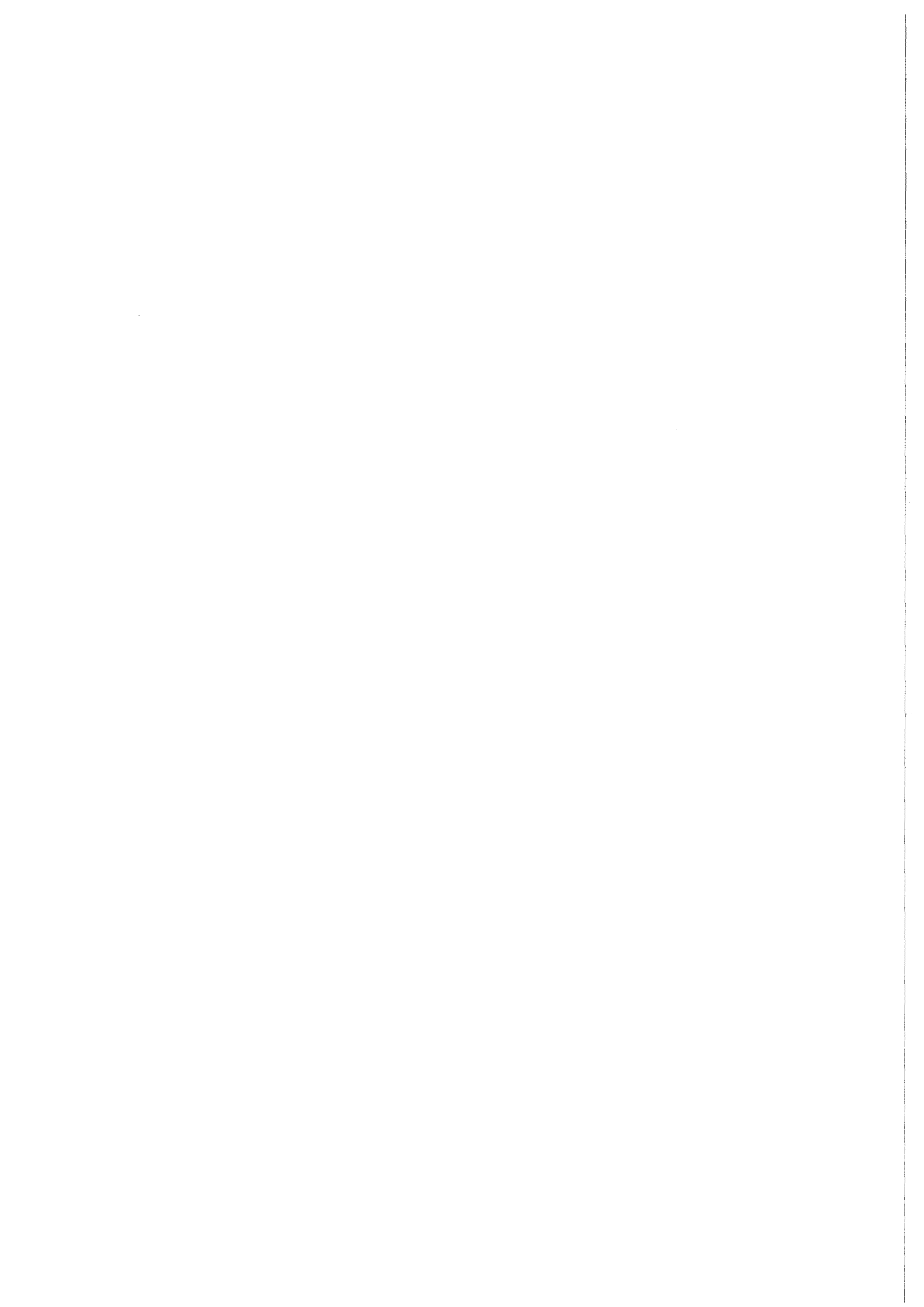


KfK 4489  
November 1988

# 4-Jetereignisse in der $e^+e^-$ -Annihilation

M. Hahn  
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Kernphysik

KfK 4489

4-JETEREIGNISSE IN DER  $e^+e^-$ - ANNIHILATION

Matthias Hahn

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

### 4-Jetereignisse in der $e^+e^-$ -Annihilation

Aus den Daten des CELLO-Experiments am PETRA-Speicherring wurden bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV mit Hilfe eines Cluster-Algorithmus und einer Invariante-Masse - Routine 4-Jetereignisse selektiert. Die 4-Jetrate aus den experimentell gewonnenen Daten wurde mit der 4-Jetrate aus Monte-Carlo Daten, die die 2.Ordnung Störungstheorie, die Leading-Log-Approximation und die optimierte 2.Ordnung Störungstheorie enthalten, verglichen. Als Resultat erhielten wir, daß die Jetraten nur mit der optimierten 2.Ordnung Störungstheorie richtig beschrieben werden können. Außerdem wurde die Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets in den 4-Jetereignissen untersucht. Bei Monte-Carlo Ereignissen in 2.Ordnung QCD ist ein deutlicher Unterschied in der Winkelverteilung mit und ohne Gluonselbstkopplung festzustellen. Das Parton-Schauer Modell (LLA) liefert dieselbe Winkelverteilung wie die 2.Ordnung QCD.

## ABSTRACT

### 4-jet events in the $e^+e^-$ -annihilation

With a cluster-algorithm and a invariant-mass routine we select 4-jet events from the data, which were taken with the CELLO-detektor at the PETRA storage ring at 35 GeV center-of-mass energy. We compare the 4-jet rate of the experimental data with monte-carlo data, which are based on second order pertubation theory, leading-log-approximation and optimized second order pertubation theory. Only the optimized second order QCD is able to describe the jet rates.

We also study the opening angle distribution of the two lowest energy jets in the 4-jet events. In the monte-carlo data in second order QCD we see a difference between the angle distribution where gluon self-coupling was

included and where it was not. The parton-shower model (LLA) yields the same angle distribution as the second order QCD.

## INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Was sind Quarks ?	3
2.2 Die Quantenchromodynamik	5
2.2.1 Experimenteller Nachweis der Farbladung	5
2.2.2 Die Theorie der QCD	6
2.3 Störungstheorie	7
2.3.1 Traditionelle Störungstheorie in 2.Ordnung	7
2.3.2 Optimierte Störungstheorie in 2.Ordnung	8
2.3.3 Leading-Log-Approximation	9
2.4 Fragmentationsmodelle	10
2.4.1 Unabhängige Fragmentation	10
2.4.2 String-Fragmentation	12
2.4.3 Das Parton-Schauer-Modell	14
<b>3. Das Experiment</b>	<b>17</b>
3.1 Der Speicherring PETRA	17
3.2 Der CELLO Detektor	20
3.2.1 Der Innendetektor	22
3.2.2 Das Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter	24
3.2.3 Das Triggersystem	26
3.2.4 Die Datenauslese	28
3.3 Die Aufarbeitung der Daten	28
3.3.1 Der Filter	29
3.3.2 Die Rekonstruktion der Daten	30
<b>4. Simulation von Ereignissen</b>	<b>33</b>
4.1 Der Partongenerator	33
4.2 Die Fragmentation	34
4.3 Die Detektorsimulation	35
<b>5. Auswahl multihadronischer Ereignisse</b>	<b>37</b>
<b>6. Wie findet man Jets ?</b>	<b>39</b>
6.1 Die Cluster-Routine	39
6.2 Die invariante-Masse - Routine	40

<b>7. 4-Jetereignisse</b>	<b>43</b>
7.1 Der Thrust	45
7.2 Korrektur auf Detektoreffekte	46
7.3 Gibt es 4-Partonereignisse ?	48
7.4 Quantitative Beschreibung der 4-Jetrates	53
7.4.1 <i>Die 4-Jetrates in 2.Ordnung Störungstheorie</i>	53
7.4.1.1 Analyse mit der Cluster-Routine	53
7.4.1.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine	58
7.4.2 <i>Die 4-Jetrates in der Leading-Log-Approximation</i>	65
7.4.2.1 Analyse mit der Cluster-Routine	65
7.4.2.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine	68
7.4.3 <i>Die 4-Jetrates in optimierter 2.Ordnung Störungstheorie</i>	71
7.4.3.1 Analyse mit der Cluster-Routine	72
7.4.3.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine	73
<b>8. Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets</b>	<b>77</b>
8.1 Studie der Winkelverteilung der 4-Jets in 2.Ordnung QCD	77
8.1.1 <i>Vergleich mit den Daten</i>	80
8.2 Studie der Winkelverteilung der 4-Jets im Parton-Schauer-Modell	81
<b>9. Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
9.1 Die 4-Jetrates und die verschiedenen Modelle	83
9.2 Die Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets	83
<b>Anhang A. Der Generator LUND 5.2</b>	<b>85</b>
<b>Anhang B. Der Generator des Parton-Schauer-Modells (LUND 6.3)</b>	<b>87</b>
<b>Anhang C. Kinematik der Ereignisse in optimierter Störungstheorie</b>	<b>89</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>91</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>95</b>
<b>Autorenliste der CELLO - Kollaboration</b>	<b>97</b>



## 1. EINLEITUNG

Auf der Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie stieß man in immer kleinere Raumbereiche vor und entdeckte dabei immer wieder neue 'Elementarteilchen'. Bei den derzeit zu Verfügung stehenden Energien besteht die physikalische Welt im wesentlichen aus Quarks und Leptonen. Diese Teilchen gehorchen der Fermi-Dirac Statistik, und werden deshalb Fermionen genannt. Die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung kann man durch Austausch von Bosonen zwischen den Fermionen erklären. Über die 4. Wechselwirkungsart, die Gravitation, kann man nur sehr wenig aussagen, doch liegt die Vermutung nahe, daß auch sie ähnlich zu den 3 anderen Wechselwirkungsarten beschrieben werden kann.

Die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung können im Rahmen einer Eichtheorie durch Eichfelder beschrieben werden, die aufgrund von Eichsymmetrien einzuführen sind. Die Eichtheorie zur elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Quantenelektrodynamik (QED). Sie ist experimentell sehr gut bestätigt. Analog zur QED wurde die Eichtheorie der starken Wechselwirkung aufgebaut, die **Quantenchromodynamik (QCD)**. Die QCD ist, im Gegensatz zur QED, eine nicht-abelsche Eichtheorie. Dies bedeutet, daß die Austauscheteilchen, die Gluonen (glue = Leim), untereinander wechselwirken können.

Ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung ist die 'Kopplungskonstante'  $\alpha_s$ , die mit steigendem (fallendem) Impulsübertrag  $Q$  immer kleiner (größer) wird. Dies bewirkt die 'asymptotische Freiheit' der Quarks und Gluonen, bzw. das 'Confinement', d.h. den Einschluß der Quarks und Gluonen. In der Tat konnte man bisher noch keine freien Quarks beobachten.

Quark-Antiquark-Paare können in der  $e^+e^-$ -Annihilation erzeugt werden. Gluonen werden von den Quarks abgestrahlt, ähnlich den Bremsstrahlungsquanten (Photonen) in der QED. Diese Partonen fragmentieren in Bündel (Jets) von hadronischen Teilchen. Die Fragmentation der Partonen ist nur durch phänomenologische Modelle beschreibbar. Eine störungstheoretische Behandlung der QCD ist nur bei hohen Energien möglich, also nur in einem Bereich, in dem die Quarks und Gluonen als quasifrei angesehen werden können.

In 2. Ordnung Störungstheorie erwartet man Ereignisse mit bis zu 4 Partonen nach der  $e^+e^-$ -Annihilation:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow qqqq \\ e^+e^- &\rightarrow qqgg \end{aligned}$$

Die 4 Partonen fragmentieren in Jets hadronischer Teilchen. Diese **4-Jet-Ereignisse** wurden in der vorliegenden Arbeit untersucht.

Verwendet wurden multihadronische Ereignisse, die aus der  $e^+e^-$ -Annihilation bei 35 GeV Schwerpunktsenergie am PETRA-Speicherring mit dem CELLO Detektor gewonnen wurden. Zuerst wurde die 4-Jetrate in 1. Ordnung QCD untersucht, um abzuschätzen, wieviel von den gesehenen 4-Jetereignissen durch statistische Fluktuation in der Fragmentation der 2- und 3-Partonereignisse hervorgerufen werden. Die 4-Jetrate wurde anschließend in 2. Ordnung Störungstheorie, in optimierter 2. Ordnung Störungstheorie und in der Leading-Log-Approximation untersucht. Außerdem untersuchten wir den Einfluß der Gluonselfkopplung auf die Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets.

Im folgenden Kapitel wird kurz die Theorie der QCD angesprochen, danach werden die verschiedene Fragmentationsmodelle vorgestellt. In Kapitel 3 wird das Experiment und die Datenauslese beschrieben. In Kapitel 5 wird unsere Auswahl der Ereignisse erläutert. Anschließend folgt die Analyse mit den Ergebnissen dieser Arbeit. Das letzte Kapitel ist eine Zusammenfassung der Ergebnisse und soll einen Ausblick geben.

## 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Die Entdeckung neuer elementarer Teilchen ist mit der Erschließung neuer Energiebereiche verbunden. Im Bereich von einigen Elektronvolt erkennt man den Aufbau der Atome aus Hülle und Kern. Möchte man eine noch bessere 'Auflösung' so muß man zu größeren Energien gehen. Im MeV-Bereich erkennt man die Zusammensetzung des Atomkerns aus Protonen und Neutronen und bei einer Energie von einigen GeV erkennt man sogar eine Struktur dieser Teilchen. Mit den heute zur Verfügung stehenden Energien konnte man zeigen, daß die Materie aus Quarks und Leptonen besteht.

### 2.1 WAS SIND QUARKS ?

In der unelastischen Lepton-Nukleon-Streuung konnte man aufgrund der Beobachtung des von Bjorken vorausgesagten Skalenverhaltens der Strukturfunktionen auf eine körnige Struktur des Nukleons schließen. Skalenverhalten bedeutet, daß die Strukturfunktionen bei wachsendem Impulsübertrag  $Q$  einem Grenzwert zustreben und dann nur noch von einer dimensionslosen Skalengröße abhängen. Feynman nannte diese Substruktur der Nukleonen zunächst Partonen. Von diesen Partonen wußte man aber nur, daß sie punktförmig sind und den Spin  $1/2$  haben.

Gell-Mann und Zweig [1] führten den Begriff 'Quark' ein. Quarks sind Partonen mit drittelzahliger Ladung und Hyperladung. In diesem Modell sind Baryonen aus 3 und Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark aufgebaut. Die Quarks selbst werden noch in verschiedene Sorten (Flavour) unterteilt, nämlich in up (u), down (d) und strange (s) Quarks. Später wurde noch das charm (c) und bottom (b) Quark entdeckt. Aus Symmetriegründen wird noch nach einem sechsten Quark, dem top-Quark, gesucht. Dem Quark-Modell der leichten Quarks (u,d,s) liegt eine Symmetriegruppe  $SU(3)$  zugrunde nach der die Hadronen in Multipletts geordnet werden. Die Symmetriegruppe wird entsprechend der Anzahl der Quarkflavour erweitert.

Ein wichtiger Beweis dieses Modells war die Voraussage eines Teilchens mit einer Strangeness-Quantenzahl  $S = -3$ , dieses  $\Omega^-$  besteht demnach aus 3 s-Quarks. Im Jahre 1963 konnte diese Teilchen tatsächlich gefunden werden.

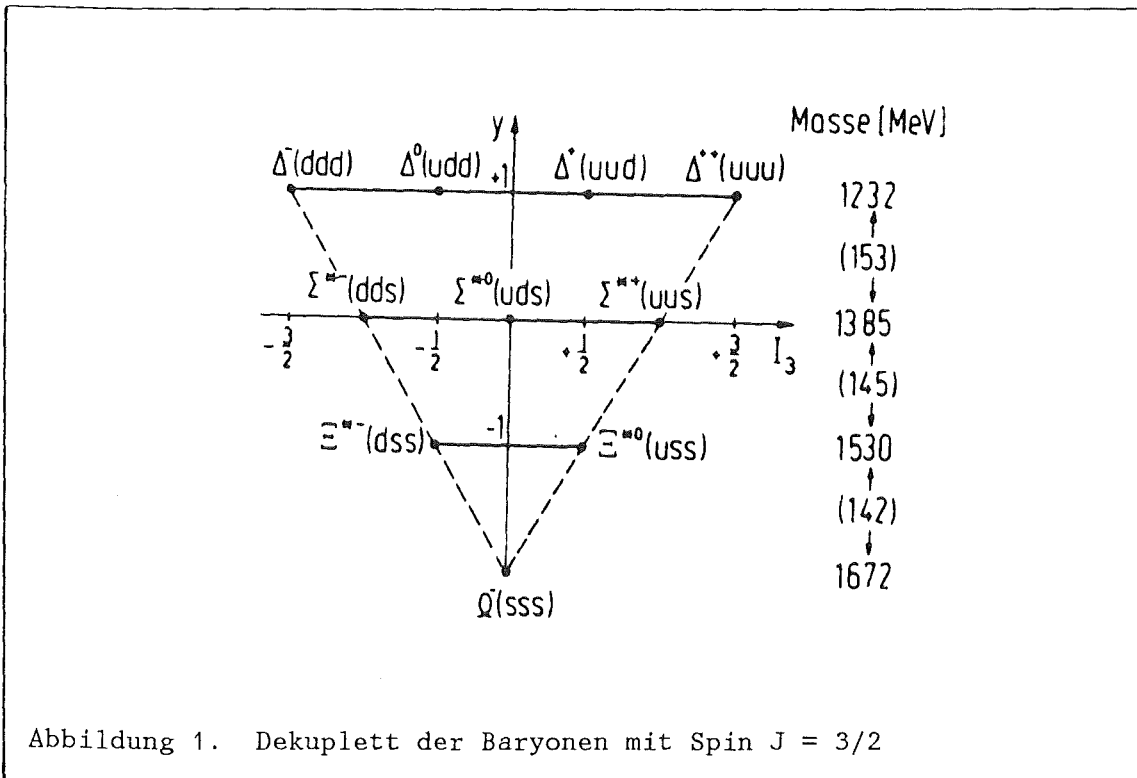


Abbildung 1. Dekuplett der Baryonen mit Spin  $J = 3/2$

Dieses Quarkmodell verletzt jedoch das Pauli-Prinzip. Im Fall des  $\Omega^-$ , welches aus drei identischen Quarks (Fermionen) aufgebaut ist, die noch dazu die selbe Spineinstellung haben und sich alle im Grundzustand befinden wird dieses Problem deutlich.

$$\Psi(\Omega^-) = s_1 \uparrow s_2 \uparrow s_3 \uparrow$$

Damit das Pauli-Prinzip nicht verletzt wird, wurde ein weiterer Freiheitsgrad eingeführt, die Farbladung. Entsprechend dem Beispiel muß man 3 Farben (rot, grün und blau) einführen um eine antisymmetrische Zustandsfunktion gegenüber Teilchenvertauschung

$$\Psi(\Omega^-) = \frac{1}{\sqrt{3!}} \begin{vmatrix} s_{1r} & s_{2r} & s_{3r} \\ s_{1g} & s_{2g} & s_{3g} \\ s_{1b} & s_{2b} & s_{3b} \end{vmatrix}$$

des  $\Omega^-$  zu erhalten.

## 2.2 DIE QUANTENCHROMODYNAMIK

Die Rolle der elektrischen Ladung in der QED übernehmen in der QCD die 3 Farbladungen. Da keine der drei Farben ausgezeichnet ist, muß die Theorie invariant gegenüber der Eichgruppe  $SU(3)_c$  sein. Die 3 farbigen Quarks einer Quarksorte bilden ein Triplet bezüglich der unitären Gruppe  $SU(3)_c$ . Eine konsistente Beschreibung der Hadronzustände wird durch die Forderung möglich, daß alle Hadronen eine antisymmetrische Wellenfunktion bezüglich der 3 Farbladungen der Quarks besitzen. Sie sind Singulettzustände der Gruppe  $SU(3)_c$ , und damit farbneutral.

### 2.2.1 Experimenteller Nachweis der Farbladung

Farbige Teilchen, wie Quarks konnte man bisher noch nicht frei beobachten, dennoch konnte der Nachweis der Farbladung experimentell erbracht werden. Zum einen konnte der fehlende Faktor 9 bei der Zerfallsbreite des  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  erklärt werden zum anderen konnte der R-Wert, der das Verhältnis der Hadron-Erzeugung zur Myon-Paar-Erzeugung angibt, richtig erklärt werden.

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum (Q_i/e)^2 ,$$

Summiert wird über alle offenen Flavours. Ohne den 3 Farbfreiheitsgraden ergibt der R-Wert einen um den Faktor 3 zu geringen Wert. Abbildung 2 macht dies deutlich.

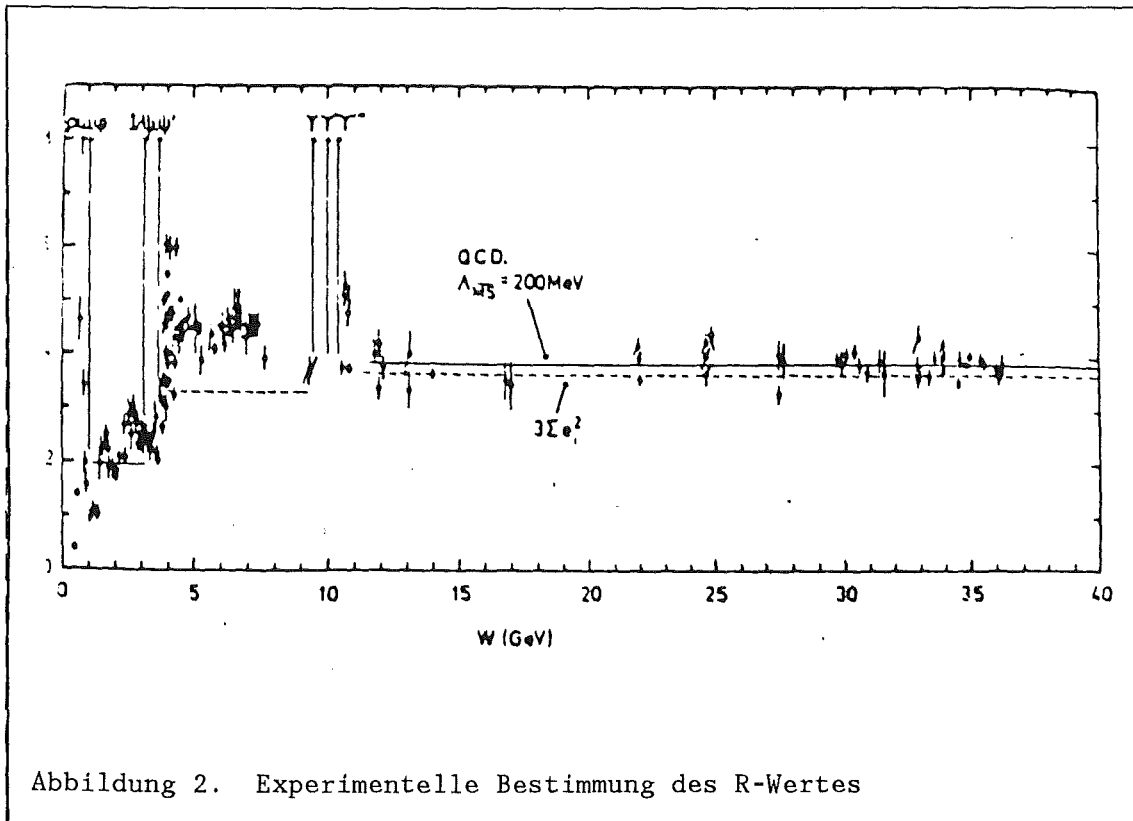


Abbildung 2. Experimentelle Bestimmung des R-Wertes

### 2.2.2 Die Theorie der QCD

Aufgrund der 3 Farbladungen sind die Erzeugenden der  $SU(3)_c$ -Gruppe  $3 \times 3$  Matrizen die nicht miteinander kommutieren. Man spricht in diesem Fall von einer nicht-abelschen Eichtheorie [2]. Aus der geforderten Eichinvarianz der Theorie gegenüber der Symmetriegruppe  $SU(3)_c$ , folgen 8 masselose, Farbladung tragende und elektrisch neutrale Eichfelder, die Gluonfelder genannt werden. Die Austauscheteilchen, die Gluonen, können wegen der nicht-abelschen Struktur der Theorie miteinander wechselwirken. Eine Folge der Selbstwechselwirkung der Gluonen ist der Farbeinschluß (Confinement) der Quarks. Eine weitere Eigenschaft der Wechselwirkung ist die asymptotische Freiheit der Quarks bei kleinsten Abständen.

Asymptotische Freiheit bedeutet, daß bei hohen Energien, d.h. kleinen Abständen, die Quarks und Gluonen als frei angesehen werden können. In diesem Energiebereich ist eine störungstheoretische Behandlung möglich. Der Farbeinschluß kommt bei niederen Energien zum tragen. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen Quark und Antiquark nimmt mit größer werdendem

Abstand zu, d.h. die Energie die in das Gluonfeld gesteckt wird nimmt zu, solange bis dort die Energie ausreicht um ein neues Quark-Antiquarkpaar entstehen zu lassen. Diese neuen Quarks rekombinieren mit den bereits vorhandenen Quarks zu Hadronen. Aus diesem Grund kann man keine Farbladung tragenden Teilchen frei beobachten. In diesem Energiebereich ist keine Störungstheorie möglich, da die Wechselwirkung zu kompliziert ist.

