuliert die Invarianz der Theorie unter lokalen  $SU(3)$ -Eichtransformationen in einem abstrakten Farbraum. Quarks haben neben dem Flavor den zusätzlichen Freiheitsgrad Farbe, wobei als Farbeinstellungen die drei Farben "rot", "grün" und "blau" möglich sind. Die Hadronen, die aus Quarks aufgebaut sind, bilden Farbsingulets. Um die lokale  $SU(3)$ -Eichinvarianz zu erhalten, müssen Vektorbosonen eingeführt werden, welche die starke Kraft vermitteln. Gemäß der Dimension der  $SU(3)$ -Gruppe existieren acht verschiedene Typen von Austauscheteilchen mit dem Namen Gluonen, die sich durch die Kombinationen von Farb- und Antifarbindices unterscheiden. Dies führt zur QCD-Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu} + \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - M)\psi(x) \quad (2.17)$$

mit

$$\begin{aligned} \psi(x) &= \text{Quarkfelder} \\ F_{\mu\nu}^a(x) &= \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + gf^{abc}A_\mu^b(x)A_\nu^c(x) \\ &= \text{Gluonfelder} \\ D_\mu &= \partial_\mu - ig\frac{\lambda_a}{2}A_\mu^a(x) \\ &= \text{kovariante Ableitung.} \end{aligned}$$

Die  $f^{abc}$  sind die Strukturkonstanten der  $SU(3)$ -Gruppe. Der Term quadratisch in den Gluonfeldern hat kein Analogon in der QED und zeigt den nicht-abelschen Charakter der Farbgruppe  $SU(3)$ , d.h. es treten Gluon-Gluon Wechselwirkungen bei QCD-Prozessen auf (Abbildung 4).

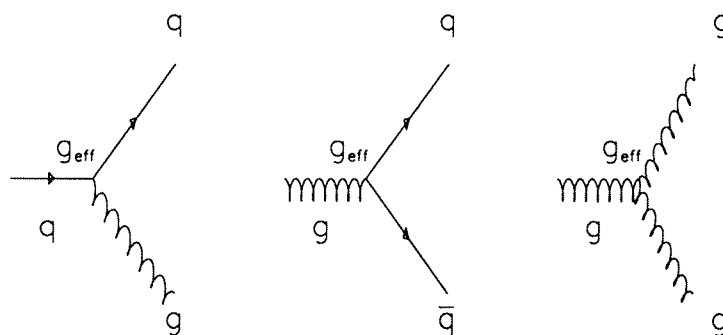


Abbildung 4: Die Verzweigungsmöglichkeiten der Partonen.



Die Gruppengewichte für die Prozesse  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$  und  $g \rightarrow gg$  sind  $C_F$ ,  $T_R$  und  $N_C$  mit  $C_F = \frac{4}{3}$ ,  $T_R = \frac{1}{2}n_f$  und  $N_C = 3$ . Hierbei ist  $n_f$  die Anzahl der aktiven Quark-Flavors. In abelschen Eichtheorien wechselwirken Austauscheteilchen nicht mit sich selber, so daß dann  $N_C$  den Wert 0 annimmt.

### 2.2.2 Die gleitende Kopplungskonstante der QCD

In physikalischen Prozessen treten nicht nur die sogenannten Baumgraphen auf, sondern es müssen auch Feynmandiagramme höherer Ordnungen berücksichtigt werden. Der Baum-Gluon-Propagator der QCD muß um Gluon- und Quarkantiquarkschleifen erweitert werden (Abbildung 5), um Präzisionsvergleiche zwischen Theorie und Experiment zu erlauben. Bei der Berechnung von Graphen höherer Ordnung stößt man

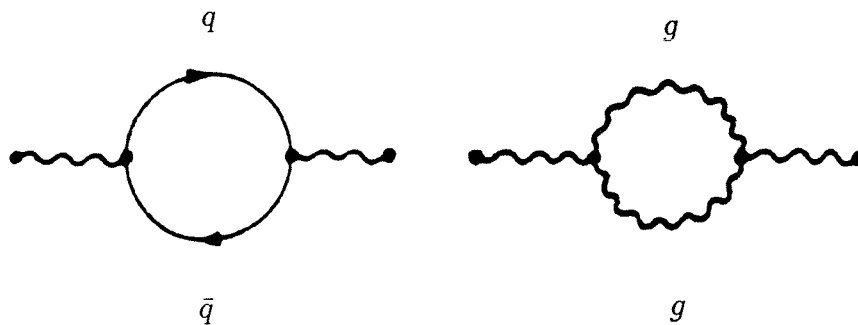


Abbildung 5: Feynman-Diagramme, die zum "Gleiten" von  $\alpha_S$  beitragen.

auf divergente Integrale, die im Rahmen der Renormierung zu endlichen Resultaten führen. Mit Hilfe der Regularisierung extrahiert man die Divergenzen und subtrahiert sie durch Einführung von Gegentermen in der Lagrangedichte. Man wählt Gegenterme, die ihrer Struktur nach schon in der Lagrangedichte vorkommen, mit denen man von den unrenormierten Größen, den Feldern  $\psi$  und  $A$ , der Masse  $m$  und der Kopplungskonstante  $g = \sqrt{4\pi\alpha_S}$ , zu den renormierten Größen  $\psi_R$ ,  $A_R$ ,  $m_R$  und  $g_R$  übergeht. Die renormierten Größen sind bis auf endliche Anteile festgelegt, die von der Wahl des Renormierungsschemas abhängen, und die renormierte Lagrangedichte behält die Gestalt der unrenormierten Lagrangedichte bei. Physikalisch messbare Observablen hängen von dem Renormierungspunkt  $\mu$  und der Kopplungskonstante  $g$  ab. Aus der Invarianz der physikalisch messbaren Größe unter Renormierung folgt die Renormierungsgruppengleichung [17]:

$$\mu^2 \frac{d\alpha_S(\mu^2)}{d\mu^2} = -b_0\alpha_S^2 - b_1\alpha_S^3 + \mathcal{O}(\alpha_S^4) \quad (2.18)$$

Hierbei ist für die QCD

$$b_0 = \frac{11N_C - 4T_R}{12\pi} = \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \quad (2.19)$$

und

$$b_1 = \frac{17N_C^2 - 10N_C T_R - 6C_F T_R}{24\pi^2} = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}. \quad (2.20)$$

In führender Ordnung stellt  $\alpha_S$  mit

$$\alpha_S(\mu^2) = \frac{1}{b_0 \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2})} \quad (2.21)$$

die Lösung der Renormierungsgruppengleichung und  $\Lambda$  die Integrationskonstante dar. Die Koeffizienten  $b_0$  und  $b_1$  sind unabhängig vom Renormierungsschema. Betrachtet man jedoch die Koeffizienten  $b_i$  mit  $i \geq 2$ , so sind sie abhängig vom verwendeten Schema und man muß bei  $\Lambda$ -Werten immer das Renormierungsschema mitangeben. In der QCD-Literatur findet man meistens Angaben über  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , wobei  $\overline{MS}$  für das modifizierte minimale Subtraktionsverfahren steht [18]. Der Übergang von einer Renormierungsskala  $\mu_0$  nach  $\mu$  führt zu einer Änderung bei  $\alpha_S$  von der Ordnung  $\alpha_S^2$ , so daß man in führender Ordnung der Störungstheorie nicht mit Bestimmtheit sagen kann bei welcher Renormierungsskala  $\alpha_S$  berechnet werden soll, wie folgende Gleichung zeigt.

$$\begin{aligned} \alpha_S(\mu^2) &= \frac{\alpha_S(\mu_0^2)}{1 + b_0 \alpha_S(\mu_0^2) \ln(\frac{\mu^2}{\mu_0^2})} \\ &= \alpha_S(\mu_0^2) - b_0 \ln(\frac{\mu^2}{\mu_0^2}) \alpha_S^2(\mu_0^2) + \mathcal{O}(\alpha_S^3) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Um die Renormierungsgruppengleichung in der nächstführenden Ordnung zu lösen, separiert man in (2.18) die Variablen und entwickelt den Nenner.

$$\begin{aligned} \frac{d\mu^2}{\mu^2} &= -\frac{d\alpha_S}{b_0 \alpha_S^2 + b_1 \alpha_S^3} \\ &= -\frac{1}{b_0 \alpha_S^2} \left(1 - \frac{b_1}{b_0} \alpha_S + \mathcal{O}(\alpha_S^2)\right) d\alpha_S \end{aligned} \quad (2.23)$$

Durch integrieren erhält man:

$$\ln \mu^2 = \frac{1}{b_0 \alpha_S} + \frac{b_1}{b_0^2} \ln \alpha_S + C + \mathcal{O}(\alpha_S) \quad (2.24)$$

Über die Integrationskonstante  $C$  führt man mit  $C \equiv \ln \Lambda^2 + \frac{b_1}{b_0^2} \ln b_0$  den Parameter  $\Lambda$  ein. Man findet:

$$\begin{aligned} \alpha_S(\mu^2) &= \frac{1}{b_0 \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}) - \frac{b_1}{b_0} \ln(b_0 \alpha_S) + \mathcal{O}(\alpha_S)} \\ &= \frac{1}{b_0 \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2})} - \frac{b_1 \ln \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2})}{b_0^3 (\ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}))^2} + \mathcal{O}\left(\frac{(\ln \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}))^2}{(\ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}))^3}\right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Die Abbildung 6 zeigt einige wichtige  $\alpha_S$ -Messungen bei verschiedenen Energien und verdeutlicht das "Gleiten" der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$ . In Elektron-Positron

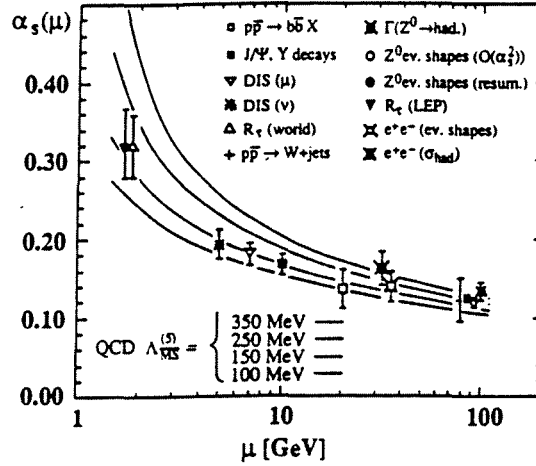


Abbildung 6: Messungen von  $\alpha_S$  bei verschiedenen Energien.

Annihilationsexperimenten treten die aus Quarks aufgebauten Hadronen in Form von Jets auf. Die in den Daten beobachteten Ereignistopologien sind zwei-, drei und mehr-Jet Ereignisse. Die Produktionswahrscheinlichkeiten der einzelnen Jet-Klassen in den Daten sind :

$$2Jets : 3Jets : 4Jets... = \mathcal{O}(\alpha_S^0) : \mathcal{O}(\alpha_S^1) : \mathcal{O}(\alpha_S^2)... \quad (2.26)$$

Man identifiziert diese Jets in einem Ereignis mit den Partonen, also mit den Quarks und den Gluonen. Die in der QCD zu Grunde liegenden

$$q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg, q\bar{q}q\bar{q}...$$

Parton-Endzustände kann man somit in den Daten beobachten, was als großer Erfolg der störungstheoretischen QCD zu bewerten ist. Die inneren Quantenzahlen, wie z.B. der Freiheitsgrad Farbe eines Quarks, sind experimentell schwer zugänglich. Dennoch gibt es sehr eindrucksvolle Messungen, die auf die Existenz der Farbladung von Quarks hinweisen, wie z.B. die Bestimmung des Verhältnisses des hadronischen zum myonischen Wirkungsquerschnitt, auch R-Verhältnis genannt. Integriert man den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , so erhält man für große Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  ( $s \gg m_e^2, m_\mu^2$ ):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha_S^2}{3s} \quad (2.27)$$

Für den hadronischen Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{4\pi\alpha_S^2}{3s} \sum_{\text{Farben } u,d,s,\dots} \sum Q_q^2 \quad (2.28)$$

Die Summierung über die drei Farben liefert einen Faktor 3. In führender Ordnung berechnet sich das R-Verhältnis zu

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_{u,d,s,\dots} Q_q^2 \quad (2.29)$$

mit

$$\sum_q Q_q^2 = Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 = \frac{2}{3} \text{ für } 4 > \sqrt{s} \geq 1 \text{ GeV} \quad (2.30)$$

$$\sum_q Q_q^2 = Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + Q_c^2 = \frac{10}{9} \text{ für } 11 > \sqrt{s} \geq 4 \text{ GeV} \quad (2.31)$$

$$\sum_q Q_q^2 = Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + Q_c^2 + Q_b^2 = \frac{11}{9} \text{ für } \sqrt{s} \geq 11 \text{ GeV.} \quad (2.32)$$

In Abbildung 7 ist das gemessene R-Verhältnis für verschiedene Schwerpunktsenergien dargestellt. Die Voraussage des Quarkmodells ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Erst der Farbfaktor von 3 führt zu einer Übereinstimmung der Theorie mit den experimentell gewonnenen Daten.

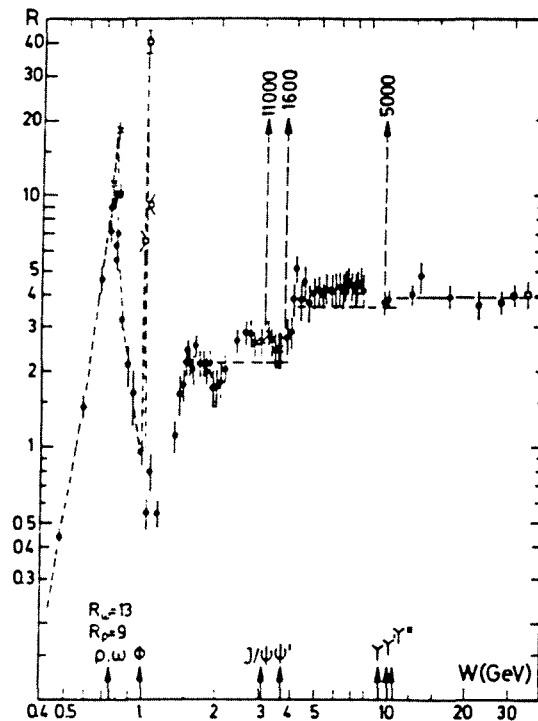


Abbildung 7: R-Verhältnis.

## 2.3 Erweiterungen des Standardmodells

Die Eichgruppe  $\mathcal{F}$  des SM<sup>9</sup>s mit  $\mathcal{F} = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  vereinfacht sich bei einer Massenskala von der Größenordnung der  $Z^0$ -Masse ( $m_Z \cong 100 \text{ GeV}$ ) zur Gruppe  $SU(3) \times U_{em}(1)$ . Fast alle zur Zeit vorliegenden experimentellen Ergebnisse sind mit dem SM verträglich. Dennoch diskutiert man alternative Modelle, zum einen wegen der 18 Parameter des SM's, eine solche Zahl von Parametern scheint sehr hoch für eine wirklich fundamentale Theorie zu sein, zum anderen bleiben eine Reihe von Fragen offen. Die Parameter des SM's sind im Einzelnen:

- 3 Kopplungskonstanten  
 $g_S, e, \sin\theta_W$
- 2 Bosonmassen  
 $m_W, m_{\rho'}$
- 3 Leptonmassen  
 $m_e, m_\mu, m_\tau$
- 6 Quarkmassen  
 $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$
- 4 Parameter der Kobayashi-Maskawa-Matrix  
 $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$

Die  $Z^0$ -Masse ist durch Gleichung (2.11) gegeben. Zu den offenen Fragen im SM gehören:

- Warum gibt es die drei Familien von Fermionen ?
- Wieso haben das Elektron und das Proton bis auf das Vorzeichen die gleiche elektrische Ladung  $Q$  ?
- Kann man die Fermionmassen und die Werte der Kobayashi-Maskawa-Matrix theoretisch herleiten ?
- Besteht der Higgs-Sektor aus mehr als einem Higgs-Dublett ?
- Ist die Eichgruppe  $\mathcal{F}$  Teil einer größeren Symmetriegruppe, die bei höheren Energien sichtbar wird ?

---

<sup>9</sup>StandardModell

Die letzte Frage führt auf die sogenannte große Vereinheitlichung, die GUT<sup>10</sup>. Hier nimmt man an, daß die Symmetriegruppe  $\mathcal{F}$  des SM's Teil einer großen, einfachen Gruppe  $\mathcal{G}$  ist, die erst bei sehr hohen Energien sichtbar wird [19, 20]. Die große Gruppe  $\mathcal{G}$  soll durch spontane Symmetriebrechung bei einer Massenskala  $m_X$  zur Gruppe  $\mathcal{F}$  reduziert werden, die wie im SM bei einer Massenskala  $m_Z \cong 100$  GeV heruntergebrochen wird.

$$\begin{aligned} &\mathcal{G} \\ &\downarrow m_X \geq 10^{15} \text{ GeV} \\ &\mathcal{F} = SU(3) \times SU(2) \times U(1) \\ &\downarrow m_Z \cong 10^2 \text{ GeV} \\ &SU(3) \times U_{em}(1) \end{aligned}$$

Ein mögliches Modell dieser Art ist das  $SU(5)$ -Modell von Georgi und Glashow [20]. Im  $SU(5)$ -Modell werden die Leptonen und die Quarks in gemeinsamen  $SU(5)$ -Multipletts angeordnet und unter Emission eines massiven Eichbosons soll ein Quark in ein Lepton übergehen. Dies hätte die Instabilität des Protons zur Folge. Die im  $SU(5)$ -Modell berechnete Lebensdauer des Protons lag jedoch Größenordnungen unter der im Experiment ermittelten Protonlebensdauer. Auch die bei einer bestimmten Massenskala  $m_X$  vorhergesagte Vereinigung der drei Kopplungskonstanten  $g_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) konnte nicht mit den im  $SU(5)$ -Modell zu Grunde liegenden Energieabhängigkeiten der Kopplungskonstanten experimentell bestätigt werden [21].

Weiterhin diskutiert man Modelle in denen Bosonen und Fermionen in Supermultipletts zusammengefaßt sind, die sogenannten SUSY<sup>11</sup>-Theorien [22, 23, 24]. In SUSY-Modellen erhält jedes Fermion einen Spin-0-Partner, sogenannte Sfermionen (Sleptonen, Squarks). Analog begleiten die Bosonen Spin- $\frac{1}{2}$ -Partner, die "Bosinos" (Photinos, Gluinos, Winos, Zinos, Higgsinos). Wäre SUSY exakt, müßten die Teilchen und ihre jeweiligen Superpartner entartet in der Masse sein; dies läßt sich experimentell nicht beobachten. Die SUSY muß also bei einer Massenskala  $m_{SUSY}$  gebrochen sein, wobei die Massenskala  $m_{SUSY}$  auch die Masse der Superteilchen grob angibt. In jüngster Vergangenheit konnte unter Annahme eines minimal supersymmetrischen SM's mit zwei Higgs-Dubletts die GUT Vereinigung der Kopplungskonstanten erfolgreich durchgeführt werden [21]. Man findet für die Massenskalen  $m_X$  der GUT Vereinigung und  $m_{SUSY}$  der SUSY:

$$\begin{aligned} m_X &= 10^{16.0 \pm 0.3} \text{ GeV} \\ m_{SUSY} &= 10^{3.0 \pm 1.0} \text{ GeV} \end{aligned} \tag{2.33}$$

SUSY-Modelle bieten Erklärungsansätze für die Diskrepanz der mit Niederenergieexperimenten wie DIS<sup>12</sup> ermittelten und den mit Hochenergieexperimenten wie LEP

---

<sup>10</sup>Grand Unified Theories

<sup>11</sup>SUPERSymmetry

<sup>12</sup>Deep Inelastic lepton-hadron Scattering

bestimmten  $\alpha_S$ -Werte [25]. Die Existenz von leichten Gluinos führt zu einem modifizierten Gluonpropagator mit Gluin Schleifen (Abbildung 8), was sich in einer schwächeren Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  äußert, da das Gluino als Fermion der Fermistatistik unterliegt und ebenso wie die Quarkantiquarkschleife das  $b_0$  in Gleichung (2.19) verkleinert.

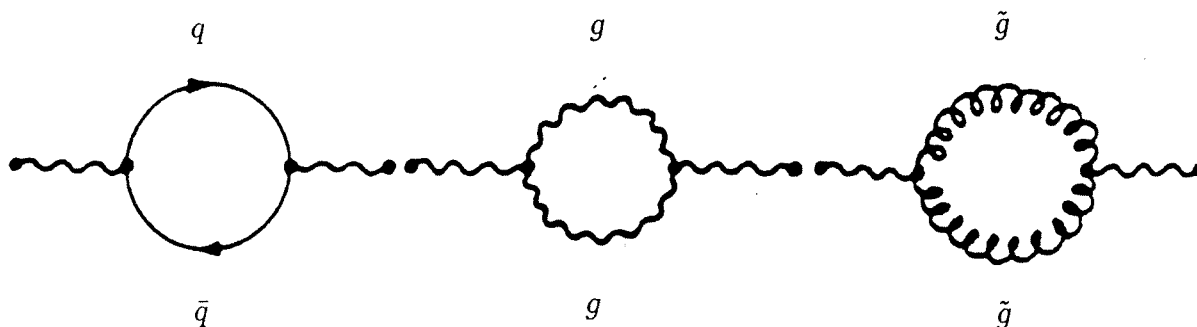


Abbildung 8: Feynman-Diagramme, die zum "Gleiten" von  $\alpha_S$  beitragen, unter Berücksichtigung leichter Gluinos.

Man sieht dies an einem etwas allgemeineren Ausdruck für  $b_0$  in Gleichung (2.19) [26].

$$b_0 = \frac{11C_1 - 4\sum_R C_2^R}{12\pi} \quad (2.34)$$

Man erkennt das  $b_0$  aus Gleichung (2.19) wieder, wenn man  $C_1 = N_C = 3$  und  $\sum_R C_2^R = T_R = \frac{1}{2}n_f$  setzt. Der positive Beitrag in  $b_0$  proportional zu  $N_C$  (Bosonstatistik) entsteht durch die Gluonschleife und den negativen Beitrag proportional zu  $T_R$  verursacht die Quarkantiquarkschleife. Existiert ein leichtes Gluino, so vergrößert es in  $b_0$  den negativen Term im Zähler.

$$b_0 = \frac{33 - 4T_R}{12\pi} \rightarrow \frac{33 - 4(T_R + \frac{3}{2})}{12\pi} = \frac{27 - 2n_f}{12\pi} \quad (2.35)$$

Unter Berücksichtigung leichter Gluinos nimmt der Koeffizient  $b_1$  in der Renormierungsgruppengleichung die Form

$$b_1 = \frac{81 - 19n_f}{24\pi^2} \quad (2.36)$$

an [27]. Die Existenz von leichten Gluinos sollte sich in der Schwerpunktsenergieabhängigkeit von  $\alpha_S$  bei LEP-Daten zeigen. Man erwartet für die " $\alpha_S(\sqrt{s})$ -Kurve" die Steigung:

$$\frac{d\alpha_S}{dQ} = -\frac{2}{Q}(b_0\alpha_S^2 + b_1\alpha_S^3) \quad (2.37)$$

Tabelle 2 zeigt die Koeffizienten  $b_0$  und  $b_1$  der Renormierungsgruppengleichung für die QCD, für die QCD mit leichten Gluinos und für ein abelsches Gluonmodell. Die Koeffizienten  $b_0$  und  $b_1$  des abelschen Gluonmodells erhält man aus Gleichung (2.19)

Modell	$b_0$	$b_1$
QCD	0.610	0.245
QCD mit Gluinos	0.451	-0.059
abelsches Gluonmodell	-1.592	-0.380

Tabelle 2: Koeffizienten  $b_0$  und  $b_1$  der Renormierungsgruppengleichung für verschiedene Modelle

und (2.20) indem man die Farbfaktoren des abelschen Gluonmodells,  $C_F = 1$ ,  $N_C = 0$  und  $T_R = 3n_f$ , einsetzt. Bei LEP-Energien ist die Anzahl der aktiven Flavours  $n_f = 5$ . Man kann den Gluinobeitrag zum Gluonpropagator berücksichtigen indem man die Gleichung (2.19) beibehält und  $n_f = 5$  durch  $n_f = 8$  ersetzt, wie man Gleichung (2.35) entnimmt. Eine Analyse der  $e^+e^-$ -Daten, gewonnen in einem Energiebereich zwischen  $\sqrt{s} = 14$  GeV und  $\sqrt{s} = 91$  GeV, ergab eine optimale Anpassung der SUSY-Theorie an die Daten mit folgendem Wert für die Anzahl der leichten Fermionen, die an ein Gluon koppeln [28]:

$$N = 6.3 \pm 1.1 \quad (2.38)$$

Dieses Resultat ist sowohl mit der SM-Erwartung von  $n_f = 5$ , als auch mit der Existenz von leichten Gluinos, die ein  $n_f = 8$  zur Folge haben, kompatibel.



### 3. QCD motivierte Monte-Carlo Modelle

Das in der  $e^+e^-$ -Annihilation erzeugte  $Z^0$ -Boson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\frac{\Gamma_H}{\Gamma_Z} = 70\%$  in hadronische Endzustände hoher Multiplizität. Aus diesen hadronischen Endzuständen versucht man zum einen Informationen über die elektroschwache und die starke Wechselwirkung zu gewinnen und zum anderen sucht man nach "neuer Physik", d.h. nach neuen Teilchen und Wechselwirkungen. Die Komplexität multihadronischer Ereignisse, die mittlere geladene Teilchenmultiplizität  $\langle n_{ch} \rangle$  aller auf der  $Z^0$ -Resonanz durchgeführten  $\langle n_{ch} \rangle$ -Messungen liegt bei  $\langle n_{ch} \rangle = 20.9 \pm 0.4$  [29], führt dazu, daß die Analyse dieser Ereignisse wesentlich schwerer ist als die Analyse der leptonischen  $Z^0$ -Ereignisse. Aus diesem Grund benötigt man für die Transformation von den primären Quarks hin zu den beobachtbaren Hadronen, dieser Prozeß wird "Fragmentierung" genannt, gute und zuverlässige Modelle.

Die QFD<sup>13</sup>, also die elektroschwache Theorie, ist störungstheoretisch zumindest im Prinzip Ordnung für Ordnung lösbar, wohingegen die starke Wechselwirkung, die die Fragmentierung beschreibt, nur bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_S$  gerechnet ist. Über die Fragmentierung müssen deshalb QCD-inspirierte Annahmen gemacht werden, die im Einklang mit den realen Daten im Experiment stehen. Selbst im Bereich der perturbativen QCD nimmt die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  so große Werte an, daß Effekte höherer Ordnung zu nicht vernachlässigbaren Korrekturen führen können.

Die Struktur eines typischen multihadronischen Ereignisses in der  $e^+e^-$ -Annihilation ist in Abbildung 9 dargestellt.

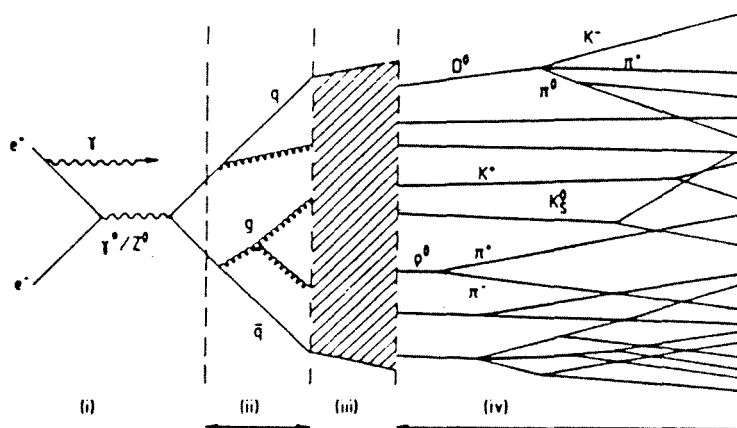


Abbildung 9: Struktur eines hadronischen Ereignisses.

<sup>13</sup>Quanten Flavor Dynamik

Die Struktur eines hadronischen Ereignisses läßt sich in vier Phasen unterteilen. In der ersten Phase annihilieren das  $e^+e^-$ -Paar in ein virtuelles  $Z^0$ -Boson bzw. in ein virtuelles Photon, das dann unmittelbar in ein primäres Fermion- Antifermionpaar zerfällt. Vorwiegend handelt es sich bei diesem Fermion- Antifermionpaar um ein Quark Antiquarkpaar. Vor der Annihilation des Elektrons und des Positrons kann es zur Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand kommen, der sogenannten ISR<sup>14</sup> Bremsstrahlung, so daß dem auslaufenden Fermionpaar nicht mehr die zweifache Strahlenergie zur Verfügung steht. Bei der Bestimmung der  $Z^0$ -Parameter aus der  $Z^0$ -Resonanzkurve benötigt man für die zur Zeit angestrebte Präzision Korrekturen höherer Ordnung, die man zusätzlich zum "Baum-Graphen" berücksichtigen muß. In der zweiten Phase, in der sogenannten "perturbativen QCD", kann das initiale  $q\bar{q}$ -Paar Gluonen abstrahlen, die ihrerseits wieder Gluonen emittieren können. Während die Produktion des primären  $q\bar{q}$ -Paares durch die QED beschrieben wird, benutzt man für die theoretische Formulierung der zweiten Phase die Störungstheorie der starken Wechselwirkung. Da die starke Kopplungskonstante größer ist als die elektroschwache Kopplungskonstante, ist die Genauigkeit in Phase zwei geringer als in Phase eins. In der dritten Phase fragmentieren die farbgeladenen Partonen in farbneutrale Hadronen. Obwohl Phase drei von der QCD beschrieben wird, muß man auf QCD-inspirierte Modelle zurückgreifen, da in dieser Phase der Impulsübertrag so klein ist, daß  $\alpha_S$  einen zu großen Wert annimmt als das man diese Fragmentierungsprozesse störungstheoretisch behandeln könnte. Diese Phase wird auch als "nichtperturbative QCD" bezeichnet. Schließlich in der vierten Phase zerfallen instabile Hadronen in experimentell beobachtbare stabile Teilchen. Die in der Phase vier auftretenden Prozesse basieren auf den Theorien der elektroschwachen- und der starken Wechselwirkung. Der dominante Input dieser Phase kommt jedoch aus den experimentell ermittelten Größen, wie z.B. Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse der instabilen Teilchen. Die folgenden Kapitel sollen einen kurzen Überblick über die verschiedenen Modelle zur Realisierung einzelner Phasen innerhalb der Fragmentierung verschaffen. Eine komplette Übersicht zu diesem Thema ist in [30] zu finden.