## 2.3 STÖRUNGSTHEORIE

In der  $e^+e^-$ -Annihilation werden über ein virtuelles  $\gamma$  oder ein  $Z^0$  Quarks erzeugt, die wiederum Gluonen abstrahlen können. Um diesen Prozeß mathematisch zu behandeln gibt es mehrere Methoden. Prinzipiell unterscheiden sich 2 Arten :

- Die Beiträge werden bis zu einer bestimmten Ordnung explizit berechnet (traditionelle und optimierte Störungstheorie).
- Summation der führenden logarithmischen Terme über alle Ordnungen (Leading-Log-Approximation).

### 2.3.1 Traditionelle Störungstheorie in 2.Ordnung

In der traditionellen Störungstheorie wird der Wirkungsquerschnitt in eine Reihe in  $\alpha_s$  entwickelt. Da die Reihe unendlich viele Glieder hat, muß man sie, wenn man den Wirkungsquerschnitt berechnen will bei einer bestimmten Ordnung abbrechen. Die Zahl der auftretenden Feynman-Graphen steigt nach jeder Ordnung sehr stark an, so daß meistens nur bis zur 2.Ordnung gerechnet wird.

$$\sigma \sim 1 + r_1 \alpha_s + r_2 \alpha_s^2$$

Das Abbrechen der Störungsreihe bringt Probleme mit sich. Es treten Divergenzen auf. Um diese Divergenzen auszuräumen muß die Theorie renormierbar sein. Die Entwicklungskoeffizienten ab  $r_2$  hängen vom Renormie-

nungsschema ab. Mit Hilfe des MS-Renormierungsschemas (MS : modified minimal subtraction) erhält man für  $\alpha_s$  in 2.Ordnung :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12 \pi}{(33-2N_f) \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda_{MS}^2}\right) + 6 \cdot \frac{153-19N_f}{33-2N_f} \ln\left(\ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda_{MS}^2}\right)\right)}$$

$$\mu = Q$$

$$N_f = \text{Anzahl der offenen Flavour} \\ = 5 \text{ bei } E_{\text{cms}} = 35 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_{MS} = \text{Renormierungskonstante.}$$

In 1. und 2.Ordnung treten sogenannte infrarot und kollineare Divergenzen auf. Eine infrarote Divergenz liegt vor, wenn die Energie eines vom Quark abgestrahlten Gluons gegen Null geht. Von einer kollinearen Divergenz ist die Rede, wenn das Gluon quasi parallel zum Quark abgestrahlt wird. Diese beiden Divergenzen beseitigt man durch einen Schnitt

$$Y > (p_1 + p_2)^2 / E_{\text{cms}}^2$$

in der invarianten Masse zweier Partonen.

### 2.3.2 Optimierte Störungstheorie in 2.Ordnung

Dieses Verfahren wurde zuerst von Stevenson [22] entwickelt und wurde zunächst in der QED angewandt. Die Anwendung in der QCD ist in [23] beschrieben, hier soll nur das Prinzip kurz dargestellt werden.

Die Wirkungsquerschnitte in der QCD sind von einem Skalenparameter  $\mu$ , der die Theorie renormiert, bei Berücksichtigung aller Terme in der Störungsreihe unabhängig. Wird die Reihe nach einer bestimmten Ordnung abgebrochen, so ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  von einem Skalenparameter abhängig, den man aber nicht explizit berechnen kann. Um dieses Problem zu lösen postulierte Stevenson folgende Vorschrift:



$$\frac{d\sigma}{d\ln\mu^2} \Big|_{\mu=\mu_{\text{opt}}} = 0$$

$$\mu = \mu(Q) \quad Q : \text{Impulsübertrag}$$

Mit dieser Bedingung kann man eine optimale Skala  $\mu_{\text{opt}}$  finden. Gegenüber der 'normalen' Störungsreihe (MS-Renormierungsschema) in 2. Ordnung

$$\sigma \sim 1 + \alpha_s (r_1 + r_2 \alpha_s)$$

in der  $\alpha_s$  vom Quadrat des Impulsübertrags  $Q$  abhängt und  $r_1$  und  $r_2$  Konstanten sind, hängt nun  $\alpha_s$  und  $r_2$  von der neuen Skala  $\mu = \mu(Q)$  ab.

### 2.3.3 Leading-Log-Approximation

In diesem Modell werden nur die führenden, d.h. die logarithmischen Terme sämtlicher Ordnungen berücksichtigt. Dadurch wird das Abstrahlen harter Gluonen vernachlässigt und die Emission weicher Gluonen dominiert dann die Prozeße. Ebenfalls werden Schleifen-Diagramme (Loops) nicht berücksichtigt.

Mathematisch erfolgt die Behandlung mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichung [3], die die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein Parton  $a$  den Bruchteil  $z$  seiner Energie dem Parton  $b$  und den Bruchteil  $1-z$  dem Parton  $c$ , überträgt.

Altarelli-Parisi-Gleichung

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

Für die allgemeine Verzweigung  $a \rightarrow bc$  werden die Verzweigungen  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  und  $g \rightarrow q\bar{q}$  verwendet. Für  $\alpha_s$  wird hier die selbe Gleichung wie in erster Ordnung QCD verwendet, jedoch mit einer anderen Skala  $Q$ , die jetzt

proportional zur Masse  $m_a$  des abstrahlenden bzw. des zerfallenden Partons a ist:

$$Q^2 = z(1-z) \cdot m_a^2$$

$z$  ist der Energieanteil des Partons b

$1-z$  ist der Energieanteil des Partons c

Durch eine iterative Anwendung dieser Gleichung erhält man einen Parton-Schauer ('tree diagram') [4].

## 2.4 FRAGMENTATIONSMODELLE

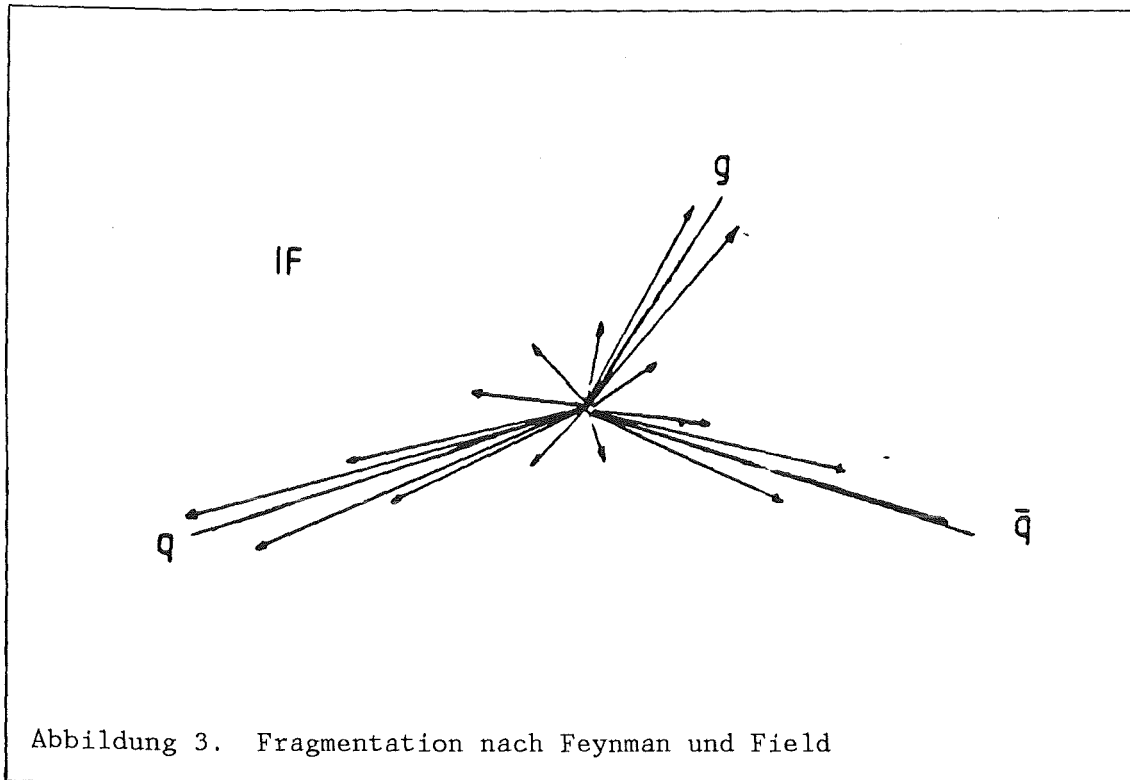
Nach der  $e^+e^-$ -Vernichtung ist in 0.Ordnung Störungstheorie ein Quark-Antiquarkpaar vorhanden. Die Partonen können jedoch aufgrund des Confinements nicht beobachtet werden. Man sieht stattdessen eine Vielzahl von Teilchen in Bündeln (Jets). Der Prozeß des Übergangs vom Parton zum Teilchenjet heißt Fragmentation. Sie kann nicht berechnet werden, im Gegensatz zur  $e^+e^-$ -Annihilation, sondern muß durch Modelle beschrieben werden.

Die am meisten benutzten Modelle sind die 'Unabhängige Fragmentation', die 'String-Fragmentation' und die 'Cluster-Fragmentation' (Parton-Schauer Modell). Das letztere Modell unterscheidet sich von den anderen dadurch, daß hier kein Matrixelement explizit ausgerechnet wird, sondern man benutzt das Verfahren der Leading-log-Approximation.

### 2.4.1 Unabhängige Fragmentation

Die Fragmentationsmodelle, die sich unter dem Oberbegriff 'independent fragmentation' IF zusammenfassen lassen, gehen von der Annahme aus, daß jedes Parton unabhängig von den anderen erzeugten Partonen fragmentiert.

In dem Modell von Feynman und Field [5] wird die Fragmentation wie folgt beschrieben:



Ein Quark  $q_1$  erzeugt aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar  $q_2 \bar{q}_2$ . Das ursprüngliche Quark  $q_1$  bildet nun zusammen mit dem Antiquark  $\bar{q}_2$  ein Meson, während  $q_2$  mit verringertem Impuls an die Stelle von  $q_1$  tritt und nun seinerseits ein neues Paar  $q_3 \bar{q}_3$  bildet. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis die Energie des übriggebliebenen Quarks für eine erneute Paarbildung nicht mehr ausreicht. Dieses Quark  $q_n$  rekombiniert schließlich mit dem aus der Zerfallskaskade von  $q_1$  übriggebliebenen Antiquark  $\bar{q}_m$ . Abbildung 3 zeigt das Schema einer Zerfallskaskade in der Fragmentation nach Feynman und Field.

In diesem Modell ist allerdings die Energie- und Impulserhaltung verletzt. Diese wird in den erweiterten IF-Modellen von Ali [6] und Hoyer [7] nachträglich berücksichtigt. In diesen Modellen ist erstmals auch die Bildung von Baryonen innerhalb der Zerfallskaskaden und - als wesentlichster Punkt - die Emission von harten Gluonen vorgesehen. Die Fragmentation der Gluonen wird dabei auf die Fragmentation der Quarks nach Feynman und Field zurückgeführt, indem das Gluon in ein Quark - Antiquark - Paar aufgespalten wird. Im Hoyer - Modell wird dabei der Impuls vollständig auf ein Quark übertragen, während in dem Modell nach Ali der Gluonimpuls mit Hilfe einer Aufspaltungsfunktion verteilt wird.

Mit der Gluonfragmentation nach Hoyer ergeben sich somit Gluonjets, die sich bei gleicher Partonenenergie nicht von Quarkjets unterscheiden.

### 2.4.2 String-Fragmentation

Bei der String-Fragmentation (SF) benutzt man folgendes Bild [8]: Man betrachtet ein Quark und das entsprechende Antiquark, die sich nach ihrer Erzeugung voneinander entfernen. Zwischen diesen beiden farbigen Partonen bildet sich ein sogenannter Farbstring aus. Infolge des Auseinanderlaufens der Partonen wird immer mehr potentielle Energie in den String gespeichert solange bis dieser aufbrechen kann und ein weiteres  $q\bar{q}$ -Paar entsteht. Das neu entstandene Quark  $q_2$  bildet mit dem Antiquark  $\bar{q}_1$  aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung wieder ein Paar, ebenso bildet das Antiquark  $\bar{q}_2$  mit dem Quark der Annihilation ein Quarkpaar. Diese beiden Paare durchlaufen nun den gleichen Prozeß wie das zuerst entstandene Quarkpaar, wenn die invariante Masse des Paares groß genug ist. Dieser iterative Vorgang wird sich solange wiederholen bis die Energie eines solchen Systems nicht mehr ausreicht, um neue Quarks zu bilden. Diese Quark- Antiquarkpaare bilden Mesonen. Man kann jedoch auch Baryonen in multihadronischen Ereignissen beobachten. Dieses Problem wird dadurch gelöst, indem statt eines Quarkpaares ein Diquarkpaar erzeugt wird.

Mathematisch wird die Fragmentation durch eine massenabhängige Fragmentationsfunktion  $f(z)$  beschrieben. Sie gibt das Verhältnis der Energien des gebildeten Hadrons und des verbleibenden Strings an. Aufgrund der Massenabhängigkeit werden 2 verschiedene Fragmentationsfunktionen verwendet. Für die leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  wird die 'symmetrische LUND-Fragmentationsfunktion'

$$f(z) = z^{-1}(z-1)^a \exp(-b \cdot m_T^2/z)$$

mit

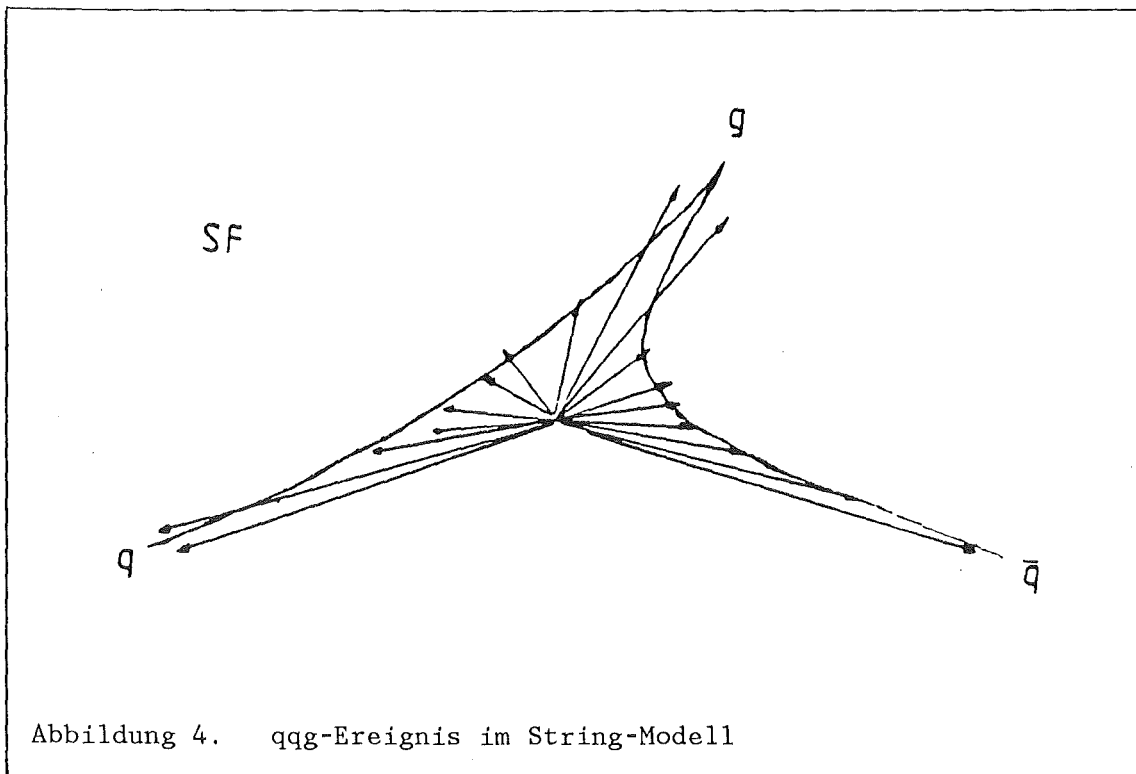
$$z = \frac{(E+p_L)_{\text{Hadron}}}{(E+p_L)_{\text{Quark}}}$$

$$m_T^2 = p_T^2 + m^2$$

verwendet. Für die schwereren c- und b-Quarks benutzt man die Peterson-Fragmentationsfunktion [10]:

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1-z - \epsilon_q / (1-z))^2}$$

Das Gluon wird im SF-Modell als eine Energie und Impuls tragende transversale Anregung des Strings angesehen, der sich nun vom Quark über das Gluon zum Antiquark erstreckt; siehe Abbildung 4. Dabei tritt eine Teilchenverarmung in dem Raumbereich zwischen Quark- und Antiquark-Jet auf. Dieser String-Effekt, den die IF nicht enthalten kann, wird tatsächlich in den Daten gesehen [11]. Ein weiterer Vorteil des Modells der String-Fragmentation gegenüber der IF ist, daß Energie, Impuls und Ladung automatisch erhalten sind.



### 2.4.3 Das Parton-Schauer-Modell

Das Parton-Schauer-Modell unterscheidet sich im wesentlichen von den anderen beiden Modellen in der Berechnung des Matrixelementes im Wirkungsquerschnitt. Man benutzt in diesem Modell das Verfahren der Leading-log-Approximation LLA das nur die führenden Terme aller Ordnungen in  $\alpha_s$  berücksichtigt. Damit ist klar, daß der  $\alpha_s$ -Wert nicht mit den anderen Modellen vergleichbar ist [13][14].

Die Vorstellung eines Parton-Schauers ist ganz analog zu der eines elektromagnetischen Schauers. Quarks strahlen Gluonen ab, diese können wiederum ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Diese Quarks können wieder Gluonen abstrahlen usw. Die Verzweigungen werden gemäß der Altarelli-Parisi-Gleichung berechnet. Sobald aber die Masse der Partonen unter eine bestimmte minimale Energie gesunken ist, werden die Partonen zu farbneutrale Cluster zusammengefaßt und diese gemäß dem String-Formalismus zu Hadronen fragmentiert.

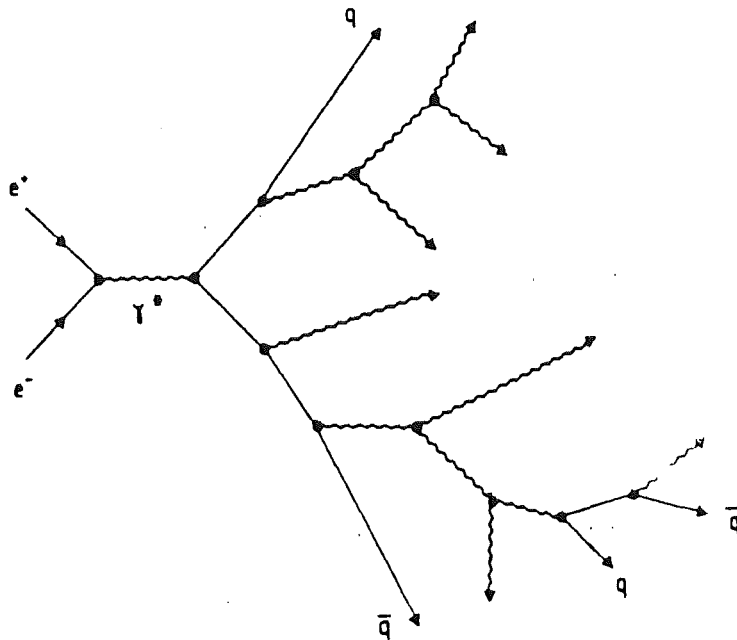
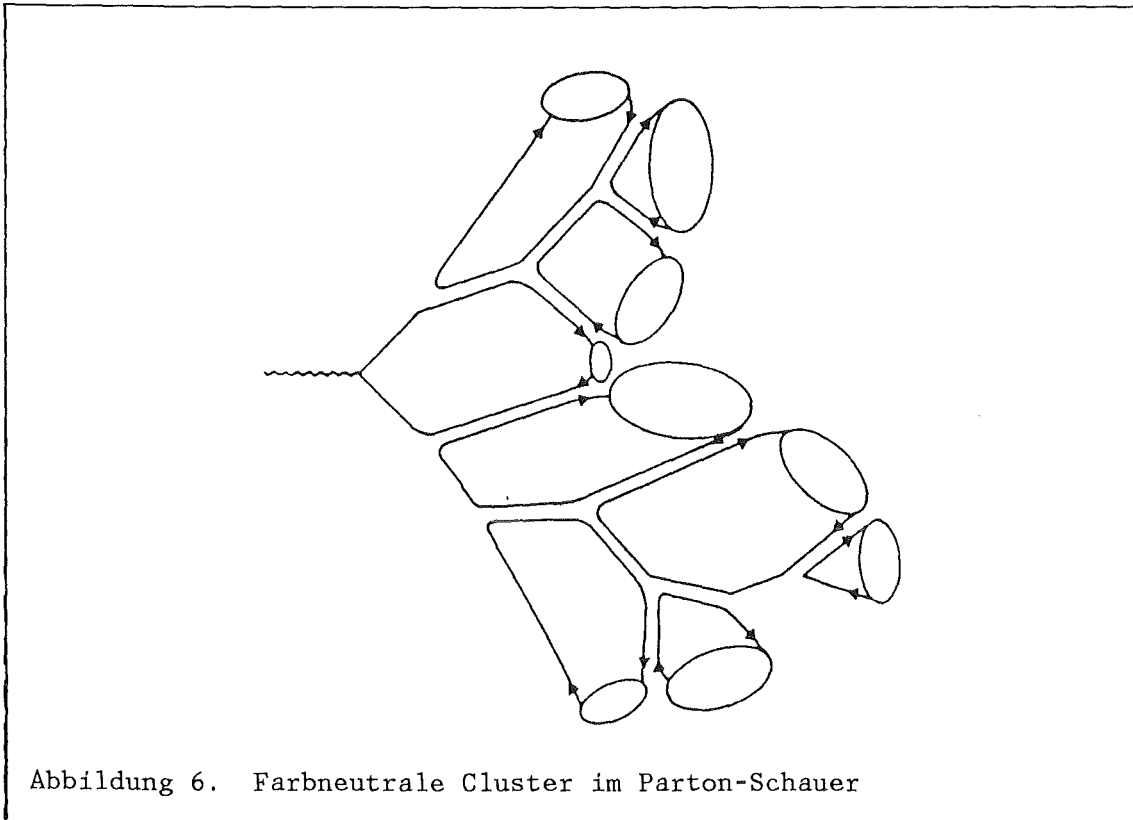
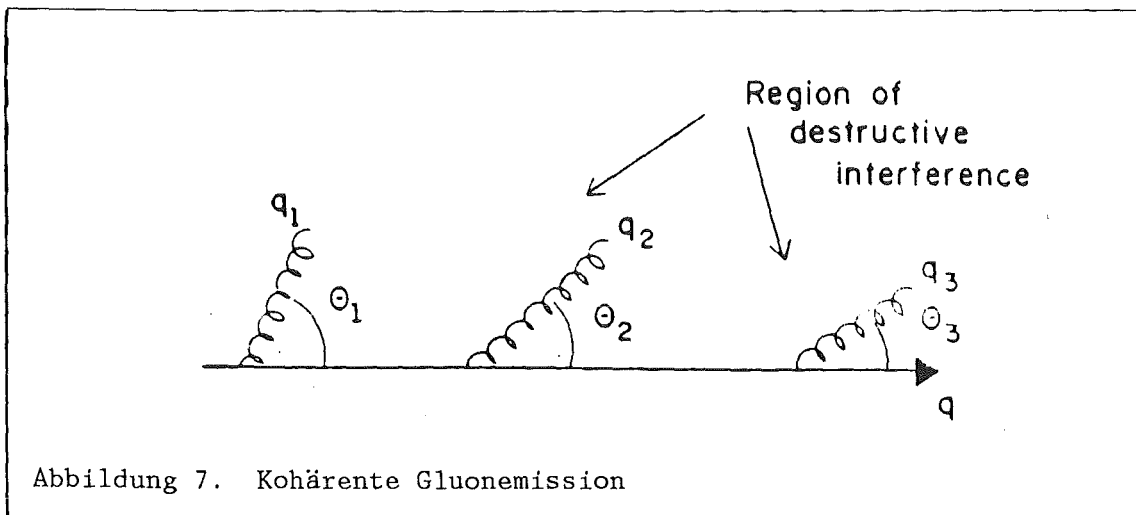


Abbildung 5. Entwicklung eines Parton-Schauers



Das Problem der infraroten Divergenz, also das Abstrahlen sehr 'weicher' Gluonen wird durch die kohärente Verzweigung beseitigt.



Rechnungen haben gezeigt, daß niederenergetische Gluonen miteinander destruktiv interferieren können [9]. Dies führt dazu, daß der Winkel zwischen abgestrahltem Gluon und Quark sukzessive kleiner wird, d.h. der

Winkel  $\theta_n$  des Gluons ist kleiner als der Winkel  $\theta_{n-1}$  des zuvor abgestrahlten Gluons. Die Gluonen, die in dem Winkelbereich  $\theta_{n-1} > \theta_n$  abgestrahlt wurden, haben sich weginterferiert. Diese kohärente Gluonemission hat außerdem noch den Vorteil, daß der String-Effekt richtig beschrieben wird.



### 3. DAS EXPERIMENT

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Analyse von Daten durchgeführt, die mit Hilfe des CELLO Detektors gewonnen wurden. CELLO ist eines von vier Experimenten am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA in Hamburg.

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die Beschleunigeranlagen sowie die wichtigsten Detektorkomponenten und beschreibt die Entnahme und Aufarbeitung der Daten.

#### 3.1 DER SPEICHERRING PETRA

Der  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA (Positron - Elektron - Tandem - Ring - Anlage) am DESY (Deutsches - Elektronen - SYNchrotron) in Hamburg wurde 1979 nach dreijähriger Bauzeit in Betrieb genommen. 1984 erreichte man mit 46.8 GeV die bisher höchste Schwerpunktsenergie; Ende 1986 wurde PETRA abgeschaltet. Seitdem läuft der Umbau zu einem Vorbeschleuniger für HERA (Hadron - Elektron - Ring - Anlage), die Anfang der neunziger Jahre in Betrieb gehen soll.

Der Vorteil von  $e^+e^-$ -Speicherringen liegt darin, daß nur ein Strahlrohr benötigt wird, in dem Elektronen und Positronen entgegengesetzt umlaufen. Bei PETRA werden diese jeweils zu zwei Paketen gebündelt und in vier Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht. Hierbei steht im Gegensatz zu Beschleunigern mit festem Target die gesamte Strahlenergie als Wechselwirkungsenergie zur Verfügung. Zum Nachweis der Reaktionen ist an jedem der vier Kollisionspunkte ein Detektorsystem aufgebaut.

Ein Maß für die Güte eines Beschleunigers ist die Luminosität  $L$ , aus der sich bei bekanntem Wirkungsquerschnitt die Reaktionsrate wie folgt ermitteln läßt:

$$dN/dt = L \cdot \sigma$$

Eine weitere gebräuchliche Größe stellt die integrierte Luminosität

---

Umfang	2304 m
mittl. Krümmungsradius	256.69 m
Dipolkrümmungsradius	192.05 m
Anzahl der Bündel	2 x 2
Maße der Bündel L x B x H	20 x 0.5 x 0.12 mm
Teilchenzahl pro Bündel	$\approx 10^{11}$
Anzahl der Wechselwirkungszonen	4
Einschußenergie	7 GeV
Anzahl der Beschleunigungsstrecken	112 mit 500 MHz 24 mit 1 GHz
max. Hochfrequenzleistung	10 MW
max. Strahlenergie	23.39 GeV
max. Luminosität	$1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
integrierte Luminosität je Experiment:	
Maximum pro Tag	450 nb <sup>-1</sup>
Summe von 1986	85000 nb <sup>-1</sup>
Strahllagegenauigkeit	$\leq 1/10 \text{ mm}$
max. Strom pro Teilchenpaket bei max. Energie	3.5 mA
Vakuum im Strahlrohr	$2 \cdot 10^{-12} \text{ bar} + 10^{-13} \text{ bar/mA}$
mittl. Lebensdauer einer Füllung	$\approx 5 \text{ h}$

---

Tabelle 1. Technische Daten des PETRA - Speicherrings

$$L_{\text{int}} = \int L dt$$

dar, aus der sich die Anzahl der Ereignisse während der Meßzeit ermitteln läßt. Die Luminosität ist gegeben als:

$$L = \frac{I^+ I^-}{4\pi v e^2 N_B \sigma_x \sigma_y}$$

mit

$I^{+-}$	Teilchenströme
$\nu$	Umlauffrequenz
$N_B$	Zahl der Teilchenbündel
$\sigma_{x,y}$	Ausdehnung der Teilchenbündel
$L$	Luminosität

Eine Zusammenfassung der technischen Daten von PETRA erfolgt in Tabelle 1 auf Seite 18.

Bevor die Elektronen und Positronen in den Speicherring gelangen, durchlaufen sie ein kompliziertes System von Vorbeschleunigern. Die Elektronen werden zunächst im Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV beschleunigt und anschließend in das Synchrotron DESY eingespeist. Dort werden sie auf 7 GeV weiterbeschleunigt und in Form von zwei Strahlpaketen in PETRA gespeichert. Die Positronen werden durch Paarbildung erzeugt, indem man Elektronen im LINAC II auf ein Target schießt, und gelangen mit 450 MeV

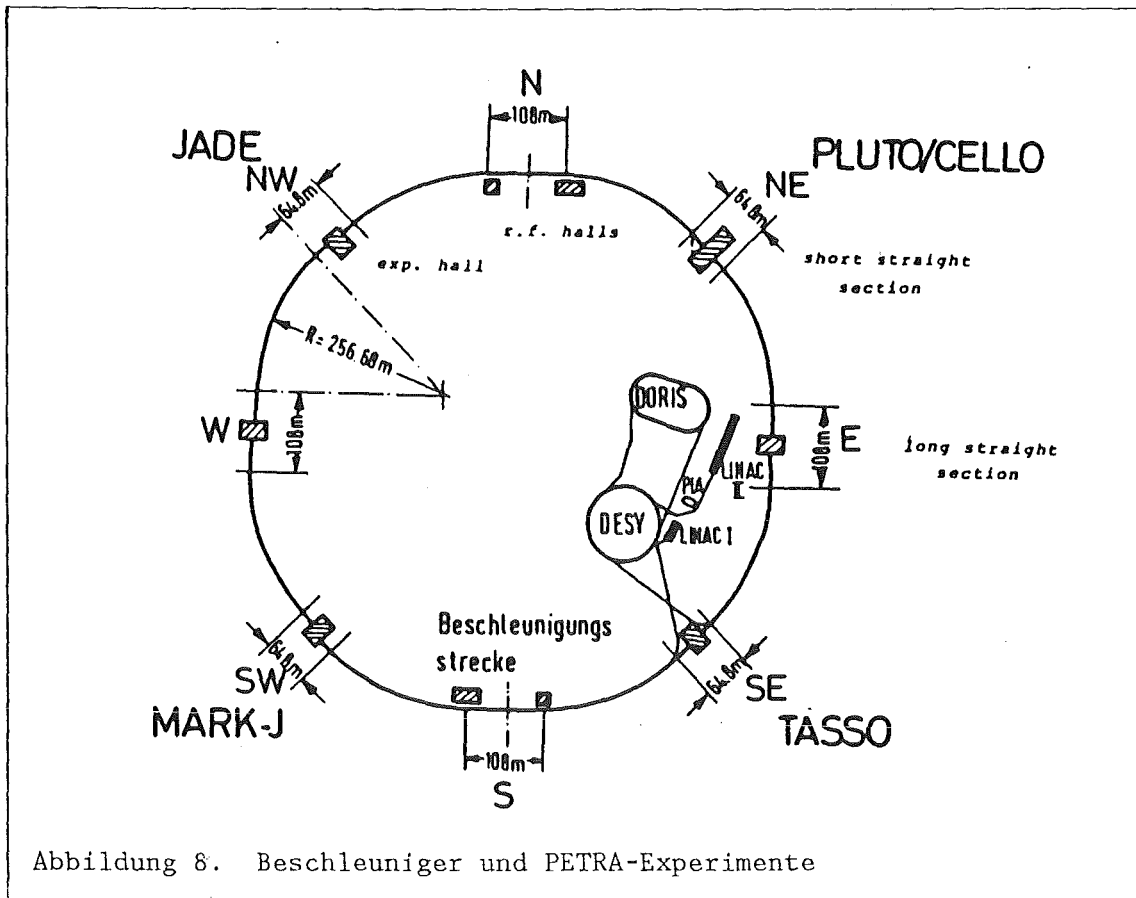


Abbildung 8. Beschleuniger und PETRA-Experimente

in den Akkumulationsspeicherring PIA (Positron - Intensitäts - Akkumulator). Danach werden sie im DESY ebenfalls auf 7 GeV beschleunigt und in zwei Paketen in PETRA eingespeist. Sobald die gewünschten Intensitäten ( $I^{+-} \approx 5 \text{ mA} = 10^{11}$  Teilchen pro Strahlpaket) erreicht sind, werden die Elektronen und die entgegengesetzt umlaufenden Positronen gleichzeitig auf die angestrebte Strahlenergie endbeschleunigt.

Dieser Vorgang dauert ungefähr 20 - 30 Minuten. Danach wird nur noch die Energie zugeführt, die notwendig ist, um die Verluste durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Die Lebensdauer der gespeicherten Strahlen wird im wesentlichen durch Stöße mit dem Restgas in der Strahlröhre begrenzt, so daß etwa alle 3 - 4 Stunden eine neue Füllung des Speicherringes erforderlich wird.

Eine schematische Übersicht über die Beschleunigeranlagen und die PETRA-Experimente gibt Abbildung 8 auf Seite 19.

### 3.2 DER CELLO DETEKTOR

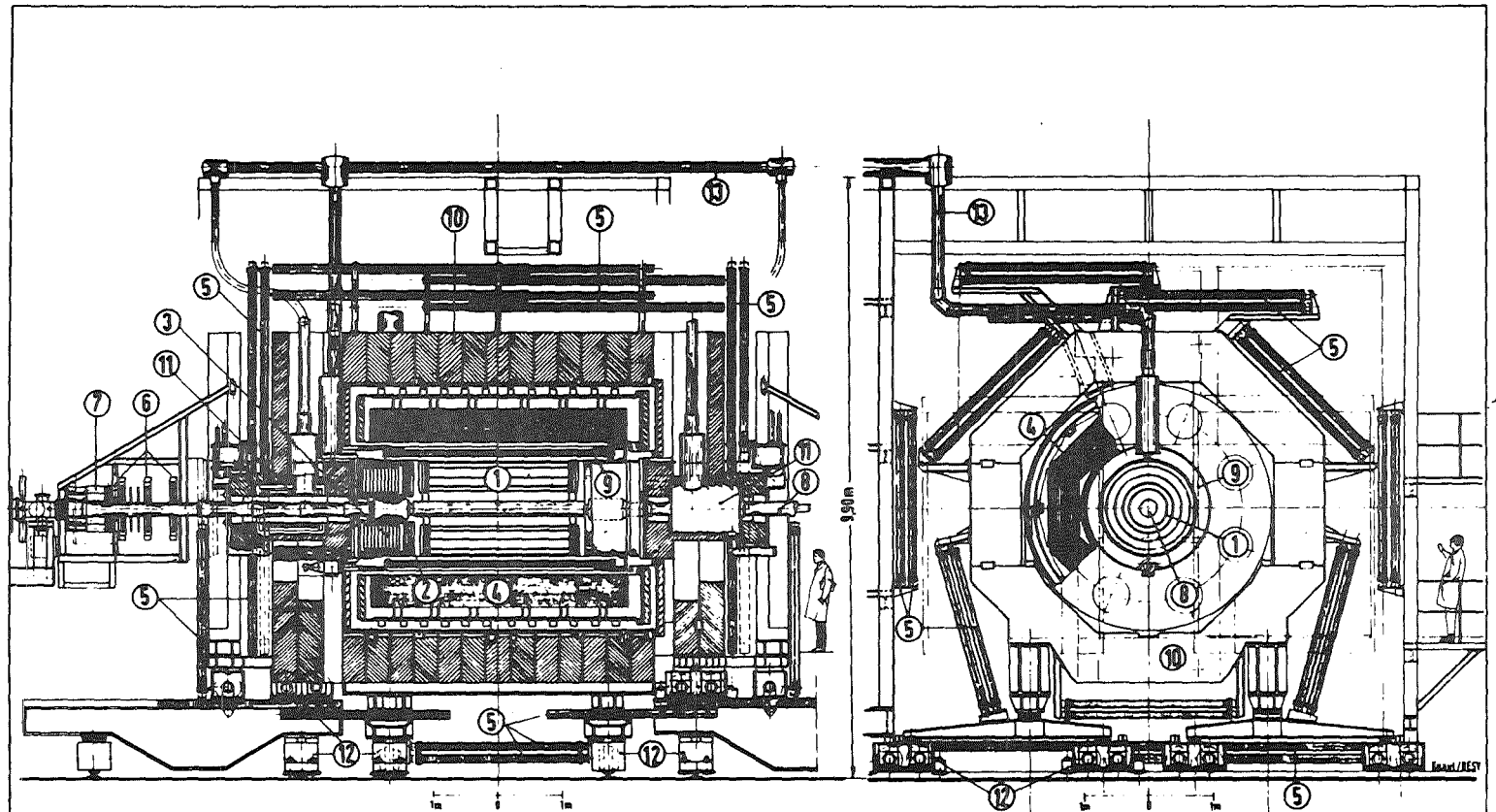
Der CELLO-Detektor wurde nach 5-jähriger Entwicklungs- und Bauzeit im März 1980 am PETRA-Speicherring in Betrieb genommen. Im November 1986 wurde die Datennahme beendet.

Der Detektor ist besonders für die Photon-, Elektron- und Myonidentifizierung sowie für die Impuls- und Energiemessung neutraler und geladener Teilchen, selbst bei hoher Teilchendichte (Jets), konzipiert. Diese Anforderungen prägten den Aufbau des Detektors [17].

Die wichtigsten Komponenten des Detektors, der zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet ist, sollen im folgenden kurz angesprochen werden.

1. Der **Vertexdetektor** (seit 1982) besteht aus Driftrohren, die um das Strahlrohr gebaut sind.
2. Der **Innendetektor** besteht aus Proportional- und Driftkammern, die sich innerhalb einer supraleitenden Spule befinden.

Abbildung 9. Der CELLO Detektor: Vorder- und Seitenansicht.



- |  |                                    |
|--|------------------------------------|
| 1 Central Drift-and Proportional Chambers  | 8 Vacuum Beam Pipe                 |
| 2 Endcap Proportional Chambers             | 9 Superconducting Coil of Detector |
| 3 Endcap Shower Counters (liquid Argon)    | 10 Iron Yoke                       |
| 4 Cylindric Shower Counters (liquid Argon) | 11 Compensation Coils              |
| 5 Proportional Chambers for Muon Detection | 12 Moving Devices                  |
| 6 Drift Chambers for Forward Detector      | 13 Feed Lines for Liquid Helium    |
| 7 Shower Counter for Forward Detector      |                                    |

Participants:  
 Orsay  
 Saclay  
 University (VI) of Paris  
 MPI, München  
 GK, Karlsruhe  
 DESY, Hamburg

**DETECTOR CELLO**

Total Weight: ~1400 t  
 Magnet field: 15 kG

3. Die **supraleitende Spule** (Solenoid) erzeugt ein Feld in axialer Richtung mit ca. 1.3 Tesla. Die Spule ist so konstruiert, daß sie mitsamt dem Kryostaten eine Dicke von nur 0.5 Strahlungslängen hat.
4. Das **Blei/flüssig-Argon-Kalorimeter** befindet sich außerhalb der Spule und besitzt eine gute Energie- und Ortsauflösung.
5. Das **Eisenjoch** des Magneten (80 cm Eisen) dient als **Hadronfilter**. Dadurch ist es möglich, hinter dem Eisenjoch Myonen mit Hilfe von
6. **Myonkammern** nachzuweisen. Die Myonkammern sind großflächige (200 m<sup>2</sup>) planare Proportionalkammern.

Die für diese Arbeit wichtigen Komponenten, der Innendetektor und das Blei/flüssig-Argon-Kalorimeter, werden nun etwas ausführlicher behandelt. Weiterhin werden der Trigger und die Datenauslese angesprochen.

### 3.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor wurde so ausgelegt, daß er eine große Impuls- und Ortsauflösung hat, um auch Teilchen zu erkennen, deren Spuren nahe beieinander liegen. Diese Bedingung erfüllt eine Kombination aus zylindrischen Proportionaldrahtkammern und Driftkammern, die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Die 5 Proportionaldrahtkammern bestehen jeweils aus axialen Anodendrähten und 2 zylindrischen Kathoden. Die Kathoden der Proportionaldrahtkammer sind in Streifen unterteilt, die unter 90° und 30° zur Strahlachse orientiert sind. Sie ermöglichen eine gute Auflösung (440 µm) in Strahlrichtung (rz-Ebene)

Die 7 Driftkammern erlauben eine sehr genaue Ortsbestimmung (130 µm) in der rφ-Ebene, d.h. senkrecht zur Strahlachse. Aufgrund der offenen Zellstruktur der Driftkammern kann die Anzahl der Potentialdrähte gering gehalten werden. Die Driftkammern bestehen aus 4 Kathoden-, 2 Potentialdrähten und einem Signaldraht. Es ist sehr wichtig, daß die Driftkammern mit ziemlich wenig materiellem Aufwand gebaut werden, da durch viel Material im Innern der Kammern zusätzliche Coulombstreuung auftreten kann. Die technischen Daten sind aus Tabelle 2 und Tabelle 3 auf Seite 24 zu ersehen.

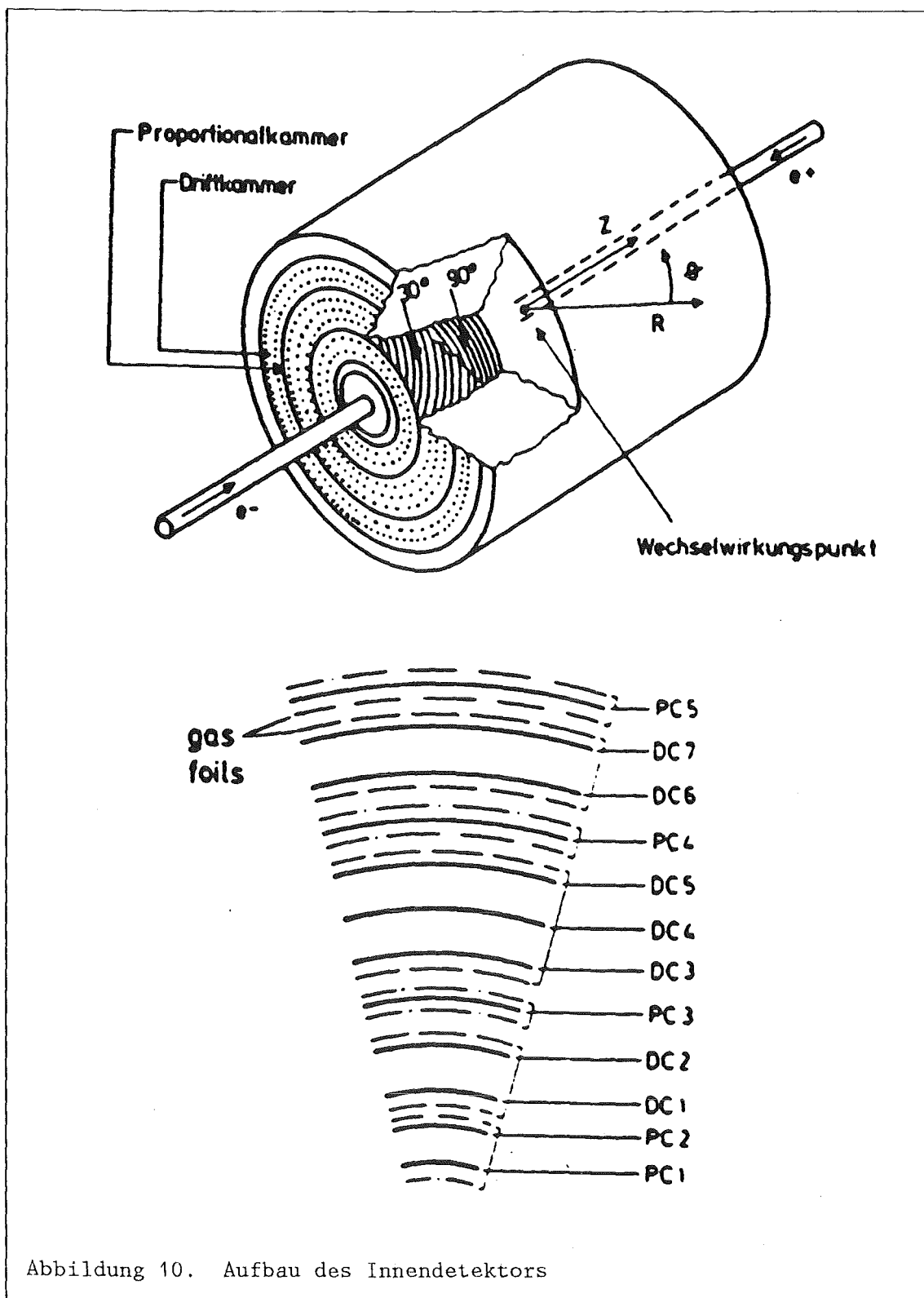


Abbildung 10. Aufbau des Innendetektors

---

Proportionalkammer	
Anzahl	5
Drahtlänge	220 cm
Gasmischung	80% Argon + 20% Isobutan + 0.18% Freon
Ortsauflösung $r_z$	440 $\mu\text{m}$
Winkelauflösung	2 mrad

---

Tabelle 2. Technische Daten der Proportionalkammern

---

Driftkammern	
Anzahl	7
Drahtlänge	220 cm
Gasmischung	50% Argon + 50% Äthan
Driftgeschwindigkeit	50 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Ortsauflösung $r_\phi$	130 $\mu\text{m}$
Winkelauflösung	3 mrad
Überdeckter Raumwinkel des Innendetektors	
	91% von $4\pi$

---

Tabelle 3. Technische Daten der Driftkammern

### 3.2.2 Das Blei/Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Kalorimeter wurde so konzipiert, daß man elektromagnetische von hadronischen Schauern unterscheiden kann und selbst für niederenergetische Photonen eine gute Energie und Ortsauflösung über einen großen Raumwinkel hat. Das Kalorimeter ist aus 16 Modulen aufgebaut, die in Form zweier



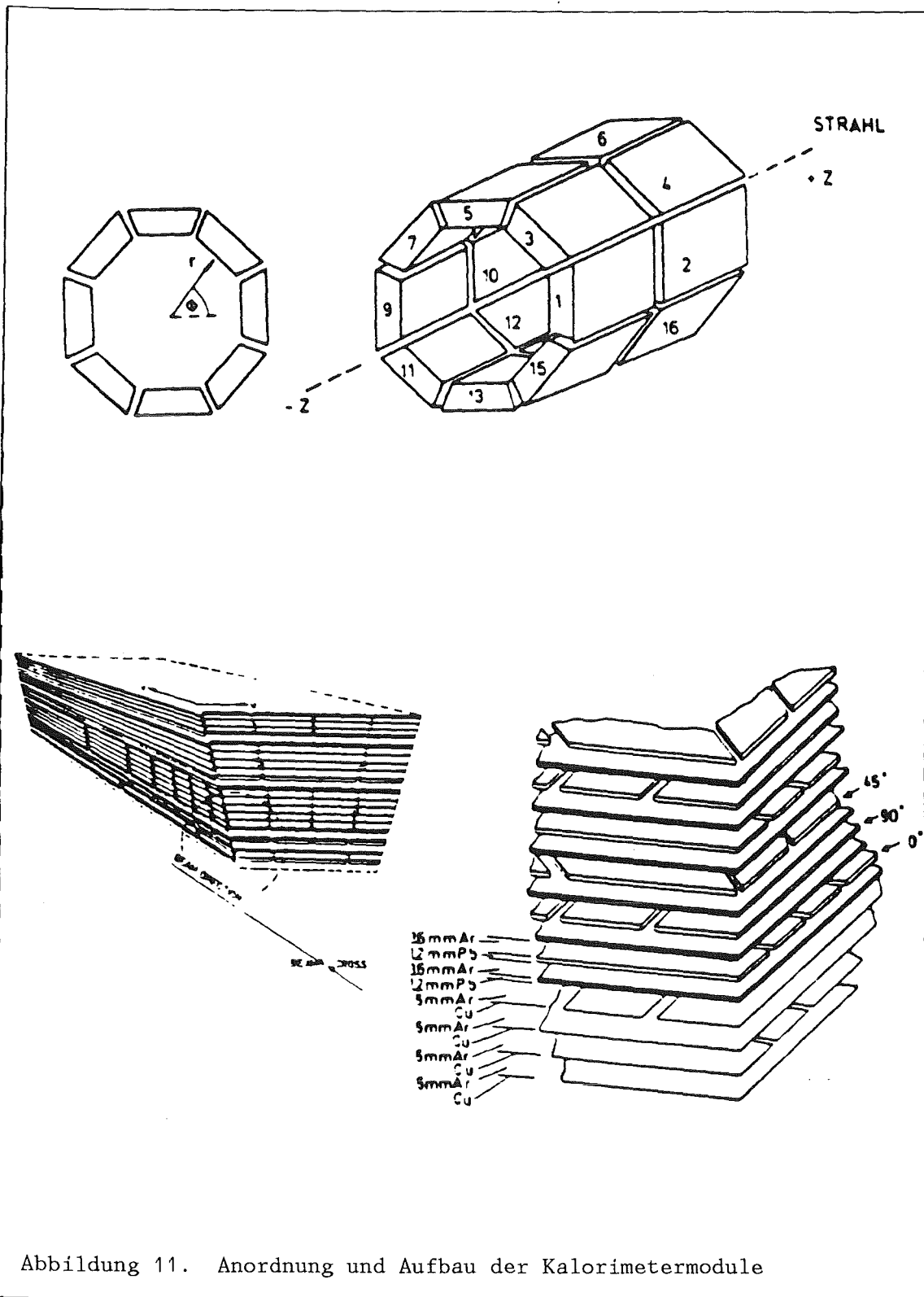


Abbildung 11. Anordnung und Aufbau der Kalorimetermodule

Achtecke um die Strahlachse angeordnet sind. Die Module bestehen aus mehreren Lagen Bleiplatten-Argon-Bleistreifen-Argon. Die Bleistreifen sind unter Winkeln von  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  angeordnet und liegen gegenüber den Bleiplatten auf Hochspannung. Die Bleistreifen ermöglichen eine gute räumliche Auflösung der elektromagnetischen Schauer sowie eine Bestimmung der Teilchenladung durch Ionisation des Argons. Physikalisch finden 2 Prozesse statt. Im Blei strahlen Elektronen Photonen ab (Bremsstrahlung), die wiederum  $e^+e^-$ -Paare erzeugen können (Paarbildung). Aus diesen beiden Prozessen resultiert schließlich ein elektromagnetischer Schauer. Tabelle 4 gibt eine Übersicht über die technischen Daten des Kalorimeters.