### 3.1 Die Partongenerierung

In der perturbativen QCD existieren zwei prinzipiell unterschiedliche Verfahren die Partonen aus Phase zwei in Abbildung 9 zu erzeugen. Ein Verfahren ist die Methode der Matrix-Elemente, in der Feynmandiagramme Ordnung für Ordnung berechnet werden. Im Prinzip stellt dies Verfahren einen korrekten Zugang zur Problematik dar, da hier die Kinematik, die Interferenz und die Helizität exakt berücksichtigt werden. Da jedoch die Berechnung dieser Feynman-Diagramme enorm schwierig ist, existieren bislang nur Berechnungen in der zweiten Ordnung in  $\alpha_S$  [31]. In Abbildung 10 sieht man stellvertretend einige Feynmandiagramme, die zur drei- bzw. vier-Jetrate in erster

---

<sup>14</sup>Initial State Radiation

und zweiter Ordnung in  $\alpha_S$  beitragen. Bereits in der ersten Ordnung in  $\alpha_S$  treten

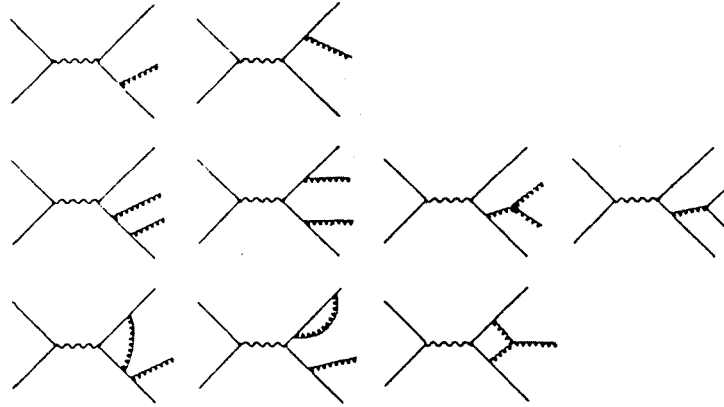


Abbildung 10: Einige Feynmandiagramme bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_S$ .

Probleme bei der Integration der Matrix-Elemente auf. Für masselose Partonen lautet das drei-Jet Matrix-Element:

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (3.1)$$

$$x_1 = \frac{2E_q}{E_{CM}}; \quad x_2 = \frac{2E_{\bar{q}}}{E_{CM}}; \quad x_3 = \frac{2E_g}{E_{CM}} \quad (3.2)$$

$$\sum_{i=1}^3 x_i = 2 \quad (3.3)$$

Hierbei sind  $\sigma_0$  der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  in niedrigster Ordnung und  $C_F = \frac{4}{3}$  der Farbfaktor. Im kinematisch erlaubten Bereich  $0 \leq x_i \leq 1$  ( $i = 1, 2, 3$ ) wird ein Parton  $k$  mit den beiden verbleibenden Partonen  $i$  und  $j$  über die Gleichung  $y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{E_{CM}^2} = 1 - x_k$  verknüpft.  $Y_{ij}$  ist hier das Quadrat der auf die sichtbare Energie normierten invarianten Masse der beiden verbleibenden Partonen. Beim integrieren von Gleichung (3.1) ergeben sich zum einen kollineare Divergenzen für den Fall, daß  $x_1, x_2 \rightarrow 1$  und infrarot Divergenzen falls  $x_3 \rightarrow 0$  geht. Um diese Divergenzen zu vermeiden, kann man z.B. einen Schnitt in der invarianten Masse zweier Partonen durchführen. Zwei Partonen deren Quadrat ihrer auf die sichtbare Energie normierten invarianten Masse kleiner ist als ein vorgegebener Wert  $y_{min}$  werden zu einem Pseudoparton durch Vorschriften rekombiniert, wie z.B. durch die Addition ihrer Viererimpulse  $p_{ij}^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu$ . Die verbleibenden Partonen werden im Experiment mit den Hadronjets assoziiert. Studien zu den verschiedenen Rekombinationsschemata sind in [32] zu finden. Ein weiteres Verfahren zur Erzeugung der Partonen ist das Parton-Schauer Modell. Parton-Schauer Modelle verwenden nur die führenden Logarithmen. In dieser Näherung genannt LLA<sup>15</sup> beobachtet man eine bessere Beschreibung

<sup>15</sup>Leading Log Approximation

der Daten als mit den Matrix-Element Modellen, insbesondere bei LEP-Energien, da durch die Berücksichtigung höherer Ordnungen mehr als vier Partonen im Endzustand produziert werden können. Nur bei der Abstrahlung harter Partonen unter großen Winkeln treten zwischen den experimentellen Daten und den Parton-Schauer Modellen wegen der Näherung in der Kinematik Differenzen auf. In den meisten Parton-Schauer Modellen sind die elementaren Verzweigungsmöglichkeiten  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$  der QCD implementiert (Abbildung 11). Die in den Parton-Schauer

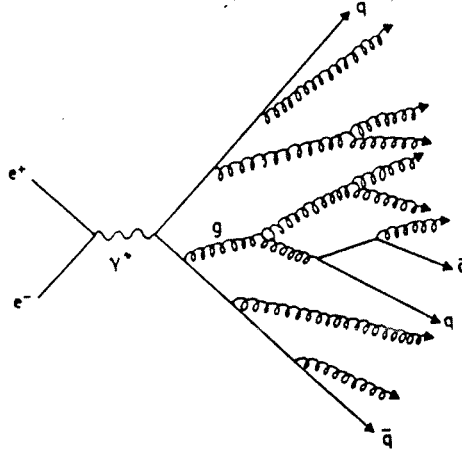


Abbildung 11: Schematische Darstellung einer Parton-Schauer-Entwicklung in einem  $e^+e^-$  Ereignis.

Modellen integrierte Altarelli-Parisi Gleichung (3.4)

$$\frac{d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (3.4)$$

legt in einer iterativen Prozedur die Entwicklung des Schauers fest.  $Dt$  stellt eine kleine Änderung im Entwicklungsparameter  $t = \ln\left(\frac{Q_{evol}^2}{\Lambda^2}\right)$  dar. Die Integrationskerne in Gleichung (3.4) sind

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \quad (3.5)$$

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = N_C \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}, \quad (3.6)$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2) \quad (3.7)$$

mit den Farbfaktoren  $C_F = \frac{4}{3}$ ,  $N_C = 3$  und  $T_R = \frac{n_f}{2}$ . Hierbei stellen die Variablen  $z$  und  $1-z$  aus (3.4) den Vierer-Impulsbruchteil dar den das Tochterteilchen  $b$  bzw.  $c$  übernimmt. Gewöhnlich wird in Gleichung (3.4) die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  in führender Ordnung verwendet, so daß die Skala  $Q^2$  in  $\alpha_S$  nicht mit der Entwicklungsskala  $Q_{evol}^2$  übereinstimmen muß. Die Entwicklung des Parton-Schauers wird solange iterativ fortgesetzt bis die Energie der neu erzeugten Partonen einen Abschneideparameter  $Q_0$  unterschreitet. Die Einführung eines solchen Abschneideparameters

$Q_0$  vermeidet Singularitäten, hervorgerufen durch Abstrahlung weicher Gluonen, und sorgt für eine zur Bildung der Hadronen ausreichend große Restenergie. Weiterentwicklungen der LLA Näherung berücksichtigen die nächstführenden Logarithmen (NLLA). In NLLA sind zusätzliche Prozesse, wie z.B. die Aufspaltung eines Partons in drei Partonen, möglich ( $g \rightarrow ggg$ ). Eine alternative Form der Schauerentwicklung ist die Farbdipol-Theorie [33]. In dieser Theorie bildet das primäre  $q\bar{q}$ -Paar einen Farbdipol und durch die Emission eines Gluons wird der bestehende Farbdipol in zwei aufgespalten. Auf diese Art berücksichtigt man automatisch Prinzipien, wie das "angular ordering".

## 3.2 Die Hadronisierung

Die Phase drei in Abbildung 9, "nichtperturbative QCD" genannt, beschreibt die Hadronisierung der Partonen in die im Experiment beobachtbaren Hadronen. Da diese Phase störungstheoretisch nicht zugänglich ist, sind die zur Zeit verwendeten Hadronisierungsmodelle phänomenologischer Natur. In einer iterativen Prozedur findet der Übergang der in der perturbativen QCD erzeugten Partonen zu den Hadronen nach probabilistischen Vorschriften statt. Die folgenden Kapitel sollen einen kurzen Überblick über die drei wichtigsten Ansätze zur Hadronisierung geben. Im einzelnen sind dies die Independent-, die String- und die Cluster-Fragmentierung.

### 3.2.1 Die Independent-Fragmentierung

Die Independent-Fragmentierung (IF) wurde in den frühen 70'er Jahren entwickelt und erlebte ihren Durchbruch durch die Arbeiten von Field und Feynman [34]. Bei der IF geht man davon aus, daß die Fragmentierung von Partonen als Summe inkohärenter, unabhängiger Einzelfragmentierungen realisiert ist. Ein in der perturbativen QCD erzeugtes Quark  $q$  mit einem definierten Vierer-Impuls spaltet in ein Hadron  $q\bar{q}_1$  und ein "Restquark"  $q_1$  auf. Das Aufteilen der Energie und des Impulses unter dem Hadron und dem "Restquark" wird durch sogenannte Fragmentierungsfunktionen  $f(z)$  beschrieben. Besitzt das ursprüngliche Parton die Energie  $E$ , so erhält das Hadron den Bruchteil  $zE$  und das "Restquark"  $(1 - z)E$  an Energie. Dieser Vorgang wird iterativ fortgesetzt, bis nicht mehr genug Energie zur Bildung von Hadronen zur Verfügung

steht. In Abbildung 12 ist das Prinzip des IF-Modells schematisch dargestellt. Es

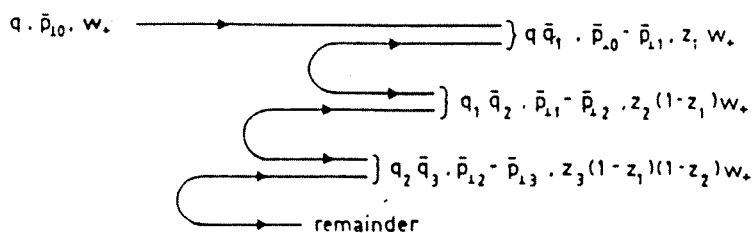


Abbildung 12: Schematische Darstellung des IF-Modells.

wurden in der Vergangenheit unter anderen die folgenden Fragmentierungsfunktionen vorgeschlagen:

- Die Field-Feynman Parametrisierung

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2 \quad (3.8)$$

mit einem typischen Wert von  $a = 0.77$ .

- Hinweise auf einen zu großen Wert von  $f$  bei  $z = 0$  führten zu:

$$f(z) = (1 + c)(1 - z)^c \quad (3.9)$$

- Für schwere Quarks stellt die Peterson-Fragmentierung [35]

$$f(z) \propto \left[ z \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1 - z} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3.10)$$

die beste Beschreibung dar. Hierbei gilt:

$$\epsilon_Q \propto \frac{1}{m_Q^2} \quad (3.11)$$

Die Produktion neuer Quarkpaare eines bestimmten Flavours erfolgt gemäß der relativen Wahrscheinlichkeiten  $u : d : s = 1 : 1 : \gamma_S$  mit einem typischen Wert von  $\gamma_S = 0.3$ . Über die Produktion von Diquarkpaaren ist auch die Bildung von Baryonen möglich. Die Transversalimpulsverteilung wird als gaußverteilt mit

$$f(p_T) \propto \exp\left(\frac{-p_T^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.12)$$

angenommen. Ein typischer Wert für die Breite  $\sigma$  ist  $0.35 \text{ GeV}/c$ . Es zeigte sich in den  $e^+e^-$  Daten des JADE-Experimentes, daß bei den Ereignissen mit Gluonjets das IF-Modell die Daten nicht zufriedenstellend beschreibt [36] (String-Effekt), so daß man Anfang der 80'er Jahre die String-Fragmentierung (SF) entwickelte.

### 3.2.2 Die String-Fragmentierung

Die ersten String-Fragmentierungs Modelle (SF) wurden von Artru und Mennessier publiziert [37]. Weiterentwicklungen dieser ersten SF-Modelle nahm Anfang der 80'er Jahre die Lund Gruppe vor [38]. Das in der QCD erwartete "lineare Confinement" war der Ausgangspunkt des String Modells. Am einfachsten läßt sich dieser Sachverhalt anhand der akollinearen  $q\bar{q}$  Produktion veranschaulichen. Während Quark und Antiquark auseinanderfliegen bildet sich zwischen ihnen eine Farbröhre (String) der transversalen Dimension von typischen Hadronausdehnungen (ca.  $1 \text{ fm}$ ). Bei der Ausdehnung der Farbröhre steigt das Potential zwischen Quark und Antiquark linear an. Von der Hadronmassen Spektroskopie kennt man die Energiedichte  $\kappa$  eines Strings, sie liegt in der Größenordnung von  $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$ . Falls sich mehrere Partonen voneinander wegbewegen, gewinnt das String-Bild an Komplexität. Für  $q\bar{q}g$ -Ereignisse z.B. spannt das Gluon den zwischen dem Quark und dem Antiquark verlaufenden String auf. Beim Entfernen des Quarks  $q_1$  vom Antiquark  $\bar{q}_1$  steigt die im String gespeicherte Energie linear an bis die Energie schließlich so groß wird, daß der String aufbricht und zwei Farbsingulett-Systeme  $q_1\bar{q}_2$ ,  $q_2\bar{q}_1$  übrigbleiben. Bei ausreichender invarianten Masse der beiden Farbsingulett-Systeme setzt sich dieser Prozeß iterativ fort, im Lund Modell solange bis jeder Teilstring einem Hadron entspricht. Um die für das Aufbrechen des Strings notwendigen Quark-Antiquark Paare  $q_2\bar{q}_2$  zu erzeugen, macht man sich die Idee des quantenmechanischen Tunnelprozesses zu Nutze. In Abhängigkeit von der transversalen Masse  $m_T$  des Quarks  $q_2$  lautet die "Tunnelwahrscheinlichkeit":

$$\exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}\right) \quad (3.13)$$

Die Faktorisierung in einen Transversalimpuls- und einen Massenterm führt zu einem Flavorunabhängigen Gauß Spektrum der Transversalimpulsverteilung des  $q_2\bar{q}_2$ -Paares. Gleichung (3.13) impliziert die Unterdrückung der Produktion von schweren Quarks  $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$  in der "weichen" Fragmentierung, so daß schwere Quarks nur als primäre Partonen in der perturbativen QCD erzeugt werden. Für die Fragmentierung innerhalb eines Strings ist es äquivalent ob man beim Quark  $q$  startet und in Richtung des Antiquarks  $\bar{q}$  fragmentiert oder umgekehrt. Diese Symmetrie äußert sich in einer links-rechts symmetrischen Fragmentierungsfunktion

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp\left(-\frac{bm_T^2}{z}\right) \quad (3.14)$$

mit zwei freien Parametern  $a$  und  $b$ . In Abbildung 13 ist das Prinzip des SF-Modells dargestellt.

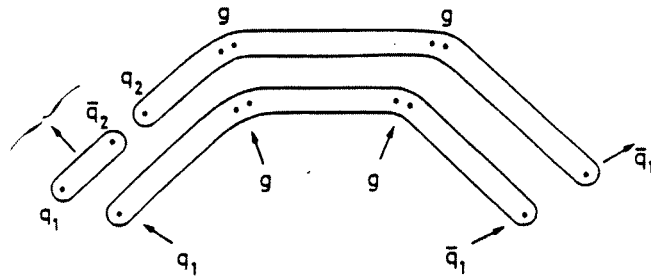


Abbildung 13: Schematische Darstellung des SF-Modells.

### 3.2.3 Die Cluster-Fragmentierung

Die Cluster-Fragmentierung (CF) ist ein Parton-Schauer Modell, wobei am Ende der Schauerentwicklung die verbliebenen Gluonen jeweils in ein  $q\bar{q}$ -Paar aufspalten. Ein Quark  $q_1$ , hervorgegangen aus einem Gluon  $g_1$ , wird dann mit einem Antiquark  $\bar{q}_2$ , hervorgegangen aus einem Gluon  $g_2$ , kombiniert. Das Quark-Antiquark System  $q_1\bar{q}_2$  bildet ein farbneutrales Cluster von wenigen GeV in der Größenordnung der Hadronmassen (Abbildung 14). Cluster bestehen aus ihrer Masse und inneren Freiheitsgraden, wie Spin und Farbladung. Sie zerfallen in ihrem Schwerpunktsystem isotrop im Spin- und Farbraum in die beobachtbaren Hadronen. Schwere Cluster brechen zunächst über  $\text{cluster} \rightarrow \text{cluster} + \text{Hadron}$  oder  $\text{cluster} \rightarrow \text{cluster} + \text{cluster}$  auf. Baryonen werden durch die Diquarkproduktion gebildet. Anders als in der String-Fragmentierung benötigt die Cluster-Fragmentierung keine Fragmentierungsfunktionen.

## 3.3 Die Monte-Carlo-Generatoren

Für die Datenanalyse von  $e^+e^-$ -Experimenten benötigt man QCD motivierte Ereignis-Generatoren, um die elementaren Parameter der Theorie aus den Daten zu extrahieren. Die Phasen zwei und drei in Abbildung 9 bergen große Unsicherheiten in sich, da weder für Phase zwei noch für Phase drei exakte theoretische Ausdrücke existieren, zum einen wegen der in der perturbativen QCD vorhandenen Komplexität der zu berechnenden Feynmandiagramme, zum anderen wegen der in der nichtperturbativen QCD zu großen Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Aus dieser Unkenntnis heraus existieren verschiedene phänomenologisch motivierte, an die Daten angepaßte Ereignis-Generatoren, die alle



iterativer und probabilistischer Natur sind. Will man den durch die Hadronisierungsunsicherheit bedingten systematischen Fehler abschätzen, so muß man die verschiedenen QCD-Generatoren in die Analyse der im Experiment gewonnenen Daten mit eingehen lassen. Folgende QCD-Generatoren wurden für die vorliegende Arbeit verwendet:

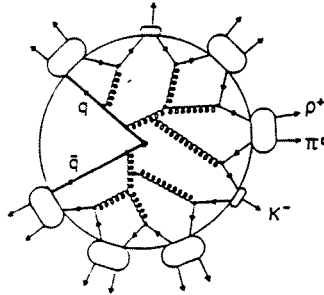


Abbildung 14: Schematische Darstellung des CF-Modells.

- JETSET 7.3 :  
Das Programm JETSET [39] wurde von der Lund Theorie Gruppe entwickelt, um den Fragmentierungsprozeß zu verstehen. Zur Parton Erzeugung stehen zwei verschiedene Verfahren zur Auswahl, die Matrix-Elemente und das Parton-Schauer Modell. Für die Beschreibung der nichtperturbativen QCD steht standardmäßig die String-Fragmentierung mit der symmetrischen Fragmentierungsfunktion zur Verfügung. Alternativ kann in JETSET die Independent-Fragmentierung aktiviert werden und weitere Fragmentierungsfunktionen, wie die von Field-Feynman, Peterson und deren Mischung, sind möglich.
- HERWIG 5.4 :  
Das Programm HERWIG [40], entwickelt von Marchesini und Webber, kann QCD-Schauer für Proton-Proton, Proton-Antiproton, Elektron-Proton oder auch Elektron-Positron Kollisionen erzeugen. In dieser Analyse ist HERWIG das einzige Programm, das zur Hadronisierung einen Cluster-Algorithmus verwendet.
- ARIADNE 3.1 :  
Das Programm ARIADNE [41] von Pettersson und Lönnblad generiert die Partonen durch eine QCD-Kaskade in der Farbdipol-Theorie. Über die Schnittstelle zwischen den Programmen ARIADNE und JETSET wird die Hadronisierung in ARIADNE von JETSET übernommen.

Alle drei Modelle liefern nach Anpassung ihrer freien Parameter an die  $e^+e^-$ -Daten eine gute Beschreibung der im DELPHI Experiment gewonnenen Datenverteilungen.



## 4. Das DELPHI Experiment

DELPHI<sup>16</sup> befindet sich am CERN bei Genf zusammen mit den drei anderen LEP-Experimenten ALEPH, L3 und OPAL. Der Speicherring LEP wurde im Sommer 1989 am CERN in Genf fertiggestellt. Nach der Genehmigung durch die CERN-Mitgliedstaaten betrug die Bauzeit des 27 km im Umfang messenden Beschleunigers etwa sieben Jahre. Der Speicherring verläuft in einem unterirdischen kreisförmigen Tunnel etwa 100 m unter der Erdoberfläche und die vier LEP-Experimente sind in einem Winkelabstand von jeweils 90° zueinander aufgebaut.

### 4.1 Der Detektor

Beim DELPHI-Detektor, als Vielzweckdetektor für Kollisionsexperimente konzipiert, wurde besonderer Wert auf eine sehr gute Teilchenidentifikation selbst bei komplexen Ereignisstrukturen gelegt. Hierzu sind im DELPHI-Detektor ringabbildende Cherenkovzähler eingebaut. DELPHI ist ein  $4\pi$ -Detektor, der in fast allen Komponenten hoher Granularität drei-dimensionale Informationen über die gemessenen Spuren registriert und eine präzise Vertexbestimmung erlaubt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des DELPHI-Detektors sowie deren Funktion kurz erläutert. Eine ausführliche Beschreibung des DELPHI-Detektors ist in [42] zu finden. In Abbildung 15 ist der schematische Aufbau des geöffneten DELPHI-Detektors zu sehen. Der zylinderförmige DELPHI-Detektor besteht aus einem zentralen Barrelbereich und den beiden Endkappen im Vorwärtsbereich. Im geöffneten Zustand, d.h. bei entfernten Endkappen, wird der Blick ins Innere des komplexen DELPHI-Detektors frei. Die meisten spurnachweisenden Detektoren befinden sich in einem 1.2 Tesla starken axialen Magnetfeld, das von einer supraleitenden Spule mit einer Länge von 7.4 m und einem Durchmesser von 5.2 m bei einem Spulenstrom von 5000 A erzeugt wird. Ein geladenes Teilchen wird durch das Magnetfeld auf eine Helixbahn gezwungen, aus deren Krümmung der Impuls des Teilchens hervorgeht. Die Parallelität des Magnetfeldes der Spule und des in den gasgefüllten Detektoren vorhandenen elektrischen Feldes verringert transversale Diffusionsprozesse und verbessert somit die Ortsauflösung der Spurdetektoren.

Geht man bei der Beschreibung der einzelnen DELPHI-Komponenten von innen nach außen vor, so ist zunächst der Vertex-Detektor VD<sup>17</sup> zu nennen. Der VD besteht aus drei konzentrischen Lagen mit Silizium-Streifendetektoren, die sich bei den Radien 6.3, 9.0 und 11.0 cm befinden und das Strahlrohr über eine Länge von 24.0 cm umgeben. Die Hauptaufgabe des VD's ist die  $R\phi$ -Auflösung zu maximieren.

---

<sup>16</sup>DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

<sup>17</sup>Microvertex Detector

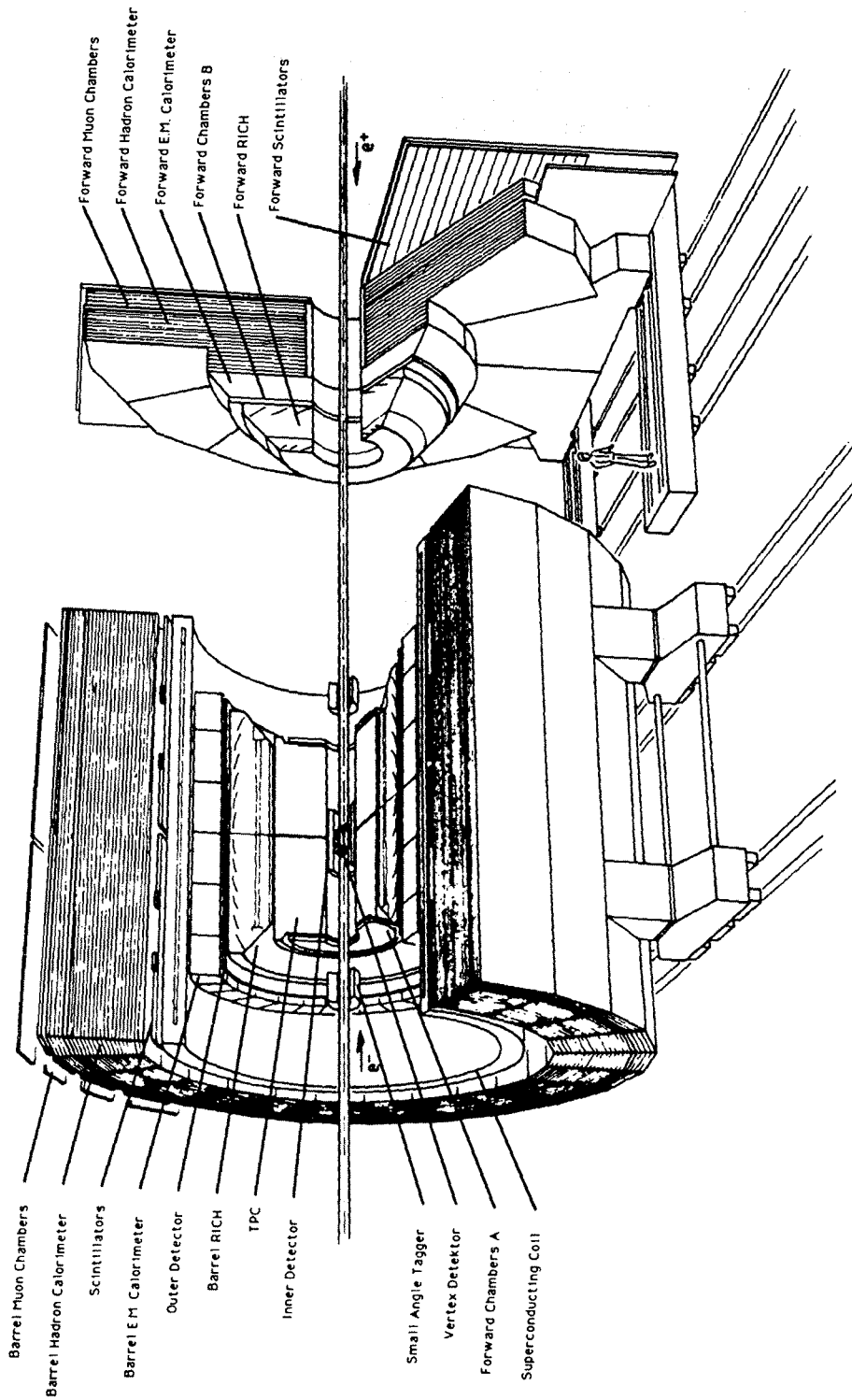


Abbildung 15: Schematische Darstellung des DELPHI-Detektors.

Einzelne Spuren werden im VD mit einer  $R\phi$ -Genauigkeit von  $5\ \mu\text{m}$  gemessen und zwei Spuren können bis zu  $100\ \mu\text{m}$  in  $R\phi$  aufgelöst werden. Dank dieser hohen Auflösung lassen sich mit dem VD Vertices in B- und D-Meson Zerfällen untersuchen.

Im Inneren Detektor ID<sup>18</sup> befinden sich eine Jet-Driftkammer und fünf Lagen Viel-drahtproportionalkammern (MWPC<sup>19</sup>). Der ID reicht im Radius von 11.8 bis 28.0 cm. Die Jetkammer liefert 24  $R\phi$ -Punkte für jede Spur. Die Proportionalkammern dienen als Spur-Trigger, wobei die  $z$ -Koordinate der Teilchen über eine Kathodenauslese gemessen wird. Tests mit der kosmischen Strahlung und anderen Quellen ergaben eine Auflösung von  $\sigma_{R\phi} = 90\ \mu\text{m}$  für die Jetkammer und  $\sigma_z < 1\ \text{mm}$  für die Proportionalkammern. Die Triggereffizienz der Proportionalkammern liegt bei über 95 % für einzelne Spuren.

Die TPC<sup>20</sup> ist eine Zeitprojektionskammer und der wichtigste Spur-Detektor des DELPHI-Experimentes. Mit einem Radius von  $R = 120\ \text{cm}$  und einer Länge von  $L = 2 \times 150\ \text{cm}$  reicht die Akzeptanz der TPC im Polarwinkel  $\theta$  von  $20^\circ - 160^\circ$ . Die beiden Endkappen der TPC sind in sechs Sektoren unterteilt und bestehen aus jeweils 192 Anodendrähten und 16 kreisförmigen Kathodenpads. Im TPC-Volumen befindet sich bei Normalbedingungen die Gasmischung  $\text{Ar}/\text{CH}_4$  im Verhältnis 80/20 %. Ein die TPC durchquerendes ionisierendes Teilchen führt beim nominellen Drift-Feld von  $E_{\text{Drift}} = 150\ \text{V}/\text{cm}$  zu Ionen mit einer Driftgeschwindigkeit von  $v_D = 67\ \text{mm}/\mu\text{s}$ . Die  $R\phi$ -Koordinate einer Teilchenspur erhält man durch die Schwerpunktsbestimmung der auf die Kathodenstreifen induzierten Ladung und die  $z$ -Koordinate ergibt sich aus den Driftzeiten hin zu den Anodendrähten. So erreicht man eine Ortsauflösung von  $\sigma_{R\phi} = 180 - 200\ \mu\text{m}$  abhängig von  $\phi$  und  $z$ . In  $z$  beträgt die Auflösung  $\sigma_z < 900\ \mu\text{m}$ . Die Doppelspurtrennung liegt bei einem Spurabstand von  $1.5\ \text{cm}$ . Zusätzlich kann die TPC über die Messung der Ionisationsenergie  $dE/dx$  zur  $e - \pi$  Separation unterhalb von 8 GeV beitragen.