---

Dicke der Bleiplatten/streifen	1.2 mm
Abstand der Bleiplatten/streifen	3.6 mm
Breite der Bleistreifen $0^\circ$ , $90^\circ$	2.3 cm
$45^\circ$	3.25 cm
angelegte Hochspannung	2 - 5 kV
Raumwinkel	87% von $4\pi$
Winkelauflösung	4 mrad
Energieauflösung (E in GeV)	$\sigma(E)=0.05E + 0.10 \sqrt{E}$
Dicke des Kalorimeters	20.0 Strahlungslängen
	1.0 Absorptionslängen
Material vor dem Kalorimeter	0.85 Strahlungslängen
	0.2 Absorptionslängen

---

Tabelle 4. Technische Daten des Kalorimeters

### 3.2.3 Das Triggersystem

Die Teilchenbündel treffen im Detektor 250000 mal pro Sekunde aufeinander. Jedoch erwartet man aufgrund von Berechnungen (Wirkungsquerschnitt und Luminosität) nur etwa alle 10 Minuten ein multihadronisches Ereignis.

Um nun diese interessanten Ereignisse von Untergründereignissen zu unterscheiden, benötigt man ein Triggersystem. Die beiden wichtigsten Trigger zur Erkennung multihadronischer Ereignisse, der Spuretrigger und der Energietrigger des Kalorimeters, sollen hier etwas genauer beschrieben werden.

Der programmierbare Spurtrigger bekommt seine Eingangssignale von den Anoden und den  $90^\circ$ -Kathoden der Proportionalkammern und Driftkammern im Innendetektor. Der Trigger liefert innerhalb von  $1.5 \mu\text{s}$  eine Entscheidung unter folgenden Bedingungen:

1. Es werden gekrümmte Spuren in der  $r\phi$ -Ebene verlangt. Sie werden von Anodendrähten der Proportionalkammern und den Driftkammern gefunden.
2. Es werden gerade Spuren in der  $rz$ -Ebene verlangt. Sie werden von den  $90^\circ$ -Kathoden der Proportionalkammern gefunden.

Die Signale werden in 64 azimuthal und 37 polaren Sektoren zusammengefaßt. Die Sektorsignale werden mit Masken verglichen. Die Masken erlaubter Spuren sind in RAM's (Random-Access-Memory) gespeichert. In der  $r\phi$ -Ebene werden nur Spuren akzeptiert, die weniger als 1 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind und bei denen mindestens 5 von den 7 zur Triggerentscheidung herangezogenen Anoden angesprochen haben. In der  $rz$ -Ebene erhält man nur ein positives Signal, wenn der Abstand zum Vertex weniger als 15 cm beträgt und mindestens 2 der 5 Kathoden angesprochen haben.

Der Energietrigger benutzt die Energieabgabe des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter. Man bildet zwei Summen: Summe A über einen Bereich von 1-17 Strahlungslängen mißt die Gesamtenergie des Schauers. Summe B mißt über den Bereich von 4-7 Strahlungslängen das Maximum des Schauers. Dies wird zweimal mit  $0,6 \mu\text{s}$  Abstand durchgeführt. Dadurch kann man kosmische Strahlung und Störungen, die durch die Elektronik hervorgerufen werden, unterdrücken und man kann die zeitliche Korrelation zwischen Signal und Strahlkreuzung überprüfen.

Der CELLO Master-Trigger kombiniert die einzelnen Triggerentscheidungen und trifft innerhalb von  $2.5 \mu\text{s}$  die endgültige Entscheidung zur Auslese des Detektors. Die in dieser Arbeit verwendeten multihadronischen Ereignisse werden dabei mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99% erkannt.

### 3.2.4 Die Datenauslese

Hat der Trigger ein Ereignis akzeptiert, wird der Detektor ausgelesen, wobei während der Auslesezeit von ca. 0.05 s alle weiteren Strahlkreuzungen ignoriert werden. Die Auslese erfolgt über ein CAMAC Romulus System, welches von einem Prozeßrechner vom Typ PDP-11/44 gesteuert wird. Die Komponenten des Detektors sind hierbei verschiedenen Zweigen (Branches) zugeordnet, die unabhängig voneinander ausgelesen werden. Von den Kanälen des Kalorimeters werden nur diejenigen ausgelesen, deren Signal deutlich über der Rauschschwelle liegt.

Die aufgenommenen Daten werden von der PDP formatiert und an die IBM des DESY-Rechenzentrums weitergeleitet. Dort werden sie zunächst auf Magnetplatte als schnellen Zwischenspeicher geschrieben, durchlaufen ein Filterprogramm (siehe "Der Filter" auf Seite 29) und werden danach zur Weiterverarbeitung auf Magnetbänder kopiert. Mit Hilfe der Triggerinformationen werden Kandidaten für Bhabha-Streuung und multihadronische Ereignisse erkannt und getrennt abgespeichert. Diese werden sofort rekonstruiert und können graphisch dargestellt werden.

Eine weitere Aufgabe der PDP besteht darin, den Detektorzustand zu kontrollieren. Hierzu werden Histogramme (z.B. über die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger und der Kammern, Auslesefehler des Detektors und die Luminosität) erstellt, die von der Schichtbesatzung am Bildschirm überprüft werden können.

Eine schematische Darstellung der Datenauslese des CELLO Detektors ist in Abbildung 12 auf Seite 29 zu sehen.

### 3.3 DIE AUFARBEITUNG DER DATEN

Die ausgelesenen Daten sind für die Analyse noch nicht geeignet. Einerseits müssen die physikalisch interessanten Ereignisse aus dem uninteressanten Untergrund herausgefiltert werden, andererseits müssen physikalische Größen wie z.B. der Impuls eines geladenen Teilchens rekonstruiert werden. Hierzu verwendet man ein schnelles Filterprogramm [15] sowie das

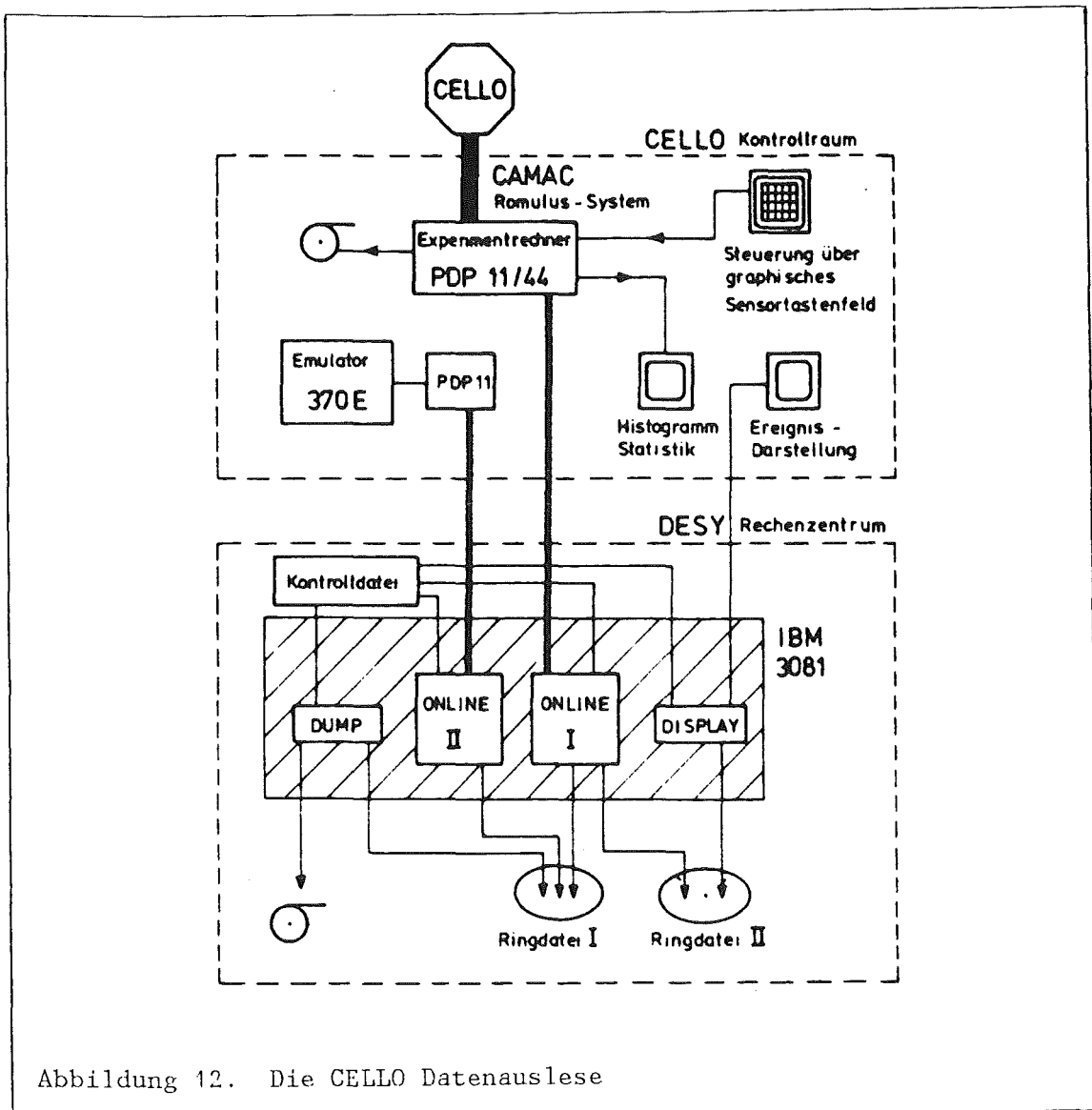


Abbildung 12. Die CELLO Datenauslese

Rekonstruktionsprogramm OFFRAM [16]. Diese beiden Programme sollen nun genauer erläutert werden.

### 3.3.1 Der Filter

Die Rohdaten bestehen zum größten Teil aus Untergrundereignissen wie Strahl - Gas - und Strahl - Wand - Wechselwirkungen oder Ereignissen

aufgrund kosmischer Strahlung. Damit diese Untergrundereignisse nicht alle zeitaufwendig rekonstruiert werden müssen, durchlaufen die Daten zuerst ein Filterprogramm auf einem IBM-Emulator 370E. Es dient dazu, aufgrund zusätzlicher Informationen die Triggerentscheidungen noch einmal zu überprüfen.

Hierzu werden zunächst aus den Koordinaten des Innendetektors Spuren in der  $r\phi$ -Ebene rekonstruiert, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und mindestens 9 Punkte haben. Im nächsten Schritt wird versucht, die Spuren auch in der rz-Projektion zu rekonstruieren, um einen z-Vertex zu definieren. Liegt dieser mehr als 15 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, so werden die Spuren verworfen.

Zur Überprüfung der neutralen Triggerentscheidung wird die Summe A (vgl. "Das Triggersystem" auf Seite 26) für jedes Modul in GeV kalibriert und in Energieklassen eingeteilt, die den Triggerschwellen nachgebildet sind. Aus der zu zwei verschiedenen Zeitpunkten gemessenen Summe B kann der Zeitpunkt der Wechselwirkung auf 50 ns genau bestimmt werden. Außerdem erfolgt die Rekonstruktion der elektromagnetischen Schauer im zentralen Kalorimeter.

Die Verifizierung der Triggerentscheidung erfolgt schrittweise. Nach jedem Schritt wird das Ereignis entweder verworfen oder weiterverarbeitet und abschließend mit der Entscheidung des Filterprogrammes markiert. Die Datenmenge wird durch den Filter um ca. 90% reduziert, wobei jedoch weniger als 0.5% aller multihadronischer Ereignisse verworfen werden, so daß sie nun von den Rekonstruktionsprogrammen gut verarbeitet werden kann.

### 3.3.2 Die Rekonstruktion der Daten

Die Rohdaten liegen in einer für die Analysen ungeeigneten Form vor. Physikalische Größen wie Impuls, Energie, Teilchenzahl usw. müssen erst noch rekonstruiert werden. Hierzu wurde für CELLO das Rahmenprogramm OFFRAM (OFFline - FRAME - program) geschrieben. Da es sehr rechenzeitintensiv ist, wurde es in einer Form erstellt, die auf jedem Computersystem der Kollaboration anwendbar ist. Die Rekonstruktion der Daten kann somit gleichzeitig in verschiedenen Instituten erfolgen.

OFFRAM dient zur Eingabe von zusätzlichen Informationen über den Detektor (z.B. die genaue Position des Kollisionspunktes für jede Strahlfüllung) und steuert die einzelnen Prozessoren, die jeweils einen bestimmten Teil des Detektors analysieren. Im folgenden sollen nur die für diese Arbeit wichtigsten Prozessoren CELPAT, CLGEOM und LATRAK erläutert werden.

**CELPAT** rekonstruiert räumliche Spuren im Spurdetektor. Dazu werden Raumpunkte benutzt, die durch die Proportional- und Driftkammern bestimmt werden. In einem iterativen Verfahren werden Punkte gesucht, an die sich eine Schraubenlinie anpassen läßt. Für eine Spur müssen mindestens 7 Punkte - davon 2 rekonstruierte Raumpunkte - auf einer solchen Linie gefunden werden. Deren Parameter legen den Impuls des Teilchens fest.

**CLGEOM** benutzt die von CELPAT gefundenen Spurpunkte und versucht unter Hinzunahme des Wechselwirkungspunktes und Berücksichtigung der leichten Inhomogenität des Magnetfeldes die Impulsmessung zu verbessern.

**LATRAK** rekonstruiert Schauer im Kalorimeter. Durch Ladungskorrelationen in den  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  Bleistreifen werden zunächst zweidimensionale Schauerzellen definiert, die dann zu dreidimensionalen Schauern kombiniert werden. Durch die unterschiedliche Orientierung und Form können überlappende Schauer erkannt, hadronische Schauer von elektromagnetischen unterschieden werden. Liegt der Schauer in Verlängerung einer durch CELPAT erkannten Spur, so bestimmt diese die Schauerachse. Findet man keine solche Zuordnung, wird ein neutrales Teilchen angenommen und die Achse des Schauers zeigt auf den Wechselwirkungspunkt. Mit Hilfe von Eichkonstanten werden die ausgelesenen Gesamtladungen in Teilchenenergien umgerechnet.

Die auf diese Weise aufbereiteten Daten werden auf ein DST (Data - Summary - Tape) geschrieben und an die DESY-Gruppe zurückgesandt. Da sie noch eine große Anzahl von Untergrundereignissen enthalten, werden die Daten einer Vorselektion unterworfen, bevor die Magnetbänder (Select Tapes) zur Analyse an die einzelnen Gruppen der Kollaboration verschickt werden. Diese Vorselektion hat keinen Einfluß auf die Anzahl der multi-hadronischen Ereignisse.

Tabelle 5 auf Seite 32 verdeutlicht am Beispiel von Experiment 44 ( $E_{\text{cm}} = 35 \text{ GeV}$ ) noch einmal die sukzessive Verringerung der Datenmenge während ihrer Verarbeitung. Die Auswahlkriterien für die multihadronischen Ereignisse werden im nächsten Kapitel ("5. Auswahl multihadronischer Ereignisse" auf Seite 37) erläutert.

Verarbeitungsstufe	Ereignisse	Magnetbänder
Rohdaten (RDT)	64 523 968	2030
Filter	7 880 300	ca. 300
Rekonstruktion (dst)	~	807
Vorselektion (Select)	3 655 400	374
Multihadronen	24 000	10

Tabelle 5. Reduktion der Daten bei Experiment 44



## 4. SIMULATION VON EREIGNISSEN

Da die Partonerzeugung für den Beobachter nicht unmittelbar zugänglich ist, benötigt man Modelle, die versuchen diesen physikalischen Sachverhalt zu beschreiben. Die im Kapitel 'Fragmentationsmodelle' vorgestellten Modelle sind von der Universität Lund (Schweden) in Computer-Programme umgesetzt worden. Mit einem solchen Programm, welches die Partongeneration und die Fragmentation umfasst kann man Ereignisse mit verschiedenen Parametern generieren. Diese Ereignisse werden als Vierervektorereignisse bezeichnet, weil sie keinen experimentellen Einfluß, sondern nur Physik enthalten. Da die experimentell gewonnenen Daten nur über ein Beobachtungsinstrument, den Detektor, gesehen werden können, muß man die Vierervektordaten, will man sie mit den Daten vergleichen, durch ein Detektorsimulationsprogramm laufen lassen. Nach dieser Simulation spricht man von simulierten Daten oder Monte-Carlo-DST's.

### 4.1 DER PARTONGENERATOR

Der Partongenerator beschreibt die  $e^+e^-$ -Annihilation über elektroschwacher und starker Wechselwirkung in Quarks. Die Gluonen werden über die starke Wechselwirkung von Quarks abgestrahlt. Außerdem ist berücksichtigt, daß die Elektronen und Positronen vor der Vernichtung Photonen abstrahlen können (Strahlungskorrektur). Dieser QED Prozeß ist bis zur 3. Ordnung in  $\alpha$  gerechnet. Die Energie der abgestrahlten Photonen beträgt zwischen 0.5% und 99% der Strahlenergie (17.5 GeV).

Ebenso ist berücksichtigt, daß neben einem virtuellen Photon ein virtuelles  $Z^0$  als Austauscheteilchen auftreten kann. Die Interferenz der beiden Prozesse führt zu einer Asymmetrie in der Winkelverteilung der Quarks.

Entsprechend der Schwerpunktsenergie von 35 GeV bei Experiment 44 werden nur 5 Quarkflavour (u,d,s,c,b) berücksichtigt wobei die Erzeugungswahrscheinlichkeit proportional zum Quadrat der Ladung ist, also  
u: d: s: c: b = 4: 1: 1: 4: 1.

Um infrarote und kollineare Divergenzen im String Modell zu beseitigen wird ein Schnitt (Y-Cut) in der invarianten Masse zweier Partonen gemacht.

$$Y > (p_1 + p_2)^2 / E_{\text{cms}}^2$$

Dieser Y-Schnitt hat im Parton-Schauer Modell keine Bedeutung da hier keine Divergenzen auftreten wegen der Berücksichtigung aller Terme in der Störungsrechnung.

## 4.2 DIE FRAGMENTATION

Der Vorgang der Fragmentation wurde schon in dem entsprechenden Kapitel erläutert, hier sollen die wichtigsten Parameter kurz angesprochen werden.

Die Teilchen erhalten einen bestimmten Transversalimpuls zur Richtung des Quarks. Die Verteilung der Transversalimpulse wird als 'gaussförmig' angenommen ( $\sim \exp(-p_t^2 / 2\sigma_q^2)$ ), wobei  $\sigma_q$  die Breite der Gaussverteilung angibt. Dieser  $\sigma_q$ -Wert wird so gewählt, daß die  $p_t$ -Verteilung der Jets in den simulierten Daten mit der entsprechenden Verteilung der experimentellen Daten übereinstimmt.

Die Parameter a und b, die in der Lund-Fragmentationsfunktion enthalten sind, beeinflussen unter anderem die Teilchenmultiplizität. Ein Erniedrigen von a bzw. ein Erhöhen von b bewirkt eine Verringerung der Multiplizität.

Die  $\varepsilon$ -Werte in der Peterson-Funktion sind nicht so frei zu wählen wie die obigen Parameter a und b, weil sie sehr genau aus dem Zerfall der D-Mesonen ( $\varepsilon_c$ ) und B-Mesonen ( $\varepsilon_b$ ) ermittelt werden können. Im Modell der String-Fragmentation wurden noch die älteren  $\varepsilon$ -Werte benutzt, während im Parton-Schauer-Modell die neueren Werte von J.Chrin (Manchester) verwendet wurden [12].

Das Verhältnis der Vektormesonen zu den Pseudoskalaren Mesonen ( $V / (V + P)$ ) beeinflusst ebenfalls sehr stark die Teilchenmultiplizität.

### 4.3 DIE DETEKTORSIMULATION

Die Vierervektordaten, müssen noch eine Reihe von Computer-Programmen durchlaufen ehe man sie mit den experimentell ermittelten Daten vergleichen kann.

Der Einfluß des Innendetektors auf die Vierervektordaten wird durch das Programm PTRAK beschrieben. Es berechnet die Krümmung der Teilchenspur sowie die Ionisierung der Kammern und berücksichtigt das inhomogene Magnetfeld des Detektors.

Die Entstehung eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter wird von dem Programm EGS simuliert. Hadronische Schauer und myonische Schauer werden durch das Programm HETC simuliert. Danach durchlaufen diese Daten das Programm CELINT, das den aktuellen Zustand des Detektors zum Zeitpunkt der Datennahme beschreibt. Hierbei wird das elektronische Rauschen, der Untergrund infolge der Synchrotronstrahlung, die Ansprechwahrscheinlichkeit und Auflösung der einzelnen Detektorkomponenten simuliert.

Diese Ereignisse durchlaufen nun die gleichen Rekonstruktions- und Analysenprogramme wie die experimentell gewonnenen Daten. Danach liegen simulierte Ereignisse vor, die nun mit den Daten verglichen werden können.



## 5. AUSWAHL MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE

In diesem Kapitel sollen die Kriterien beschrieben werden, die die Ereignisse erfüllen müssen, um als multihadronische Ereignisse akzeptiert zu werden.

Der erste Schritt besteht in der Auswahl guter Spuren. Die Impuls- bzw. Energiemessung von geladenen und neutralen Teilchen ist natürlich fehlerbehaftet. Der absolute Fehler, der bei der Impulsmessung von geladenen Teilchen gemacht wird, nimmt mit zunehmenden Impuls und mit dem Winkel zwischen Spur und Strahlachse zu. Die neutralen Teilchen werden durch elektromagnetische Schauer im Kalorimeter nachgewiesen. Bei der Energiemessung kommen die Fehler zustande, weil bei niederenergetischen Schauern die Energieauflösung sehr schlecht wird und außerdem können Photonen schon im Material vor dem Kalorimeter aufschauern, so daß nicht die gesamte Energie gemessen wird.

Aufgrund von Monte-Carlo Studien wird die Korrelation zwischen im Detektor gefundenen und tatsächlich vorhandenen Spuren sowie die Effizienz des Detektors bestimmt. Die Impuls- und Energieschnitte von Tabelle 6 sind so gewählt, daß man eine möglichst gute Korrelation und Effizienz bei noch ausreichender Statistik hat. Mit den verwendeten Schnitten erhält man eine Korrelation von 92 % bei einer Effizienz von 78 % für geladene Spuren und eine Korrelation von 73 % bei einer Effizienz von 42 % für neutrale Spuren [18].

---

1. Impuls der geladenen Teilchen	> 150 MeV/c
2. Energie der neutralen Schauer	> 300 MeV
3. Radialer Abstand vom Vertex	< 0.5 cm
4. $ \cos(\text{Winkel zw. Spur und Strahl}) $	< 0.865

---

Tabelle 6. Schnitte auf die Spuren

Im zweiten Schritt müssen diese Daten von Untergrundereignissen (Wechselwirkung des Strahls mit dem Restgas und der Wand des Strahlrohrs, kosmische Ereignisse sowie anderen uninteressanten physikalischen Ereignissen, wie Bhabhastreuung, Leptonpaar- und Photonpaarerzeugung) abgetrennt werden. Hierzu werden folgende Bedingungen an die Ereignisse gestellt:

- 
1. Anzahl guter geladener Spuren  $> 4$
  2. gesamte sichtbare Energie  $> 0.33 \cdot E_{\text{cms}}$
  3. sichtbare Energie der geladenen Teilchen  $> 0.22 \cdot E_{\text{cms}}$
  4. sichtbare Energie der neutralen Teilchen  $> 1.0 \text{ GeV}$
  5. Nettoladung  $< 6$
  6. mindestens ein geladenes Teilchen pro Detektorhälfte
- 

Tabelle 7. Bedingungen für multihadronische Ereignisse

Wenn die Bedingungen 1,2,4 und 5 oder 1,3,5 und 6 erfüllt sind, wird das Ereignis akzeptiert. Trotz all dieser Bedingungen sind ca. 2 % Untergrund in Form der vorher erwähnten Ereignisse in der multihadronischen Datenmenge enthalten.

## 6. WIE FINDET MAN JETS ?

Jets oder Cluster werden in dieser Arbeit auf zwei verschiedene Arten gesucht.

### 6.1 DIE CLUSTER-ROUTINE

In dieser Routine [19] dienen die Richtungen der Maxima des Energieflusses  $S^{PW}$  als erste Festlegung der Jetachsen. Mit der untenstehenden Definition von  $S^{PW}$  werden 2 nahe beieinander emittierte Teilchen benötigt um ein lokales Maximum zu bilden. Der verallgemeinerte Energiefluß  $S^{PW}$  ist definiert als

$$S^{PW}(\theta, \phi) = \frac{\sum_{i,k=1, i \neq k}^n (p_i^W \cdot p_k^W)}{\sum_{i=1}^n p_i^W}$$

mit

$$p_i^W = p_i \cdot \exp \left( - \frac{\delta^2}{\delta_0^2} \cdot \frac{p_i}{1 \text{ GeV}} \right)$$

$p_i$  = Impuls des Teilchens  $i$

$\delta$  = Winkel zwischen Teilchen  $i$  und der Jet-Achse

$\delta_0$  = freier Parameter ( $25^\circ$  für diese Analyse)

Die Teilchen werden einem Jet zugeordnet, wenn ihr Impulsvektor mit der Jetachse einen Winkel bildet der kleiner ist als ein vorgegebener Winkel, hier  $45^\circ$ . Danach wird eine neue Jetachse aus den Impulsen der nun im Jet befindlichen Teilchen berechnet. Anschließend erfolgt eine neue Zuordnung

der Teilchen zu den Jets.... . Währenddessen werden nur Jets akzeptiert, die eine bestimmte Mindestenergie, eine bestimmte Mindestteilchenzahl und deren Jetachse zur nächsten Jetachse einen definierten Mindestwinkel besitzen. Dieser Vorgang wiederholt sich solange bis ein stabiler Zustand erreicht ist.