Der TPC schließt sich einer der technisch kompliziertesten Detektoren, der RICH<sup>21</sup> ein ringabbildender Cherenkovzähler, an. Die Aufgabe dieses neuen RICH-Detektors ist es eine vorzügliche Hadronidentifikation über einen großen Impulsbereich zu gewährleisten. Der RICH macht sich die Emission von Cherenkovphotonen zu Nutze, die von geladenen Teilchen emittiert werden, falls ihre Geschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium übersteigt. Für den Öffnungswinkel  $\theta_c$  des Cherenkovkegels besteht der Zusammenhang  $\cos\theta_c = 1/\beta n$  mit  $\beta = v/c$  und dem Brechungsindex  $n$ . Der RICH im Barrelbereich ist ein  $3.5\ \text{m}$  langer Zylinder mit einem inneren Durchmesser von  $246\ \text{cm}$  und einem äußeren Durchmesser von  $394\ \text{cm}$ . Er besteht aus einem flüssigen Radiator  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  und einem gasförmigen Radiator  $\text{C}_5\text{F}_{12}$ . Die im Gasradiator erzeugten

---

<sup>18</sup>Inner Detector

<sup>19</sup>Multi Wirer Proportional Chamber

<sup>20</sup>Time Projection Chamber

<sup>21</sup>Ring Imaging Cherenkov counter

Cherenkovphotonen werden über insgesamt 288 parabolische Spiegel auf den zwischen Flüssig- und Gasradiator montierten Photodetektor zu Ringen fokussiert. Die Radien dieser Ringe stehen in einem eindeutigen Zusammenhang zum Cherenkovwinkel  $\theta_c$ . Die im Flüssig- wie im Gasradiator entstandenen Cherenkovphotonen bildet man auf denselben Photodetektor ab. Im Photodetektor befindet sich das Driftgasgemisch  $CH_4/C_2H_6$  im Verhältnis 75/25% und der Photonkonverter TMAE<sup>22</sup>. Die Cherenkovphotonen ionisieren die TMAE-Atome, so daß die Photoelektronen in einem elektrischen Feld der Stärke von  $600 V/cm$  in den  $155 cm$  langen Driftröhren, von denen im Barrel-RICH insgesamt 24 vorhanden sind, in Richtung der Endkappen zu den Kathodenstreifen einer MWPC driften. Die ansprechenden Kathodenstreifen und die gemessenen Driftzeiten ermöglichen die Rekonstruktion des Cherenkovkegels. Kombiniert man für geladene Spuren die externe Impulsmessung mit der im RICH vorgenommenen Geschwindigkeitsmessung, führt dies durch die gleichzeitige Verwendung von Flüssig- und Gasradiatoren zur Teilchenidentifikation in einem großen Impulsbereich.

Auf der Außenseite des Barrel-RICH's bei einem Radius von  $200 cm$  ist der Äußere Detektor OD<sup>23</sup> montiert. Der  $4.7 m$  lange OD verbessert die Impulsauflösung aufgrund des großen Hebelarmes im Polarwinkelbereich  $\theta$  von  $43^\circ - 137^\circ$  um einen Faktor fünf. Zusammen mit dem ID bildet der OD eine schnelle Triggerinformation. Er besteht aus 24 Modulen die jeweils 145 Driftröhren in fünf Lagen umfaßt. Die  $R\phi$ -Auflösung des OD beträgt  $\sigma_{R\phi} = 110 \mu m$  und in  $z$  wird eine Genauigkeit von  $\sigma_z = 4.4 cm$  erreicht. Schon allein mit dem im OD gemessenen Spurelement ist es möglich, selbst bei den impulsreichsten Spuren deren Ladung zu bestimmen.

Noch innerhalb der supraleitenden Spule befindet sich die hochauflösende Projektionskammer, die HPC<sup>24</sup>. Die HPC besitzt einen inneren Radius von  $208 cm$ , einen äußeren Radius von  $260 cm$  und eine Länge von  $508 cm$ . Sie mißt die Energiedeposition von elektromagnetischen und von hadronischen Schauern und kann beide Schauertypen aufgrund der dreidimensionalen Rekonstruktion der durch die Schauer-Elektronen bzw. Photonen erzeugte Ladungsverteilung voneinander unterscheiden. Desweiteren sorgen in der HPC eingebaute Szintillatorplatten für eine schnelle Triggerinformation. Die HPC ist ein sogenanntes "Sampling"-Kalorimeter, das als "Sandwich" aus Blei und Gas arbeitet. Die 144 Module der HPC sind in Längsrichtung in sechs Ringen à 24 Module angeordnet. Zwischen den Bleikonvertern befinden sich mit Gas gefüllte Driftkanäle, die nach dem "TPC-Prinzip" arbeiten. Der Akzeptanzbereich der HPC reicht im Polarwinkel  $\theta$  von  $43^\circ - 137^\circ$ .

---

<sup>22</sup>Tetrakis diMethylAmino Ethylene

<sup>23</sup>Outer Detector

<sup>24</sup>High Projection Chamber

Unmittelbar außerhalb der supraleitenden Spule befindet sich ein Hodoskopsystem aus Szintillatoren, der TOF<sup>25</sup>. Der TOF dient als schneller Trigger für Strahl-Gas- sowie für kosmische Myon-Ereignisse. Er besteht aus einer Lage von 172 Zählern und besitzt einen Akzeptanzbereich im Polarwinkel  $\theta$  von  $41^\circ - 139^\circ$  mit einer insensitiven Zone von  $6\text{ cm}$  bei  $\theta = 90^\circ$ . Durch die Messung der Ankunftszeit der kosmischen Myonen im TOF ist DELPHI in der Lage, diese sogenannten "Cosmics" von myonischen Ereignissen aus dem  $Z^0$ -Zerfall zu unterscheiden. Die Zeitauflösung des TOF's beträgt  $\sigma_t = 1.2\text{ ns}$ , was einer Genauigkeit in  $z$  von  $\sigma_z = 20\text{ cm}$  entspricht. Die Vorwärtshodoskope können Strahl-Gas Myonen erkennen, die von einigen Vorwärtsdetektoren zur Überwachung und zur Kalibrierung benutzt werden.

Dem TOF schließt sich das Hadronkalorimeter HCAL<sup>26</sup> an. Stark wechselwirkende Teilchen, die das Spulenvolumen verlassen, schauen im HCAL, einem Eisen-Gas Samplingkalorimeter, auf, so daß durch die Schauerrekonstruktion nach dem "TPC-Prinzip" die Messung der Energiedeposition des stark wechselwirkenden Teilchens ermöglicht wird. Da auch im Vorwärtsbereich von DELPHI ein HCAL montiert ist, besitzt das HCAL einen Akzeptanzbereich in  $\theta$  von  $11.2^\circ - 168.8^\circ$ . Das HCAL im Barrelbereich besteht aus 24 Sektoren mit 20 Lagen, die im "limited streamer mode" arbeiten, so daß sich zwischen den  $5\text{ cm}$  dicken Eisenkonvertern jeweils  $2\text{ cm}$  dicke mit Gas gefüllte Proportionalkammern befinden. Mit Hilfe der Impulsmessung durch die TPC wird die Energieauflösung des HCAL zu  $\sigma_E/E = 120\%/\sqrt{E}$  bestimmt.

Im Außenbereich von DELPHI befinden sich die Myonkammern MUB<sup>27</sup> im Barrel- und MUF<sup>28</sup> im Vorwärtsbereich. Sie dienen dem Triggern und Nachweis von Myonen. Im Barrelbereich befinden sich zwei Lagen von Myon-Driftkammern bei den Radien  $445$  und  $485\text{ cm}$  mit einem Akzeptanzbereich im Polarwinkel  $\theta$  von  $52^\circ - 138^\circ$ . Die zwei Lagen Myon-Driftkammern des Vorwärtsbereiches sind in einem Abstand von  $40\text{ cm}$  im Endbereich des HCAL montiert und besitzen eine Polarwinkelakzeptanz in  $\theta$  von  $9^\circ < \theta < 43^\circ$ .

Im Vorwärtsbereich befinden sich direkt auf den TPC-Endplatten montiert die Vorwärtskammern A FCA<sup>29</sup>, die im Polarwinkelbereich von  $\theta = 33^\circ - 11^\circ$  als Spurdetektor und Trigger dienen. Die FCA besteht nach dem Doppelkammerprinzip aus 3 Driftkammern á 2 Signaldrahtebenen, wobei die 3 Driftkammern um je  $60^\circ$  zueinander verdreht sind, so daß zum einen Rechts-Links-Ambiguitäten innerhalb der Kammer A größtenteils aufgelöst werden und zum anderen über die  $60^\circ$ -Geometrie die Koordinaten  $R$  und  $\phi$  eines Hits bekannt sind. Die  $z$ -Akzeptanz der FCA reicht in  $z$  von  $155 - 165\text{ cm}$  und die  $z$ -Koordinate eines Hits in der Kammer A läßt sich aus der ange-

---

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

<sup>26</sup>Hadron CALorimeter

<sup>27</sup>MUonchambers Barrel

<sup>28</sup>MUonchambers Forward

<sup>29</sup>Forward Chambers A

sprochenen Signaldrahtebene ermitteln. Für die Kammer A wird eine Ebenenauflösung von  $300 \mu m$  erreicht.

An die FCA schließt sich im Vorwärtsbereich ein ringabbildender Cherenkovzähler der FRICH<sup>30</sup> an. Der FRICH arbeitet nach demselben Prinzip wie der Barrel RICH mit dem Unterschied, daß beim FRICH das Magnetfeld der Spule und das  $\vec{E}$ -Feld im Photodetektor nicht parallel verlaufen.

Zwischen RICH und FEMC<sup>31</sup> befinden sich die Vorwärtskammern B FCB<sup>32</sup>, die wie die Kammern A nach dem Doppelkammerprinzip mit einer  $60^\circ$ -Geometrie arbeiten. Die FCB kann mit ihren  $4 \times 3$  Signaldrahtebenen ein komplettes Spurstück rekonstruieren und erreicht im Polarwinkelbereich von  $35^\circ - 11^\circ$  eine Ebenenauflösung von  $250 \mu m$ . Kombiniert man alle Signaldrahtebenen, erhält man eine Ortsauflösung in  $\sigma_{x/y}$  von  $120 \mu m$ .

Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich, der FEMC, ist in einem Abstand von  $284 - 340 cm$  montiert und besteht aus 9064 pyramidenförmigen Bleiglasblöcken, die es ermöglichen im Polarwinkelbereich von  $\theta = 36.5^\circ - 10^\circ$  eine gute Energieauflösung hoher Granularität zu erzielen.

Als Luminositätsmonitor dient DELPHI zum einen der SAT<sup>33</sup>, dessen Polarwinkelakzeptanz von  $6.8^\circ - 2.6^\circ$  reicht und der  $2.35 m$  vom primären Vertex entfernt installiert ist, zum anderen der VSAT<sup>34</sup>, der bei  $z = \pm 7.7 m$  montiert ist und einen Polarwinkelbereich von  $5 - 7 mrad$  überdeckt. Beide Detektoren SAT wie VSAT benutzen Bhabha-Ereignisse für die Luminositätsmessung, die zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und Linienbreiten unerlässlich ist. Der SAT besteht aus Blei "Samplingkalorimetern" und einem "Tracker" aus szintillierenden Fasern und der VSAT ist aus W-Si Kalorimetern aufgebaut. Durch die unterschiedliche Funktionsweise von SAT und VSAT ergeben sich verschiedene Zählraten und systematische Fehler, so daß ihre Luminositätsmessungen unabhängig voneinander sind und zur Abschätzung des Fehlers beitragen.

Um mit DELPHI trotz der hohen Luminosität bei LEP und der großen Untergrundrate von unerwünschten Ereignissen wie den kosmischen Ereignissen und den Zufallskoinzidenzen die physikalisch interessanten Ereignisse ausmessen zu können, wurde ein 4-Stufen-Triggersystem entwickelt. Zur Zeit arbeitet DELPHI jedoch nur mit einem 2-Stufen-Triggersystem. Das Triggersystem soll möglichst schnell entscheiden ob ein

---

<sup>30</sup>Forward Ring Imaging Cherenkov counter

<sup>31</sup>Forward ElectroMagnetic Calorimeter

<sup>32</sup>Forward Chambers B

<sup>33</sup>Small Angle Tagger

<sup>34</sup>Very Small Angle Tagger



Ereignis vom Datennahmesystem DAS<sup>35</sup> ausgelesen werden soll, um die Totzeit des Detektors zu minimieren. Die zentrale Triggerentscheidung trifft der TS<sup>36</sup>, der die Informationen der einzelnen Subtrigger, die sich aus verschiedenen Kombinationen der Detektorkomponenten zusammensetzen, auswertet. Die wichtigsten Trigger sind:

- Spurentrigger
- Myontrigger
- Elektromagnetische und hadronische Energietrigger
- Bhabhatrigger

Die erste Triggerstufe reduziert die Datenflut bei DELPHI auf eine Rate von ca. 500 Hz und mit der zweiten Triggerstufe erreicht man eine Rate von ca. 2 – 3 Hz. Fällt die Entscheidung das Ereignis auszulesen positiv aus, benötigt DELPHI ca. 3.5 ms Zeit für die Datenauslese des selektierten Ereignisses und ist dann wieder bereit neue Ereignisse zu triggern. Die ausgelesenen Ereignisse werden auf permanenten Datenträgern als Rohdaten in einem definierten Format gespeichert.

Die Überwachung der Spannungsversorgung und der Gaszufuhr der einzelnen Detektoren wird bei DELPHI vom sogenannten SLOW CONTROL System vorgenommen, das die Detektoren einzeln wie zentral steuern kann.

## 4.2 Die Analysekette

### 4.2.1 Die Prozessierung der Daten

Die mit DELPHI gewonnenen Rohdaten, also die elektronischen Ansprecher wie die induzierten Spannungen in den Detektoren, werden auf IBM-Kassetten "online" abgespeichert und auf dem DELFARM Rechnersystem "offline" prozessiert, d.h. in die für eine Physik-Analyse relevanten Informationen wie Impulse, Ladungen und Teilchenmassen konvertiert. Bei einer Änderung des "Alignments", also der Relativpositionen der Detektoren untereinander bzw. einer neuen Kalibrierung der Detektoren, werden die auf den IBM-Kassetten archivierten Rohdaten mit dem DELFARM Rechnersystem reprozessiert. Die Ausgabedaten der auf den DELFARM Rechnern laufenden Rekonstruktionssoftware DELANA+PX DST werden im sogenannten DST<sup>37</sup>-Format

---

<sup>35</sup>Data Acquisition System

<sup>36</sup>Trigger Supervisor

<sup>37</sup>Data Summary Tape

auf IBM-Kassetten geschrieben. Eine DST-Datenkassette beinhaltet ca. 170 *MByte* an Information. Das DELANA<sup>38</sup>-Programmpaket [43] ist die zentrale Software um die Rohdaten zu prozessieren. Zunächst berücksichtigt DELANA nur die Rohdateninformation der einzelnen Detektoren ohne das die Detektoren miteinander kommunizieren und rekonstruiert Spurstücke in den Sub-Detektoren. Danach werden die Spurstücke der Sub-Detektoren zu kompletten Spuren zusammengefaßt und es wird versucht einen gemeinsamen Vertex für mehrere geeignete Spurkandidaten zu finden. Im nächsten Schritt versucht man den primären Vertex sowie sekundäre Vertices zu lokalisieren und die Teilchen zu identifizieren. Die Ergebnisse der einzelnen Spurrekonstruktionsstufen werden in TANAGRA<sup>39</sup>- Bänken [44] in einem definierten Format abgespeichert. Als Interface zwischen obigen Programmen dient das DELPHI UX-Paket, das die Ein- und Ausgabe der Daten steuert. Für den Datentransfer vom CERN nach Wuppertal kopiert man die DST-Datenkassetten auf sogenannte EXABYTES, die eine Speicherkapazität von ca. 5 *GByte* besitzen, so daß bis zu 26 DST-Datenkassetten mit jeweils ungefähr 8000 Ereignissen auf ein EXABYTE kopiert werden. Die mit DELPHI in den Jahren 1991-'92 gewonnene enorm große Datenmenge kann im Wuppertaler Institut nicht simultan auf Festplatten gehalten werden, so daß ein Softwarepaket in Wuppertal entwickelt wurde, das eine weitere Speicherplatzreduktion der Daten um einen Faktor 10 bewirkt. Dieses Programmpaket konvertiert die Daten im DST-Format in MINIDST's oder einfach in MINI's. In der folgenden Tabelle ist der Speicherplatz den man für die DELPHI-Daten der Jahre 1991-'92 benötigt im DST- wie im MINI-Format aufgelistet. Um die DST-Daten bei einer Modifikation des MINI-

Jahr	# DST's	DST in GByte	MINI in GByte
1991	127	21.6	2.0
1992	285	48.5	4.3

Tabelle 3: Vergleich des Speicherbedarfs von DST- und MINI-Daten.

Softwarepakets schnell und komfortabel reprozessieren zu können, werden die DST's eines Jahres nach Konvertierung in ein VAX-Format auf einen Stapel von DIGITAL-Kassetten mit je 6 *GByte* Speichervermögen kopiert, die dann mit einem sogenannten "Stacker" vollautomatisch ohne einen Operator zu beanspruchen innerhalb eines Wochenendes reprozessiert werden können. Die MINI-Daten erlauben einen direkten Zugriff auf einzelne Ereignisse, so daß eine optimale CPU-Performance gewährleistet ist und sie ermöglichen mit der verbliebenen Information eine Vielzahl höchst interessanter und komplexer Physik-Analysen. Die graphische Darstellung der rekonstruierten Spuren ist mit dem DELGRA<sup>40</sup>- Programm [45] möglich. In den Abbildungen 16 und 17 sieht man die mit DELGRA angefertigte graphische Darstellung eines hadronischen 2-Jet-Ereignisses.

<sup>38</sup>DELphi data ANALysis program

<sup>39</sup>Track ANALysis and GRAPhics package

<sup>40</sup>DELphi GRAPhic package

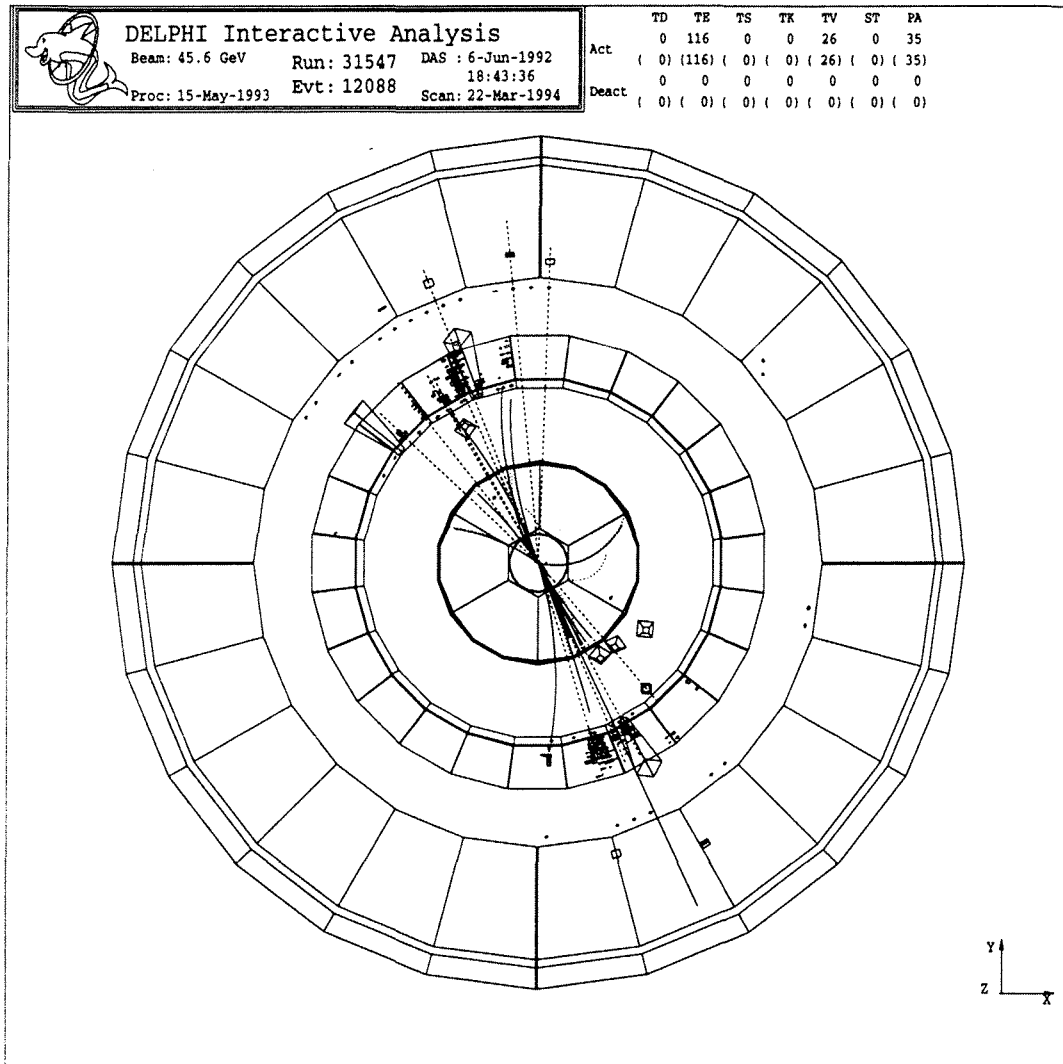


Abbildung 16: Graphische Darstellung eines hadronischen 2-Jet-Ereignisses : Aufsicht.

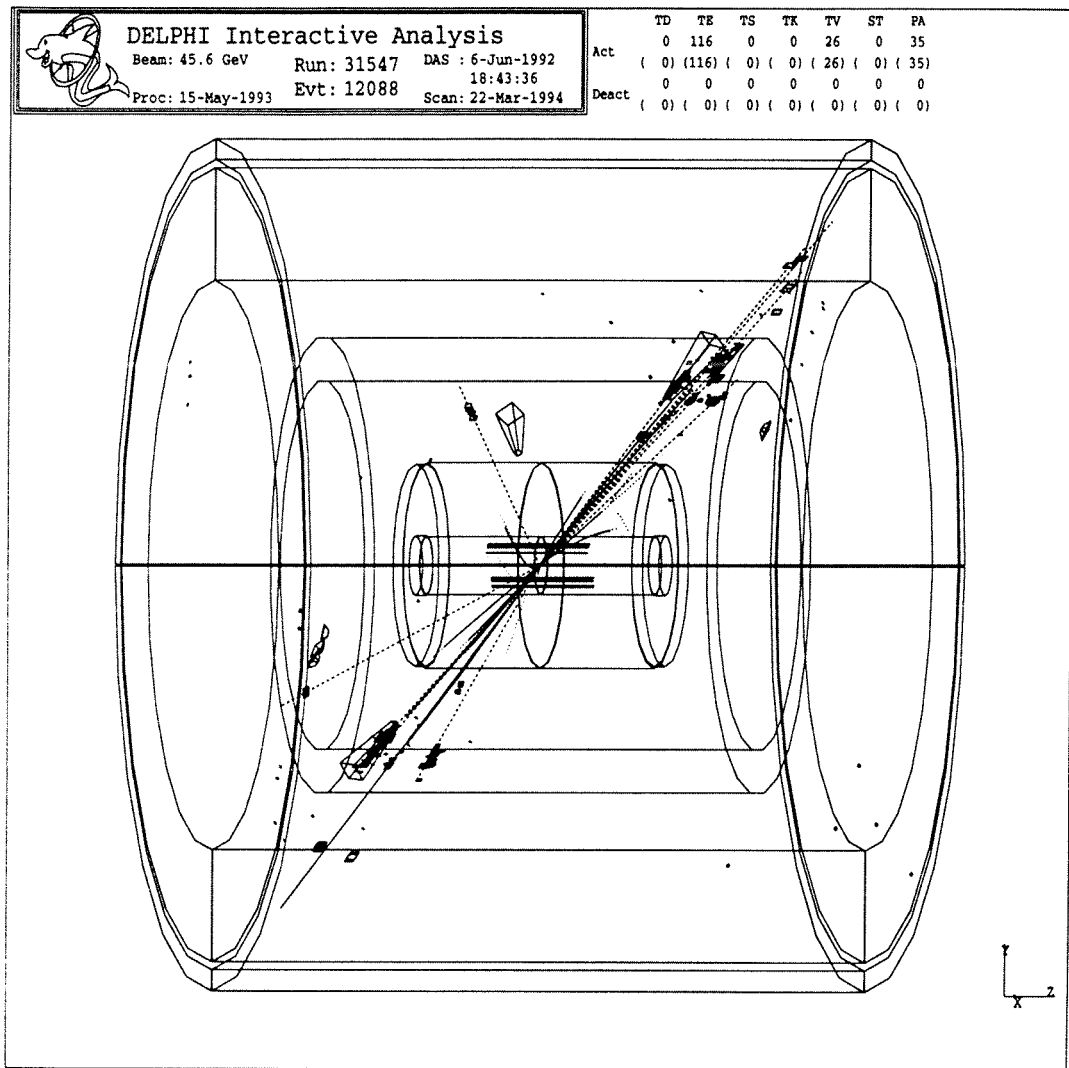


Abbildung 17: Graphische Darstellung eines hadronischen 2-Jet-Ereignisses : Seitenansicht.

## 4.2.2 Die Simulation des Experimentes

Für das Verständnis und die Interpretation der DELPHI-Daten ist es unbedingt erforderlich, mit einer zuverlässigen Monte Carlo Simulation einen bezüglich der Datenstatistik vergleichbaren Satz an simulierten Ereignissen zu erzeugen. Nur so können die "realen" Daten auf Detektoreffekte, endliche Auflösungen sowie unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten korrigiert werden, um dann durch den Vergleich mit den theoretischen Modellen zur Bestimmung physikalisch relevanter Größen beizutragen. Zu diesem Zweck verwendet die DELPHI-Kollaboration das DELSIM<sup>41</sup>-Programm [46], dessen Ausgabedaten dieselbe Struktur besitzen wie die Rohdaten des DELPHI-Detektors und somit auch mit dem Rekonstruktionsprogramm DELANA völlig analog zu den DELPHI-Daten prozessiert werden können.

Das DELSIM-Programm besteht aus zwei Phasen. In der ersten Phase findet die Generierung der Elektron-Positron Annihilation statt, d.h. die Erzeugung der primären Partonen und deren Zerfall in die beobachtbaren Hadronen. In der zweiten Phase simuliert man die Antwort des DELPHI-Detektors auf die in der ersten Phase produzierten Teilchen. Im folgenden werden diese beiden Phasen kurz beschrieben.

In der Startphase des DELSIM-Programms lassen sich verschiedene physikalische Prozesse generieren, wie zum Beispiel:

- $e^+e^- \rightarrow \gamma + Z^0 \rightarrow f\bar{f}$
- $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 Z^0, H^0 \rightarrow f\bar{f}, Z^0 \rightarrow q\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow H^+H^-, H \rightarrow f\bar{f}$
- $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$
- Kosmische Myonen
- $e^+e^- \rightarrow \gamma + Z^0 \rightarrow sq\bar{s}\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow \gamma + Z^0 \rightarrow slp\bar{s}l\bar{p}$
- $e^+e^- \rightarrow \gamma + Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  mit Strahlungskorrekturen

Der für die vorliegende Arbeit interessante hadronische Kanal  $e^+e^- \rightarrow \gamma + Z^0 \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$  wird mit dem DYMU3-Generator [47] erzeugt, wobei die weitere Fragmentierung der produzierten Partonen von verschiedenen Ereignisgeneratoren wie JETSET oder HERWIG übernommen werden kann.

---

<sup>41</sup>DELphi event generation and detector SIMulation

Für die Simulation der durch den DELPHI-Detektor hindurchfliegenden Teilchen ist eine Datenbank erforderlich in der die Detektorgeometrie sowie die Kalibrierungskonstanten für jeden Zeitpunkt dokumentiert sind. Das DDAPP<sup>42</sup> -Programmpaket [48] stellt der Simulation mit Hilfe dieser Datenbank die nötigen Informationen zur Verfügung, damit die Wechselwirkungen der Teilchen mit den verschiedenen Detektoren optimal beschrieben werden können. Im einzelnen werden die folgenden physikalischen Prozesse berücksichtigt.

- Delta Strahlen
- Bremsstrahlung
- Paarproduktion
- Compton Streuung
- Zerfälle
- Hadronische Wechselwirkung
- Positronvernichtung
- Photoelektrischer Effekt

---

<sup>42</sup>Detector Description Application Package

## 5. QCD-Test mit Ereignisformgrößen in der NLLA-Theorie

Das Studium von Ereignisformgrößen stellt eine Möglichkeit dar, die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  aus den LEP-Daten zu bestimmen. Im Experiment sind die primär erzeugten Partonen nicht sichtbar, nur ihre Folgeprodukte die Hadronen. Man identifiziert die im Experiment beobachteten Hadronenjets mit den elementaren QCD-Objekten, den Partonen, also mit den Quarks und den Gluonen. Dadurch ist es möglich, die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  mit "geeigneten" Ereignisformgrößen zu bestimmen. Im hier verwendeten Sinn erfüllt eine "geeignete" Ereignisgröße die Bedingungen infrarot- und kollinearitätssicher zu sein.

- Infrarotsicher: Stabilität gegenüber der Abstrahlung von weichen Gluonen.
- Kollinearitätssicher: Stabilität gegenüber der Emission von kollinearen Gluonen.

Während in der Vergangenheit infrarot- und kollinearitätssichere Observablen mit den theoretischen Vorhersagen der QCD in der zweiten Ordnung Störungstheorie verglichen wurden, beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit einer neuartigen Messung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$ . Diese neue Methode, vorgeschlagen von Catani, Trentadue, Turnock und Webber, impliziert zum einen die Terme der zweiten Ordnung Störungstheorie und zum anderen die resummierten führenden sowie nächstführenden Logarithmen.

### 5.1 Die Observablen

Catani, Trentadue, Turnock und Webber folgend sind heute sechs Ereignisformgrößen im Rahmen der NLLA-Rechnung zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$  bekannt. Diese Ereignisgrößen werden nun vorgestellt und erläutert. Es sind:

- Die Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation (*BEEC*),
- der Thrust  $T$ ,
- die beiden schweren Jetmassen  $\rho^{(T)}$  und  $\rho^{(M)}$
- und die zwei Jetbreiten  $B$  und  $B_W$ .

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Studium der Energie-Energie-Korrelation. Die Energie-Energie-Korrelation, eingeführt von Basham et al. [49], ist

definiert als die Verteilung der Winkel  $\chi_{ij}$  zwischen je zwei Teilchen  $i$  und  $j$  ( $i, j = 1 \dots N_{\text{Spuren}}$ ) aller Teilchenpaare in einem Ereignis gewichtet mit deren Energien  $E_i E_j$  und normiert auf das Produkt aus der Binbreite  $\Delta\chi$  des Histogramms, der Ereigniszahl  $N$  und dem Quadrat der sichtbaren Energie  $E_{\text{vis}}$ .

$$EEC(\chi) = \frac{1}{N} \frac{1}{\Delta\chi} \sum_{\text{events}}^N \sum_{i,j}^{N_{\text{particles}}} \frac{E_i E_j}{E_{\text{vis}}^2} \int_{\chi - \frac{\Delta\chi}{2}}^{\chi + \frac{\Delta\chi}{2}} \delta(\chi - \chi_{ij}) d\chi \quad (5.1)$$

Bei der  $EEC$  werden alle Teilchenpaare berücksichtigt, d.h. die Abszisse der  $EEC$ -Verteilung reicht im Winkel  $\chi$  von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$ . Spurpaare eines Jets liefern somit Einträge bei kleinen Winkeln, Spurpaare von gegenüberliegenden Jets liefern hingegen Einträge bei Winkeln leicht unterhalb von  $180^\circ$  und 3-Jet Ereignisse ergeben einen asymmetrischen Beitrag mit einer größeren Anzahl von Einträgen oberhalb von  $90^\circ$ , da der energiereichste Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit ein in seiner Hemisphäre isolierter Quark- bzw. Antiquarkjet ist. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß diese Eigenschaft in der Definition der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelation ( $AEEC$ ) benutzt wird. In Abbildung 18 ist obiger Sachverhalt schematisch dargestellt.

$$AEEC(\chi) = EEC(180^\circ - \chi) - EEC(\chi) ; 0^\circ \leq \chi \leq 90^\circ \quad (5.2)$$

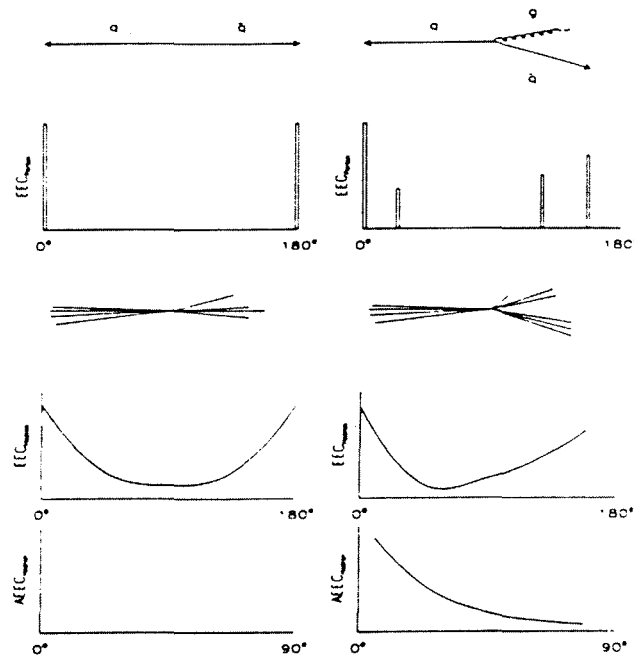


Abbildung 18: Schematische Darstellung der  $EEC$ -Verteilung.



Die NLLA-Rechnung für die  $EEC$  ist jedoch nur gültig für Winkel  $\chi$  oberhalb von  $90^\circ$ , so daß man für eine NLLA-Analyse die sogenannte Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation ( $BEEC$ ) untersuchen muß, die aus der  $EEC$  durch Einschränkung des Winkels  $\chi$  auf den Bereich von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$  hervorgeht. Aus demselben Grund ist die  $AEEC$  nicht für eine NLLA-Analyse zu verwenden. Man kann die  $AEEC$  jedoch untersuchen, um das Monte-Carlo Tuning zu studieren oder aber um Datenvergleiche zwischen den LEP-Experimenten vorzunehmen.

Um den Thrust  $T$  eines Ereignisses zu ermitteln, bestimmt man zunächst die Thrustachse, definiert durch einen Einheitsvektor  $\vec{n}_{thr}$ , für die die Summe der Impulsprojektionen eines Ereignisses maximal wird. Hat man durch Variation des Einheitsvektors  $\vec{n}_{thr}$  schließlich unter Berücksichtigung obiger Bedingung die Thrustachse ermittelt, ist der Thrust-Wert des Ereignisses gegeben durch [50]:

$$T = \max_{\vec{n}_{thr}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{thr}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (5.3)$$

Wegen Gleichung (5.3) liegen die Thrust-Werte eines Ereignisses im Bereich  $\frac{1}{2} \leq T \leq 1$ , wobei ein 2-Jet Ereignis einen Thrust-Wert nahe bei  $T = 1$  und eine Thrustachse parallel zur Flugrichtung der primären Quarks besitzt. In einem idealen 3-Jet Ereignis nimmt der Thrust den Wert  $T = 2/3$  und in einem idealen 4-Jet Ereignis nimmt der Thrust den Wert  $T = \sqrt{1/3}$  an.

Zur Berechnung der schweren Jetmasse  $\rho^{(T)}$  eines Ereignisses teilt man den Raum mit der zur Thrustachse  $\vec{n}_{thr}$  senkrechten Ebene in zwei Hemisphären auf und berechnet in diesen Hemisphären jeweils die invarianten Massenquadrate. Normiert man das Maximum der invarianten Massenquadrate auf das Quadrat der sichtbaren Energie, so erhält man die schwere Jetmasse  $\rho^{(T)}$ .

$$\rho^{(T)} = \frac{1}{E_{vis}^2} \cdot \max \left[ \left( \sum_{\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{thr} > 0} p_i \right)^2, \left( \sum_{\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{thr} < 0} p_i \right)^2 \right] \quad (5.4)$$

Diese Definition der Jetmasse weicht von der Ursprünglichen, eingeführt von Clavelli [51], ab; sie hat jedoch den Vorteil, daß sie einfacher zu berechnen ist und deshalb von den meisten vorangegangenen Experimenten in der obigen Form benutzt wurde [52]. Die ursprüngliche Definition der schweren Jetmasse sieht vor, alle Teilchen eines Ereignisses in die zwei Gruppen  $a$  und  $b$  aufzuteilen, die die Summe der invarianten Massenquadrate  $M_a^2 + M_b^2$  minimiert. Auf diese Weise wird die zweite schwere Jetmasse  $\rho^{(M)}$  wie folgt definiert [17]:

$$\rho^{(M)} = \frac{1}{E_{vis}^2} \cdot \max(M_a^2, M_b^2) \quad (5.5)$$

Die beiden Jetbreiten  $B$  und  $B_W$ , vorgeschlagen von Catani, Turnock und Weber [10], liefern eine komplementäre Information zu den globalen Ereignisgrößen dem

Thrust und den Jetmassen, bei denen die longitudinale Impulsverteilung bezüglich der Ereignisachse eingeht, wohingegen bei den Jetbreiten die transversale Struktur des Ereignisses gemessen wird. Wie bei der Definition der Jetmassen unterteilt man den Raum durch die zur Thrustachse senkrechte Ebene in zwei Hemisphären. In beiden Hemisphären summiert man die Transversalimpulsbeträge auf und normiert die Summe jeweils auf die zweifache Summe der Impulsbeträge aller Spuren, also beider Hemisphären.

$$B_{\pm} = \frac{\sum_{\pm \vec{p}_i \cdot \vec{n}_{thr} > 0} |\vec{p}_i \times \vec{n}_{thr}|}{2 \sum_i |\vec{p}_i|} \quad (5.6)$$

Aus den Größen  $B_+$  und  $B_-$  bildet man die zur Bestimmung von  $\alpha_S$  in NLLA verwendbaren globalen Ereignisgrößen  $B$  und  $B_W$  durch die folgende Definitionen:

$$B = B_+ + B_- \quad (5.7)$$

$$B_W = \max(B_+, B_-) \quad (5.8)$$

Hierbei erhalten die Observablen  $B$  und  $B_W$  die Namen "gesamte"- bzw. "weite" Jetbreite. In führender Ordnung in  $\alpha_S$  gilt  $B = B_W = \frac{1}{2}O$ , wobei  $O$  für die globale Ereignisgröße Oblateness [17] steht. Beide Observablen  $B$  und  $B_W$  liefern für 2-Jetartige Ereignisse kleine numerische Werte, die sich nahe bei 0 befinden.

Eine Übersicht der globalen Ereignisgrößen Thrust  $T$  und Jetmasse  $\rho^{(T)}$  bei idealen Ereignistopologien gibt die folgende Tabelle.

Ereignistopologie	Thrust	$\rho^{(T)}$
2 – Jet	1	0
3 – Jet	2/3	1/3
ebener 4 – Jet	$\sqrt{1/2}$	1/8
räumlicher 4 – Jet	$\sqrt{1/3}$	1/6

Tabelle 4: Thrust  $T$  und schwere Jetmasse  $\rho^{(T)}$  bei idealen Ereignistopologien.

## 5.2 QCD-Vorhersage in der NLLA-Theorie

Die Infrarot- und Kollinearitätssicherheit der oben definierten Ereignisformgrößen hat zur Folge, daß die auf Hadron-Niveau gemessenen Werte mit denen auf Parton-Niveau durch eine mit dem Monte Carlo durchgeführte Korrektur der nichtperturbativen

Phase in Beziehung gesetzt werden können. Für alle oben definierten Observablen existieren Vorhersagen der QCD in der zweiten Ordnung Störungstheorie für das Parton-Niveau, und zwar in der gewichteten Form. D.h. für eine oben definierte Ereignisgröße  $X$  liefert die QCD zweite Ordnung Störungstheorie die Vorhersage:

$$\frac{1}{\sigma_0} X \frac{d\sigma}{dX} = \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} A(X) + \left( \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} \right)^2 \left( A(X) 2\pi b_0 \ln \frac{\mu^2}{s} + B(X) \right) \quad (5.9)$$

Die zugehörigen Koeffizienten  $A$  und  $B$  werden im Weiteren als Theoriekoeffizienten bezeichnet. Die Normierung auf den totalen Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{tot}}{1 + \frac{\alpha_S(M_Z)}{\pi}} \quad (5.10)$$

ändert Gleichung (5.9) folgendermaßen ab:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} X \frac{d\sigma}{dX} = \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} A(X) \left( 1 - \frac{\alpha_S(M_Z)}{\pi} \right) + \left( \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} \right)^2 \left( A(X) 2\pi b_0 \ln \frac{\mu^2}{s} + B(X) \right) \quad (5.11)$$

Die Gewichte der oben definierten Observablen sind in Tabelle 5 zusammengefaßt. Bei der Umrechnung einer gewichteten Verteilung in eine ungewichtete Verteilung ist zu berücksichtigen, daß das Gewicht einer steilen Verteilung der Mittelwert über das betrachtete Bin ist und im allgemeinen nicht mit der Binmitte zusammenfällt. Gleichung (5.11) nimmt für die  $EEC$  die Form

Ereignisgröße	Gewicht
Thrust	$1 - T$
Jetmasse $\rho^{(T)}$	$\rho^{(T)}$
Jetmasse $\rho^{(M)}$	$\rho^{(M)}$
Jetbreite $B$	$B$
Jetbreite $B_W$	$B_W$
$EEC$	$\sin^2(\chi)$

Tabelle 5: Gewichte für verschiedene Ereignisgrößen.

$$\begin{aligned} \frac{\sin^2 \chi}{\sigma_{tot}} \frac{dEEC}{d\cos \chi} &= \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} A_{EEC}(\cos \chi) \left( 1 - \frac{\alpha_S(M_Z)}{\pi} \right) \\ &+ \left( \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} \right)^2 \left( A_{EEC}(\cos \chi) 2\pi b_0 \ln \frac{\mu^2}{s} + B_{EEC}(\cos \chi) \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

an. Der Koeffizient niedrigster Ordnung  $A_{EEC}$  läßt sich analytisch berechnen und man erhält [49]:

$$A_{EEC}(\cos \chi) = \sin^2 \chi \frac{1}{4} C_F (1 + \omega)^3 \frac{1 + 3\omega}{\omega} \left[ (2 - 6\omega^2) \ln \left( 1 + \frac{1}{\omega} \right) + 6\omega - 3 \right] \quad (5.13)$$

mit

$$C_F = \frac{4}{3} \text{ und } \omega = \cot^2\left(\frac{\chi}{2}\right). \quad (5.14)$$

Der Koeffizient  $B_{EEC}$  läßt sich nur numerisch berechnen, z.B. mit einem QCD motivierten Monte Carlo Generator. In [17] sind die Koeffizienten  $A_{EEC}$  und  $B_{EEC}$  tabelliert, in Abbildung 19 a) und b) graphisch dargestellt und in c) ist die gewichtete  $EEC$ -Verteilung für drei verschiedene Renormierungsskalen zu sehen. Die Vorhersage der

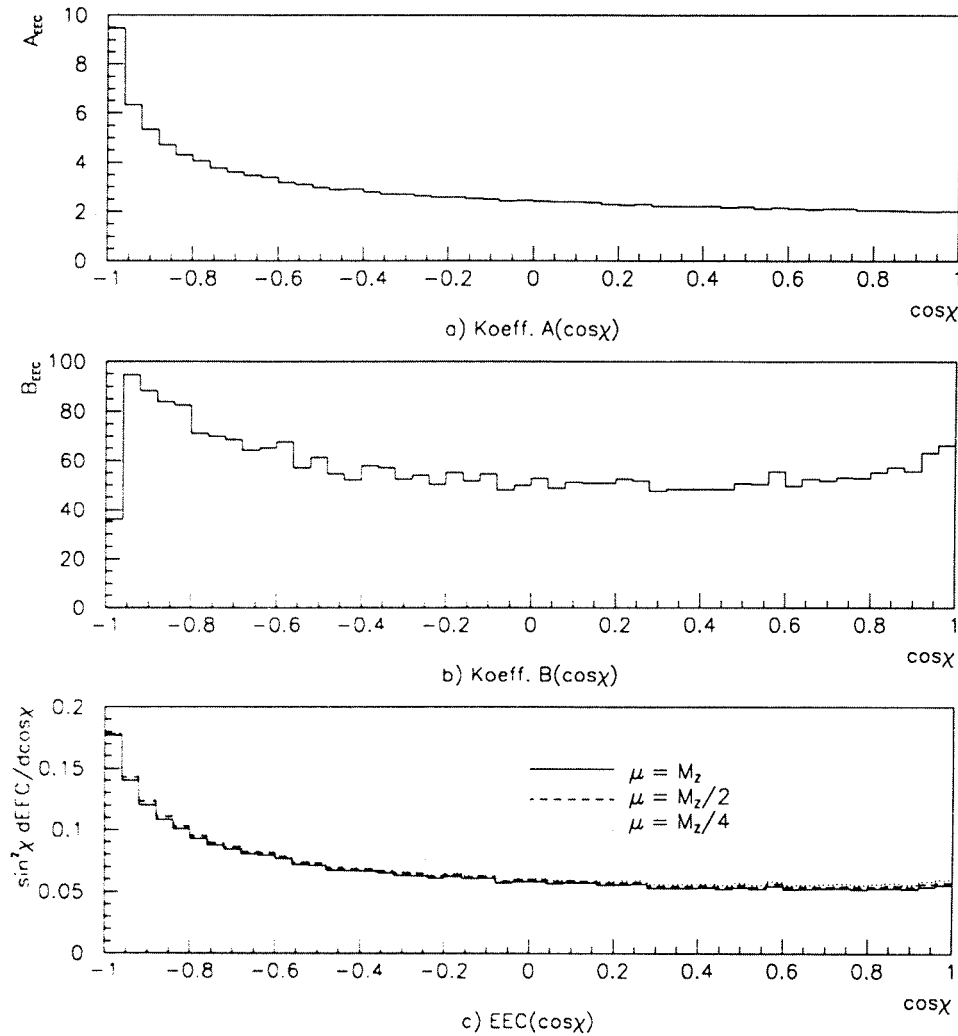


Abbildung 19:

Theoriekoeffizienten  $A_{EEC}$  und  $B_{EEC}$  sowie die gewichtete Parton- $EEC$ -Verteilung für drei verschiedene Renormierungsskalen ( $\mu = M_Z$ ,  $\mu = M_Z/2$  und  $\mu = M_Z/4$ ) bei einem  $\Lambda_{\overline{MS}}$ -Wert von 0.140 GeV.

QCD zweite Ordnung Störungstheorie alleine kann infrarot- und kollinearitätssichere

Ereignisformgrößen nur im eingeschränkten kinematischen 3-Jet-Bereich, in dem Effekte höherer Ordnung vernachlässigbar sind, beschreiben. Im 2-Jet-Bereich wachsen die Terme höherer Ordnung im Fall der Exponenzierung [53], wenn die Ereignisformgröße  $y$  sich ihrem infraroten Grenzwert ( $y \rightarrow 0$ ) nähert, an wie  $\ln^{n+1} y \alpha_S^n$ . Aus diesem Grund muß in diesem kinematischen Bereich jeder in einer endlichen Ordnung bestimmter QCD-Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt zu nicht befriedigenden Resultaten führen. Um den kinematischen Bereich hin zum Infrarot-Limes ausdehnen zu können, ist es absolut erforderlich zumindest die führenden Terme höherer Ordnung zu berücksichtigen. Der Ausdruck für den integrierten Wirkungsquerschnitt

$$R(\tilde{y}, \alpha_S) = \frac{1}{\sigma_{tot}} \sigma(y < \tilde{y}) \quad (5.15)$$

bei einer Renormierungsskala  $\mu^2 = Q^2 \equiv s$  läßt sich in folgender Entwicklung formulieren [8, 9, 7, 10],

$$cR(y, \alpha_S(Q^2)) = (1 + C_1 \alpha_S(Q^2) + C_2 \alpha_S^2(Q^2) + \dots) \cdot \Sigma(L, \alpha_S(Q^2)) + F_1(y) \alpha_S(Q^2) + F_2(y) \alpha_S^2(Q^2) + \dots \quad (5.16)$$

mit

$$L = \ln y \quad (5.17)$$

$$c = \begin{cases} 1 & : T, \rho^{(T)}, \rho^{(M)}, B, B_W \\ 2 & : \text{Back-To-Back } EEC. \end{cases} \quad (5.18)$$

Hierbei sind die  $C_i$  Konstanten und die  $F_i(y)$  verschwinden im Infrarot-Limes  $y \rightarrow 0$ . Die Variable  $y$  steht stellvertretend für die in *NLLA* gerechneten Ereignisformgrößen *EEC*,  $(1 - T)$ ,  $\rho^{(T)}$ ,  $\rho^{(M)}$ ,  $B$  bzw.  $B_W$ . Die Funktion  $\Sigma(L, \alpha_S(Q^2))$  beinhaltet alle logarithmischen Divergenzen. Im Fall der Exponenzierung, was für die Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation, den Thrust, die Jetmassen und die Jetbreiten zutrifft, läßt sich der Logarithmus der  $\Sigma$ -Funktion in der Form

$$\begin{aligned} \ln(\Sigma(L, \alpha_S)) = & (G_{12} L^2 + G_{11} L) \alpha_S \\ & + (G_{23} L^3 + G_{22} L^2 + G_{21} L) \alpha_S^2 \\ & + (G_{34} L^4 + G_{33} L^3 + \dots) \alpha_S^3 \\ & + \underbrace{\dots}_{LL} \quad \underbrace{\dots}_{NLL} \end{aligned} \quad (5.19)$$

schreiben. Die führenden und nächstführenden Terme, in (5.19) mit *LL* und *NLL* gekennzeichnet, können in allen Ordnungen von  $\alpha_S$  resummiert werden. Logarithmen, die schwächerer als nächstführender Ordnung sind, wie z.B. der  $(G_{21} L) \alpha_S^2$ -Term, bezeichnet man als subdominant. Zur Zeit sind die subdominanten Terme der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$  nicht in (5.19) berücksichtigt und müssen abgeschätzt oder ignoriert werden. Die in (5.16) realisierte Möglichkeit die zweite Ordnung der QCD mit der *NLLA*-Rechnung zu kombinieren, wird durch alternative Kombinationsschemata, vorgeschlagen in [12, 54], die sich durch Terme der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_S^3 \ln^2 y)$  unterscheiden, ergänzt.

Zusammen mit den Theoriekoeffizienten  $A$  und  $B$ , die aus [17] übernommen werden oder mit dem EVENT-Programm berechnet werden können, definiert über

$$cR(y, \alpha_S) = 1 + A(y)\alpha_S + B(y)\alpha_S^2, \quad (5.20)$$

lassen sich mit den Funktionen  $g_1, g_2$

$$g_1(L) = G_{12}L^2 + G_{11}L \quad (5.21)$$

$$g_2(L) = G_{23}L^3 + G_{22}L^2 + G_{21}L \quad (5.22)$$

die folgenden Kombinationsschemata definieren :

**ln R-Kombinationsschema** : Dieses Schema geht auf die Referenzen [8, 9] zurück:

$$\ln cR(y, \alpha_S) = \ln(\Sigma(L, \alpha_S)) + H_1(y)\alpha_S + H_2(y)\alpha_S^2 \quad (5.23)$$

mit

$$H_1(y) = A(y) - g_1(L) \quad (5.24)$$

$$H_2(y) = B(y) - \frac{1}{2}A^2(y) - g_2(L). \quad (5.25)$$

**R-G<sub>21</sub>-Kombinationsschema** : Dieses Schema folgt Gleichung (5.16) und wurde in [7] vorgeschlagen:

$$cR(y, \alpha_S) = (1 + C_1\alpha_S + C_2\alpha_S^2)\Sigma(L, \alpha_S) + F_1(y)\alpha_S + F_2(y)\alpha_S^2 \quad (5.26)$$

mit

$$F_1(y) = A(y) - g_1(L) - C_1 \quad (5.27)$$

$$F_2(y) = B(y) - \frac{1}{2}g_1^2(L) - g_2(L) - C_1 g_1(L) - C_2 \quad (5.28)$$

wobei der Koeffizient  $G_{21}$  durch die komplette zweite Ordnungs Rechnung bekannt ist [17, 31].

**R-Kombinationsschema** : In diesem Schema geht man auch von Gleichung (5.16) aus, aber mit der Modifikation, daß  $g_2$  und  $\ln \Sigma$  nur in *NLLA* angegeben sind, d.h. ohne den  $G_{21}$   $L$ -Term.

In dieser Analyse benutzt man die verschiedenen Kombinationsschemata, um eine Quelle systematischer Fehler theoretischer Natur abzuschätzen. Vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet sollten das *lnR*- und das *R-G<sub>21</sub>*-Schema den Infrarot-Limes von  $y$  besser beschreiben als das *R*-Schema, da in den erstgenannten Schemata alle bekannten Logarithmen exponenziert werden, wohingegen im letztgenannten Schema

der logarithmische Term  $G_{21} L$  nur im Ausdruck der zweiten Ordnungs-Rechnung enthalten ist und somit nicht exponenziert wird. Für den Fall, daß der  $G_{21} L$ -Term einen großen Wert annimmt, führt dies zu nicht vernachlässigbaren Unterschieden zwischen den Kombinationsschemata  $\ln R$  und  $R-G_{21}$  einerseits und dem  $R$ -Schema andererseits. Trotzdem ist das  $R$ -Schema von Interesse, da es in einem eingeschränkten kinematischen Bereich benutzt werden kann, den Einfluß der unberechneten Terme abzuschätzen. Diese Untersuchungen werden im übernächsten Kapitel diskutiert.

Beim Kombinieren der zweiten Ordnungs-Rechnung mit den resummierten Logarithmen muß man berücksichtigen, daß die resummierten Terme an der oberen kinematischen Grenze nicht verschwinden. Aus diesem Grund werden die resummierten Logarithmen folgendermaßen redefiniert [54]:

$$L = \ln(1/y - 1/y_{max} + 1) \quad (5.29)$$

Hierbei ist  $y_{max}$  die obere kinematische Grenze für  $y$ . In der folgenden Tabelle [14] ist  $y_{max}$  für die in  $NLLA$  gerechneten Ereignisformgrößen aufgelistet. Als eine Kon-

Variable	$y_{max}$
$1 - T$	$1/2$
$\rho^{(T)}$	$1/2$
$\rho^{(M)}$	$1/3$
$B$	$0.5$
$B_W$	$0.33$
$(1 + \cos\chi)/2$	$1/2$

Tabelle 6: Die oberen kinematischen Grenzen für die  $NLLA$ -Größen.

sequenz der expliziten Verwendung von Termen höherer Ordnung in der theoretischen Vorhersage der  $NLLA$ -Rechnung erwartet man eine reduzierte Skalenabhängigkeit. Frühere  $\alpha_S$ -Messungen [5, 6] favorisierten kleine Renormierungsskalen, um Effekte unbekannter Terme höherer Ordnung zu kompensieren. Diese kleinen Skalen werden bei der  $NLLA$ -Rechnung nicht verwendet, da hier Terme höherer Ordnung eingehen und deshalb bei kleinen Skalen Terme höherer Ordnung doppelt berücksichtigt würden.





## 6. Die Datenanalyse

In der vorliegenden Arbeit werden die mit dem DELPHI-Detektor gewonnenen hadronischen  $Z^0$ -Ereignisse aus dem Jahre 1992 analysiert und aus der Messung der Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation (*BEEC*) wird die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  unter Berücksichtigung der vollständig resummierten führenden und nächstführenden Logarithmen ermittelt. Es handelt sich hierbei um die 92'iger DELANA-D Daten. Um mit der Analyse der experimentell genommenen Daten beginnen zu können, muß man zuerst saubere, hadronische Ereignisse selektieren. Diese selektierten hadronischen Ereignisse werden mit Hilfe von Monte Carlo Daten, die durch Simulation des gesamten DELPHI-Detektors gewonnen werden, auf Detektorakzeptanz korrigiert. Schließlich, um aus der gemessenen *BEEC*-Verteilung  $\alpha_S$  zu bestimmen, müssen die auf Akzeptanz korrigierten Daten bezüglich der Fragmentierung mit einem QCD motivierten Monte Carlo Generator entfaltet werden.

### 6.1 Selektion hadronischer $Z^0$ -Ereignisse

Da sich in den experimentell genommenen Daten nicht nur hadronische  $Z^0$ -Ereignisse befinden, sondern auch Untergrundprozesse verschiedenster Art, muß man Spur- und Ereignisschnitte an die Daten anlegen um die unerwünschten physikalischen Prozesse auf ein akzeptables Minimum zu reduzieren ohne jedoch gleichzeitig zuviele hadronische Ereignisse zu verlieren. Die Untergrundprozesse sind im einzelnen:

- Leptonische Zerfälle des  $Z^0$ -Bosons,
- Strahl-Gas Ereignisse,
- Zwei-Photon Ereignisse
- und die kosmische Strahlung.

#### 6.1.1 Spurselektion

Bevor die Ereignisselektion einsetzen kann, müssen zunächst über geeignete Selektionskriterien schlecht vermessene Spuren oder Spuren aus Untergrundprozessen diskriminiert werden. Geladene Spuren wurden in dieser Analyse benutzt, wenn sie die folgenden Kriterien erfüllten:

- Der Impuls  $p$  sei größer als  $0.4 \text{ GeV}/c$  ;

- die vermessene Spurlänge betrage mindestens  $30\text{ cm}$  ;
- der Polarwinkel  $\theta$  liege zwischen  $20^\circ$  und  $160^\circ$  ;
- die Projektion des Impakt Parameters auf den gefitteten primären Vertex sei kleiner als  $4\text{ cm}$  in radialer- bzw.  $10\text{ cm}$  in  $z$ -Richtung.

Photon-Schauer wurden berücksichtigt, falls sie in der HPC oder dem FEMC mit einer minimalen Energie von  $0.4\text{ GeV}$  in einem Polarwinkelbereich zwischen  $20^\circ$  und  $160^\circ$  nachgewiesen wurden. In den Abbildungen 20 und 21 sind die Spurschnittvariablen der Impuls, der Polarwinkel sowie die vermessene Spurlänge, der radiale Impaktparameter  $r\phi_{\text{Impakt}}$  und der longitudinale Impaktparameter  $z_{\text{Impakt}}$  im Vergleich zwischen den DELPHI Daten 92 und dem dazugehörigen Monte Carlo dargestellt.

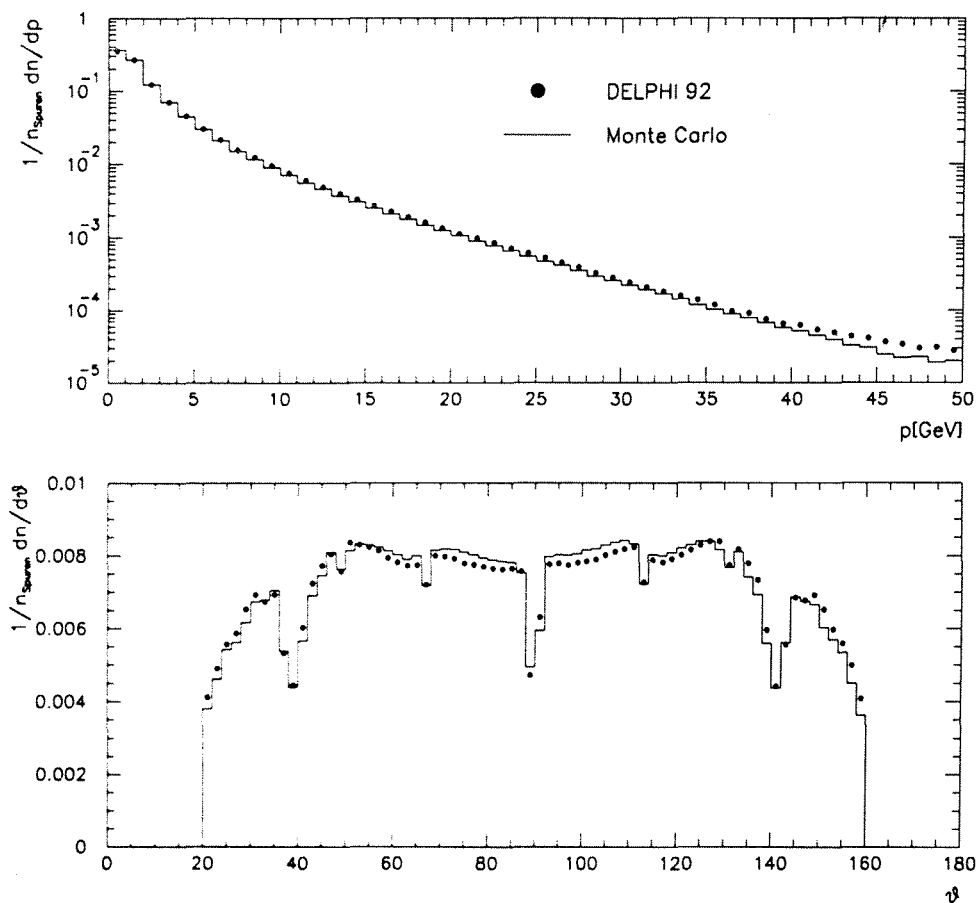


Abbildung 20: Daten Monte-Carlo Vergleich zwischen den DELPHI Daten 92 und dem Monte Carlo für die Spurschnittgrößen dem Impuls  $p$  und dem Polarwinkel  $\theta$  nach der Spurselektion.