Um nun möglichst viele 'gute' 4-Jetereignisse, d.h. 4 Jets von 4 Partonen, mit noch ausreichender Statistik im Sample zu haben werden in dieser Cluster-Routine noch weitere Schnitte gemacht. Die Korrelation zwischen 4-Partonereignis und 4-Jetereignis kann natürlich nur mit Hilfe von simulierten Ereignissen untersucht werden. In der Cluster-Routine werden die Bedingungen für die Definition eines Jets variiert. Die Parameter sind der Winkel  $\xi$  zwischen den Jetachsen, die minimale Energie und Teilchenzahl (geladen und neutral) pro Jet. Die besten Parameter bei genügend hoher Statistik ergeben, daß  $68.3 \pm 8.0$  % der ermittelten 4-Jetrates von 4 Partonen stammen. Dies wird bei folgenden Schnitte erreicht:

1. Der Winkel zwischen den Jetachsen soll mindestens  $50^\circ$  sein
2. Die gemessene Jetenergie soll mindestens 2.5 GeV betragen
3. Ein Jet soll aus mindestens 3 Teilchen bestehen, von denen wiederum 2 geladen sein müssen

Mit der letzten Bedingung schließt man Pionen aus, die in 2 Photonen zerfallen können, so daß der Jet nur aus 2 Teilchen bestehen würde.

## 6.2 DIE INVARIANTE-MASSE - ROUTINE

Wie der Name schon sagt werden hier 2 Teilchen  $i$  und  $j$  zu einem 'Pseudoteilchen' zusammengefasst deren invariante Masse  $M_{ij}$  unterhalb eines bestimmten Bruchteils ( $Y_c$ -Cut) der Schwerpunktsenergie  $E_{\text{cms}}$  ist. Wird kein Pseudoteilchenpaar mehr gefunden das diese Bedingung erfüllt, so wird die Zahl der übriggebliebenen Pseudoteilchen als Anzahl der Jets interpretiert. Die invariante Masse ist gegeben durch



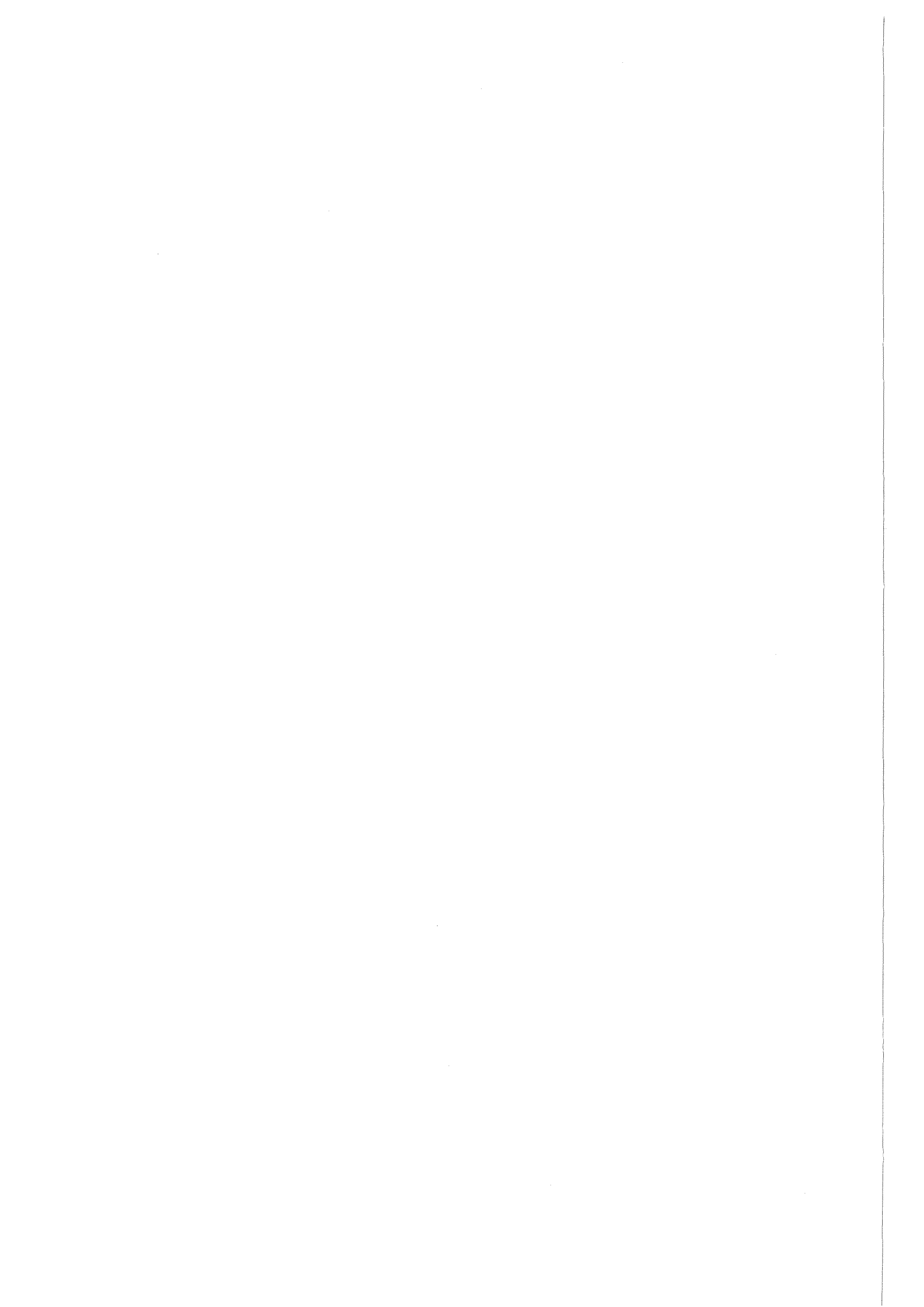
$$M_{ij}^2 = 4p_i p_j \sin^2 \alpha / 2$$

$\alpha$  = Winkel zwischen Teilchen i und j

Der  $Y_c$ -Cut ist definiert als

$$Y_c = M_{ij}^2 / E_{\text{cms}}^2$$

Diese zweite Routine ist wesentlich einfacher und weniger rechenzeintensiv als die oben beschriebene Cluster-Routine. Jedoch besitzt sie einige Nachteile. Es sind z.B. Jets möglich die nur aus einem Teilchen bestehen können. Dies wird bei der Cluster-Routine durch die Forderung daß 2 Teilchen benötigt werden um ein Maximum des Energieflusses zu erhalten ausgeschlossen. Ein weiterer Nachteil besteht darin das bei der Berechnung der invarianten Masse die Massen der Teilchen nicht eingehen.



### 7. 4-JETEREIGNISSE

Da die QCD eine nicht-abelsche Eichtheorie ist, können die Austausch-  
teilchen (Gluonen) miteinander wechselwirken. Gluonen konnten durch die  
Existenz von 3-Jetereignissen nachgewiesen werden. In 2.Ordnung QCD  
sollte man nach eben gesagten 4-Jetereignisse beobachten können. Diese  
Ereignisse können grob in 'QED-artige' und 'QCD-artige' 4-Partonereig-  
nisse unterschieden werden. Unter 'QED-artig' werden hier die Ereignisse  
verstanden, in denen das Gluon nur als Bremsstrahlungsgluon auftritt oder  
in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt. QCD-artig bedeutet, das das Gluon  
selbst wieder ein Gluon abstrahlt.

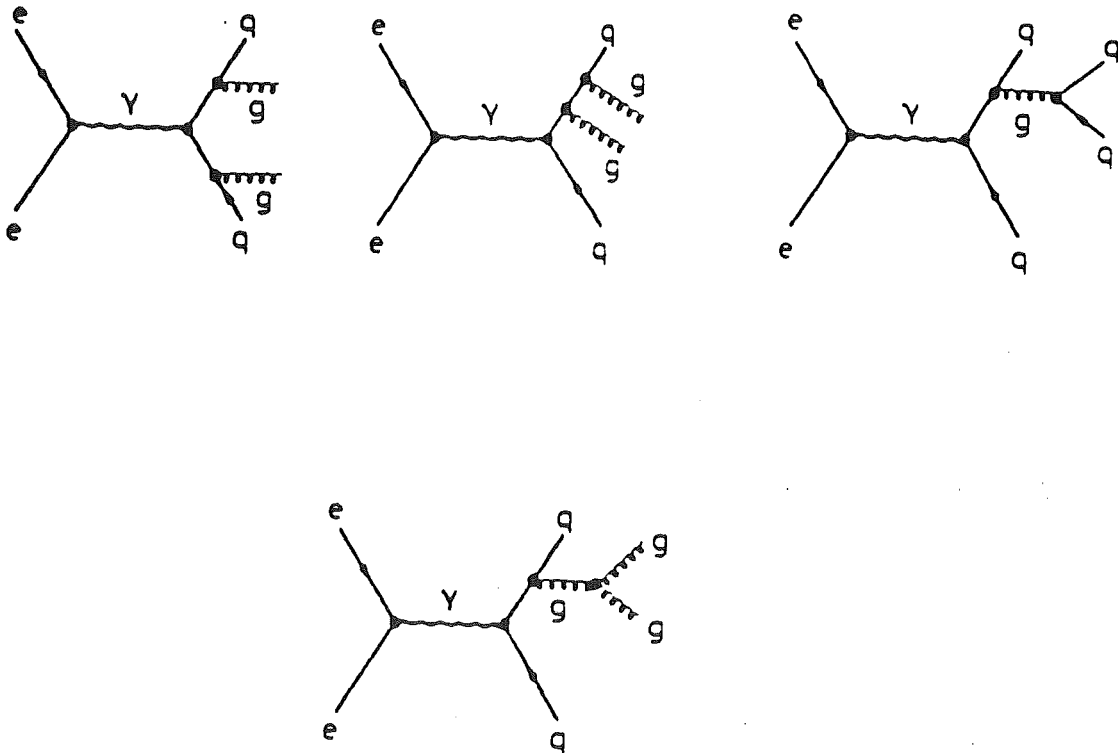


Abbildung 13. QED- und QCD-artige 4-Partonereignisse.

Besonders interessant ist natürlich das QCD-artige 4-Partonereignis, da hier die Gluonselbstkopplung auftritt, die bisher noch nicht direkt nachgewiesen werden konnte. In dieser Arbeit soll unter anderem ein Vorschlag gemacht werden mit dem die Gluonselbstkopplung nachgewiesen werden könnte. Zunächst soll jedoch gezeigt werden, daß es 4-Partonereignisse überhaupt gibt.

Analysiert man die experimentell gewonnenen Daten, so findet man 4-Jetereignisse. Sind diese Ereignisse nur durch Fluktuation in der Fragmentation von 2- und 3-Partonereignissen vorgetäuscht? Um zu entscheiden ob diese Ereignisse hauptsächlich von 4 Partonen kommen, muß diese Jetrate durch ein Modell beschrieben werden können, daß 4-Partonereignisse enthält. Da das Fragmentationsmodell aber auch kinematische Größen richtig wiedergeben soll, muß es diesbezüglich mit den Daten in Übereinstimmung gebracht werden. Dieses 'tuning' wurde für das String-Modell und für das Parton-Schauer-Modell durchgeführt, unter besonderer Berücksichtigung folgender Größen:

- mittlere  $\langle p_t \rangle$ -Verteilung ( $p_t$  zur Jetachse)
- mittlere  $\langle p_1 \rangle$ -Verteilung ( $p_1$  zur Jetachse)
- Teilchenmultiplizität (geladen, neutral, geladen + neutral)
- 3-Jetrate ( $\sim \alpha_s$ )

Außerdem wurden für das String-Modell zwei verschiedene Programmversionen innerhalb der Arbeit verwendet. Die neuere Version, LUND 6.3, mußte daher mit der älteren Version, LUND 5.2, in Übereinstimmung gebracht werden. Das Programm LUND 6.3 enthält neu das Parton-Schauer-Modell und es unterscheidet sich in der Matrixelement Version vom LUND 5.2 nur in technischen Dingen, z.B. kann das Vektormesonverhältnis für u- bzw. d- und s-Quarks getrennt gewählt werden.

## 7.1 DER THRUST

Bevor auf die genauere Analyse eingegangen wird, soll noch ein Schnitt auf die Ereignisse eingeführt werden, der hier nur eine technische Bedeutung hat, der Thrust [20].

Definition des Thrust :

$$T = \max( \Sigma |p_L| / \Sigma |p| )$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen im Ereignis.

Die Thrustachse ist die Richtung eines Ereignisses, bezüglich derer die Summe der Longitudinalimpulse maximal ist. Bei einem idealen 2-Jetereignis ist der Thrust  $T = 1.0$  und bei einem vollkommen isotropen Ereignis ist  $T = 0.5$ . Der Thrustwert von 4-Partonereignissen bewegt sich zwischen  $T = 1/\sqrt{3}$  und  $T < 1.0$  [21].

Die Thrustverteilung der 4-Jetereignisse ist aus Abbildung 14 zu ersehen.

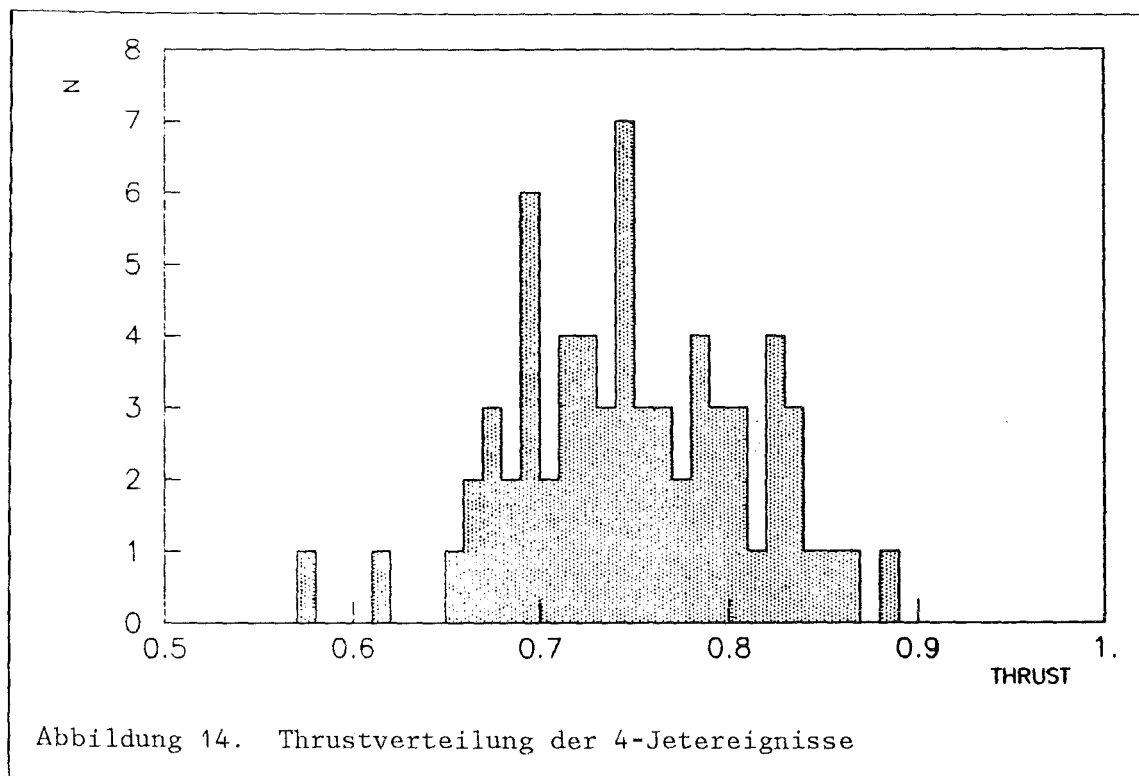


Abbildung 14. Thrustverteilung der 4-Jetereignisse

Um Rechenzeit zu sparen wurden Ereignisse verworfen deren Thrust größer als 0.92 ist. Dadurch geht kein einziges 4-Jetereignis verloren aber dafür ca. 50% der sonstigen multihadronischen Ereignisse.

## 7.2 KORREKTUR AUF DETEKTOREFFEKTE

Aus den 12776 Ereignissen die unsere Schnitte erfüllen wurden mit Hilfe der Cluster-Routine 66 4-Jetereignisse, 1482 3-Jetereignisse und 6864 2-Jetereignisse ermittelt. Die übrigen Ereignisse sind 0- und 1-Jetereignisse. Diesen Ereignissen entsprechen natürlich keine Parton-Ereignisse, sie werden nur aufgrund ihrer Fragmentation von der Cluster-Routine als solche erkannt. Die prozentualen Jetraten der Daten sind :

---

	2-Jetrate in %	3-Jetrate in %	4-Jetrate in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$

---

Tabelle 8. prozentuale Jetraten der Daten

Für die simulierten Daten mit den dazugehörigen Vierervektordaten erhält man:

---

	2-Jetrate in %	3-Jetrate in %	4-Jetrate in %
simulierte Daten	$56.8 \pm .4$	$11.8 \pm .2$	$.39 \pm .03$
Vierervektoren	$57.9 \pm .4$	$23.1 \pm .2$	$.96 \pm .04$

---

Tabelle 9. prozentuale Jetraten der simulierten Daten in 2.Ordnung  
QCD

Vierervektorereignisse enthalten nur Physik, also keinen Detektoreinfluß. Da man aus Kostengründen nicht jede veränderte Vierervektorversion durch die komplette Detektorsimulation laufen lassen kann, werden diese Vierervektorereignisse auf Detektoreffekte korrigiert.

Die Jetraten der generierten Ereignisse werden mit einem Faktor multipliziert, den man aus einem Vergleich der Daten mit den generierten Daten, bei denen der Detektoreinfluß simuliert wurde, erhält. Hieraus berechnen sich die jeweiligen Korrekturwerte  $K_i$ , die man auf die Jetraten  $i$  der veränderten Vierervektordaten anwendet, um den Detektoreinfluß abzuschätzen.

$$K_i = \frac{\text{Jetrate } i \text{ der simulierten Daten}}{\text{Jetrate } i \text{ der Vierervektordaten}}$$

---

	2-Jetrate	3-Jetrate	4-Jetrate
$K_i$	.980 ± .010	.508 ± .009	.404 ± .034

---

Tabelle 10. Korrekturwerte  $K_i$  (String-Modell)

Multipliziert man die Jetraten  $i$  der veränderten Vierervektoren mit diesen Korrekturfaktoren so ergibt die Summe der korrigierten Jetraten  $i'$  natürlich nicht mehr 1. Daher muß eine Normierung  $N$  vorgenommen werden, um die beiden Verteilungen vergleichen zu können.

$$N = \sum K_i \cdot i$$

Im Endeffekt berechnen sich die korrigierten Jetraten folgendermaßen:

$$i' = (K_i \cdot i) / N$$

### 7.3 GIBT ES 4-PARTONEREIGNISSE ?

Sind die, in unseren multihadronischen und thrustselektierten Daten gesehenen 4-Jetereignisse nur fehlerkannte 2- und 3-Partonereignisse, oder liegen wirklich 4 Partonen nach der  $e^+e^-$ -Annihilation vor.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß man die gesehene 4-Jetrade nicht durch QCD 1.Ordnung (nur qq- und qgg-Ereignisse) beschreiben kann. Hierzu werden Ereignisse mit Hilfe des Lund-Generators Version 5.2 in 1. Ordnung QCD (String Fragmentation) erzeugt. Weiterhin wurden unterschiedliche Fragmentationsparametern ( $\sigma_q$ ,  $\Lambda$ ,  $Y$ ) am LUND-Generator variiert, um zu überprüfen ob die 4-Jetrade durch diese anderen Parameter beschrieben werden kann.

Zunächst wurden Vierervektoren in 1.Ordnung QCD mit den Parametern von Tabelle 24 auf Seite 87 generiert. Man erhält mit Hilfe der Cluster-Routine folgende prozentualen Jetraten :

	2-Jetrade in %	3-Jetrade in %	4-Jetrade in %
Standard 1.Ordnung	$57.2 \pm .4$	$24.2 \pm .2$	$.25 \pm .02$
korrigiert	$55.9 \pm .7$	$12.3 \pm .2$	$.10 \pm .01$

Tabelle 11. prozentuale Jetraten der Vierervektordaten (Standard-Parameter)

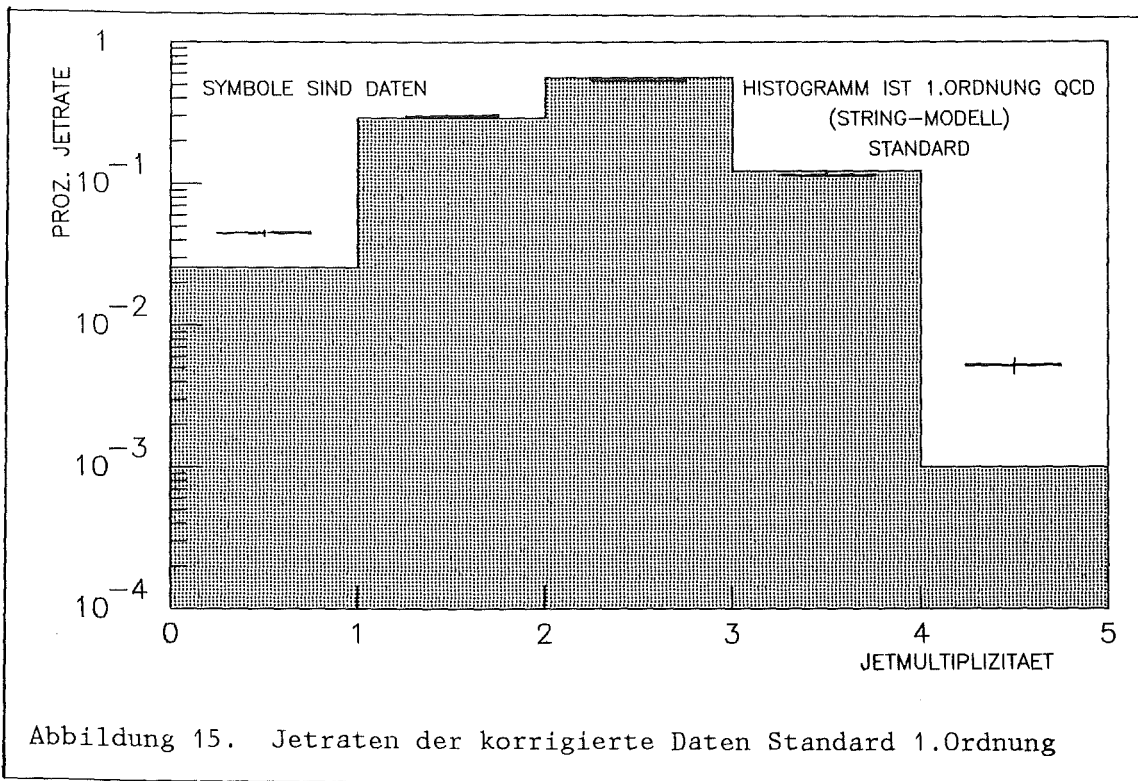
Durch Vergleich mit Tabelle 8 erkennt man deutlich, daß die 4-Jetrade in 1.Ordnung QCD nicht beschrieben wird. Abbildung 15 macht dies graphisch deutlich.



Vergleich der Jetraten zwischen Modell und Daten:

4-Jetrate Modell  
————— =  $19 \pm 2 \%$   
4-Jetrate Daten

3-Jetrate Modell  
————— =  $106 \pm 3 \%$   
3-Jetrate Daten



Um zu überprüfen ob die 4-Jetrate durch andere Parameter in 1.Ordnung QCD beschrieben werden kann, variierten wir jeweils einen Fragmentationsparameter im Programm LUND 5.2 und erzeugten die dazugehörigen Vierervektoreignisse. Die Parameter sind so gewählt, daß die Kinematik und Topologie der Ereignisse nicht zu stark gegenüber den Standardwerten verändert wird. Impulsverteilungen, Teilchenmultiplizität usw. werden bis zu  $6 \pm 2 \sigma$  gegenüber den Standardwerten verschoben.