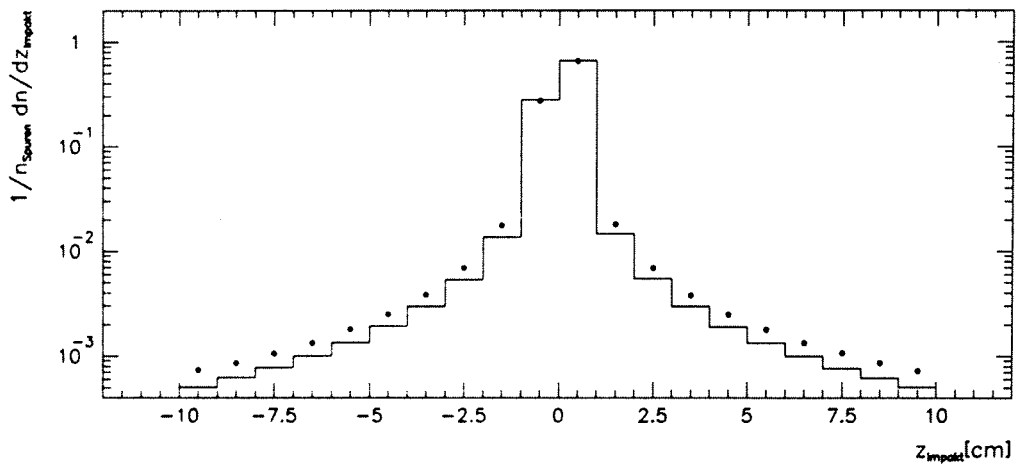
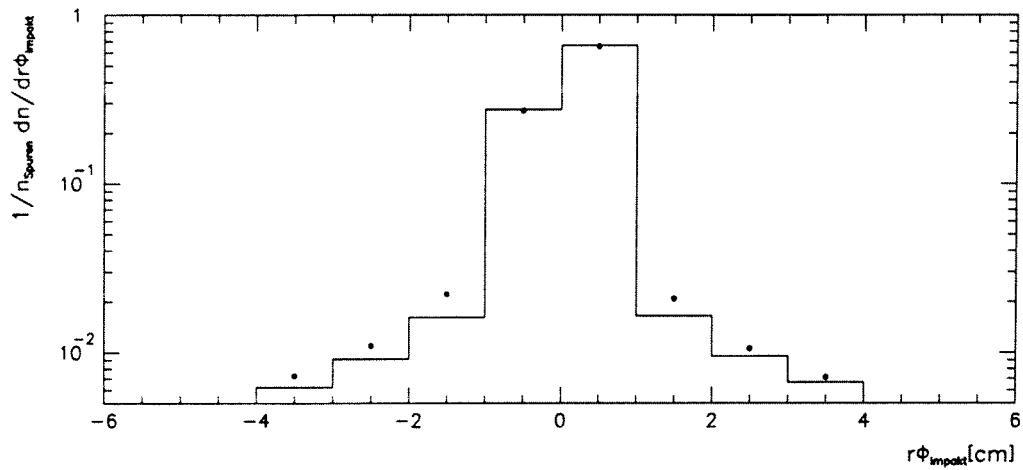
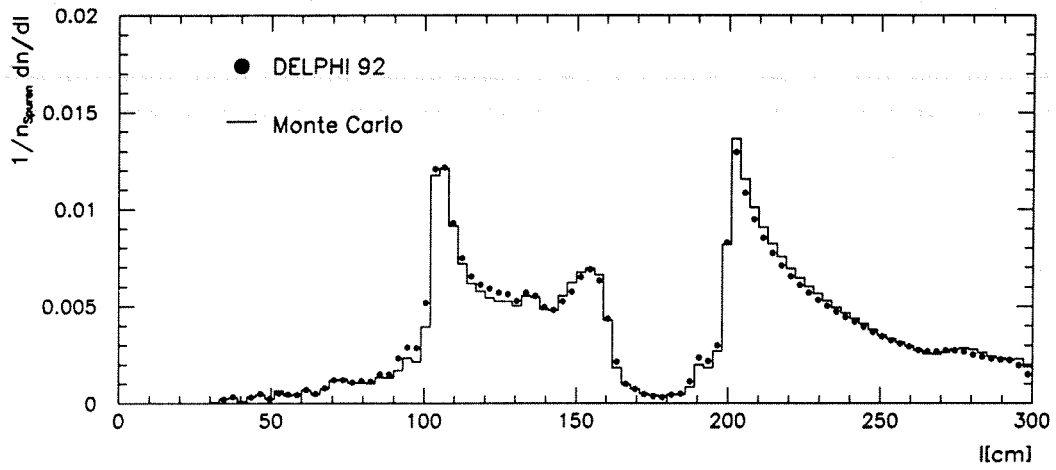


Abbildung 21: Daten Monte-Carlo Vergleich zwischen den DELPHI Daten 92 und dem Monte Carlo für die vermessene Spurlänge und den Impaktparametern  $r\phi_{\text{Impakt}}$  und  $z_{\text{Impakt}}$  nach der Spurselection.

Bis auf die Spurschnitte in den beiden Impaktparametern gewährleisten die übrigen Schnitte, daß die Spuren im besonders sensitiven Bereich von DELPHI gut vermessen sind. Mit dem Schnitt in den beiden Impaktparametern unterdrückt man Spuren aus sekundären Wechselwirkungen, aus Strahl-Gas Wechselwirkungen sowie aus der kosmischen Strahlung.

### 6.1.2 Ereignisselektion

Bei der Selektion der hadronischen Ereignisse werden nur die nach den Spurschnitten verbliebenen Spuren verwendet. Zur Ereignisselektion in den DELPHI-Daten dienen die folgenden Kriterien:

- Ein Ereignis habe mindestens fünf geladene Spuren ;
- die geladene Energie betrage mindestens 12% der Schwerpunktsenergie
- und überschreite 3% der Schwerpunktsenergie in jeder Hemisphäre ;
- der Polarwinkel der Ereignisachse sei größer als  $40^\circ$ .

Mit dem Schnitt auf die minimale geladene Multiplizität diskriminiert man kosmische wie leptonische Ereignisse. Um die Zwei-Photon Ereignisse zu eliminieren, bietet sich der Schnitt auf die totale geladene Energie an und um sicherzustellen, daß wesentliche Detektoren einwandfrei gearbeitet haben wird in jeder Hemisphäre eine minimale geladene Energie gefordert. Da Ereignisse in der Nähe des Strahlrohrs oft nicht vollständig rekonstruiert werden, soll die Ereignisachse, hier die Sphärizitätsachse, im Polarwinkelbereich zwischen  $40^\circ$  und  $140^\circ$  liegen. In der Abbildung 22 ist die geladene Multiplizität, die totale geladene Energie, die geladene Energie in den beiden Hemisphären sowie die Polarwinkelverteilung der Sphärizitätsachse im Vergleich zwischen den DELPHI Daten 92 und dem dazugehörigen Monte Carlo dargestellt. Die folgende Tabelle erlaubt einen Überblick über die Ereigniszahlen vor und nach der Ereignisselektion für die DELPHI Daten 92 und dem entsprechenden Monte Carlo.

Datensatz	Gesamtzahl der Ereignisse	selektierte $Z^0$ - Ereignisse
DELPHI Daten 92	1012949	516396
PS MC	896238	628675

Tabelle 7: Gesamtzahl der Ereignisse und Anzahl der selektierten  $Z^0$ -Ereignisse.

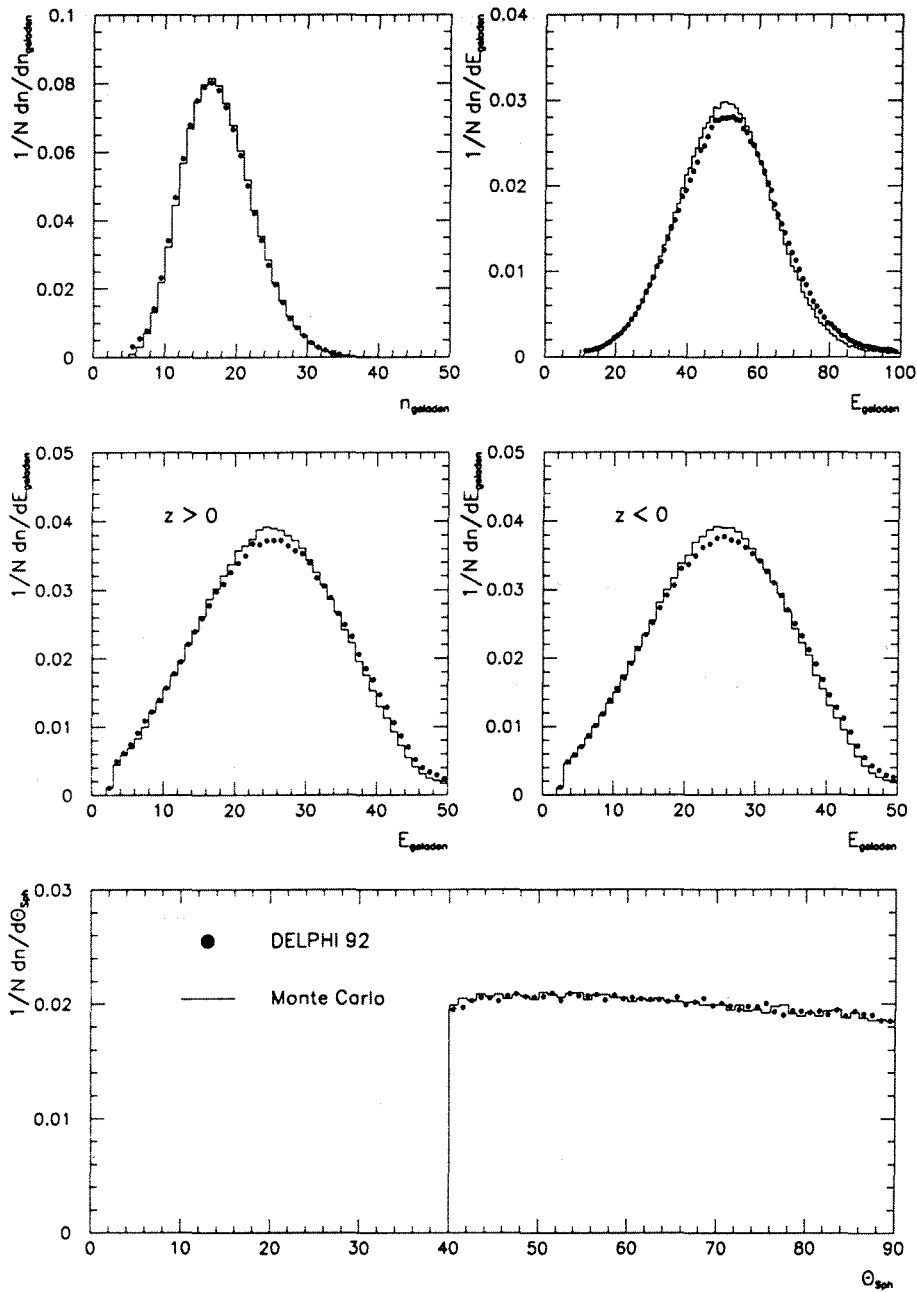


Abbildung 22:

Daten Monte-Carlo Vergleich zwischen den DELPHI Daten 92 und dem Monte Carlo für die Ereignisschnittgrößen; die geladene Multiplizität, die totale geladene Energie, die geladene Energie in den beiden Hemisphären und die Polarwinkelverteilung der Sphärizitätsachse.

Für die  $\alpha_S$ -Messung aus Ereignisformgrößen ist der potentielle Untergrund abzuschätzen. Dieser Aspekt wird für Lepton- sowie für Zwei-Photon Ereignisse untersucht. Dabei zeigt sich, daß nur Untergrundprozesse von der Art  $Z^0 \rightarrow \tau\bar{\tau}$  einen nicht verschwindenden Anteil zur Selektionskontamination, und zwar in der Höhe von 0.4%, beitragen. Abbildung 23 zeigt die unkorrigierte  $EEC$ -Verteilung zusammen mit dem  $\tau$ - und dem  $q\bar{q}$  Monte Carlo. Der Tau-Untergrund beträgt im ersten und letzten Bin 0.9 bzw. 2.6 %, im zweiten und vorletzten Bin ca. 0.6 % und in den anderen Bins liegt der Anteil im Promillbereich. In der weiteren Analyse wird der Tau-Untergrund von den Datenverteilungen subtrahiert.

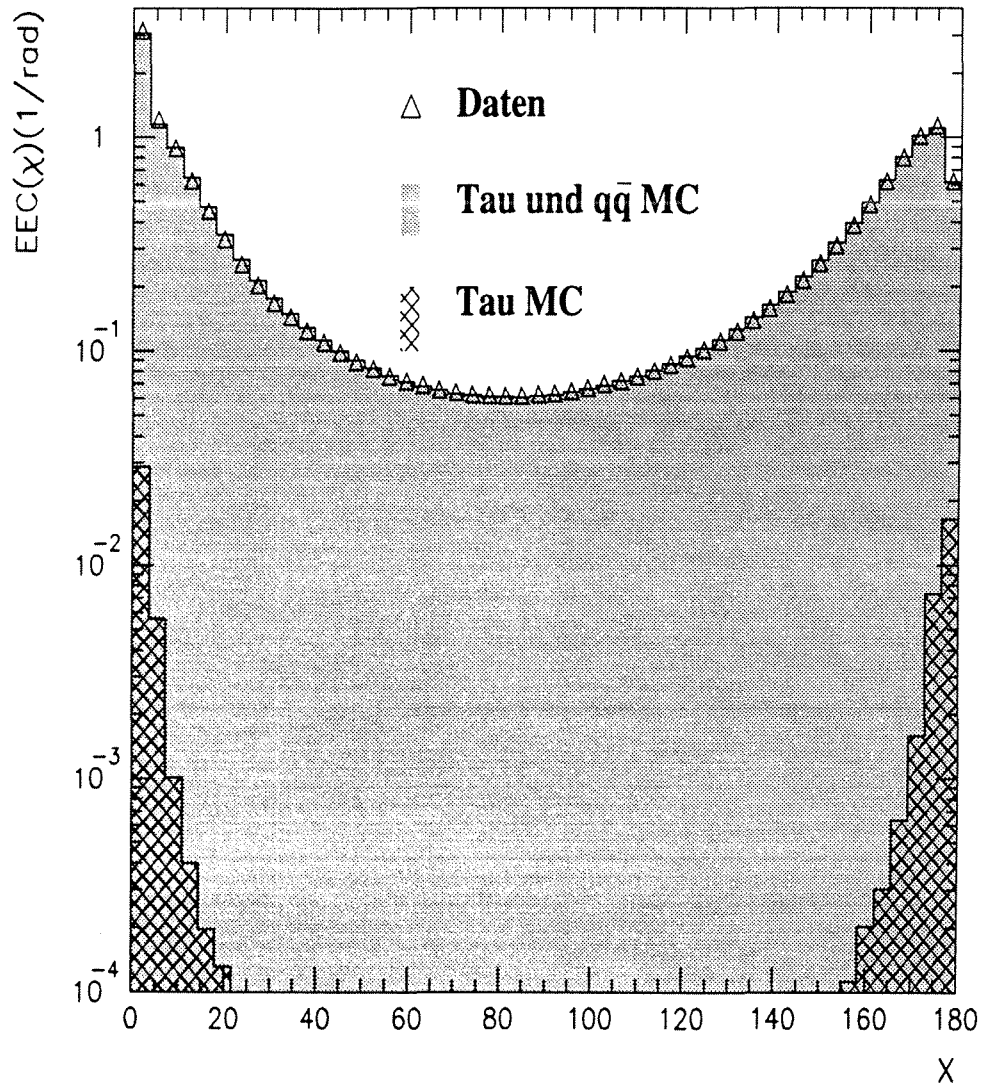


Abbildung 23: Kontamination der  $EEC$ -Verteilung durch Untergrundprozesse von der Art  $Z^0 \rightarrow \tau\bar{\tau}$ .

## 6.2 Daten Monte-Carlo Vergleich der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie

In diesem Kapitel findet ein Vergleich zwischen den DELPHI Daten des Jahres 1992 und der entsprechenden Monte Carlo Simulation bezüglich der Ereignisformgrößen Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie statt. Um die Qualität der Simulation beurteilen zu können, ist es erforderlich den experimentellen statistischen Fehler der Daten zu ermitteln. Da es sich bei der *EEC* und der *AEEC* nicht um globale Ereignisgrößen handelt, d.h ein Ereignis liefert nicht nur einen Eintrag in einem Datenbin sondern mehrere, ist die Berechnung des experimentellen statistischen Fehlers in einem Bin nicht mit  $\sqrt{N}$  abzuschätzen, wobei hier  $N$  die Anzahl der Ereignisse sei, die ein bestimmtes Datenbin bevölkern. Um den statistischen Fehler der Energie-Energie-Korrelation zu bestimmen, kann man, wie es in der Doktorarbeit von Z.Gang [55] zu finden ist, die Daten in einige Gruppen unterteilen und für jede Gruppe eine *EEC*-Verteilung bestimmen. Der statistische Fehler in einem Datenbin ergibt sich dann aus der Varianz der verschiedenen *EEC*-Verteilungen. Alternativ hierzu läßt sich der experimentelle statistische Fehler der *EEC* für jedes Datenbin aus der Varianz der Einträge dieses Datenbins berechnen. Ist also  $\overline{EEC}(\chi_i)$  der Mittelwert der *EEC* im  $i$ -ten  $\chi$ -Bin

$$\overline{EEC}(\chi_i) = \frac{1}{N(\chi_i)} \sum_{j=1}^N EEC(\chi_i)_j, \quad (6.1)$$

so ergibt die Varianz

$$\delta \overline{EEC}(\chi_i) = \sqrt{\frac{\overline{EEC(\chi_i)^2} - \overline{EEC}(\chi_i)^2}{N(\chi_i) - 1}} \quad (6.2)$$

den experimentellen statistischen Fehler der *EEC*. Hierbei ist  $N(\chi_i)$  die Anzahl der Einträge im  $i$ -ten  $\chi$ -Bin. Das letztere Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit verwendet, um den experimentellen statistischen Fehler der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie zu bestimmen. Bevor die Daten auf Detektoreinflüsse korrigiert wurden, sind in den folgenden Abbildungen Daten Monte-Carlo Vergleiche für die *EEC* und die *AEEC* zum einen unter Verwendung der selektierten neutralen Spuren zum anderen ohne diese zu sehen.

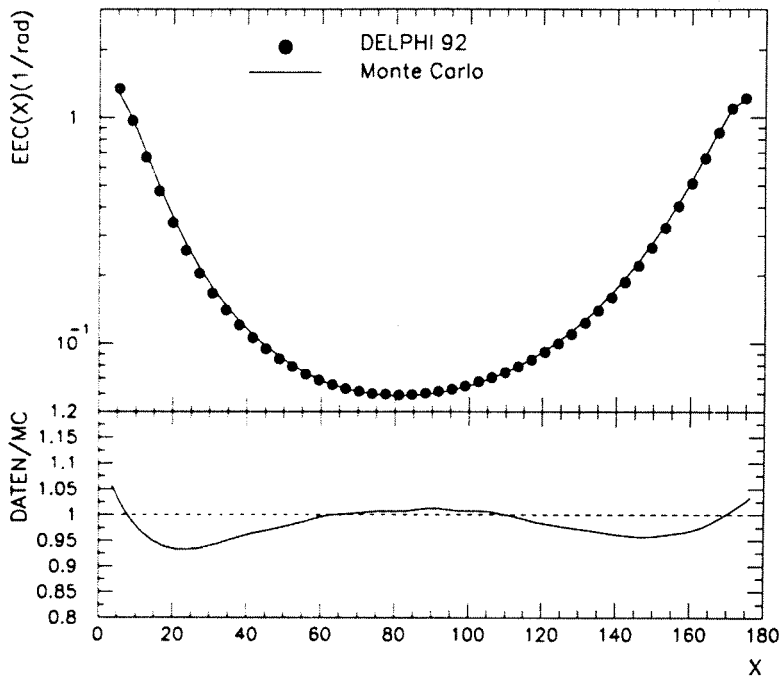
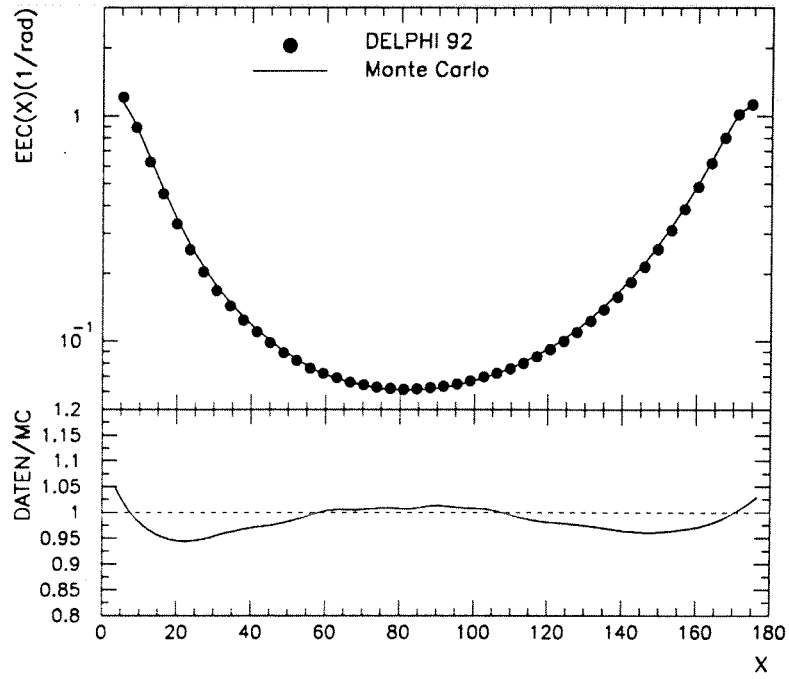


Abbildung 24: Daten Monte Carlo Vergleich der DELPHI *EEC*-Verteilung; oben: Ohne selektierte neutrale Spuren; unten: Mit selektierten neutralen Spuren.



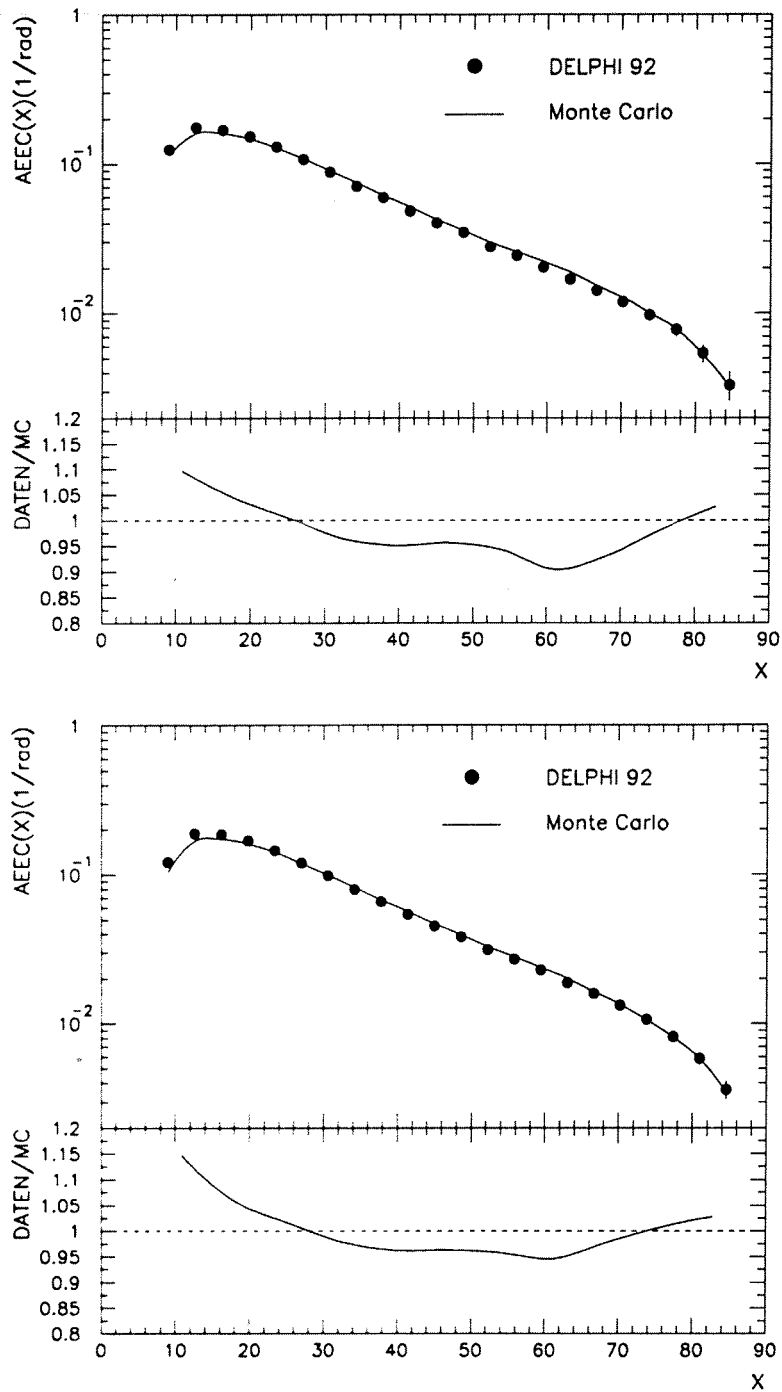


Abbildung 25: Daten Monte Carlo Vergleich der DELPHI *AEEC*-Verteilung; oben: Ohne selektierte neutrale Spuren; unten: Mit selektierten neutralen Spuren.

### 6.3 Vergleich der *EEC* und der *AEEC* mit den übrigen LEP-Experimenten

Um die mit DELPHI gemessenen Datenverteilungen mit anderen Experimenten oder mit Monte Carlo Simulationen vergleichen zu können, muß man sie wegen der detektorspezifischen Eigenschaften auf ein ideales hadronisches Niveau korrigieren. Mit dieser Korrektur versucht man Aspekte, wie z.B. das Verlieren von Spuren im Detektor, Smearingeffekte oder nicht fehlerfreie Messungen von Spuren, zu berücksichtigen. Gewöhnlich benutzt man hierfür eine lineare Korrektur. In neueren Analysen wurden hierzu jedoch auch Matrixkorrekturen verwendet. Matrixkorrekturen sind jedoch nur möglich für globale Ereignisgrößen, die einen Eintrag pro Ereignis zur Meßgröße beitragen. In der vorliegenden Analyse, die sich mit der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie beschäftigt, wird, da es sich bei diesen Observablen nicht um globale Ereignisgrößen sondern um Ereignisformgrößen handelt, zur Datenkorrektur eine lineare Korrektur verwendet. Die Korrektur wird hierbei in zwei aufeinanderfolgenden Schritten durchgeführt. Zunächst bildet man unter Verwendung der DELSIM Monte Carlo Simulation den Korrekturfaktor:

$$C_{Det}(X) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_{generiert}^{DELSIM}}{\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_{akzeptiert}^{DELSIM}} \quad (6.3)$$

Beim generierten Niveau legt man keine Schnitte an und sieht Teilchen mit einer Lebensdauer oberhalb von  $10^{-9} sec$  als stabil an. Wohingegen man beim akzeptierten Niveau dieselben Schnitte anlegt wie bei den realen Daten. Im zweiten Schritt korrigiert man die Daten auf die Abstrahlung von QED-Photonen im Anfangszustand. Hierzu kombiniert man das Programm JETSET 7.3 mit dem Ereignisgenerator DYMU3, um je einen Satz Ereignisse hoher Statistik mit Bremsstrahlphotonen und einen ohne Bremsstrahlphotonen zu erzeugen. Die lineare QED-Korrekturfunktion wird durch den folgenden Quotienten gebildet:

$$C_{QED}(X) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_{ohne\ QED}}{\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_{mit\ QED}} \quad (6.4)$$

Da in den Daten die vorwiegend unter kleinen Polarwinkeln abgestrahlten Bremsstrahlphotonen nicht selektiert werden, entfernt man diese Photonen im generierten Endzustand bei der DELSIM- und der DYMU3-Produktion. Die auf Detektorakzeptanz und QED-Photonen korrigierte Datenverteilung erhält man schließlich durch Multiplikation der unkorrigierten Daten mit dem Produkt  $C(X) = C_{Det}(X) \times C_{QED}(X)$  aus der Detektor- und der QED-Korrektur. In Abbildung 26 ist die Korrekturfunktion  $C(X)$  für die *EEC*- und die *AEEC*-Verteilung zum einen ohne Berücksichtigung der neutralen Spuren zum anderen mit den neutralen Spuren dargestellt. Wie man sieht ist die Korrekturfunktion unter Hinzunahme der neutralen Spuren im Mittel größer als wenn nur geladene Spuren eingehen, so daß im weiteren nur geladene Spuren selektiert

werden. Die Abbildungen 27 und 28 vergleichen die LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL bezüglich ihrer *EEC*- und *AEEC*-Verteilungen. Die DELPHI-Daten der Jahre 91 und 92 stimmen gut überein, wohingegen OPAL eine im Mittel ( $4.2 \pm 0.3$ ) % höhere *EEC*-Verteilung mißt als DELPHI. ALEPH liegt in der *EEC*-Verteilung ( $0.9 \pm 0.5$ ) % unterhalb und in der *AEEC*-Verteilung ( $5.5 \pm 4.4$ ) % oberhalb der DELPHI-Messung. Die L3- und die DELPHI-Daten sind kompatibel.

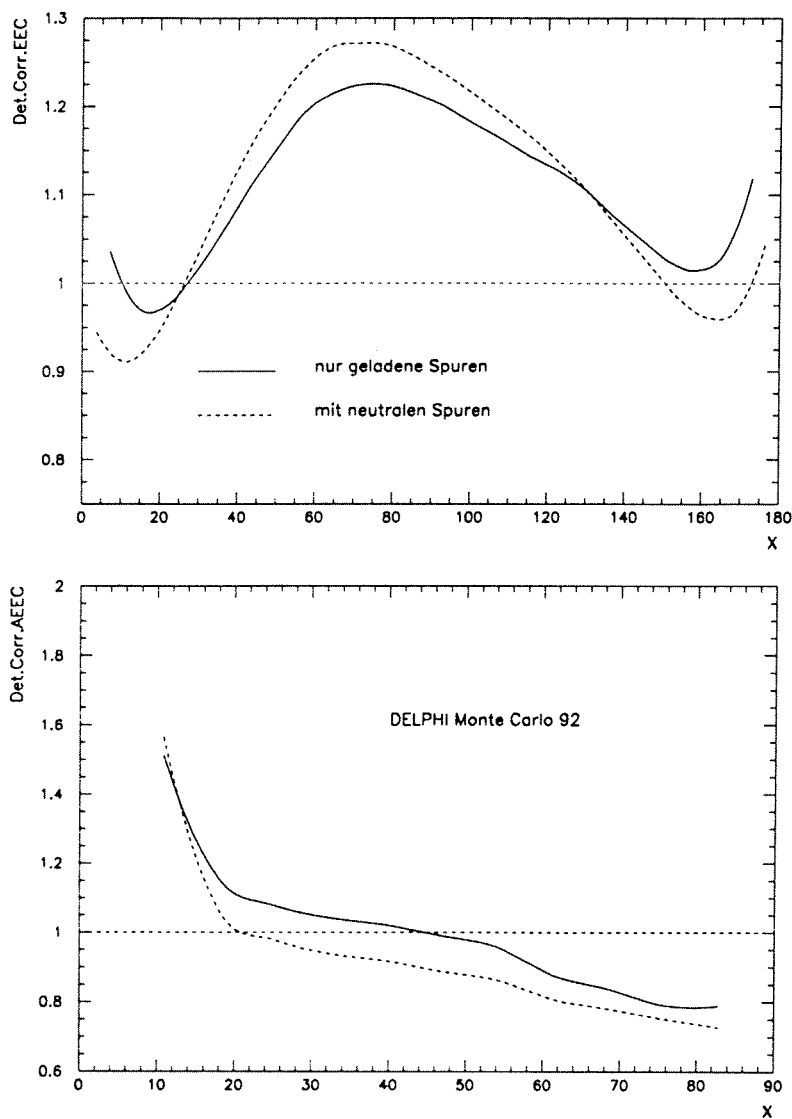


Abbildung 26: Detektorakzeptanz der *EEC*-und der *AEEC*-Verteilung mit und ohne Berücksichtigung neutraler Spuren.

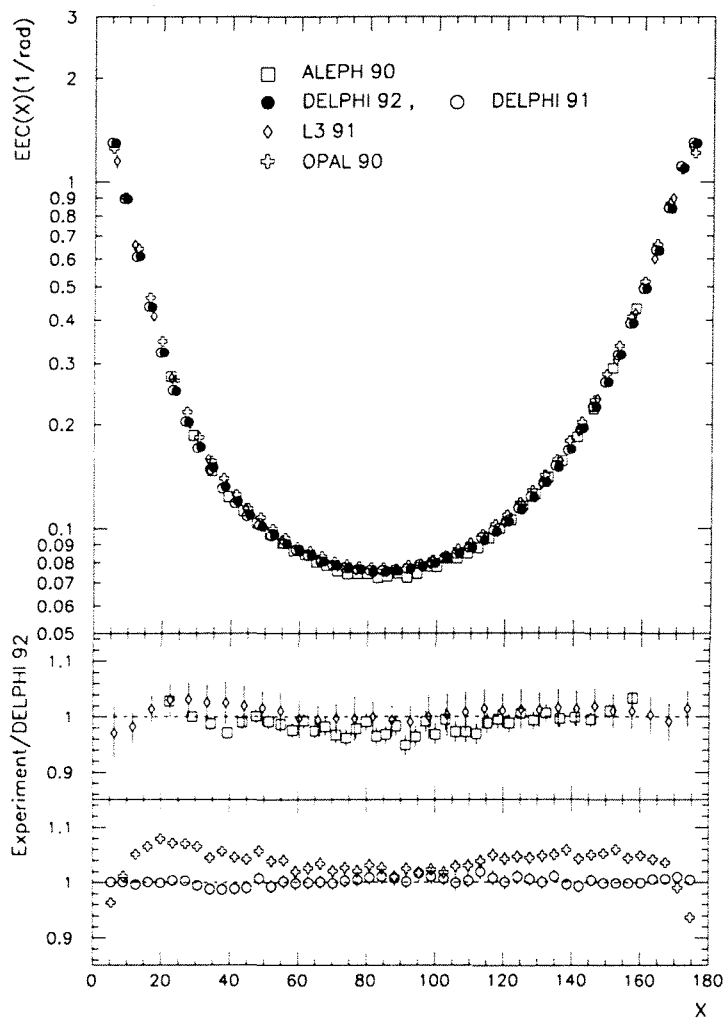


Abbildung 27: Vergleich der  $EEC$ -Verteilung mit den LEP-Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

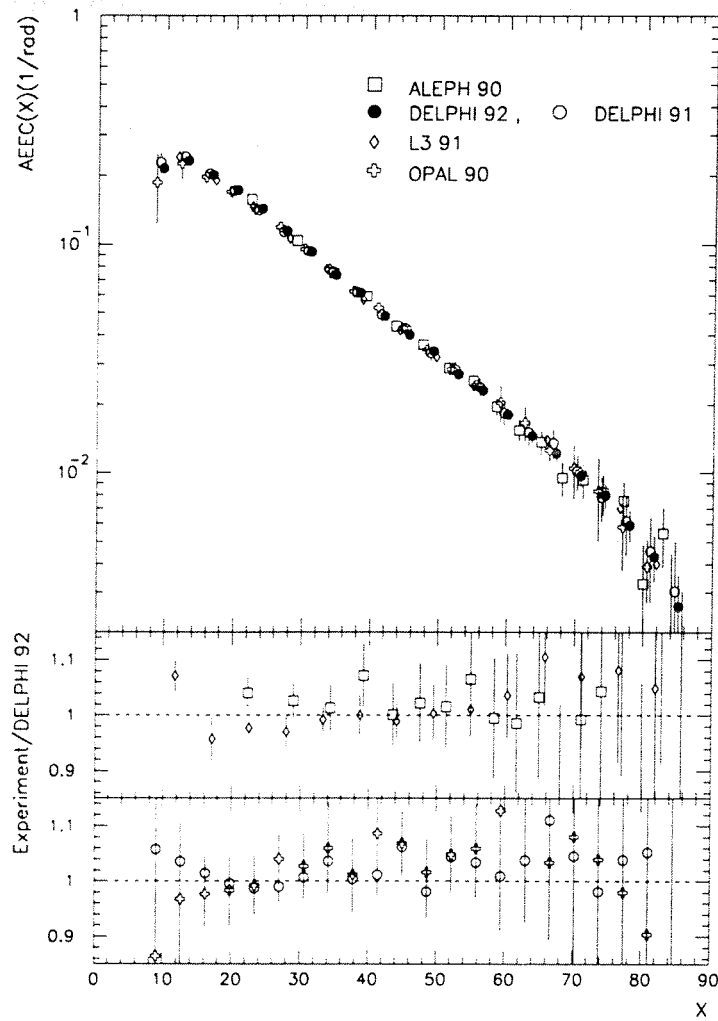


Abbildung 28: Vergleich der *AEEC*-Verteilung mit den LEP-Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

## 6.4 Bestimmung des experimentellen systematischen Fehlers der Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie

Der statistische experimentelle Fehler der Datenverteilungen sollte bei zunehmender Statistik abnehmen. Dies trifft üblicherweise nicht beim systematischen experimentellen Fehler zu. Da für die Selektion der Daten und für die Wahl der Monte Carlo Simulation keine strenge Vorschrift existiert, muß durch Variation dieser Randbedingungen der Effekt auf die so gewonnenen Datenverteilungen studiert werden. Der systematische Fehler in einem Datenbin ergibt sich dann aus der Varianz der verschiedenen *EEC*-Verteilungen. Die folgenden systematischen experimentellen Fehlerquellen werden in der vorliegenden Analyse untersucht:

- Variation der Spurselektion zur Berechnung der *EEC*- und der *AEEC*-Verteilung,
- Variation der Ereignisselektion,
- und Verwendung alternativer Monte Carlo Tunings.

Im einzelnen gehen zur Bestimmung der Systematik die folgenden Datensätze ein:

- Standard:  
Spur- und Ereignisselektion wie in Kapitel 6.1.1 und 6.1.2 beschrieben; zur Berechnung der *EEC* gehen jedoch nur die geladenen Spuren ein.
- *EEC* mit neutralen Spuren:  
Wie beim Standard-Datensatz, aber zusätzlich unter Berücksichtigung der selektierten neutralen Spuren zur Berechnung der *EEC*.
- Vorwärts:  
Hier entfällt der Schnitt auf den Polarwinkel der Sphärizitätsachse.
- Zentral:  
Es wird gefordert, daß nicht nur die Ereignisachse, sondern sogar die Ereignisebene im zentralen Bereich des DELPHI-Detektors liegt; der Polarwinkel der Minorachse darf nicht  $40^\circ$  überschreiten.
- Balance:  
Die Forderung, daß der fehlende Impuls kleiner als  $10\text{ GeV}$  ist, diskriminiert nicht ausbalancierte Ereignisse.
- Tuning 1 und 2:  
Untersuchung des Einflusses alternativer Tunings auf die Akzeptanzkorrektur.

In Tabelle 8 sieht man die Ereigniszahlen für die einzelnen Datensätze und Tabelle 13 und 14 im Anhang zeigen die Zentralwerte, die experimentellen statistischen und systematischen Fehler der *EEC*- und der *AEEC*-Verteilung.

Schnitt	MC gen	MC acc	Daten
Standard	896238	628675	516396
EEC mit neutralen Spuren	896238	628675	516396
Vorwärts	896238	830813	681886
Zentral	896238	190899	155535
Balance	896238	381797	287699
Tuning 1	217526	152292	516396
Tuning 2	73786	51746	516396

Tabelle 8: Ereigniszahlen der Datensätze zur Berechnung der Systematik.





## 7. Bestimmung von $\alpha_S$

### 7.1 Fragmentierungskorrektur

Bevor man die Anpassung der Theorie, die das Parton-Niveau beschreibt, an die experimentell gewonnenen Daten vornehmen kann, muß man die Datenverteilungen, die das beobachtbare Hadron-Niveau darstellen, auf Hadronisierungseffekte korrigieren. Für globale Ereignisgrößen wie zum Beispiel beim Thrust nimmt man an, daß Hadronisierungseffekte durch eine Korrelationsmatrix  $C$ , die den Partonzustand mit dem hadronischen Endzustand verknüpft, beschrieben werden können.

$$\left. \frac{\Delta\sigma}{\Delta y_i} \right|_{Hadron} = \sum_j C_{ij} \left. \frac{\Delta\sigma}{\Delta y_j} \right|_{Parton} \quad (7.1)$$

Die in der vorliegenden Arbeit analysierte Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation *BEEC* gehört nicht zur Klasse der globalen Ereignisgrößen sondern ist eine Ereignisformgröße. Aus diesem Grund können Hadronisierungseffekte bei der Analyse der *BEEC* nicht über eine Korrelationsmatrix berücksichtigt werden, sondern man muß hier eine Bin für Bin also eine lineare Hadronisierungskorrektur, beschrieben durch einen Korrekturvektor  $C_i$ , vornehmen.

$$\left. \frac{\Delta R(\chi_i)}{\Delta \chi_i} \right|_{Hadron} = C_i \left. \frac{\Delta R(\chi_i)}{\Delta \chi_i} \right|_{Parton} \quad (7.2)$$

Um die Hadronisierungskorrektur für die Analyse der *BEEC* zu berechnen, wurden 1 000 000 Monte Carlo Ereignisse mit dem Programm JETSET 7.3, angepaßt an die DELPHI Daten [56], generiert. Zusätzlich wurden weitere "Tunings" und verschiedene Monte Carlo Generatoren benutzt, um die systematischen Unsicherheiten der Fragmentierungskorrektur abzuschätzen, wie noch im Kapitel über die Fehlerdiskussion dieser  $\alpha_S$ -Bestimmung detailliert nachzulesen ist.

### 7.2 Wahl des Fitbereiches

Bei der Wahl des Fitbereiches gehen im wesentlichen die folgenden drei Punkte ein:

- Die Akzeptanzkorrektur sei unter 20 % und die Hadronisierungskorrektur liege unter 40 %.
- Man bleibe in genügend großer Entfernung vom Pol des Verhältnisses der nächstführenden zu den führenden Logarithmen (Abbildung 29b) bei kleinen  $y$  Werten. Anderenfalls sind die subdominanten Terme nicht vernachlässigbar.

- Die Daten lassen sich gut durch die theoretische Vorhersage beschreiben.

Diese Kriterien führen zu folgendem Fitbereich für die *BEEC*:

$$\chi_{EEC} : [104.4^\circ, 162.0^\circ] \quad (7.3)$$

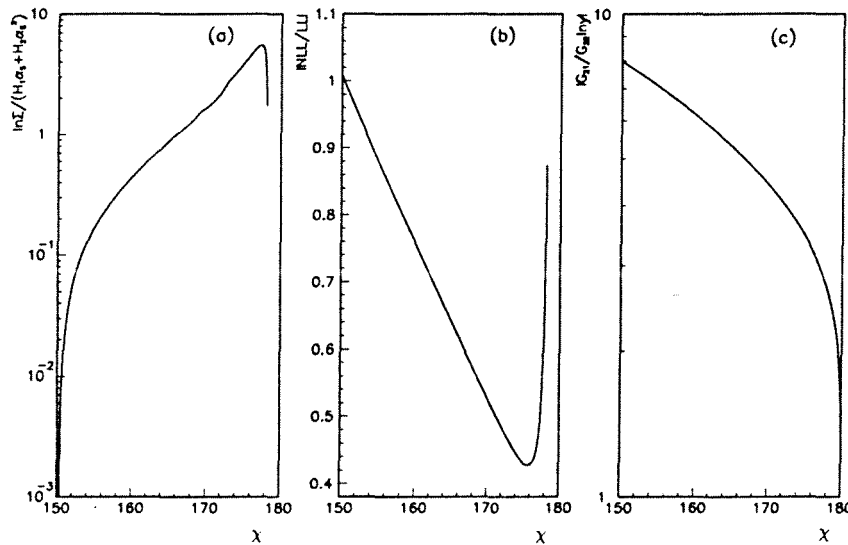


Abbildung 29:

a) Verhältnis der resummierten führenden und nächstführenden Logarithmen zu  $H_1\alpha_S + H_2\alpha_S^2$  aus (5.24) und (5.25) als Funktion von  $\chi$ . b) Verhältnis der nächstführenden Logarithmen zu den führenden Logarithmen. Falls dieser Quotient klein ist, sollte NLLA eine zuverlässige Theorie sein. Eine Limitierung des Fitbereiches ergibt sich vor allem bei großen Werten von  $\chi$  in der Nähe von  $180^\circ$ , da dort das Verhältnis von  $|NLL/LL|$  über alle Schranken anwächst. c) Verhältnis der einzigen bekannten subdominanten Logarithmen  $G_{21} \ln y$  und  $G_{22} \ln^2 y$ . Falls dieser Quotient klein ist, erwartet man nur kleine Ambiguitäten bei der Wahl des Kombinierungsschemas.

### 7.3 $\alpha_S$ -Messung und Fehlerdiskussion

Um  $\alpha_S$  möglichst präzise zu bestimmen, wird nun die NLLA-Rechnung mit dem Ausdruck der zweiten Ordnung Störungstheorie kombiniert und an die Daten über einen großen kinematischen Bereich inklusive der drei-Jet Region angepaßt. Hierzu

vergleicht man die auf Hadronniveau transformierte Theorie mit der experimentell gemessenen, auf Akzeptanz und Bremsstrahlphotonen korrigierte *BEEC*-Verteilung. In einem  $\chi^2$ -Fit ermittelt man  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , woraus sich über Gleichung (2.25)  $\alpha_S(M_Z^2)$  ergibt. Für den Fit wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt. Abbildung 30 zeigt die Daten auf Hadronniveau verglichen mit dem Fitergebnis des  $\ln R$ -Schemas bei einer fixierten Renormierungsskala  $\mu^2 = Q^2 \equiv s$ . Im Vergleich zu früheren  $\alpha_S$ -Analysen in  $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$  [6] konnte der Fitbereich bei der *BEEC* zum infraroten Grenzwert hin ausgedehnt werden. Für das  $R$ -Schema, das in dieser Analyse nur zur Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten dient, wird ein auf die drei-Jet Region eingeschränkter Fitbereich benutzt. Dies ist notwendig, da der logarithmisch divergente Term  $G_{21}L$  im  $R$ -Schema nicht exponenziert wird und so zu einer unphysikalischen Divergenz des vorhergesagten Wirkungsquerschnitts in der extremen zwei-Jet Region führt. Die Größe dieses Terms kann man in Abbildung 29c, wo der Quotient  $G_{21} \ln y / G_{22} \ln^2 y$  dargestellt ist, ablesen. Die kombinierte Theorie beschreibt die *BEEC* über einen weiten kinematischen Bereich. Zu beachten ist, daß der angegebene Wert für  $\chi^2/NDF$  unter ausschließlicher Verwendung der statistischen Fehler berechnet wurde, die bei der *BEEC* extrem klein sind. Da für die Berechnung der *BEEC*-Verteilung einige Millionen einzelne Beiträge aus dem Produkt zweier Teilchenimpulse eingehen, ist der zufällige systematische Fehler schwer zu kontrollieren. Um diesen Fehler zu berücksichtigen, wurde der einfache statistische Fehler der *BEEC* um seinen Betrag vervierfacht. Zur Abschätzung der systematischen Fehler der  $\alpha_S$ -Messung werden im folgenden drei Quellen von Unsicherheiten untersucht:

**1. Experimentelle Unsicherheiten :** Die DELPHI-Daten des Jahres '92 werden in 19 disjunkte Datensätze unterteilt, jeweils die *BEEC*-Verteilung wird extrahiert und man erhält aus der Streuung der verschiedenen resultierenden  $\alpha_S$ -Werte den experimentellen statistischen Fehler der  $\alpha_S$ -Messung. Zum anderen wird die Spur- sowie die Ereignisselektion und das Monte Carlo Tuning gemäß Tabelle 8 variiert, um den experimentellen systematischen Fehler abzuschätzen. Wieder ist aus der Streuung der resultierenden  $\alpha_S$ -Werte die Unsicherheit der  $\alpha_S$ -Messung abzuleiten. Der statistische und der systematische experimentelle Fehler werden quadratisch addiert; dies ergibt den gesamten experimentellen Fehler der  $\alpha_S$ -Messung.

**2. Hadronisierungskorrektur :** Neben dem Programm JETSET 7.3, mit dem die Hadronisierung für den "zentralen"  $\alpha_S$ -Wert dieser Analyse berechnet wird, werden zusätzlich die Programme HERWIG 5.4 und ARIADNE 3.1, getuned an LEP-Daten [57], verwendet um die Hadronisierungskorrektur zu bestimmen. Alle drei Modelle unterscheiden sich durch die Art den Partonzustand zu erzeugen. Um den Fehler der auf der Unsicherheit des Parametertunings basiert abzuschätzen, wird JETSET mit zwei alternativen Tunings der DELPHI Kollaboration benutzt. Weiterhin wird die Parton Virtualität von  $Q_0 = 1$  GeV, bei dieser invarianten Masse endet die Schauerentwicklung in JETSET, variiert, und zwar im Bereich von  $Q_0 = 0.2$  bis  $Q_0 = 5.0$  GeV. Der aus der Hadronisierung stammende systematische Fehler wird aus der Varianz

der  $\alpha_S$ -Werte, die man bei Verwendung oben genannter Hadronisierungskorrekturen erhält, ermittelt. Ein Vergleich der  $EEC$ -Verteilung mit den QCD basierten Monte Carlo Generatoren ist in Abbildung 31 zu sehen.

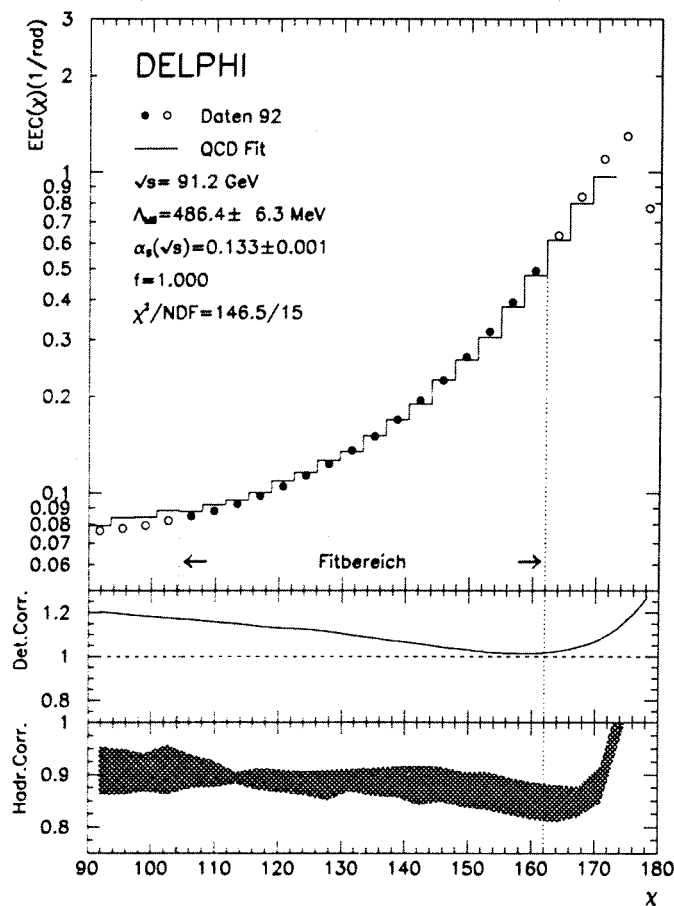


Abbildung 30:

**Oberes Bild:** Gemessene  $BEEC$ -Verteilung korrigiert auf Akzeptanz und Bremsstrahlphotonen. Das Histogramm präsentiert das Ergebnis eines Fits an die Daten in der kombinierten Theorie im  $\ln R$ -Schema bei einer Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$ . **Mittleres Bild:** Lineare Detektorkorrektur; inklusive Effekte, verursacht durch Bremsstrahlphotonen. **Unteres Bild:** Größe der Hadronisierungskorrektur. Die Breite des Bandes stellt die Variation der verschiedenen Modelle dar.

**3. Theoretische Unsicherheiten :** Um die theoretischen Unsicherheiten abzuschätzen, wird die Theorie bei verschiedenen Werten der Renormierungsskala  $\mu^2/Q^2$  im Bereich zwischen 0.5 und 2.0 an die Daten angepaßt. In zwei zusätzlichen Fitbereichen, der eine zum zwei-Jet Bereich der andere zum drei-Jet Bereich verschoben, wird die Theorie mit den Daten verglichen und  $\alpha_S$  gemessen. Eine weitere Unsicherheit liegt in der Wahl des Kombinerungsschemas. So wird zusätzlich zum  $\ln R$ -Schema, das den "zentralen"  $\alpha_S$ -Wert liefert, das  $R$ -Schema benutzt. Die Varianz der so beobachteten  $\alpha_S$ -Werte ist ein Maß für den theoretischen systematischen Fehler.

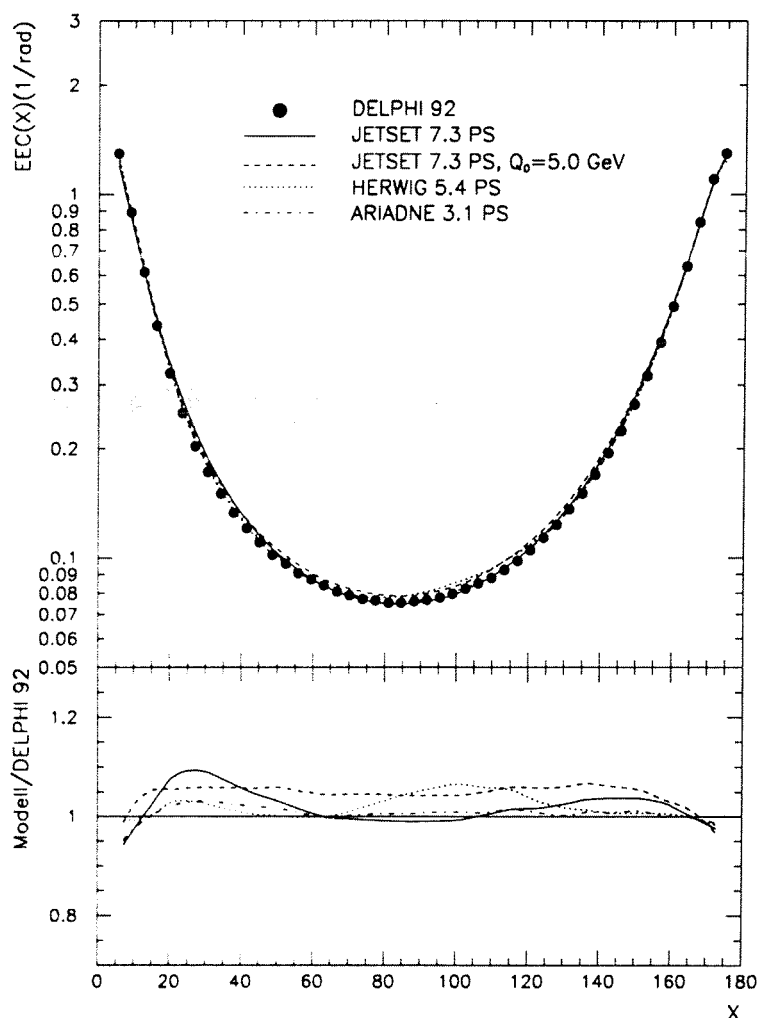


Abbildung 31:

Gemessene  $EEC$ -Verteilung korrigiert auf Akzeptanz und Bremsstrahlphotonen im Vergleich mit der Vorhersage von JETSET 7.3, JETSET 7.3  $Q_0 = 5.0$  GeV, HERWIG 5.4 und ARIADNE 3.1. Die dargestellten Fehler sind rein statistischer Natur.

Abbildung 32 zeigt die Skalenabhängigkeit der *BEEC*-Verteilung im Bereich zwischen 0.25 und 4.0. Im Anhang in Tabelle 19 sind die  $\alpha_S$ -Werte aufgelistet. Alle drei Schemata  $\ln R$ ,  $R - G_{21}$  sowie  $R$  zeigen die erwartete reduzierte Skalenabhängigkeit. Der Fitbereich wurde bei den Schemata  $\ln R$  und  $R - G_{21}$  gleich gewählt und beim  $R$ -Schema auf die drei-Jet Region eingeschränkt, da beim  $R$ -Schema der logarithmisch divergente Term  $G_{21}L$  nicht exponenziert wird.

$\ln R$ - und  $R - G_{21}$ -Schema :

$$\chi_{EEC} : [104.4^\circ, 162.0^\circ] \quad (7.4)$$

$R$ -Schema :

$$\chi_{EEC} : [104.4^\circ, 136.8^\circ] \quad (7.5)$$

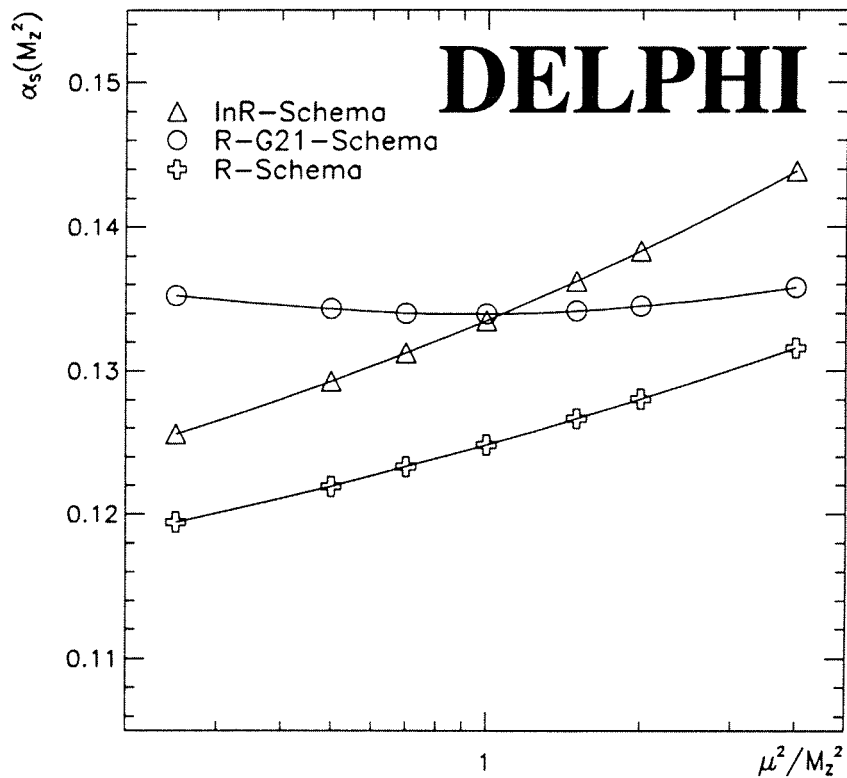


Abbildung 32:  $\alpha_S(M_Z^2)$ -Werte bei verschiedenen Renormierungsskalen gemessen an der *BEEC*-Verteilung bei Verwendung der Schemata  $\ln R$ ,  $R - G_{21}$  und  $R$ .

Da bei der Resummation der führenden und nächstführenden Logarithmen alle Potenzen von  $\alpha_s$  berücksichtigt werden, erwartet man eine reduzierte Skalenabhängigkeit im Vergleich zu  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Fits. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 33 dargestellt und in Tabelle 9 quantifiziert.

	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	NLLA + $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$
$\frac{\partial \alpha_s(M_Z^2)}{\partial (\mu^2/M_Z^2)}$	$(9.66 \pm 0.88) \times 10^{-3}$	$(6.24 \pm 0.84) \times 10^{-3}$

Tabelle 9:

Skalenabhängigkeit der *BEEC* in  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  und in der kombinierten Theorie.

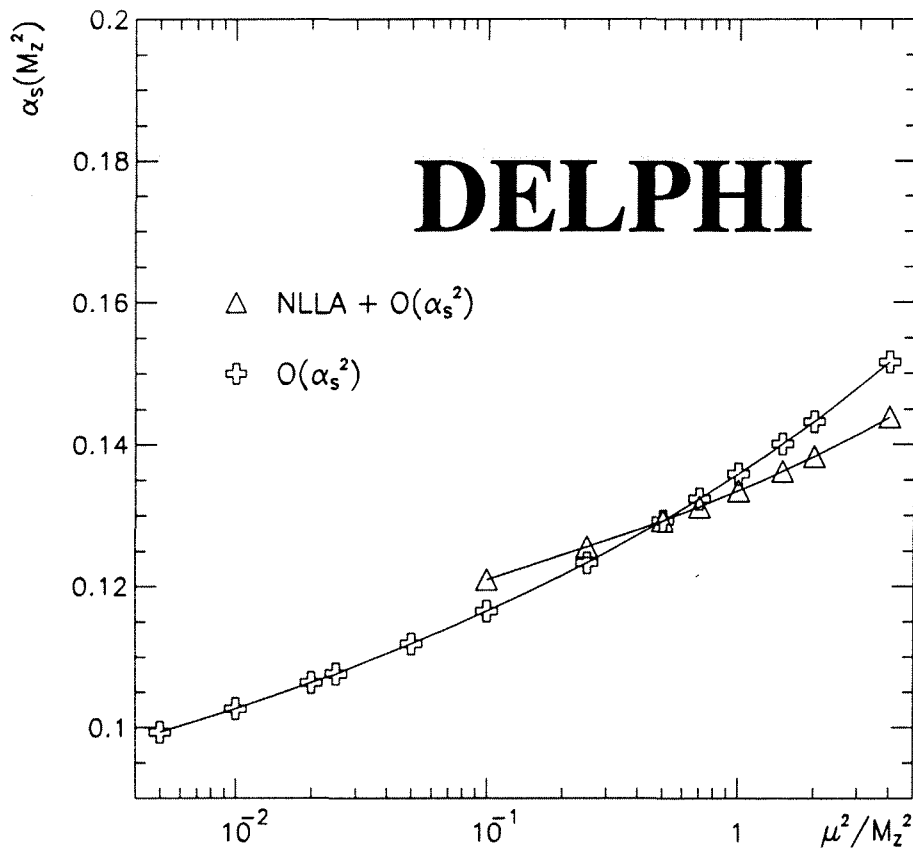


Abbildung 33:

Vergleich der Skalenabhängigkeit der *BEEC* zwischen der  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Rechnung und der kombinierten Theorie.