Folgende Parameter wurden gegenüber den Standardwerten verändert:

- $\sigma_q$  von 240 MeV auf 350 MeV
- $\Lambda$  von 1.5 GeV auf 3.0 GeV
- $Y$  von 0.01 auf 0.03

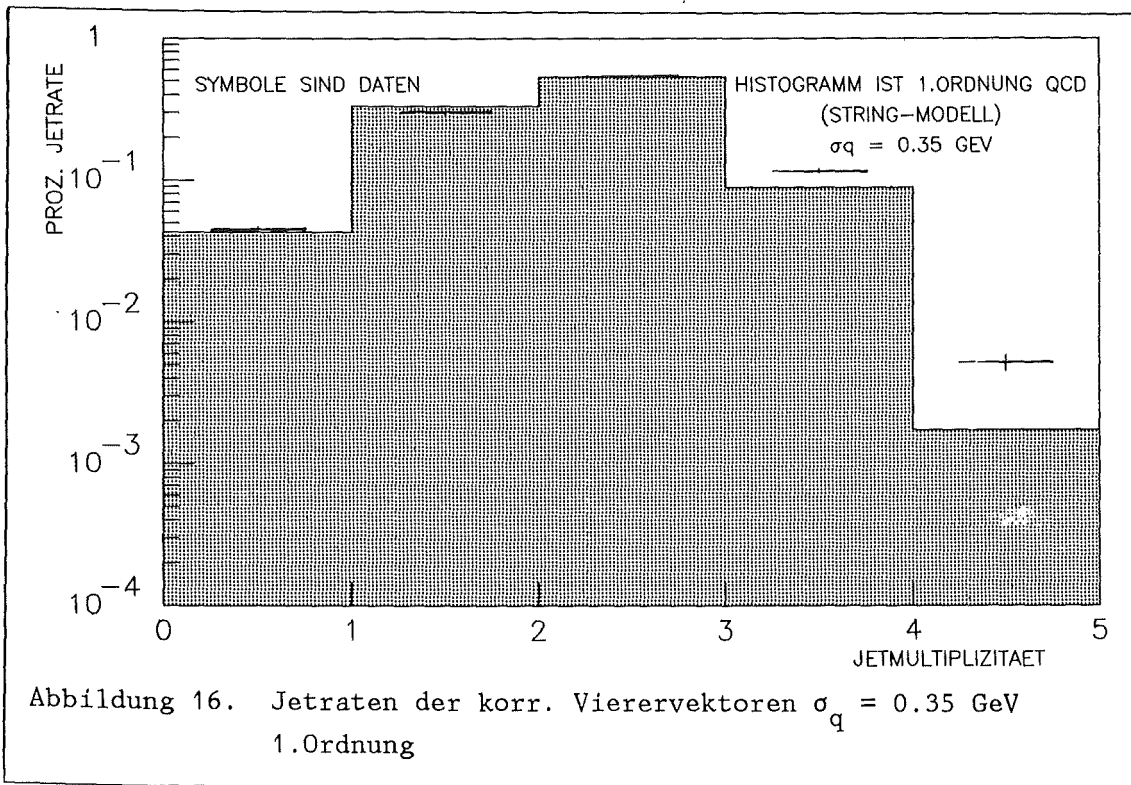
Damit ergaben sich folgende Jetraten in den auf Detektoreffekte korrigierten Vierervektordaten.

	2-Jetrade in %	3-Jetrade in %	4-Jetrade in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$
Standard-Werte	$55.9 \pm .7$	$12.3 \pm .2$	$.10 \pm .01$
$\sigma_q = 0.35$ GeV	$53.3 \pm .7$	$8.9 \pm .2$	$.17 \pm .02$
$\Lambda = 3.0$ GeV	$55.3 \pm .7$	$13.7 \pm .3$	$.13 \pm .02$
$Y = 0.03$	$55.4 \pm .7$	$12.5 \pm .2$	$.11 \pm .02$

Tabelle 12. prozentuale Jetraten der korrigierten Vierervektordaten 1.Ordnung

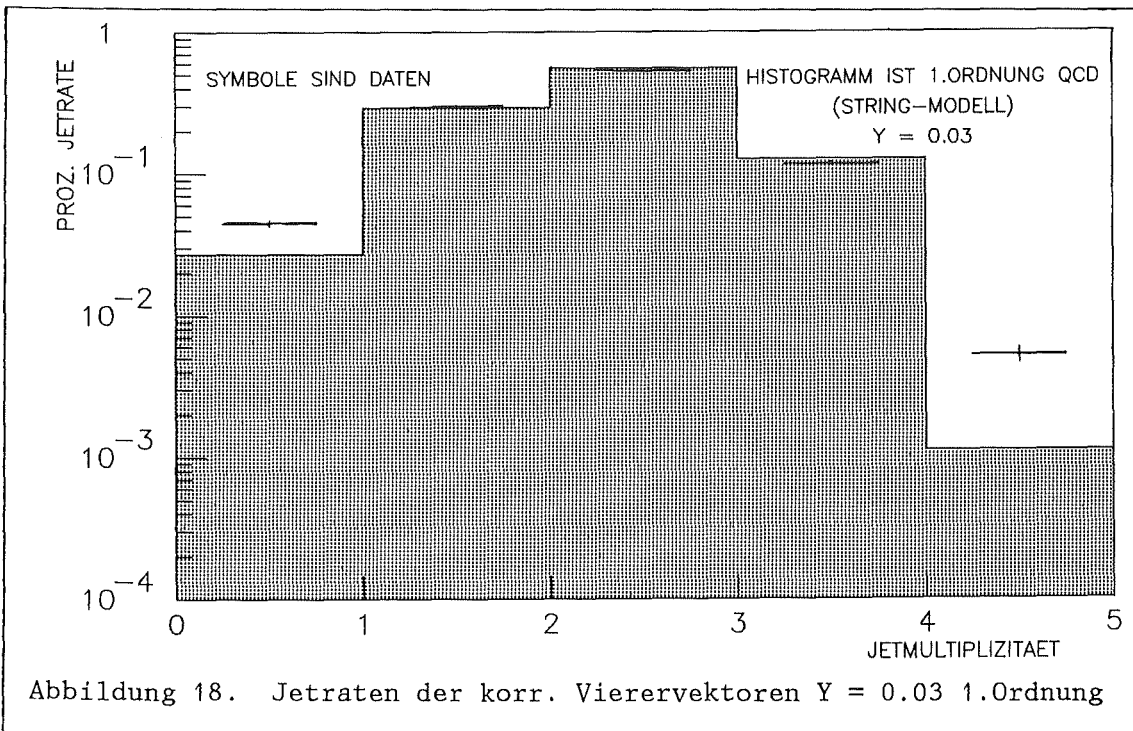
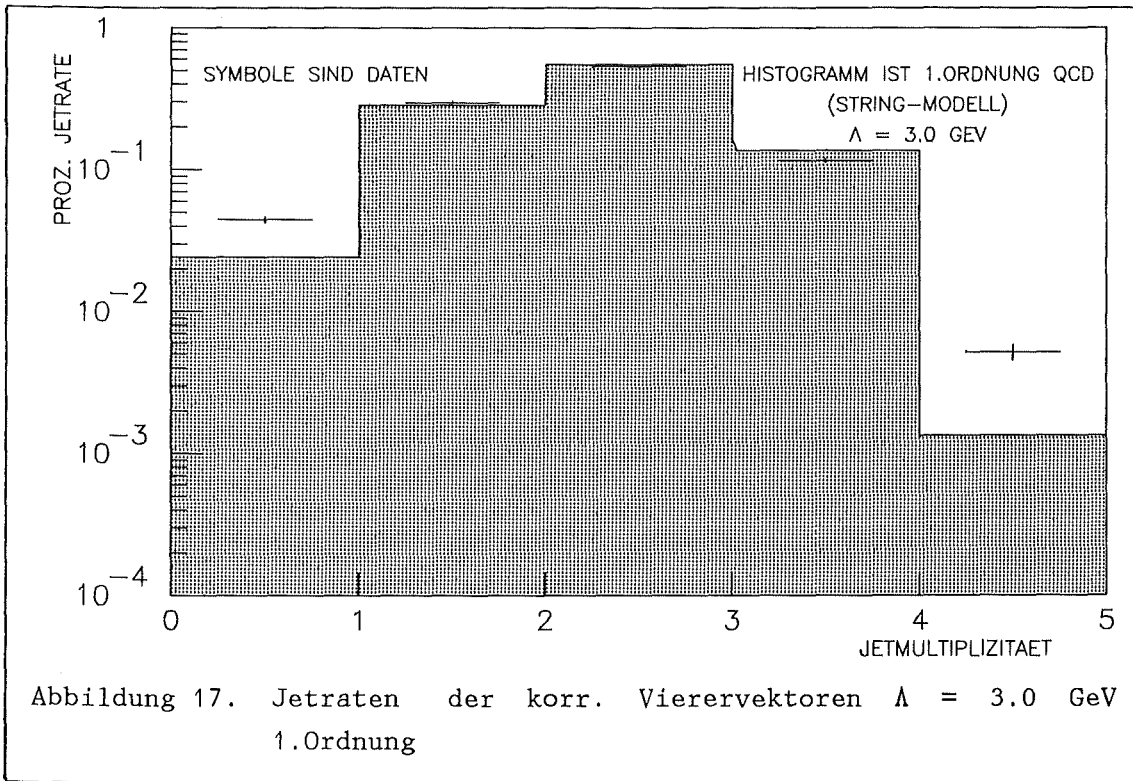
Hieran erkennt man, daß die 4-Jetrade durch Erhöhen von  $\sigma_q$  und  $\Lambda$  erhöht wird. Im Fall von  $\sigma_q$  wird die 4-Jetrade jedoch nur auf Kosten der 2- und 3-Jetrade größer (um 70 %), weil die Cluster-Routine durch die 'weichere' Fragmentation, d.h. breitere Jets, mehr 3-Partonereignisse als 4-Jetereignisse erkennt.

Mit dem  $\Lambda$ -Wert von 3.0 GeV erhält man eine um 30 % größere 4-Jetrade als mit dem Standardwert von 1.5 GeV. Allerdings ändert sich natürlich mit  $\Lambda$  die 3-Jetrade ebenfalls. Die Änderung beträgt im Fall der 3-Jet- und der 4-Jetrade beidesmale 6 Standardabweichungen. Eine Erhöhung der 4-Jetrade beruht nur auf einer Erhöhung der 3-Partonrate.



Ein vergrößern des Abschneideparameters  $Y$  hat keinerlei Auswirkungen auf die Jetraten, obwohl sich die Partonrate gegenüber den Standardwerten stark ändert. Mit dem Standardwert  $Y = 0.01$  erhält man 26.3 %  $q\bar{q}$ -Ereignisse und 73.7 %  $q\bar{q}g$ -Ereignisse, während man mit  $Y = 0.03$  jetzt 34.8 % 2-Partonereignisse und nur 65.2 % 3-Partonereignisse erhält. Bei einem kleineren  $Y$ -Cut liegen mehr weiche Gluonen vor. Die Cluster-Routine akzeptiert aber nur Jets, deren Jetachsen mehr als  $50^\circ$  voneinander entfernt sind, der Fragmentationsbereich dieser weichen Gluonen kann daher nicht aufgelöst werden.

Wie man aus Abbildung 16, Abbildung 17 und Abbildung 18 sowie den Tabellen sehen kann wird die 4-Jetraten in 1.Ordnung QCD nicht richtig beschrieben. Die in den simulierten Daten gesehene 4-Jetraten kommt nur durch 2- und 3-Parton-Ereignisse zustande, die von der Cluster-Routine als 4-Jet-Ereignisse erkannt werden.



## 7.4 QUANTITATIVE BESCHREIBUNG DER 4-JETRATE

Die nächste Frage muß also lauten: Kann die 4-Jetrade von dem String-Modell richtig beschrieben werden, wenn man die QCD in 2.Ordnung Störungstheorie benutzt, also  $q\bar{q}q\bar{q}$ - und  $q\bar{q}gg$ -Ereignisse berücksichtigt?

Zur Jetsuche wird zur Kontrolle neben der Cluster-Routine auch die Invariante-Masse - Routine benutzt. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden 3 verschiedene Verfahren angewandt und im Hinblick auf die 4-Jetrade untersucht.

1. 2.Ordnung Störungstheorie
2. Leading-Log-Approximation (LLA)
3. optimierte 2.Ordnung Störungstheorie

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß die 4-Jetrade in 1.Ordnung Störungstheorie nicht beschrieben werden kann.

### 7.4.1 Die 4-Jetrade in 2.Ordnung Störungstheorie

Das LUND-Programm kann Wirkungsquerschnitte bis zur 2.Ordnung rechnen. Wird die Jetrade dann richtig beschrieben? Um die Gültigkeit der 2.Ordnung QCD zu untersuchen verglichen wir die 4-Jetrade in den simulierten Daten, die mit den Parametern von Tabelle 24 auf Seite 87 erzeugt wurden, mit den experimentell gewonnenen Daten. Für die Fragmentation wurde das String-Modell benutzt.

#### 7.4.1.1 Analyse mit der Cluster-Routine

Mit der Cluster-Routine erhält man folgende Werte :

	2-Jetrade in %	3-Jetrade in %	4-Jetrade in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$
simulierte Daten	$56.8 \pm .4$	$11.8 \pm .2$	$.39 \pm .03$
Verhältnis	$106 \pm 2 \%$	$102 \pm 3 \%$	$75 \pm 10 \%$

Tabelle 13. prozentuale Jetraten der simulierten Daten in 2.Ordnung QCD und der Daten

Wie man aus Tabelle 13 und Abbildung 19 sieht wird die 4-Jetrade gegenüber den experimentellen Daten schlecht wiedergegeben, während die 3-Jetrade innerhalb des statistischen Fehlers richtig beschrieben wird. In Tabelle 13 ist zusätzlich das Verhältnis der Jetraten im Modell gegenüber den Daten notiert. Die Nulljetereignisse (siehe Abbildung 19) sind 'pathologische' Ereignisse, die durch den nicht multihadronischen Untergrund, wie Lepton- und Photonpaarerzeugung usw., hervorgerufen werden.

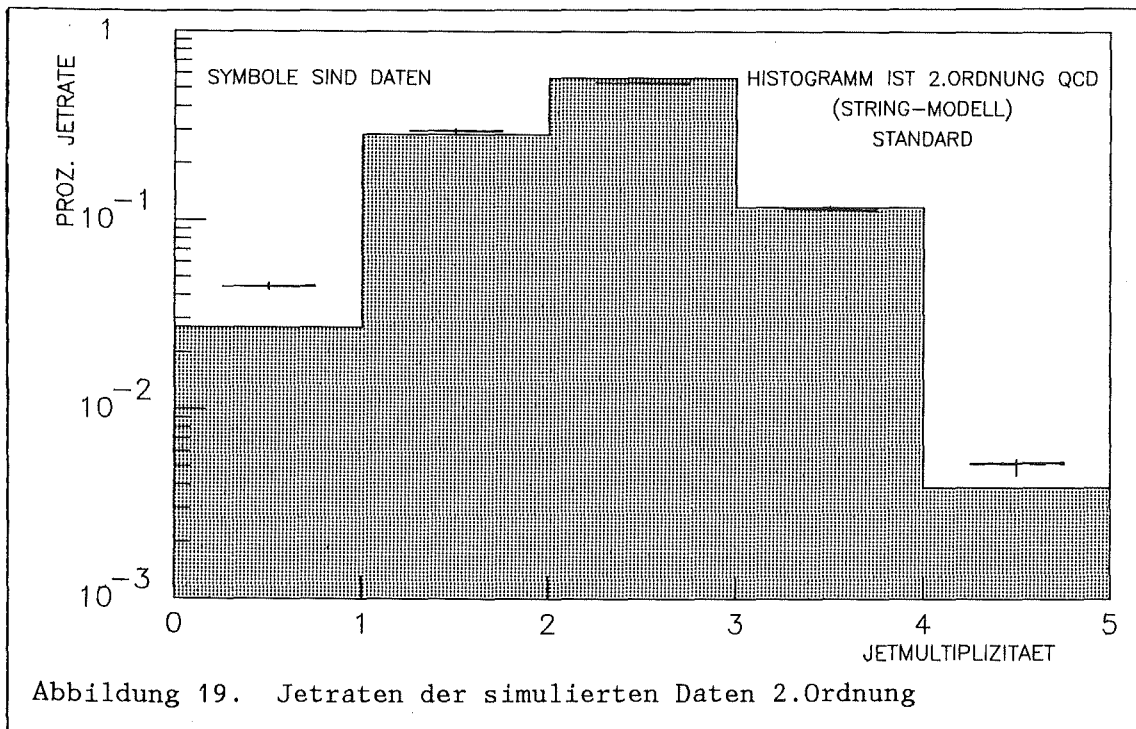


Abbildung 19. Jetraten der simulierten Daten 2.Ordnung

Auch hier soll untersucht werden ob die 4-Jetraten durch andere Parameter bei der Generation beschrieben werden kann. Es wurden wieder die drei Parameter  $\sigma_q$ ,  $\Lambda$ , und  $Y$  variiert :

- $\sigma_q$  von 240 MeV auf 350 MeV und 160 MeV
- $\Lambda$  von 0.5 GeV auf 2.0 GeV
- $Y$  von 0.01 auf 0.03

Korrigiert man die erzeugten Vierervektoren mit den Korrekturwerten von Tabelle 10 auf Seite 48 auf Detektoreffekte und normiert die Verteilung der Jetraten anschließend wieder, so erhält man :

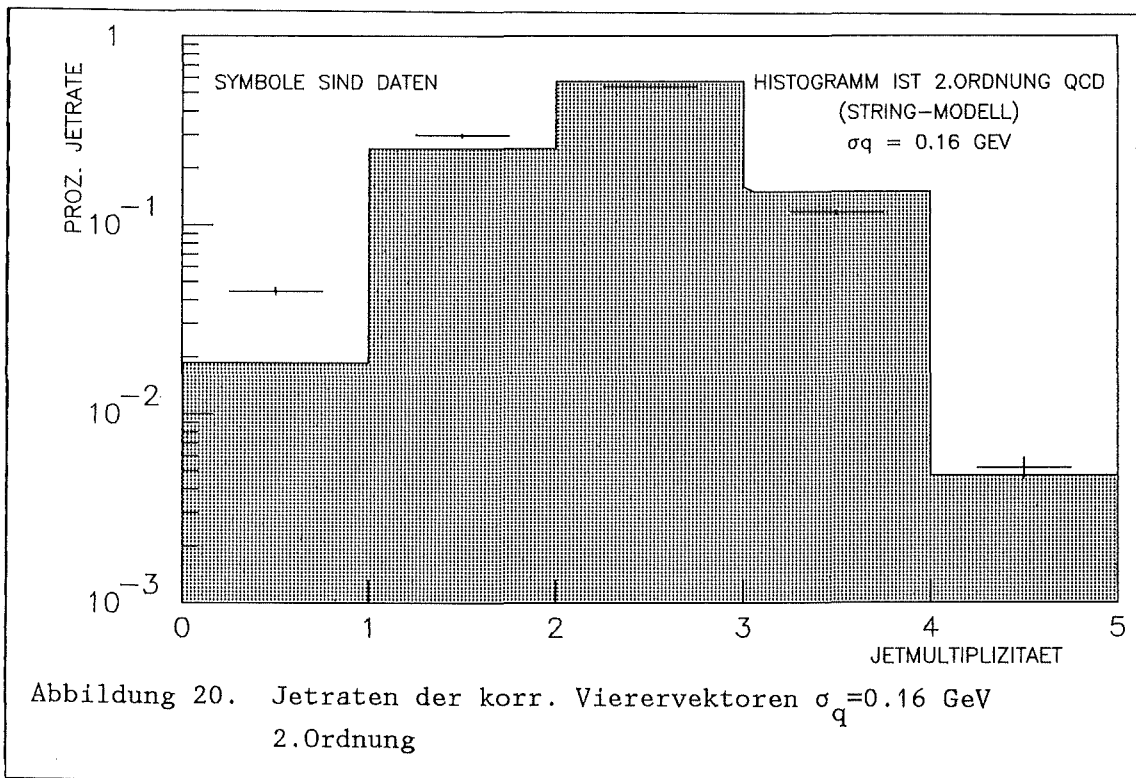
	2-Jetraten in %	3-Jetraten in %	4-Jetraten in %
$\sigma_q = 0.16 \text{ GeV}$	$54.8 \pm .7$	$14.2 \pm .2$	$.45 \pm .04$
$\sigma_q = 0.35 \text{ GeV}$	$54.7 \pm .7$	$8.7 \pm .2$	$.38 \pm .04$
$\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$	$55.8 \pm .7$	$14.3 \pm .3$	$.50 \pm .04$
$Y = 0.03$	$55.3 \pm .7$	$12.8 \pm .2$	$.32 \pm .03$

Tabelle 14. prozentuale Jetraten der korrigierten Vierervektordaten 2.Ordnung

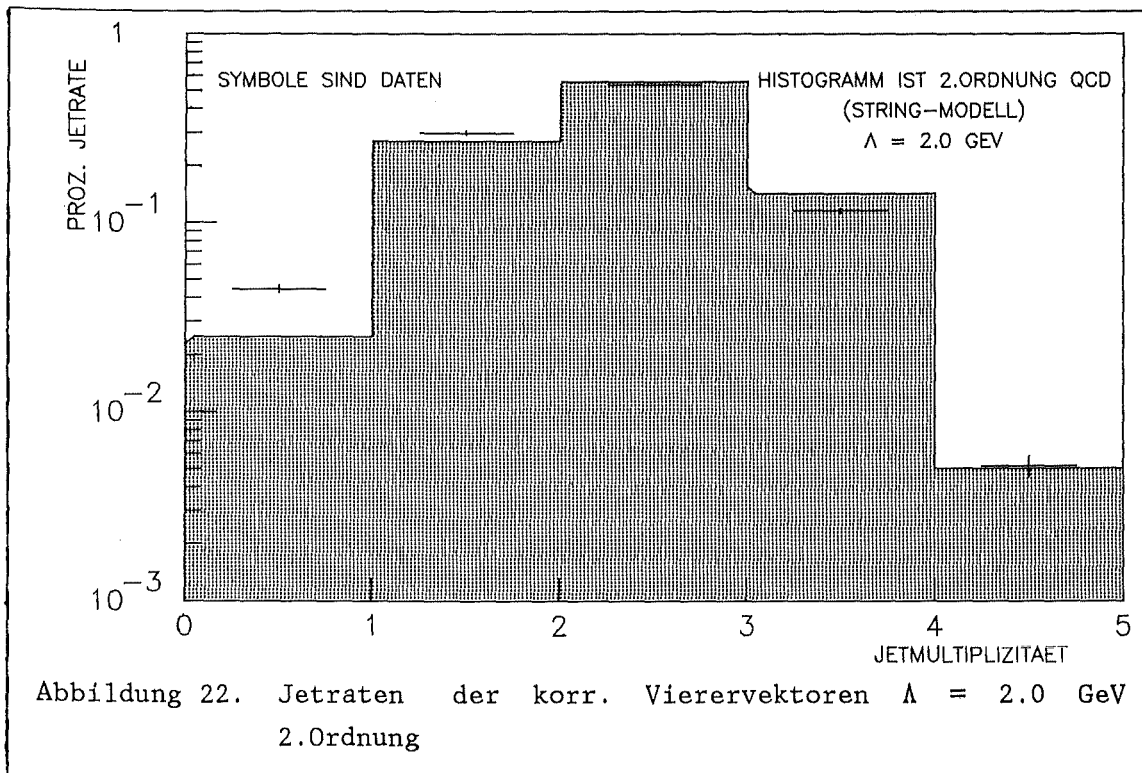
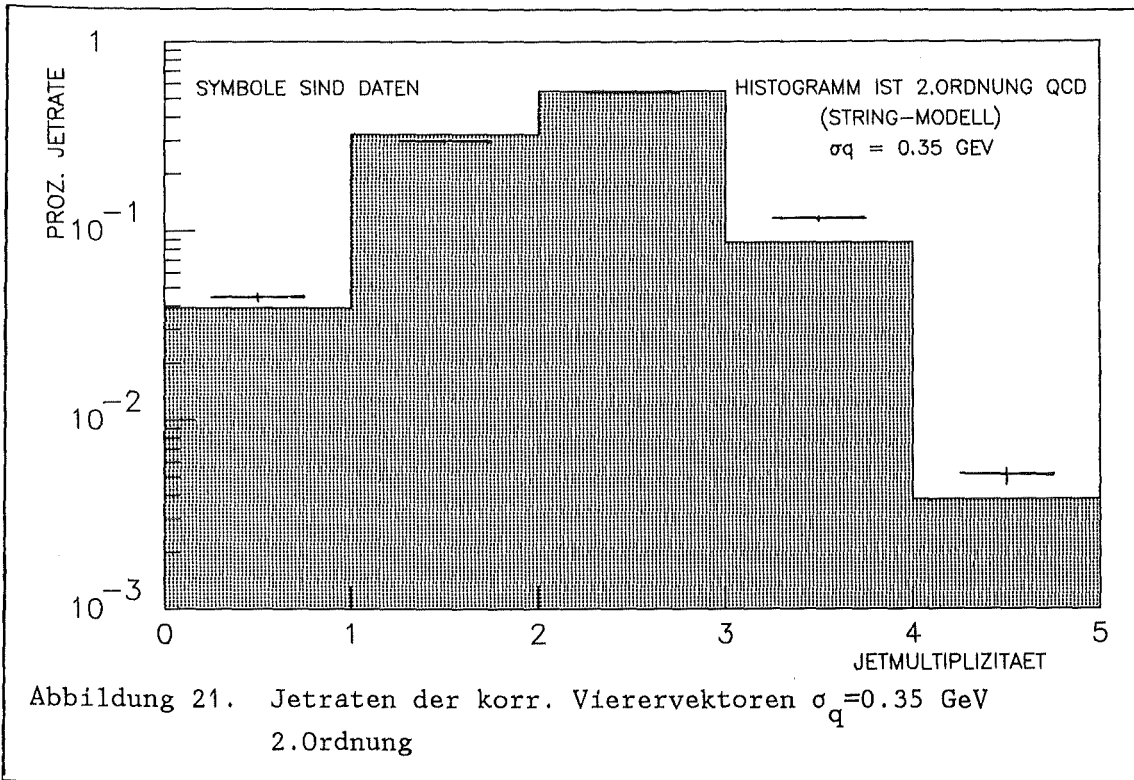
Prinzipiell gilt hier das gleiche, wie schon bei der Analyse in 1.Ordnung QCD. Jedoch ist interessant, daß bei Erhöhung von  $\sigma_q$  sich die 4-Jetraten nicht ändern, die 3-Jetraten dagegen wird um ca. 30 % kleiner. Ein Erniedrigen von  $\sigma_q$  auf 160 MeV hat dagegen den Effekt, daß die 3- und 4-Jetraten jeweils um 20 % ansteigt. Eine Übereinstimmung mit Daten ist in dem Fall aber nicht zu erzielen.