Der  $\alpha_S$ -Wert, der sich unter Berücksichtigung aller diskutierten Fehlerquellen aus der vorliegenden Analyse der *BEEC*-Verteilung der 92'iger DELPHI-Daten bei der Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$  ergibt, ist:

$$\alpha_S = 0.133 \pm 0.002(\text{stat+exp}) \pm 0.002(\text{hadr})$$

Dieses Ergebnis wurde unter Verwendung des  $\ln R$ -Schemas abgeleitet, da beim  $R$ -Schema der logarithmisch divergente Term  $G_{21}L$  nicht exponenziert wird. Hierbei wurden die statistischen und experimentellen systematischen Fehler quadratisch addiert und der zweite Fehler basiert auf der Unsicherheit der Hadronisierungskorrektur. Die verbliebene Skalenabhängigkeit, die Ambiguität in der Wahl des Kombinierungsschemas und die Unsicherheit in der Wahl des Fitbereiches führen zu einem gesamten theoretischen Fehler von:

$$\Delta\alpha_S = \pm 0.008(\text{theo})$$

Das Resultat für die *BEEC*-Verteilung lautet somit:

$$\alpha_S = 0.133 \pm 0.008 \text{ bei der Skala } \mu^2 = M_Z^2$$

Für die beiden anderen Kombinierungsschemata  $R - G_{21}$  und  $R$ , die allerdings nur zur Bestimmung des systematischen Fehlers herangezogen wurden, ergeben sich die Werte  $\alpha_S = 0.134 \pm 0.008$  für das  $R - G_{21}$ - und  $\alpha_S = 0.125 \pm 0.008$  für das  $R$ -Schema.

## 7.4 Kombiniertes Resultat der $\alpha_S$ -Messung

Im folgenden soll der mit der *BEEC*-Verteilung in NLLA gemessene  $\alpha_S$ -Wert mit dem Ergebnis aus den globalen Ereignisgrößen, wie sie in der Doktorarbeit von A.Wehr [15] untersucht wurden, zu einem 92'iger NLLA  $\alpha_S$ -Wert kombiniert werden. Will man aus mehreren Observablen  $\alpha_S$  bestimmen, darf man nicht einfach den linearen Mittelwert der Einzelmessungen bilden, sondern muß die statistischen Korrelationen der Variablen untereinander studieren. Das 92'iger NLLA Gesamtergebnis unter Verwendung der Resultate aus [15] ist unter Berücksichtigung der statistischen Korrelationen für das  $\ln R$ - sowie für das  $R - G_{21}$  Schema bei der Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$  :

$$\alpha_S = 0.120 \pm 0.002(\text{exp}) \pm 0.002(\text{hadr}) \pm 0.005(\text{theo})$$

Dieses kombinierte 92'iger Gesamtergebnis ist in Abbildung 34 für verschiedene Werte der Renormierungsskala  $\mu^2/M_Z^2$  dargestellt.



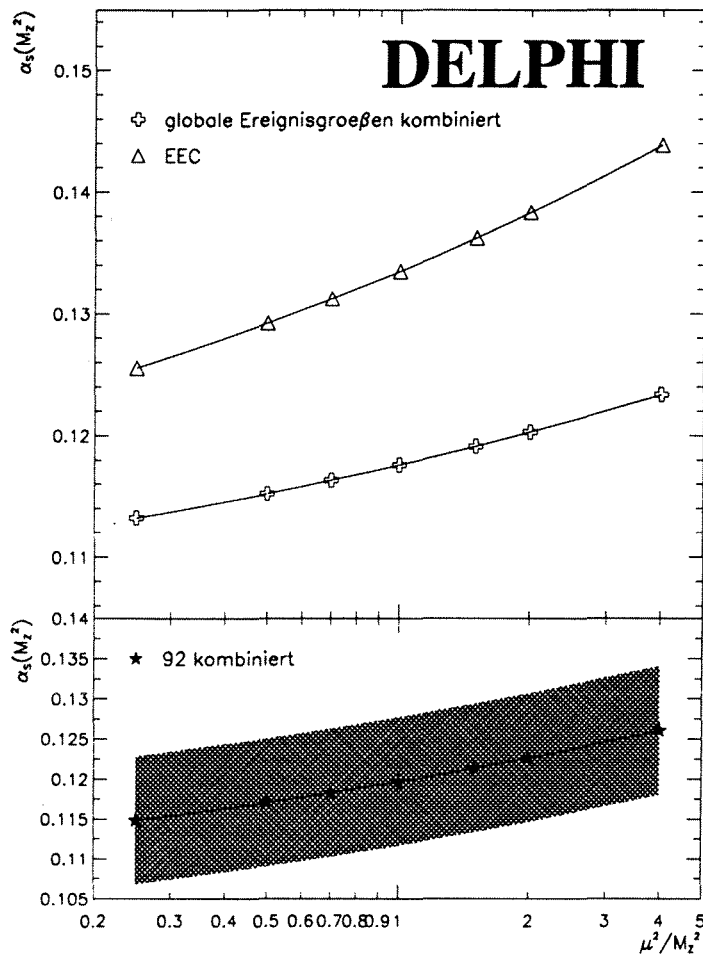


Abbildung 34:

**Oberes Bild:**  $\alpha_s$ -Werte in Abhängigkeit der Renormierungsskala  $\mu^2/M_Z^2$  ermittelt aus der *BEEC*-Verteilung und aus den globalen Ereignisgrößen der DELPHI-Daten des Jahres '92. Alle Fits wurden im  $\ln R$ -Schema durchgeführt. **Unteres Bild:** Kombinierte  $\alpha_s$ -Werte als Funktion der Skala  $\mu^2/M_Z^2$  unter Verwendung des  $\ln R$ -Schemas. Die Breite des Bandes entspricht dem kompletten experimentellen und theoretischen Fehler des kombinierten Wertes.



## 8. Gluinohypothese

### 8.1 Analyse der Energie-Energie-Korrelation des Jahres 91

Seit der jüngeren Vergangenheit diskutiert man SUSY-Modelle, da sie Erklärungsansätze für die Diskrepanz der mit Niederenergieexperimenten wie DIS<sup>43</sup> ermittelten und den mit Hochenergieexperimenten wie LEP bestimmten  $\alpha_S$ -Werte [25] bieten. Man erwartet bei der Existenz von leichten Gluinos, damit verbunden ein modifizierter Gluonpropagator, eine schwächere Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  (siehe Kapitel 2.3). Um diese Energieabhängigkeit zu studieren, werden im folgenden die DELPHI-Daten des Jahres 91 untersucht; 91 wurde bei LEP die  $Z^0$ -Resonanz im Bereich von 88.5 bis 93.7 GeV ausgemessen. Tabelle 10 zeigt die Anzahl der gesamten- sowie der nach Spur- und Ereignisschnitten verbliebenen Ereignisse für die einzelnen Energiepunkte. Die Datenselektion wurde hierbei wie in den Kapiteln 6.1.1 und 6.1.2 vorgenommen. Da

Schwerpunktsenergie in GeV	Gesamtzahl der Ereignisse	selektierte $Z^0$ - Ereignisse
88.5	3495	2620
89.5	6023	4560
90.2	11607	8120
91.2	191183	143920
92.0	15702	11590
93.0	8531	6290
93.7	6536	4800
$\Sigma$	243077	181900

Tabelle 10: Gesamtzahl der Ereignisse und Anzahl der selektierten  $Z^0$ -Ereignisse für die einzelnen Schwerpunktsenergien bei den DELPHI-Daten des Jahres '91.

insbesondere die QED-Korrektur eine starke Energieabhängigkeit zeigt, ist es absolut erforderlich diese für die einzelnen Energiepunkte getrennt auszurechnen. Die Stärke der Energieabhängigkeit der QED-Korrektur sei durch Abbildung 35 verdeutlicht, in der  $\bar{\chi}_{mit\ QED}/\bar{\chi}_{ohne\ QED}$  in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen ist. Um diese Energieabhängigkeit zu untersuchen, wurden einige Millionen Monte Carlo Ereignisse mit dem Programm JETSET 7.3 in Verbindung mit DYMU3 generiert.

---

<sup>43</sup>Deep Inelastic lepton-hadron Scattering

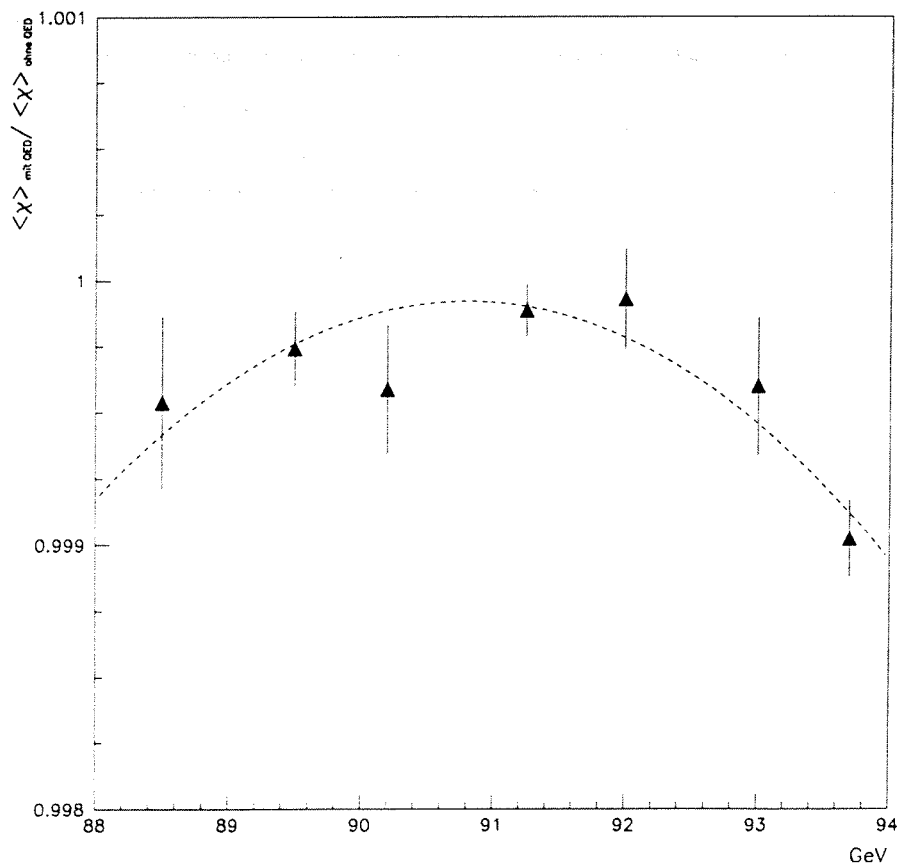


Abbildung 35:

Verhältnis des Mittelwertes  $\bar{\chi}$  der *BEEC* bei den hadronischen Verteilungen, die man mit "eingeschalteter" bzw. mit "ausgeschalteter" QED erhält, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

Wie man in Abbildung 35 sieht, tritt der QED-Effekt besonders in den äußeren Energiepunkten in Erscheinung. Man erwartet für die Hadronisierungskorrektur eine zu  $1/\sqrt{s}$  proportionale Energieabhängigkeit. Dies bestätigt sich in den folgenden Abbildungen. Da die Detektorkorrektur keine Energieabhängigkeit zeigte, wurde sie nicht für die einzelnen Energiepunkte variiert. In den Histogrammen 36 bis 38 sind die Fitresultate der 91'iger *BEEC*-Verteilungen für die Energiepunkte 88.5, 91.2 und 93.7 GeV dargestellt und die Tabellen 15 bis 18 im Anhang zeigen die Zentralwerte sowie die experimentellen statistischen Fehler der 91'iger *EEC*-Verteilungen für die verschiedenen Schwerpunktsenergien.

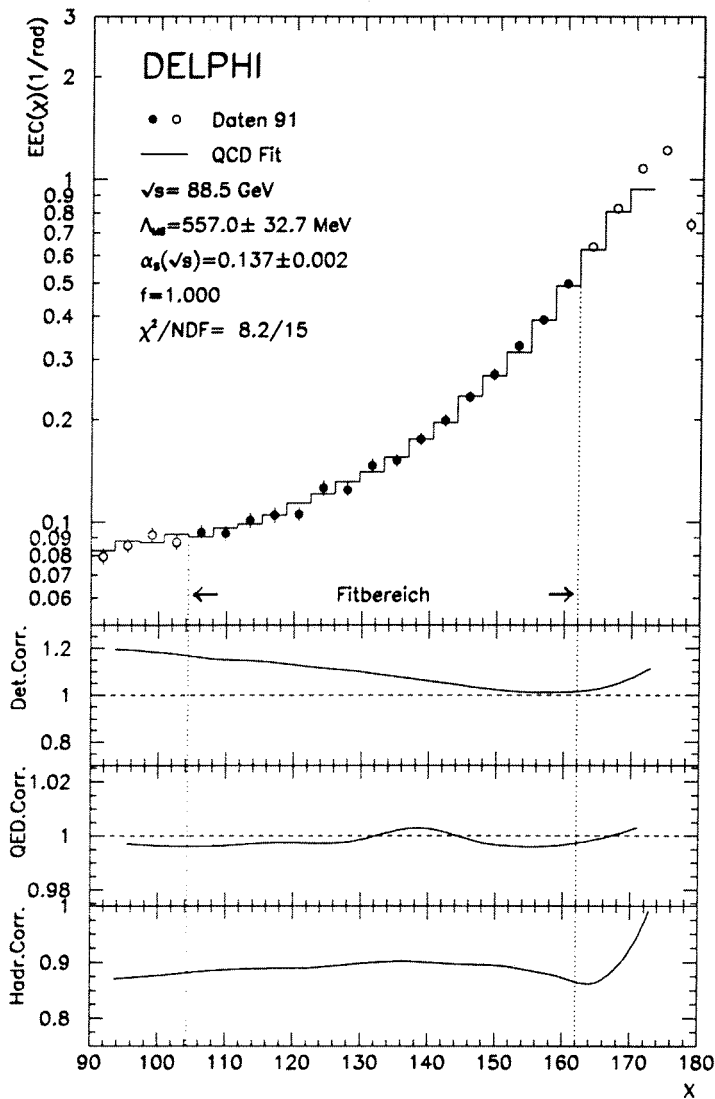


Abbildung 36:

**Oberstes Bild:** Gemessene 91'iger *BEEC*-Verteilung korrigiert auf Akzeptanz und Bremsstrahlphotonen. Das Histogramm präsentiert das Ergebnis eines Fits an die Daten in der kombinierten Theorie im  $\ln R$ -Schema bei einer Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$ . **Zweit oberstes Bild:** Lineare Detektorkorrektur. **Zweit unterstes Bild:** Lineare QED-Korrektur. **Unterstes Bild:** Größe der Hadronisierungskorrektur.

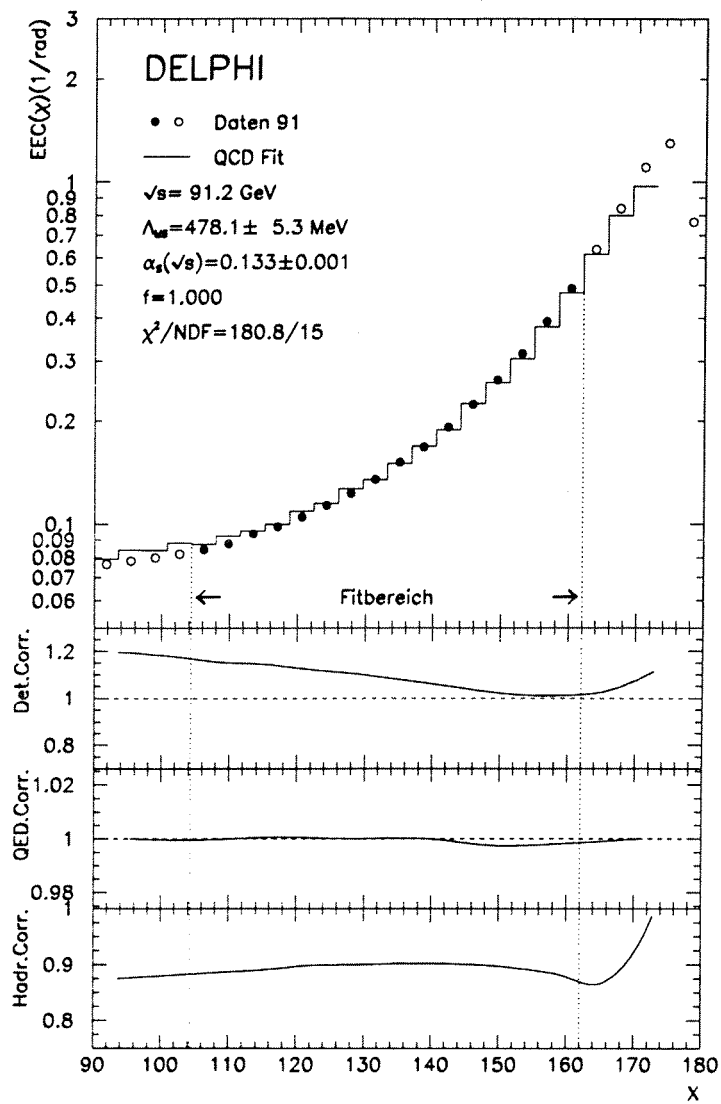


Abbildung 37: Wie Abbildung 36, aber bei der Energie  $91.2 \text{ GeV}$ .

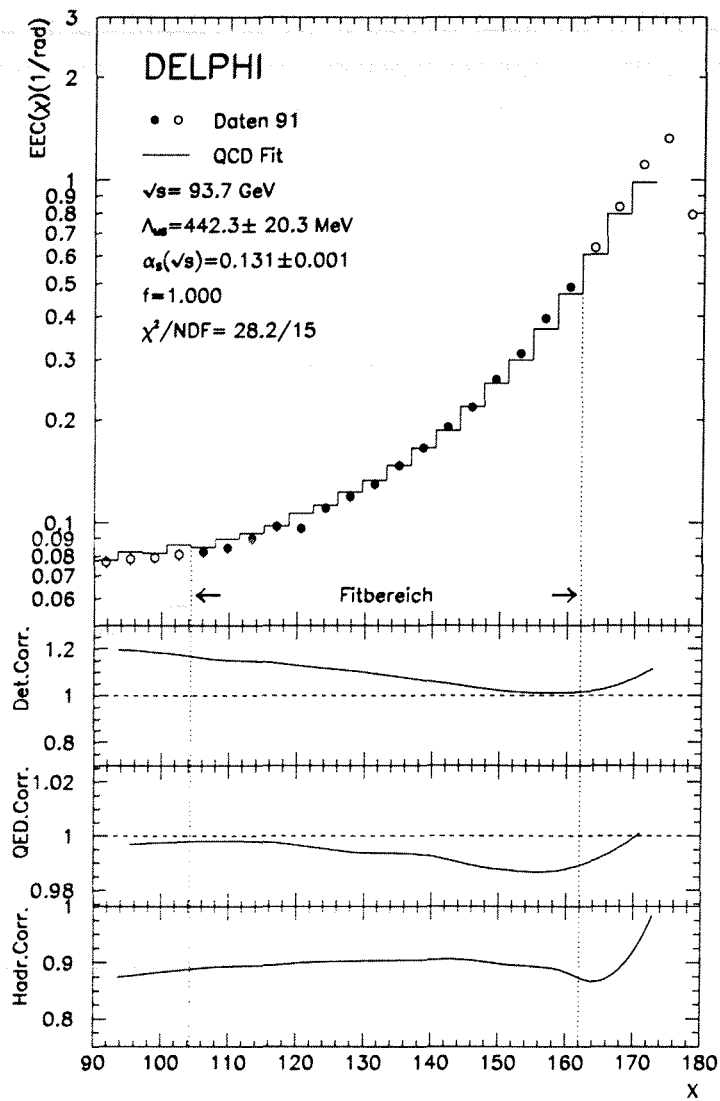


Abbildung 38: Wie Abbildung 36, aber bei der Energie  $93.7 \text{ GeV}$ .

Die für jeden Energiepunkt getrennt durchgeführte Analyse der 91'iger DELPHI-Daten liefert, extrahiert aus der *BEEC*-Verteilung, die im Anhang in Tabelle 20 tabellierten  $\alpha_S$ -Werte. Ein linearer  $\chi^2$ -Fit an diese  $\alpha_S$ -Werte ist in Abbildung 39 dargestellt. Das Ergebnis der Messung der Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  und die Erwartung der einzelnen Modelle gemäß Tabelle 2 ist in Tabelle 11 zu sehen.

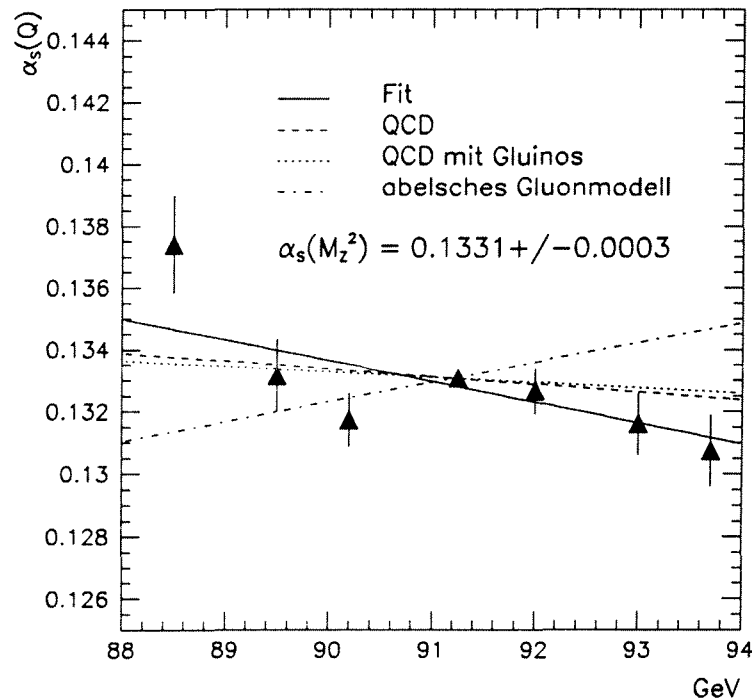


Abbildung 39: Fit an die Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  gemessen mit der 91'iger *BEEC*-Verteilung im  $\ln R$ -Schema bei der Renormierungsskala  $\mu^2 = M_Z^2$ .

Modell	$d\alpha_S/dQ$	$\Delta\alpha_S/\sigma$
QCD	$-2.50 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	1.65
QCD mit Gluinos	$-1.72 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	1.95
abelsches Gluonmodell	$6.38 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	5.13
Messung	$(-6.70 \pm 2.55) \times 10^{-4} GeV^{-1}$	—

Tabelle 11: Erwartung der verschiedenen Modelle für die Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  und das Ergebnis der Messung. Hierbei wurde der bei der Energie von  $91.2 GeV$  gemessene  $\alpha_S$ -Wert von 0.1331 zu Grunde gelegt.



## 8.2 Kombiniertes Resultat

Kombiniert man das Ergebnis für die Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  aus der vorliegenden Analyse mit dem Resultat aus der Doktorarbeit von A.Wehr [15], ergibt sich das in Tabelle 12 dargestellte Gesamtergebnis. Das Gesamtergebnis wurde unter Verwen-

Modell	$d\alpha_S/dQ$	$\Delta\alpha_S/\sigma$
QCD	$-2.02 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	0.55
QCD mit Gluinos	$-1.40 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	0.80
abelsches Gluonmodell	$5.17 \times 10^{-4} GeV^{-1}$	3.43
Messung	$(-3.4 \pm 2.5) \times 10^{-4} GeV^{-1}$	–

Tabelle 12:

Erwartung der verschiedenen Modelle für die Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  und das kombinierte Gesamtergebnis der Messung. Hierbei wurde der bei der Energie von  $91.2 GeV$  gemessene  $\alpha_S$ -Wert von  $0.120$  zu Grunde gelegt (kombinierter  $\alpha_S$ -Wert).

derselben Gewichte abgeleitet, die zur Bestimmung des kombinierten  $\alpha_S$ -Wertes benutzt wurden. Die gemessene Steigung der Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  ist konsistent mit der QCD aber wegen des kleinen Hebelarmes der Energievariation kann die Frage nach der Existenz von leichten Gluinos nicht abschließend beantwortet werden. Das abelsche Gluonmodell kann jedoch mit mehr als drei Standardabweichungen auf einem Vertrauensniveau von über 99.1 % ausgeschlossen werden.



## 9. Zusammenfassung

516000 hadronische  $Z^0$ -Zerfallsereignisse, 1992 mit dem DELPHI-Detektor am LEP-Speicherring aufgenommen, wurden in Hinblick auf die Energie-Energie-Korrelation und ihrer Asymmetrie analysiert. Diese beiden Ereignisformgrößen wurden nach Korrektur auf Akzeptanz und Abstrahlung von Photonen aus dem Anfangszustand mit den Ergebnissen der anderen LEP-Experimente verglichen und zeigten sich in guter Übereinstimmung mit ihnen. Nach Berücksichtigung von Hadronisierungseffekten konnte eine neuartige Messung der starken Kopplungskonstante  $\alpha_S$  unter Verwendung der "next-to-leading-logarithm approximation" (NLLA) der QCD durchgeführt werden. Diese neue Methode, vorgeschlagen von Catani, Trentadue, Turnock und Webber [7, 8, 9, 10], impliziert zum einen Terme der zweiten Ordnung Störungstheorie und zum anderen die resummierten führenden sowie nächstführenden Logarithmen in allen Ordnungen von  $\alpha_S$ .

In der vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe der "Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation" (BEEC) die starke Kopplungskonstante  $\alpha_S$  bestimmt. Der Fitbereich konnte zum infraroten Grenzwert hin ausgedehnt werden und man beobachtete bei der  $\alpha_S$ -Messung eine reduzierte Abhängigkeit von der Renormierungsskala  $\mu^2/Q^2$ . Beide Vorteile der NLLA-Rechnung gegenüber einer reinen zweiten Ordnungs-Analyse resultieren aus dem Vorhandensein von Termen beliebig hoher  $\alpha_S$ -Potenzen. Es ergibt sich aus der BEEC-Verteilung der 92'iger DELPHI-Daten bei der Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$  der folgende Wert für  $\alpha_S$  :

$$\alpha_S = 0.133 \pm 0.002(\text{stat+exp}) \pm 0.002(\text{hadr}) \pm 0.008(\text{theo})$$

Faßt man die Fehler zusammen, liefert dies :

$$\alpha_S = 0.133 \pm 0.008 \text{ bei der Skala } \mu^2 = M_Z^2$$

Das 92'iger NLLA Gesamtergebnis unter Verwendung der Resultate aus [15] ist unter Berücksichtigung der statistischen Korrelationen für das  $\ln R$ - sowie für das  $R - G_{21}$  Schema bei der Renormierungsskala von  $\mu^2 = M_Z^2$  :

$$\alpha_S = 0.120 \pm 0.002(\text{exp}) \pm 0.002(\text{hadr}) \pm 0.005(\text{theo})$$

Die Fehler quadratisch addiert, führt auf :

$$\alpha_S = 0.120 \pm 0.006 \text{ bei der Skala } \mu^2 = M_Z^2$$

Dieses Resultat ist konsistent mit früheren NLLA-Analysen der übrigen LEP-Experimente [11, 12, 13, 14].

Eine weitere Analyse, die der interessanten Frage nach der Existenz leichter, elektrisch neutraler, farbgeladener Fermionen nachgeht, konnte zum Teil erfolgreich abgeschlossen

werden. Die Existenz dieser leichten Gluinos sollte sich in einer schwächeren Energieabhängigkeit der  $\alpha_S$ -Messung widerspiegeln. Aus diesem Grund wurden die DELPHI-Daten aus dem Jahr 1991, in diesem Jahr wurde die Schwerpunktsenergie bei LEP zwischen 88.5 und 93.7 GeV variiert, gemäß ihrer Energie sortiert und die Back-To-Back Energie-Energie-Korrelation für jeden Energiepunkt untersucht. Um der Energieabhängigkeit der an die Daten angebrachten Korrekturen gerecht zu werden, wurden Hadronisierungs- und insbesondere QED-Korrekturen für jeden Energiepunkt getrennt ausgerechnet. Das kombinierte Gesamtergebnis der Steigung von  $\alpha_S$  bei der Schwerpunktsenergie von  $Q^2 = M_Z^2$  lautet:

$$d\alpha_S/dQ = (-3.4 \pm 2.5) \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$$

Dies Ergebnis ist konsistent mit der QCD aber wegen des kleinen Hebelarmes der Energievariation kann die Frage nach der Existenz von leichten Gluinos nicht abschließend beantwortet werden. Das abelsche Gluonmodell kann jedoch mit mehr als drei Standardabweichungen auf einem Vertrauensniveau von über 99.1 % ausgeschlossen werden.

## 10. Anhang

### 10.1 Datenverteilungen für 1992

$\chi_{EEC}$	$EEC(180^\circ - \chi_{EEC}) \pm (\text{stat}) \pm (\text{exp})$	$EEC(\chi_{EEC}) \pm (\text{stat}) \pm (\text{exp})$
1.8	0.7699 $\pm 0.0082 \pm 0.0105$	2.1905 $\pm 0.0136 \pm 0.0206$
5.4	1.2969 $\pm 0.0087 \pm 0.0059$	1.2967 $\pm 0.0070 \pm 0.0024$
9.0	1.1004 $\pm 0.0067 \pm 0.0052$	0.8941 $\pm 0.0046 \pm 0.0022$
12.6	0.8384 $\pm 0.0052 \pm 0.0035$	0.6127 $\pm 0.0033 \pm 0.0029$
16.2	0.6343 $\pm 0.0041 \pm 0.0022$	0.4366 $\pm 0.0025 \pm 0.0021$
19.8	0.4929 $\pm 0.0034 \pm 0.0016$	0.3220 $\pm 0.0020 \pm 0.0017$
23.4	0.3920 $\pm 0.0028 \pm 0.0023$	0.2498 $\pm 0.0016 \pm 0.0021$
27.0	0.3175 $\pm 0.0024 \pm 0.0013$	0.2032 $\pm 0.0014 \pm 0.0014$
30.6	0.2649 $\pm 0.0021 \pm 0.0012$	0.1723 $\pm 0.0013 \pm 0.0012$
34.2	0.2237 $\pm 0.0019 \pm 0.0012$	0.1505 $\pm 0.0012 \pm 0.0012$
37.8	0.1943 $\pm 0.0017 \pm 0.0011$	0.1330 $\pm 0.0011 \pm 0.0009$
41.4	0.1690 $\pm 0.0016 \pm 0.0007$	0.1207 $\pm 0.0011 \pm 0.0013$
45.0	0.1503 $\pm 0.0015 \pm 0.0007$	0.1104 $\pm 0.0010 \pm 0.0007$
48.6	0.1359 $\pm 0.0014 \pm 0.0012$	0.1019 $\pm 0.0010 \pm 0.0005$
52.2	0.1231 $\pm 0.0013 \pm 0.0005$	0.0962 $\pm 0.0010 \pm 0.0007$
55.8	0.1133 $\pm 0.0012 \pm 0.0010$	0.0905 $\pm 0.0009 \pm 0.0007$
59.4	0.1048 $\pm 0.0012 \pm 0.0004$	0.0872 $\pm 0.0009 \pm 0.0006$
63.0	0.0979 $\pm 0.0011 \pm 0.0004$	0.0839 $\pm 0.0009 \pm 0.0006$
66.6	0.0925 $\pm 0.0011 \pm 0.0006$	0.0806 $\pm 0.0009 \pm 0.0005$
70.2	0.0881 $\pm 0.0010 \pm 0.0003$	0.0787 $\pm 0.0009 \pm 0.0005$
73.8	0.0848 $\pm 0.0010 \pm 0.0007$	0.0769 $\pm 0.0009 \pm 0.0005$
77.4	0.0821 $\pm 0.0010 \pm 0.0005$	0.0762 $\pm 0.0009 \pm 0.0007$
81.0	0.0794 $\pm 0.0009 \pm 0.0004$	0.0750 $\pm 0.0009 \pm 0.0006$
84.6	0.0777 $\pm 0.0009 \pm 0.0005$	0.0751 $\pm 0.0009 \pm 0.0003$
88.2	0.0765 $\pm 0.0009 \pm 0.0007$	0.0757 $\pm 0.0009 \pm 0.0006$

Tabelle 13:

Die Verteilung der Energie-Energie-Korrelation korrigiert auf Detektorakzeptanz und Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand.

$\chi_{EEC}$	$AEEC(\chi_{EEC}) \pm (\text{stat}) \pm (\text{exp})$	
9.0	0.2147	$\pm 0.0126 \pm 0.0095$
12.6	0.2318	$\pm 0.0079 \pm 0.0034$
16.2	0.2005	$\pm 0.0057 \pm 0.0027$
19.8	0.1724	$\pm 0.0044 \pm 0.0021$
23.4	0.1430	$\pm 0.0036 \pm 0.0020$
27.0	0.1145	$\pm 0.0030 \pm 0.0011$
30.6	0.0926	$\pm 0.0026 \pm 0.0005$
34.2	0.0733	$\pm 0.0022 \pm 0.0008$
37.8	0.0613	$\pm 0.0020 \pm 0.0012$
41.4	0.0485	$\pm 0.0018 \pm 0.0010$
45.0	0.0400	$\pm 0.0016 \pm 0.0003$
48.6	0.0340	$\pm 0.0015 \pm 0.0010$
52.2	0.0271	$\pm 0.0014 \pm 0.0004$
55.8	0.0229	$\pm 0.0013 \pm 0.0004$
59.4	0.0181	$\pm 0.0012 \pm 0.0004$
63.0	0.0145	$\pm 0.0011 \pm 0.0004$
66.6	0.0122	$\pm 0.0011 \pm 0.0003$
70.2	0.0097	$\pm 0.0010 \pm 0.0004$
73.8	0.0080	$\pm 0.0010 \pm 0.0002$
77.4	0.0059	$\pm 0.0009 \pm 0.0002$
81.0	0.0043	$\pm 0.0010 \pm 0.0003$
84.6	0.0026	$\pm 0.0010 \pm 0.0002$
88.2	0.0007	$\pm 0.0010 \pm 0.0027$

Tabelle 14:

Die Verteilung der Asymmetrie der Energie-Energie-Korrelation korrigiert auf Detektorakzeptanz und Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand.

## 10.2 Datenverteilungen für 1991

$\chi$	88.5 GeV		89.5 GeV	
	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$
1.8	0.7392±0.0685	2.1580±0.1163	0.7560±0.0533	2.1674±0.0885
5.4	1.2206±0.0713	1.2478±0.0596	1.2770±0.0581	1.2624±0.0454
9.0	1.0787±0.0606	0.8752±0.0410	1.0964±0.0459	0.8822±0.0315
12.6	0.8233±0.0439	0.5995±0.0296	0.8562±0.0344	0.6142±0.0230
16.2	0.6362±0.0358	0.4495±0.0236	0.6369±0.0270	0.4360±0.0179
19.8	0.4976±0.0306	0.3297±0.0193	0.5039±0.0234	0.3223±0.0139
23.4	0.3898±0.0240	0.2590±0.0159	0.3886±0.0189	0.2544±0.0117
27.0	0.3274±0.0233	0.2082±0.0143	0.3291±0.0177	0.2020±0.0097
30.6	0.2698±0.0209	0.1718±0.0113	0.2678±0.0162	0.1662±0.0088
34.2	0.2321±0.0175	0.1510±0.0110	0.2228±0.0134	0.1458±0.0083
37.8	0.1981±0.0166	0.1329±0.0099	0.1911±0.0119	0.1324±0.0088
41.4	0.1750±0.0146	0.1234±0.0114	0.1670±0.0111	0.1187±0.0076
45.0	0.1517±0.0130	0.1123±0.0098	0.1501±0.0105	0.1101±0.0072
48.6	0.1464±0.0147	0.1050±0.0094	0.1380±0.0098	0.1079±0.0075
52.2	0.1244±0.0119	0.0982±0.0104	0.1279±0.0101	0.1019±0.0078
55.8	0.1259±0.0139	0.0922±0.0091	0.1123±0.0088	0.0934±0.0067
59.4	0.1055±0.0105	0.0867±0.0090	0.1041±0.0084	0.0857±0.0065
63.0	0.1049±0.0115	0.0802±0.0082	0.0938±0.0072	0.0859±0.0072
66.6	0.1011±0.0110	0.0838±0.0089	0.0937±0.0083	0.0773±0.0061
70.2	0.0925±0.0096	0.0809±0.0101	0.0862±0.0070	0.0756±0.0061
73.8	0.0934±0.0097	0.0773±0.0093	0.0837±0.0073	0.0748±0.0059
77.4	0.0872±0.0086	0.0776±0.0082	0.0804±0.0070	0.0780±0.0067
81.0	0.0919±0.0101	0.0848±0.0111	0.0785±0.0065	0.0750±0.0062
84.6	0.0855±0.0087	0.0839±0.0096	0.0793±0.0070	0.0749±0.0071
88.2	0.0793±0.0091	0.0797±0.0088	0.0774±0.0067	0.0784±0.0068

Tabelle 15:

Die Verteilung der 91'iger Energie-Energie-Korrelation, gemessen bei den Energien 88.5 und 89.5 GeV, korrigiert auf Detektorakzeptanz und Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand. Die systematischen Fehler in jedem Bin sind Tabelle 13 zu entnehmen ( $\chi + \beta = 180^\circ$ ).

$\chi$	90.2 GeV		91.2 GeV	
	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$
1.8	0.8001±0.0414	2.1749±0.0671	0.7651±0.0133	2.1625±0.0218
5.4	1.3221±0.0449	1.3019±0.0359	1.2977±0.0142	1.2928±0.0116
9.0	1.0826±0.0328	0.8826±0.0234	1.1073±0.0111	0.8922±0.0076
12.6	0.8332±0.0259	0.6050±0.0170	0.8370±0.0084	0.6075±0.0055
16.2	0.6258±0.0204	0.4296±0.0129	0.6352±0.0067	0.4354±0.0042
19.8	0.4858±0.0170	0.3273±0.0108	0.4891±0.0055	0.3200±0.0033
23.4	0.3859±0.0148	0.2486±0.0090	0.3910±0.0047	0.2500±0.0028
27.0	0.3160±0.0125	0.2038±0.0076	0.3153±0.0040	0.2030±0.0024
30.6	0.2646±0.0109	0.1693±0.0069	0.2629±0.0036	0.1705±0.0022
34.2	0.2263±0.0103	0.1466±0.0062	0.2230±0.0032	0.1480±0.0020
37.8	0.1896±0.0093	0.1287±0.0060	0.1917±0.0029	0.1308±0.0019
41.4	0.1700±0.0086	0.1169±0.0057	0.1676±0.0026	0.1192±0.0018
45.0	0.1504±0.0079	0.1107±0.0056	0.1512±0.0025	0.1089±0.0017
48.6	0.1309±0.0070	0.1015±0.0054	0.1350±0.0023	0.1021±0.0017
52.2	0.1202±0.0069	0.0945±0.0050	0.1230±0.0022	0.0950±0.0016
55.8	0.1134±0.0065	0.0914±0.0052	0.1135±0.0021	0.0901±0.0016
59.4	0.1000±0.0058	0.0879±0.0049	0.1049±0.0020	0.0867±0.0016
63.0	0.0961±0.0058	0.0855±0.0051	0.0985±0.0019	0.0833±0.0016
66.6	0.0925±0.0058	0.0796±0.0048	0.0937±0.0019	0.0806±0.0015
70.2	0.0882±0.0056	0.0783±0.0050	0.0879±0.0018	0.0783±0.0015
73.8	0.0824±0.0052	0.0752±0.0046	0.0844±0.0017	0.0767±0.0015
77.4	0.0807±0.0053	0.0770±0.0050	0.0820±0.0017	0.0761±0.0016
81.0	0.0792±0.0049	0.0734±0.0048	0.0798±0.0017	0.0754±0.0016
84.6	0.0788±0.0052	0.0754±0.0048	0.0781±0.0016	0.0753±0.0016
88.2	0.0741±0.0047	0.0754±0.0049	0.0764±0.0016	0.0757±0.0016

Tabelle 16: Wie Tabelle 15, aber für die Energien 90.2 und 91.2 GeV.



$\chi$	92.0 GeV		93.0 GeV	
	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$
1.8	0.7984±0.0346	2.1779±0.0571	0.8126±0.0482	2.2260±0.0791
5.4	1.2975±0.0367	1.3139±0.0304	1.3086±0.0493	1.2916±0.0404
9.0	1.0978±0.0287	0.8940±0.0198	1.0915±0.0387	0.8887±0.0266
12.6	0.8357±0.0222	0.5999±0.0140	0.8452±0.0303	0.5979±0.0192
16.2	0.6391±0.0180	0.4257±0.0107	0.6264±0.0231	0.4332±0.0146
19.8	0.4943±0.0144	0.3158±0.0087	0.4831±0.0198	0.3154±0.0118
23.4	0.3841±0.0122	0.2451±0.0073	0.3819±0.0163	0.2440±0.0096
27.0	0.3130±0.0108	0.1949±0.0062	0.3033±0.0136	0.1996±0.0084
30.6	0.2566±0.0094	0.1633±0.0054	0.2569±0.0120	0.1677±0.0076
34.2	0.2208±0.0083	0.1458±0.0054	0.2160±0.0109	0.1444±0.0071
37.8	0.1889±0.0073	0.1297±0.0051	0.1885±0.0100	0.1275±0.0067
41.4	0.1689±0.0071	0.1151±0.0047	0.1632±0.0093	0.1156±0.0067
45.0	0.1481±0.0064	0.1081±0.0048	0.1546±0.0098	0.1046±0.0061
48.6	0.1356±0.0063	0.1018±0.0048	0.1352±0.0089	0.1002±0.0063
52.2	0.1249±0.0058	0.0941±0.0045	0.1235±0.0080	0.0922±0.0064
55.8	0.1158±0.0056	0.0889±0.0040	0.1171±0.0075	0.0905±0.0061
59.4	0.1025±0.0051	0.0858±0.0041	0.1044±0.0069	0.0840±0.0054
63.0	0.0966±0.0048	0.0843±0.0041	0.0983±0.0066	0.0804±0.0053
66.6	0.0967±0.0050	0.0790±0.0041	0.0909±0.0068	0.0793±0.0054
70.2	0.0882±0.0047	0.0791±0.0043	0.0867±0.0065	0.0778±0.0056
73.8	0.0842±0.0046	0.0783±0.0046	0.0805±0.0059	0.0736±0.0052
77.4	0.0841±0.0044	0.0740±0.0039	0.0809±0.0059	0.0746±0.0054
81.0	0.0802±0.0044	0.0745±0.0040	0.0755±0.0057	0.0729±0.0051
84.6	0.0800±0.0047	0.0765±0.0042	0.0785±0.0060	0.0720±0.0054
88.2	0.0755±0.0040	0.0758±0.0041	0.0732±0.0053	0.0731±0.0052

Tabelle 17: Wie Tabelle 15, aber für die Energien 92.0 und 93.0 GeV.

$\chi$	93.7 GeV	
	$EEC_{\beta} \pm (\text{stat})$	$EEC_{\chi} \pm (\text{stat})$
1.8	0.7929±0.0540	2.1910±0.0858
5.4	1.3260±0.0572	1.2961±0.0453
9.0	1.1085±0.0436	0.8861±0.0299
12.6	0.8345±0.0331	0.6097±0.0217
16.2	0.6339±0.0265	0.4260±0.0165
19.8	0.4873±0.0225	0.3159±0.0132
23.4	0.3943±0.0200	0.2427±0.0111
27.0	0.3119±0.0162	0.1994±0.0099
30.6	0.2617±0.0144	0.1702±0.0090
34.2	0.2173±0.0128	0.1478±0.0084
37.8	0.1899±0.0114	0.1320±0.0075
41.4	0.1655±0.0110	0.1130±0.0070
45.0	0.1469±0.0100	0.1080±0.0071
48.6	0.1297±0.0092	0.0997±0.0067
52.2	0.1191±0.0091	0.0940±0.0073
55.8	0.1104±0.0082	0.0872±0.0063
59.4	0.0962±0.0072	0.0827±0.0060
63.0	0.0977±0.0084	0.0820±0.0069
66.6	0.0897±0.0078	0.0783±0.0066
70.2	0.0844±0.0070	0.0755±0.0064
73.8	0.0823±0.0069	0.0759±0.0061
77.4	0.0808±0.0069	0.0757±0.0059
81.0	0.0791±0.0063	0.0801±0.0071
84.6	0.0784±0.0067	0.0780±0.0065
88.2	0.0768±0.0066	0.0766±0.0061

Tabelle 18: Wie Tabelle 15, aber für die Energie 93.7 GeV.

### 10.3 Ergänzende Tabellen

$\mu^2/M_Z^2$	$\alpha_S - (\ln R)$	$\alpha_S - (R - G_{21})$	$\alpha_S - (R)$
0.25	$0.1256 \pm 0.0003$	$0.1353 \pm 0.0004$	$0.1194 \pm 0.0004$
0.50	$0.1293 \pm 0.0003$	$0.1343 \pm 0.0004$	$0.1219 \pm 0.0004$
0.70	$0.1312 \pm 0.0003$	$0.1340 \pm 0.0003$	$0.1233 \pm 0.0004$
1.00	$0.1335 \pm 0.0003$	$0.1339 \pm 0.0003$	$0.1248 \pm 0.0004$
1.50	$0.1362 \pm 0.0004$	$0.1342 \pm 0.0003$	$0.1266 \pm 0.0004$
2.00	$0.1383 \pm 0.0004$	$0.1345 \pm 0.0003$	$0.1280 \pm 0.0004$
4.00	$0.1439 \pm 0.0004$	$0.1358 \pm 0.0003$	$0.1316 \pm 0.0005$

Tabelle 19:

$\alpha_S(M_Z^2)$ -Werte bei verschiedenen Renormierungsskalen gemessen an der 92'iger *BEEC*-Verteilung bei Verwendung der Schemata  $\ln R$ ,  $R - G_{21}$  und  $R$ . Der Fehler ist der vom Programm MINUIT angegebene statistische Fehler.

Schwerpunktsenergie in GeV	$\alpha_S$ - Wert
88.5	$0.1374 \pm 0.0016$
89.5	$0.1332 \pm 0.0012$
90.2	$0.1317 \pm 0.0009$
91.2	$0.1331 \pm 0.0003$
92.0	$0.1327 \pm 0.0007$
93.0	$0.1316 \pm 0.0010$
93.7	$0.1307 \pm 0.0011$

Tabelle 20:

Gemessene Energieabhängigkeit von  $\alpha_S$  bei der Analyse der 91'iger *BEEC*-Verteilung. Der Fehler ist der vom Programm MINUIT angegebene statistische Fehler.



## Literatur

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
- [3] A. Salam, Proceedings of the 8th. Nobel Symposium **36** (1968)
- [4] OPAL coll., M.Z. Akrawy et al.: Phys. Lett. **B235** (1990) 389;  
DELPHI coll., P. Abreu et al.: Phys. Lett. **B247** (1990) 167;  
L3 coll., B. Adeva et al.: Phys. Lett. **B248** (1990) 464;  
MARK II coll., S. Komamiya et al.: Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 987;  
DELPHI coll., P. Abreu et al.: Phys. Lett. **B252** (1990) 149;  
OPAL coll., M.Z. Akrawy et al.: Phys. Lett. **B252** (1990) 159;  
OPAL coll., M.Z. Akrawy et al.: Z. Phys. **C49** (1991) 375;  
ALEPH coll., D. Decamp et al.: Phys. Lett. **B255** (1991) 623;  
L3 coll., B. Adeva et al.: Phys. Lett. **B257** (1991) 469;  
ALEPH coll., D. Decamp et al.: Phys. Lett. **B257** (1991) 479;  
OPAL coll., P.D. Acton et al.: Phys. Lett. **B276** (1992) 547
- [5] OPAL coll., P.D. Acton et al.: Z. Phys. **C55** (1992) 1  
A global determination of  $\alpha_S(M_{Z^0})$  at LEP
- [6] DELPHI coll., P. Abreu et al.: Z. Phys. **C54** (1992) 55  
Determination of  $\alpha_S$  in second order QCD from hadronic Z decays
- [7] G. Turnock: Preprint Cavendish-HEP-92/3 (1992)  
Energy-Energy Correlation Distribution in  $e^+e^-$  Annihilation
- [8] S. Catani, G. Turnock, B.R. Webber and L. Trentadue:  
Phys. Lett. **B263** (1991) 491  
Thrust distribution in  $e^+e^-$  annihilation
- [9] S. Catani, G. Turnock and B.R. Webber:  
Phys. Lett. **B272** (1991) 368  
Heavy Jet Mass Distribution in  $e^+e^-$  Annihilation
- [10] S. Catani, G. Turnock and B.R. Webber:  
Preprint CERN-TH. 6570/92 (1992)  
Jet Broadening Measures in  $e^+e^-$  Annihilation
- [11] OPAL coll., P.D. Acton et al.: Z. Phys. **C59** (1993) 1  
A determination of  $\alpha_S(M_{Z^0})$  at LEP using resummed QCD calculations
- [12] ALEPH coll., D. Decamp et al.: Phys. Lett. **B284** (1992) 163  
Measurements of  $\alpha_S$  in hadronic Z decays using all-orders resummed predictions

- [13] L3 coll., B. Adeva et al.: Phys. Lett. **B284** (1992) 471  
Determination of  $\alpha_S$  from hadronic Event Shapes measured on the  $Z^0$  resonance
- [14] DELPHI coll., P. Abreu et al.: Z. Phys. **C59** (1993) 21  
Determination of  $\alpha_S$  using the next-to-leading-log approximation of QCD
- [15] Andreas Wehr, Doktorarbeit BUGH Wuppertal, WUB-DIS 94-2
- [16] O. Nachtmann, (1986) Vieweg  
Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik
- [17] Z. Kunszt, P. Nason: in "Z Physics at LEP 1", ed. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08, Geneva (1989), Vol. 1, p. 373.  
QCD
- [18] P. Becher, M. Böhm, H. Joos, B.G. Teubner Stuttgart (1983)  
Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung
- [19] J.C. Pati und A. Salam, Phys. Rev. **D8** (1973) 1240
- [20] H. Georgi und L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438
- [21] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447  
Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP
- [22] D.V. Akulov und V.P. Volkov, JETP Lett. **16** (1972) 438
- [23] J. Wess und B. Zumino, Phys. Lett. **49B** (1974a) 52
- [24] J. Wess und B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974b) 39
- [25] M. Jezabek and J.H. Kühn, Phys. Lett. **B 301** (1993) 121  
LIGHT GLUINOS IN  $Z^0$  DECAYS ?
- [26] D. Bailin & A. Love, Adam Hilger, Bristol and Boston (1986)  
Introduction to Gauge Field Theory
- [27] J. Ellis, D.V. Nanopoulos, D.A. Ross, Phys. Lett. **B 305** (1993) 375,  
Perturbative QCD data are consistent with light gluinos
- [28] T. Hebbeker, Z. Phys. **C60** (1993) 63  
Determination of the effective number of light strongly interacting fermions from  $e^+e^-$  data
- [29] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. **B234** (1990) 209;  
DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., Phys. Lett. **B240** (1990) 271;  
OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al., CERN-EP/90-48, April 1990

- [30] T. Sjöstrand: in "Z Physics at LEP 1", ed. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08, Geneva (1989), Vol. 3, p. 143.  
QCD GENERATORS
- [31] R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano, Nucl. Phys. **B178** (1981) 421
- [32] DELPHI coll., P. Abreu et al.: Physics Letters **B247** (1990) 167  
A comparison of jet production rates on the  $Z^0$  resonance to perturbative QCD
- [33] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan, Phys. Lett. **B165** 147,  
Leningrad preprint 1051 (1985)
- [34] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136** (1978) 1
- [35] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105
- [36] JADE Collaboration, W. Bartel et. al., Phys. Lett. **B101** (1981) 129 Z. Physik **C21** (1983) 37
- [37] X. Artru, G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93
- [38] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [39] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **39** (1986) 347  
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Computer Physics Commun. **43** (1987) 367
- [40] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461
- [41] U. Pettersson, LU TP 88-5 (April 1988)  
ARIADNE, A Monte Carlo for QCD Cascades in the Colour Dipole Formulation  
L. Lönnblad and U. Pettersson, LU TP 88-15 (Sept. 1988)  
L. Lönnblad, LU TP 89-10 (June 1989)  
A Manual for ARIADNE Version 3
- [42] DELPHI coll., P. Aarnio et al.: Nucl. Inst. Meth. **A303** (1991) 233  
The DELPHI detector at LEP
- [43] DELPHI coll., DELPHI 89-44 PROG 137  
DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide
- [44] DELPHI coll., DELPHI 87-95 PROG 98  
Track Analysis And Graphics Package (TANAGRA) User's Guide
- [45] DELPHI coll., DELPHI 89-6 PROG 126  
Event Viewing Software, Installation Procedure And User's Manual

- [46] DELPHI coll., DELPHI 89-68 PROG 143  
 DELPHI event generation and detector simulation, Ref. manual  
 DELPHI coll., DELPHI 89-87 PROG 142  
 DELPHI event generation and detector simulation, User's guide
- [47] J.E. Campagne, R. Zitoun: *Z. Phys.* **C43** (1989) 169  
 Electromagnetic radiative Corrections at LEP-SLC energies for experimentalists
- [48] Y. Belokopytov et al.: DELPHI 90-37 PROG 154 (1990)  
 Detector Description Application Package
- [49] C. Basham, L. Brown, S. Ellis and S. Love, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1585
- [50] E. Fahri, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587
- [51] T. Chandrahoman and L. Clavelli, *Nucl. Phys.* **B184** (1981) 365
- [52] Mark II coll., A. Petersen et al., *Phys. rev.* **D37** (1988) 1  
 TASSO coll., W. Braunschweig et al., *Z. Phys.* **C45** (1989) 11
- [53] S. Catani: Preprint CERN-TH. 6281/91 (1991)
- [54] B.R. Webber: "Jets in Perturbation Theory", Proceedings of the Workshop "QCD 20 years later", Aachen, June 9 - 13, 1992
- [55] Zhang Gang, Doktorarbeit BUGH Wuppertal, WUB-DIS 92-9
- [56] W. de Boer et al.: Proceedings of the "Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics", Amsterdam 1991. K. Bos, B. van Eijk (eds.), p. 616
- [57] OPAL coll., M. Z. Akrawy et al.: *Z. Phys.* **C47** (1990) 505.



## Tabellenverzeichnis

1	Die drei Fermionfamilien und ihre Flavor-Quantenzahlen. . . . .	4
2	Koeffizienten $b_0$ und $b_1$ der Renormierungsgruppengleichung für verschiedene Modelle . . . . .	16
3	Vergleich des Speicherbedarfs von DST- und MINI-Daten. . . . .	34
4	Thrust $T$ und schwere Jetmasse $\rho^{(T)}$ bei idealen Ereignistopologien. . .	42
5	Gewichte für verschiedene Ereignisgrößen. . . . .	43
6	Die oberen kinematischen Grenzen für die $NLLA$ -Größen. . . . .	47
7	Gesamtzahl der Ereignisse und Anzahl der selektierten $Z^0$ -Ereignisse. .	52
8	Ereigniszahlen der Datensätze zur Berechnung der Systematik. . . . .	63
9	Skalenabhängigkeit der $BEEC$ in $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ und in der kombinierten Theorie.	71
10	Ereigniszahlen der DELPHI-Daten des Jahres '91. . . . .	75
11	Ergebnis der Energieabhängigkeitsmessung von $\alpha_S$ . . . . .	80
12	Kombiniertes Gesamtergebnis der Energieabhängigkeitsmessung von $\alpha_S$ .	81
13	$EEC$ -Verteilung nach Akzeptanzkorrektur . . . . .	85
14	$AEEC$ -Verteilung nach Akzeptanzkorrektur . . . . .	86
15	91'iger $EEC$ -Verteilung bei den Energien 88.5 und 89.5 $GeV$ . . . . .	87
16	91'iger $EEC$ -Verteilung bei den Energien 90.2 und 91.2 $GeV$ . . . . .	88
17	91'iger $EEC$ -Verteilung bei den Energien 92.0 und 93.0 $GeV$ . . . . .	89
18	91'iger $EEC$ -Verteilung bei der Energie 93.7 $GeV$ . . . . .	90
19	Skalenabhängigkeit der 92'iger $BEEC$ -Verteilung. . . . .	91
20	Energieabhängigkeit der 91'iger $BEEC$ -Verteilung. . . . .	91



## Abbildungsverzeichnis

1	Die Zerfälle $n \rightarrow p$ und $\Lambda \rightarrow p$ im Quarkbild. . . . .	6
2	Feynman-Diagramme der Photon-Strahlungskorrekturen. . . . .	7
3	Feynman-Diagramme der elektroschwachen Korrekturen. . . . .	7
4	Die Verzweigungsmöglichkeiten der Partonen. . . . .	8
5	Feynman-Diagramme, die zum "Gleiten" von $\alpha_S$ beitragen. . . . .	9
6	Messungen von $\alpha_S$ bei verschiedenen Energien. . . . .	11
7	R-Verhältnis. . . . .	12
8	Feynman-Diagramme, die zum "Gleiten" von $\alpha_S$ beitragen, unter Berücksichtigung leichter Gluinos. . . . .	15
9	Struktur eines hadronischen Ereignisses. . . . .	17
10	Einige Feynmandiagramme bis zur zweiten Ordnung in $\alpha_S$ . . . . .	19
11	Schematische Darstellung einer Parton-Schauer-Entwicklung in einem $e^+e^-$ Ereignis. . . . .	20
12	Schematische Darstellung des IF-Modells. . . . .	22
13	Schematische Darstellung des SF-Modells. . . . .	24
14	Schematische Darstellung des CF-Modells. . . . .	25
15	Schematische Darstellung des DELPHI-Detektors. . . . .	28
16	Graphische Darstellung eines hadronischen 2-Jet-Ereignisses : Aufsicht. . . . .	35
17	Graphische Darstellung eines hadronischen 2-Jet-Ereignisses : Seitenansicht. . . . .	36
18	Schematische Darstellung der $EEC$ -Verteilung. . . . .	40
19	Theoriekoeffizienten $A_{EEC}$ , $B_{EEC}$ sowie $EEC$ -Verteilung . . . . .	44

20	Daten Monte-Carlo Vergleich für die Impuls- und die Polarwinkelverteilung	50
21	Daten Monte-Carlo Vergleich für die Spurlänge und den Impaktverteilungen $r\phi_{Impakt}$ und $z_{Impakt}$	51
22	Daten Monte-Carlo Vergleich für die Ereignisschnittgrößen	53
23	Tau-Untergrund in der <i>EEC</i> -Verteilung.	54
24	Daten Monte-Carlo Vergleich der unkorrigierten <i>EEC</i> -Verteilung	56
25	Daten Monte-Carlo Vergleich der unkorrigierten <i>AEEC</i> -Verteilung	57
26	Detektorakzeptanz der <i>EEC</i> -und der <i>AEEC</i> -Verteilung	59
27	Vergleich der <i>EEC</i> -Verteilung mit den LEP-Experimenten	60
28	Vergleich der <i>AEEC</i> -Verteilung mit den LEP-Experimenten	61
29	Theoretische Aspekte der NLLA-Theorie bei der <i>BEEC</i> als Funktion von $\chi$ .	66
30	Anpassung der kombinierten Theorie an die <i>BEEC</i> -Verteilung.	68
31	<i>EEC</i> -Verteilung auf Hadronniveau im Vergleich mit Monte Carlo Generatoren.	69
32	Skalenabhängigkeit der <i>BEEC</i> .	70
33	Skalenabhängigkeit in $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ und in der kombinierten Theorie.	71
34	<i>BEEC</i> -Verteilung und globale Ereignisgrößen kombiniert.	73
35	Energieabhängigkeit der QED-Korrektur.	76
36	Anpassung der kombinierten Theorie an die 91'iger <i>BEEC</i> -Verteilung bei der Energie 88.5 GeV.	77
37	Anpassung der kombinierten Theorie an die 91'iger <i>BEEC</i> -Verteilung bei der Energie 91.2 GeV.	78
38	Anpassung der kombinierten Theorie an die 91'iger <i>BEEC</i> -Verteilung bei der Energie 93.7 GeV.	79

39	Fit an die Energieabhängigkeit von $\alpha_S$ . . . . .	80
----	---	----



## Danksagung

Ein Unternehmen in der Größenordnung wie das DELPHI Experiment kann nur durch die Mitarbeit vieler Beteiligter realisiert werden. Ich möchte mich daher bei allen Kollaborationsmitgliedern bedanken, ohne deren Einsatz diese Arbeit nicht zu Stande gekommen wäre.

Weiterhin möchte ich mich bei der Wuppertaler Gruppe bedanken, die durch Kommunikationsbereitschaft und ein freundliches Arbeitsklima effektives Arbeiten zuläßt. Hervorheben möchte ich Herrn Dr. K. Hamacher, der durch gute Vorschläge diese Arbeit vorantrieb.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. J. Drees, der es mir ermöglichte in seiner Forschungsgruppe zu arbeiten. Durch ihn lernte ich bei meinen Aufenthalten am CERN die internationale Zusammenarbeit von Wissenschaftlern schätzen. Er initiierte meine Arbeit und begleitete sie in zahlreichen wertvollen und ergiebigen Diskussionen.