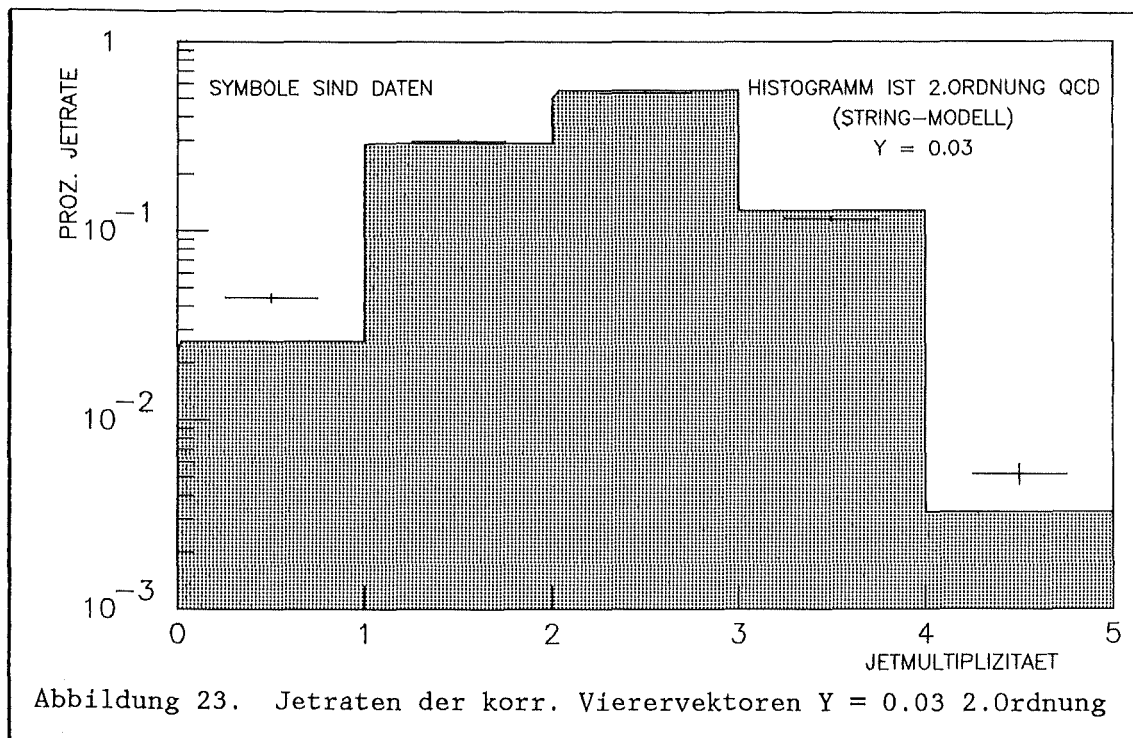
Der  $\Lambda$ -Wert von 2.0 GeV beschreibt die 4-Jetraten sehr gut, allerdings ist die 3-Jetraten um  $9 \sigma$  gegenüber den experimentellen Daten zu hoch.

Das Erhöhen des Y-Cuts hat hier in 2. Ordnung QCD erkennbare Auswirkungen auf die Jetraten. Die 3-Jetrate wird um  $5 \sigma$  erhöht und die 4-Jetrate wird gegenüber den simulierten Daten ( $Y = 0.01$ ) um ca.  $2 \sigma$  kleiner. Auf Partonebene sind die Veränderungen der 2-, 3-, und 4-Partonrate viel mehr ausgeprägt. Während man mit  $Y = 0.01$  nur 7.5 %  $q\bar{q}$ -, 78.0 %  $q\bar{q}g$  und 14.4 % 4-Partonereignisse hat, erhält man mit  $Y = 0.03$  jetzt 42.5 %  $q\bar{q}$ -, 54.2 %  $q\bar{q}g$ - und nur 3.4 % 4-Partonereignisse.









Mit Hilfe der Cluster-Routine erhält man also das Ergebnis, daß die 4-Jetraten im Modell nur zu  $75 \pm 10\%$  gegenüber den Daten beschrieben wird. Die Variation der Parameter  $\sigma_q$ ,  $\Lambda$  und  $Y$  beeinflusst die 4-Jetraten nicht in dem Maße um sie mit den Raten in den Daten in Übereinstimmung zu bringen.

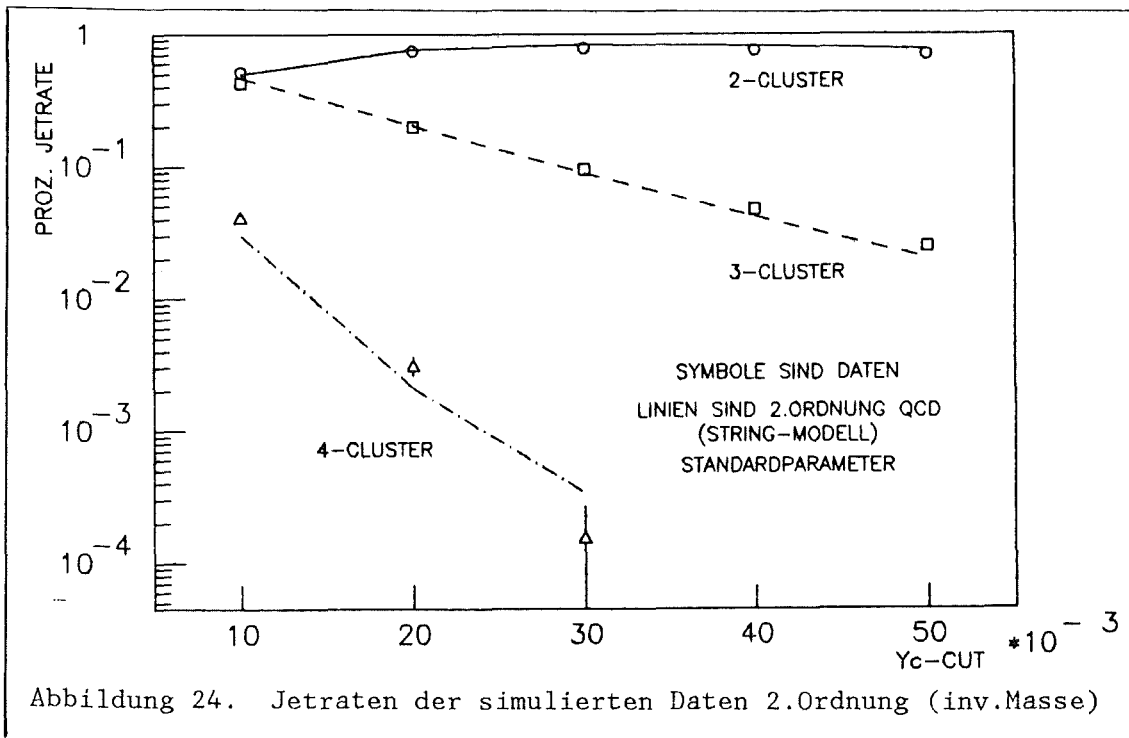
#### 7.4.1.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine

Die Invariante-Masse - Routine ermittelt die Jetraten in Abhängigkeit von der invarianten Masse  $M_{ij}^2$  zweier Teilchen, wobei die Schnitte von 0.01 bis  $0.05 \cdot E_{\text{cms}}^2$  in 0.01 Schritten gewählt wurden. Dies entspricht invarianten Massen von ca. 3 - 7 GeV.

	2-Jet-Rate in %	3-Jet-Rate in %	4-Jet-Rate in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
Standard 2.Ordnung	$50.0 \pm .4$	$46.7 \pm .4$	$3.00 \pm .08$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
Standard 2.Ordnung	$76.6 \pm .5$	$20.4 \pm .2$	$.21 \pm .02$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .01$
Standard 2.Ordnung	$83.6 \pm .6$	$8.9 \pm .2$	$.034 \pm .008$

Tabelle 15. prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse

Die in dieser Routine auftretenden 1- und 5-Jetereignisse wurden in der Darstellung nicht berücksichtigt. 5-Jetereignisse werden nur bei einem  $Y_c = 0.01$  gefunden und sind statistisch nicht aussagekräftig. In der Tabelle 15 werden die Zahlenwerte für die 2-, 3- und 4-Jetrate bis zu einem  $Y_c$ -Cut von 0.03 angegeben, da die hier interessierende 4-Jetrate nur bis zu diesem  $Y_c$ -Cut vorhanden ist. Man sieht, daß die 2- und 3-Jetraten abhängig vom  $Y_c$ -Cut gut beschrieben werden, während die 4-Jetrate bei  $Y_c = 0.01$  nur zu  $73 \pm 4$  % und bei  $Y_c = 0.02$  nur zu  $68 \pm 13$  % beschrieben wird. Der Wert der 4-Jetrate bei  $Y_c = 0.03$  ist statistisch nicht signifikant. In den Daten ist der Fehler des Wertes fast genauso groß wie der Wert selbst, denn es sind nur zwei 4-Jet-Ereignisse vorhanden.



Die veränderten Vierervektordaten ( $\sigma_q$ ,  $\Lambda$ ,  $Y$ ) wurden natürlich auch mit Hilfe der Invariante-Masse - Routine analysiert. Die Korrektur der Vierervektoren auf Detektoreffekte wurde ähnlich wie die vorher besprochene Korrektur (siehe "Korrektur auf Detektoreffekte") durchgeführt.

Man erhält für die Jetraten der korrigierten Vierervektordaten :

	2-Jetrate in %	3-Jetrate in %	4-Jetrate in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
$\sigma_q = 0.35$ GeV	$48.0 \pm .8$	$48.0 \pm .6$	$3.60 \pm .10$
$\sigma_q = 0.16$ GeV	$51.3 \pm .8$	$45.7 \pm .6$	$2.70 \pm .09$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
$\sigma_q = 0.35$ GeV	$76.3 \pm 1.0$	$20.7 \pm .3$	$.25 \pm .03$
$\sigma_q = 0.16$ GeV	$76.5 \pm 1.0$	$20.5 \pm .3$	$.18 \pm .02$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .010$
$\sigma_q = 0.35$ GeV	$84.1 \pm 1.0$	$8.7 \pm .2$	$.050 \pm .0015$
$\sigma_q = 0.16$ GeV	$83.0 \pm 1.0$	$9.2 \pm .2$	$.034 \pm .0010$

Tabelle 16. prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse und veränderten Parametern

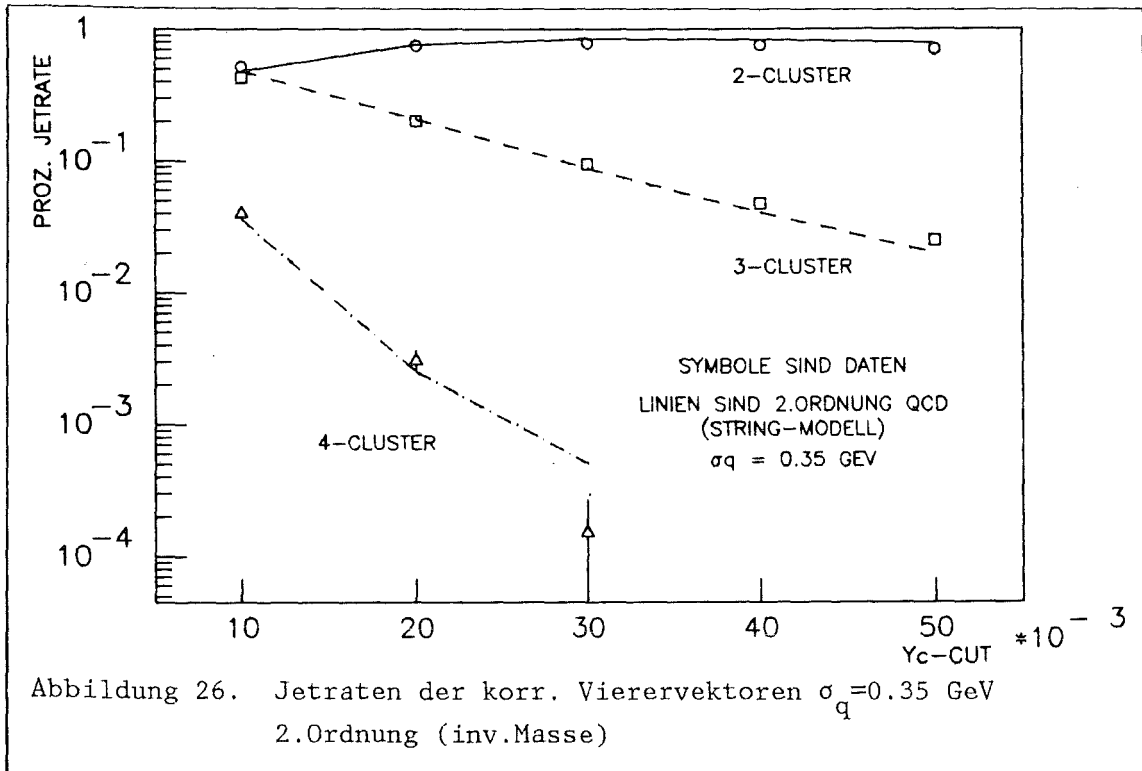
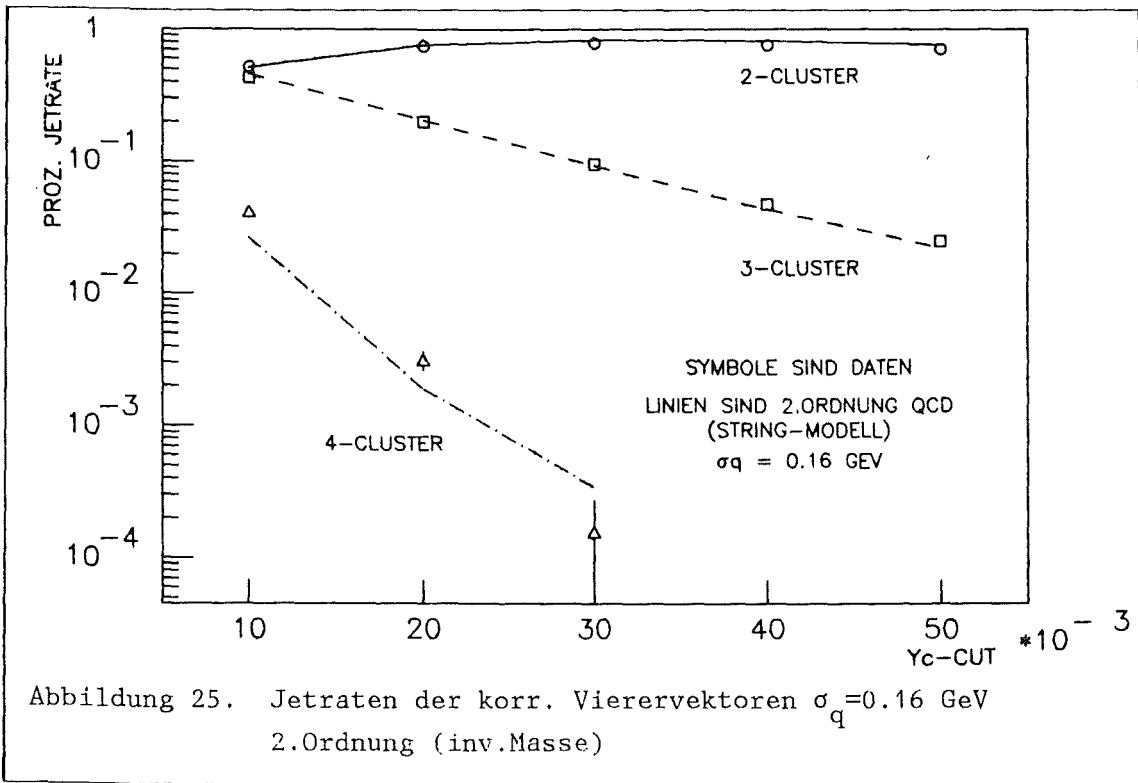
Bei Erhöhung von  $\sigma_q$  fällt die 3-Jetrate oberhalb  $Y_c = 0.02$  ab, die 4-Jetrate wird jedoch erhöht. Bei Verringerung von  $\sigma_q$  auf 160 MeV wird die 3- und 4-Jetrate kleiner. Mit der Cluster-Routine erhält man genau das gegenteilige Resultat. Dies kommt daher weil bei der Cluster-Routine die Wahrscheinlichkeit sinkt Jets zu finden je isotroper und teilchenärmer das Ereignis ist, bei der Invariante-Masse - Routine steigt jedoch die Jetmultiplizität mit der Isotropie des Ereignisses an.

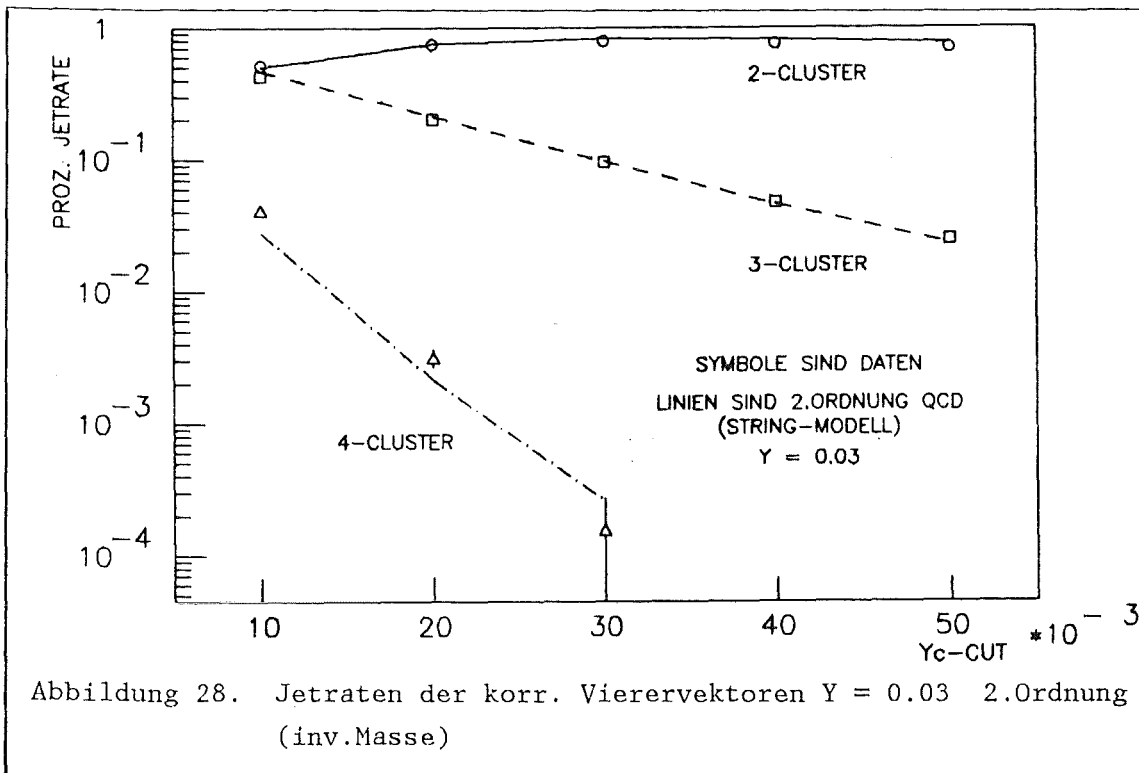
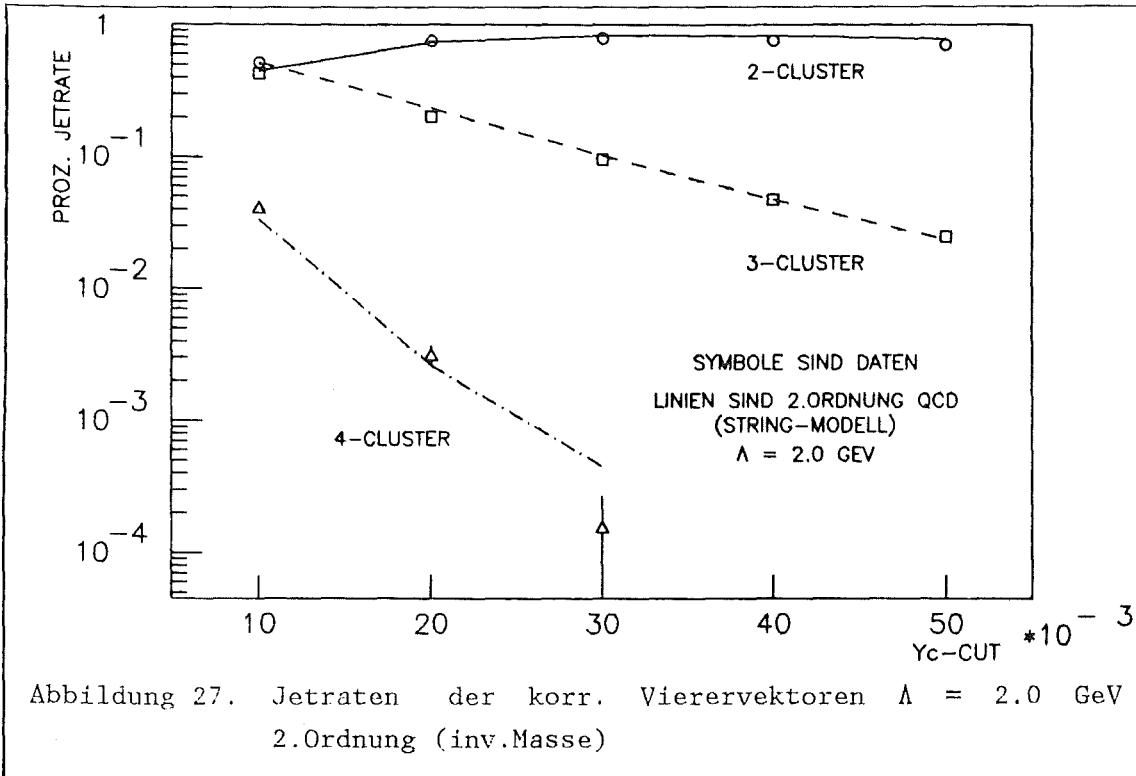
	2-Jetrade in %	3-Jetrade in %	4-Jetrade in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
$\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$	$44.8 \pm .6$	$51.6 \pm .6$	$3.30 \pm .10$
$Y = 0.03$	$50.0 \pm .8$	$46.9 \pm .6$	$2.70 \pm .09$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
$\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$	$73.9 \pm .8$	$23.2 \pm .3$	$.26 \pm .03$
$Y = 0.03$	$75.5 \pm .9$	$21.2 \pm .3$	$.21 \pm .02$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .01$
$\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$	$82.9 \pm .9$	$10.2 \pm .2$	$.045 \pm .013$
$Y = 0.03$	$82.6 \pm 1.0$	$9.6 \pm .2$	$.026 \pm .004$

Tabelle 17. prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse und veränderten Parametern

Die Erhöhung von  $\Lambda$  bewirkt unterhalb  $Y_c = 0.03$  eine größere 3- und 4-Jetrade. Die 3-Jetrade ist aber gegenüber den Daten viel zu hoch.

Die Änderung des Abschneideparameters  $Y$  hat keine nennenswerten Auswirkungen auf die Jetraten.







Die veränderten Vierervektordaten, analysiert mit der Invarianten-Masse - Routine, liefern die gleichen Tendenzen wie die Jetraten, die mit der Cluster-Routine gewonnen wurden.

Als Endergebnis kann man also festhalten :

Die 4-Jetraten werden in 2. Ordnung Störungstheorie nicht besonders gut beschrieben. Es sind nur  $75 \pm 10\%$  der 4-Jet-Ereignisse gegenüber den Daten im Modell enthalten. Auch durch die Variation verschiedener Parameter läßt sich keine Übereinstimmung der Jetraten mit den Daten erzielen. Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Art des Algorithmus zur Jetsuche. Die Differenz erklärt sich ganz einfach aus der Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt nur bis zur 2. Ordnung gerechnet wird. Es fehlen also die Beiträge von höheren Ordnungen, insbesondere der 3. Ordnung.

#### 7.4.2 Die 4-Jetraten in der Leading-Log-Approximation

Ein Modell das näherungsweise alle Ordnungen berücksichtigt ist das Parton-Schauer-Modell (LLA), welches in den Generator LUND 6.3 implementiert ist. Kann dieses Modell die 4-Jetraten beschreiben?

Das Parton-Schauer-Modell mußte vorher in Übereinstimmung mit den Daten gebracht werden. In Tabelle 26 auf Seite 89 sind die Parameter notiert mit denen eine gute Übereinstimmung bezüglich  $\langle p_t \rangle$ - und  $\langle p_1 \rangle$ -Verteilung und Teilchenmultiplizität mit den Daten erreicht wurde.

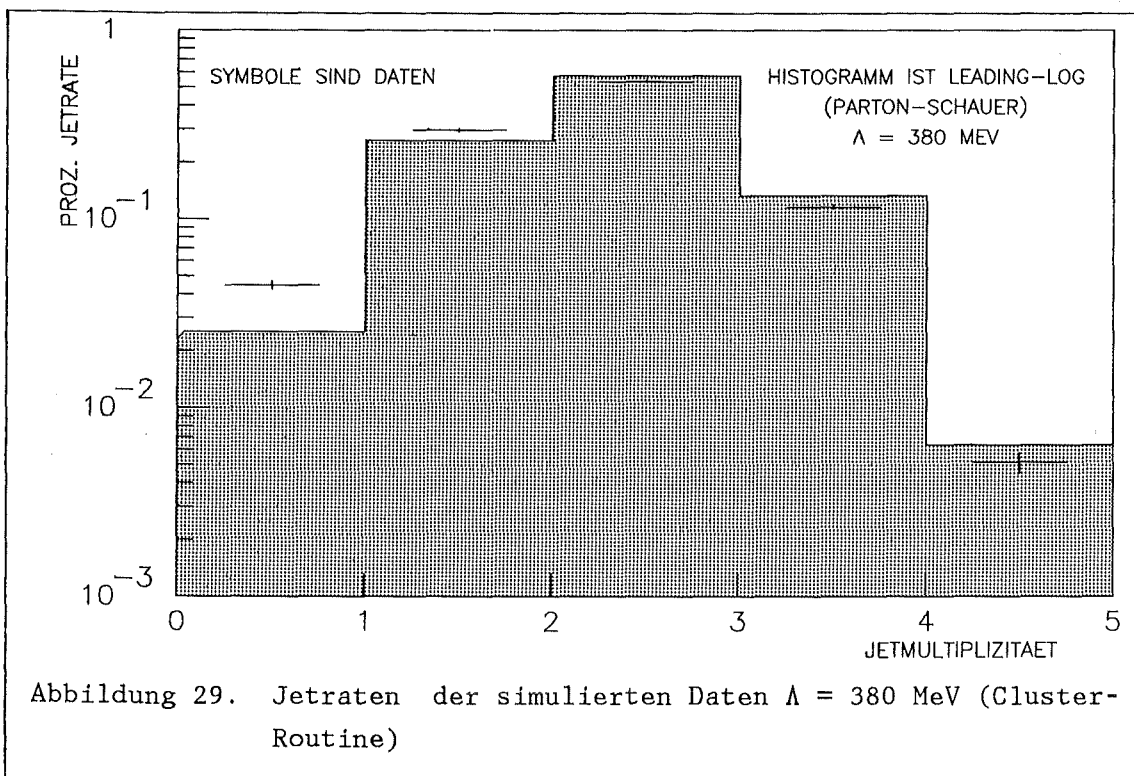
Auch bei dieser Analyse wurden wieder beide Algorithmen zur Jetsuche verwendet.

##### 7.4.2.1 Analyse mit der Cluster-Routine

Die Jetanalyse der simulierten Daten ergab eine nicht zufriedenstellende Beschreibung der Jetraten. Die 3-Jetraten sind um 5 Standardabweichungen und die 4-Jetraten sind um  $2\sigma$  gegenüber den experimentellen Daten zu hoch.

	2-Jetrage in %	3-Jetrage in %	4-Jetrage in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$
simulierte Daten	$57.4 \pm .5$	$13.3 \pm .2$	$.63 \pm .04$
Vierervektoren	$58.0 \pm .5$	$23.5 \pm .3$	$1.54 \pm .07$

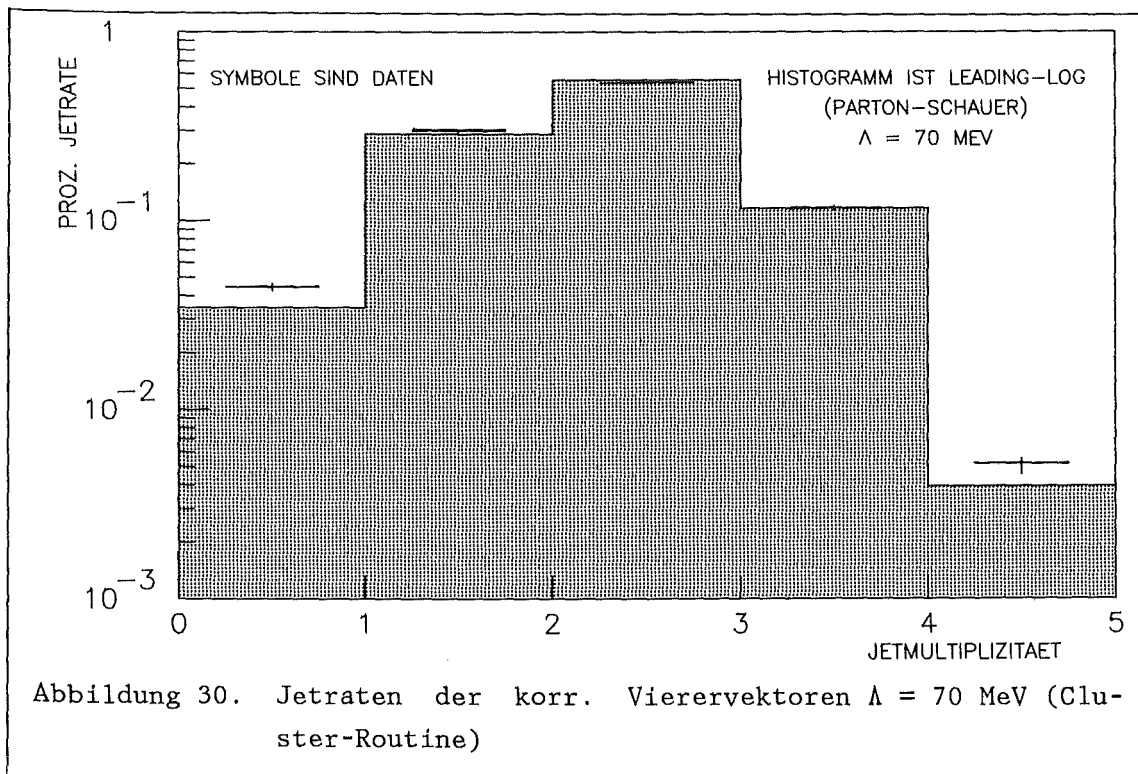
Tabelle 18. prozentuale Jetraten der simulierten Daten (Parton-Schauer  $\Lambda = 380$  MeV) und der Daten



Aus diesem Grund wurden nochmals Vierervektordaten generiert wobei  $\Lambda$  so verändert worden ist, daß die 3-Jetrage nach Korrektur auf Detektoreffekte richtig beschrieben wird. Mit einem  $\Lambda$ -Wert von nur 70 MeV erhält man eine perfekte Übereinstimmung der 3-Jetrage, die 4-Jetrage wird jedoch genauso wenig beschrieben wie in 2. Ordnung QCD.

	2-Jetrate in %	3-Jetrate in %	4-Jetrate in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$
Vierervektoren	$58.2 \pm .6$	$21.2 \pm .3$	$.99 \pm .06$
korrigiert	$55.8 \pm .9$	$11.6 \pm .3$	$.39 \pm .04$
Verhältnis	$104 \pm 2 \%$	$100 \pm 4 \%$	$75 \pm 12 \%$

Tabelle 19. prozentuale Jetraten der korr. Vierervektoren (Parton-Schauer  $\Lambda = 70$  MeV) und der Daten



In Tabelle 19 sind die Verhältnisse der Jetraten im Modell gegenüber den Daten notiert. Man sieht daran deutlich, daß die 4-Jetrate im Modell zu gering ist, die 3-Jetrate ist aber in guter Übereinstimmung mit den Daten.

### 7.4.2.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine

Die Invariante-Masse - Routine liefert für die simulierten Daten ( $\Lambda = 380$  MeV) ein etwas besseres Bild als die Cluster-Routine. Die 4-Jetrate wird sehr gut beschrieben, die 3-Jetrate wird bis zu  $Y_c = 0.04$  auch recht gut beschrieben, weicht danach aber doch um einiges ab.

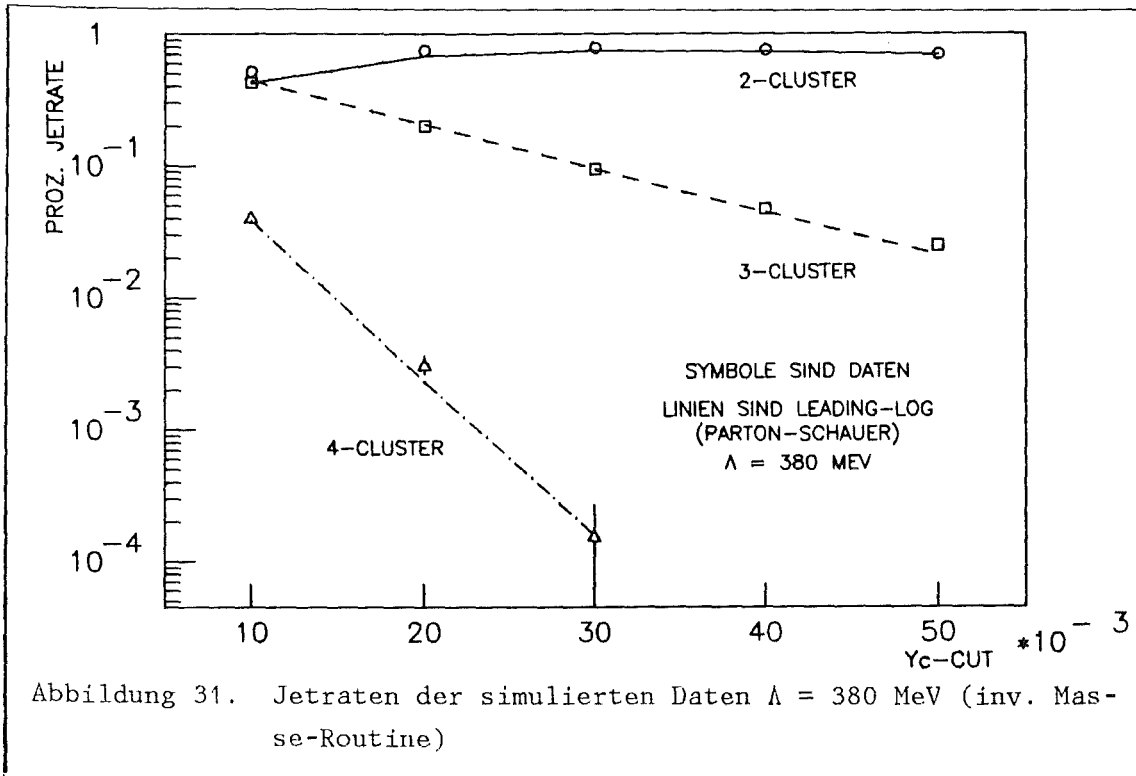
Die Vierervektordaten ( $\Lambda = 70$  MeV) müssen auf Detektoreffekte korrigiert werden. Die Art der Korrektur der Vierervektoren ist die gleiche wie bei dem String-Modell.

Die Zahlenwerte für  $\Lambda = 380$  MeV sollen wieder bis zu  $Y_c = 0.03$  angegeben werden:

	2-Jetrate in %	3-Jetrate In %	4-Jetrate in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
simul. Daten	$42.4 \pm .4$	$44.3 \pm .4$	$3.87 \pm .10$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
simul. Daten	$68.0 \pm .5$	$20.5 \pm .2$	$.23 \pm .02$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .010$
simul. Daten	$74.6 \pm .6$	$9.5 \pm .2$	$.015 \pm .006$

Tabelle 20. prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse

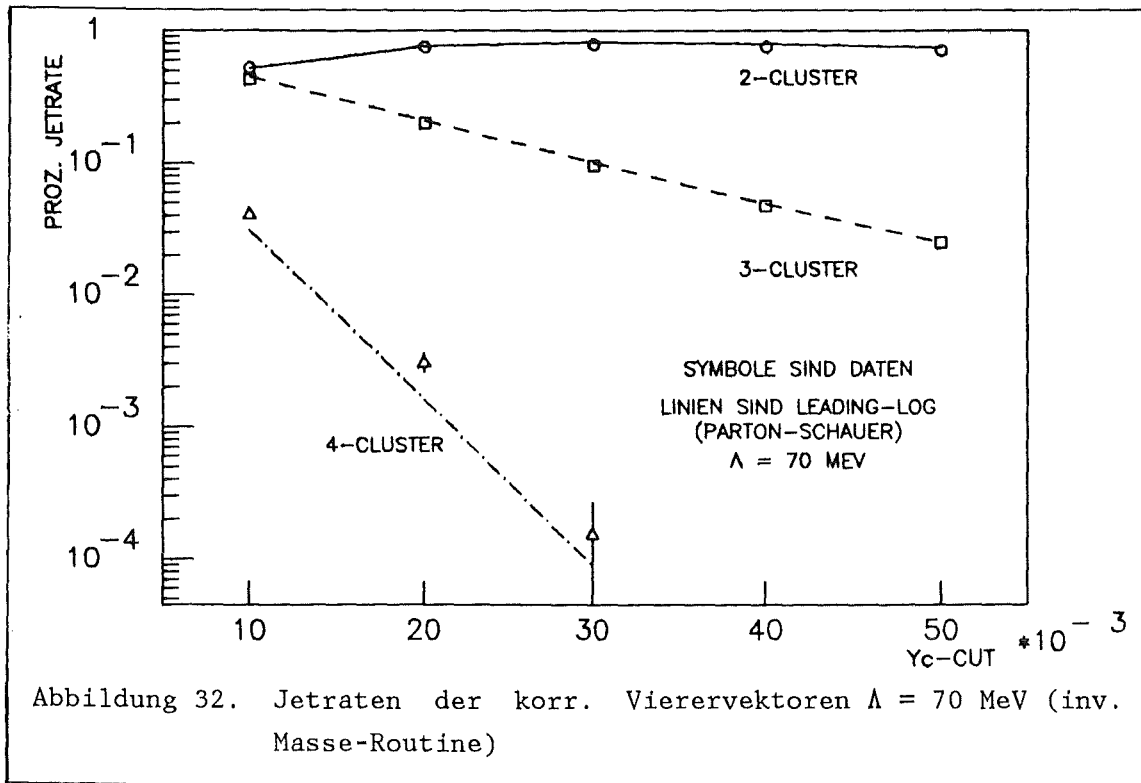
Die 3-Jetrates wird in einem Bereich um  $Y_c = 0.02$  sehr gut wiedergegeben, auch die 4-Jetrates weicht nur um  $1 \sigma$  von den Daten ab. Aber die 2-Jetrates ist gegenüber den Daten viel zu niedrig.



Die korrigierten Vierervektordaten mit  $\Lambda = 70$  MeV ergeben hier ein ähnliches Bild wie die Cluster-Routine. Die 4-Jetrates ist zu gering, während die 3-Jetrates sehr gut beschrieben wird, selbst bis zu hohen Schnitten in der invarianten Masse. Die 2-Jetrates wird nur bei kleinen  $Y_c$ -Werten ( $Y_c < 0.04$ ) richtig beschrieben, danach ist sie zu hoch.

	2-Jetrate in %	3-Jetrate in %	4-Jetrate in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
korr. LLA	$51.7 \pm .9$	$44.8 \pm .6$	$3.07 \pm .10$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
korr. LLA	$76.4 \pm 1.0$	$20.7 \pm .3$	$.16 \pm .02$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .010$
korr. LLA	$81.5 \pm 1.0$	$10.0 \pm .2$	$.009 \pm .004$

Tabelle 21. prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse  
(Parton-Schauer  $\Lambda = 70$  MeV)



Als Endergebnis kann man also festhalten:

Die 4-Jetraterate wird also auch im Parton-Schauer-Modell nicht richtig beschrieben. Sie ist fast um den gleichen Faktor zu niedrig wie die 4-Jetraterate in 2. Ordnung QCD, obwohl mehr Partonen vorhanden (ca. 5-6 im Mittel) sind, die in Jets fragmentieren können.

### 7.4.3 Die 4-Jetraterate in optimierter 2. Ordnung Störungstheorie

Für dieses Verfahren wurde das String-Modell in 2. Ordnung QCD (LUND 5.2) benutzt, indem die neue Formel für  $\alpha_s$  und die veränderte Wirkungsquerschnitte einprogrammiert. Dies wurde von einem Mitglied der Gruppe, K. Gamerding, durchgeführt.

Mit dieser neuen Version des LUND 5.2 - Programms, wurden Vierervektordaten mit den Parametern von Tabelle 24 auf Seite 85 im Anhang A generiert. Für den Skalenparameter  $\mu$  wurden verschiedene Werte untersucht, wobei  $\Lambda$  ebenfalls variiert wurde. Eine Verkleinerung von  $\Lambda$  ist aus physikalischen und auch aus technischen Gründen unbedingt erforderlich, da

sonst  $\alpha_s$  negativ werden kann, denn  $Q$  kann infolge der Bremsstrahlung des Elektrons bzw. Positrons vor der Annihilation sehr viel kleiner werden als die Schwerpunktsenergie  $E_{\text{cms}}$ . Für die Gültigkeit der Gleichung für  $\alpha_s$  muß aber gelten:  $\mu > \Lambda$ . Das LUND-Programm ist so aufgebaut, daß dieser Effekt automatisch korrigiert wird, indem  $Q$  bzw.  $\mu$  solange erhöht wird bis  $\alpha_s > 0$  gilt.

### 7.4.3.1 Analyse mit der Cluster-Routine

Der Skalenparameter  $\mu$  wurde schrittweise von  $1.0 \cdot Q$  auf  $0.05 \cdot Q$  erniedrigt. Entsprechend mußte  $\Lambda$  von 500 MeV bis auf 40 MeV verkleinert werden, damit die 3-Jetrate in Übereinstimmung mit den Daten ist.

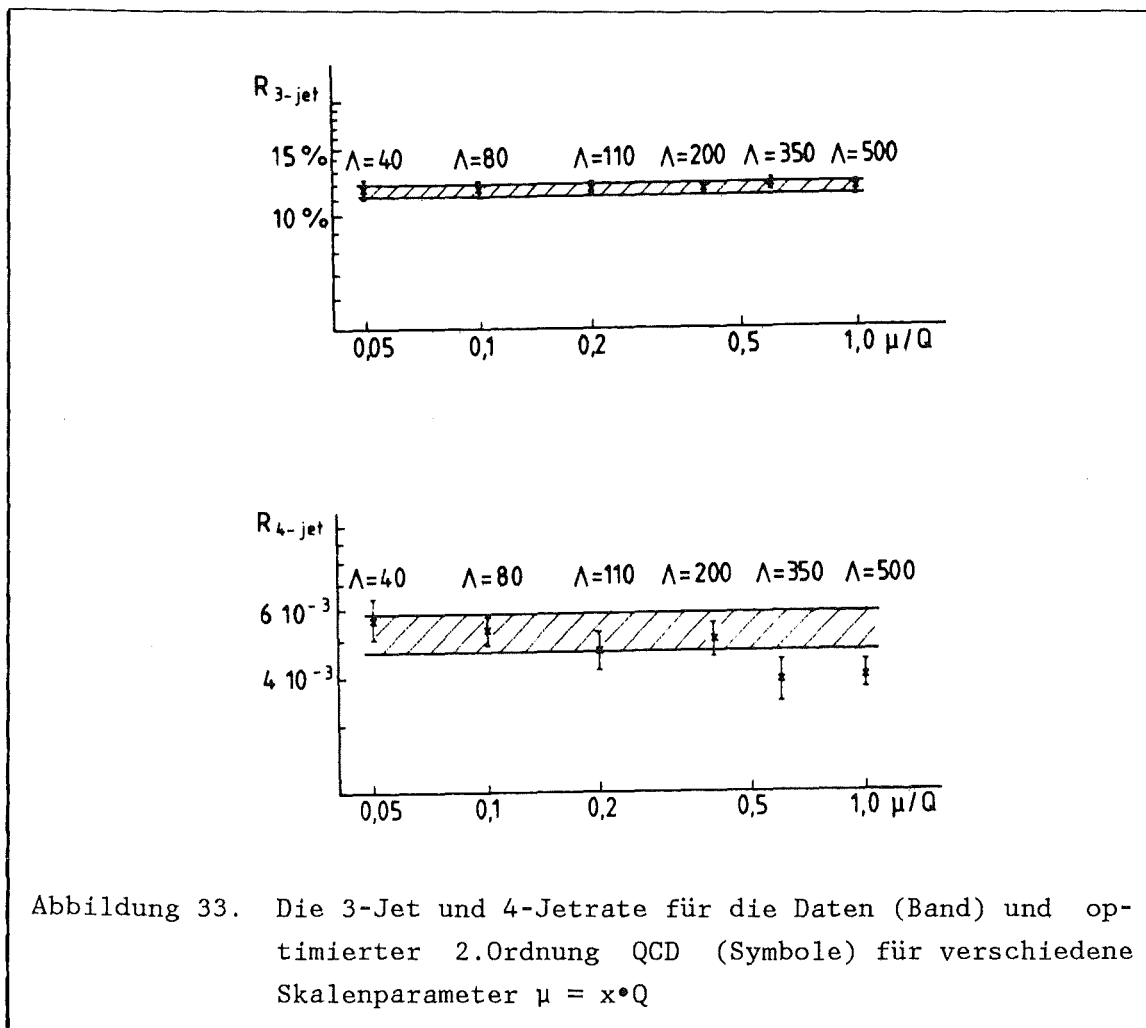


Abbildung 33. Die 3-Jet und 4-Jetrate für die Daten (Band) und optimierter 2.Ordnung QCD (Symbole) für verschiedene Skalenparameter  $\mu = x \cdot Q$



Bei einer Skala  $\mu = 0.1 \cdot Q$  und  $\Lambda = 80$  MeV wird die 3-Jetrate und die 4-Jetrate richtig beschrieben.

	2-Jet-Rate in %	3-Jet-Rate in %	4-Jet-Rate in %
Daten	$53.7 \pm .8$	$11.6 \pm .3$	$.52 \pm .06$
Vierervektoren	$58.0 \pm .6$	$23.3 \pm .3$	$1.29 \pm .07$
korrigiert	$57.3 \pm .8$	$11.9 \pm .3$	$.53 \pm .05$
Verhältnis	$107 \pm 2 \%$	$103 \pm 4 \%$	$102 \pm 15 \%$

Tabelle 22. prozentuale Jetraten, optimierte Skala  $\mu = 0.1 \cdot Q$   $\Lambda = 80$  MeV

In der Tabelle 22 sind die Verhältnisse der Jetraten gegenüber dem Modell notiert. Man sieht deutlich das 3- und 4-Jetrate jetzt richtig beschrieben werden.

Dieses Ergebnis ist eigentlich nicht überraschend, man hat nämlich nun 2 Parameter,  $\mu$  und  $\Lambda$ , zur Verfügung um die Wirkungsquerschnitte so einzustellen, daß die richtigen Jetraten gefunden werden. Durch dieses Verfahren kann man also die höheren Ordnungen in der Störungsreihe, die hier nach der 2.Ordnung abgebrochen wird, kompensieren.

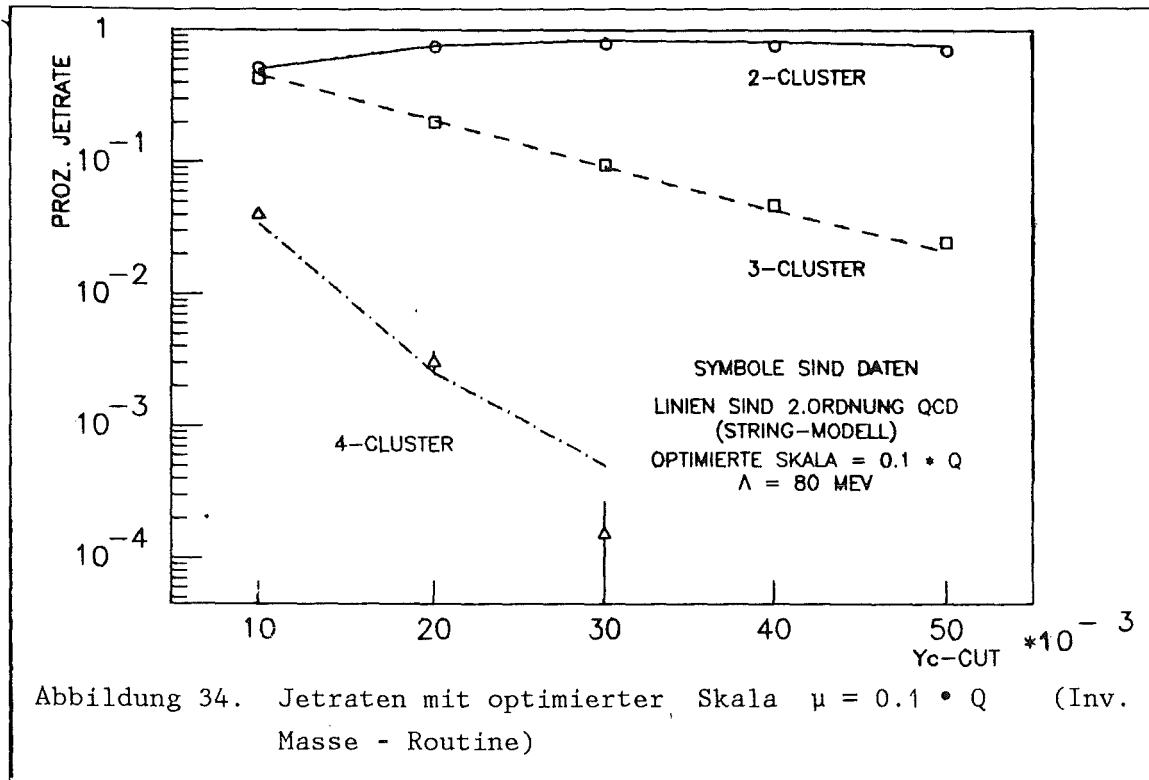
#### 7.4.3.2 Analyse mit der Invariante-Masse - Routine

Auch die Analyse mit der Invariante-Masse - Routine liefert bei den entsprechenden Jetraten dasselbe Ergebnis.

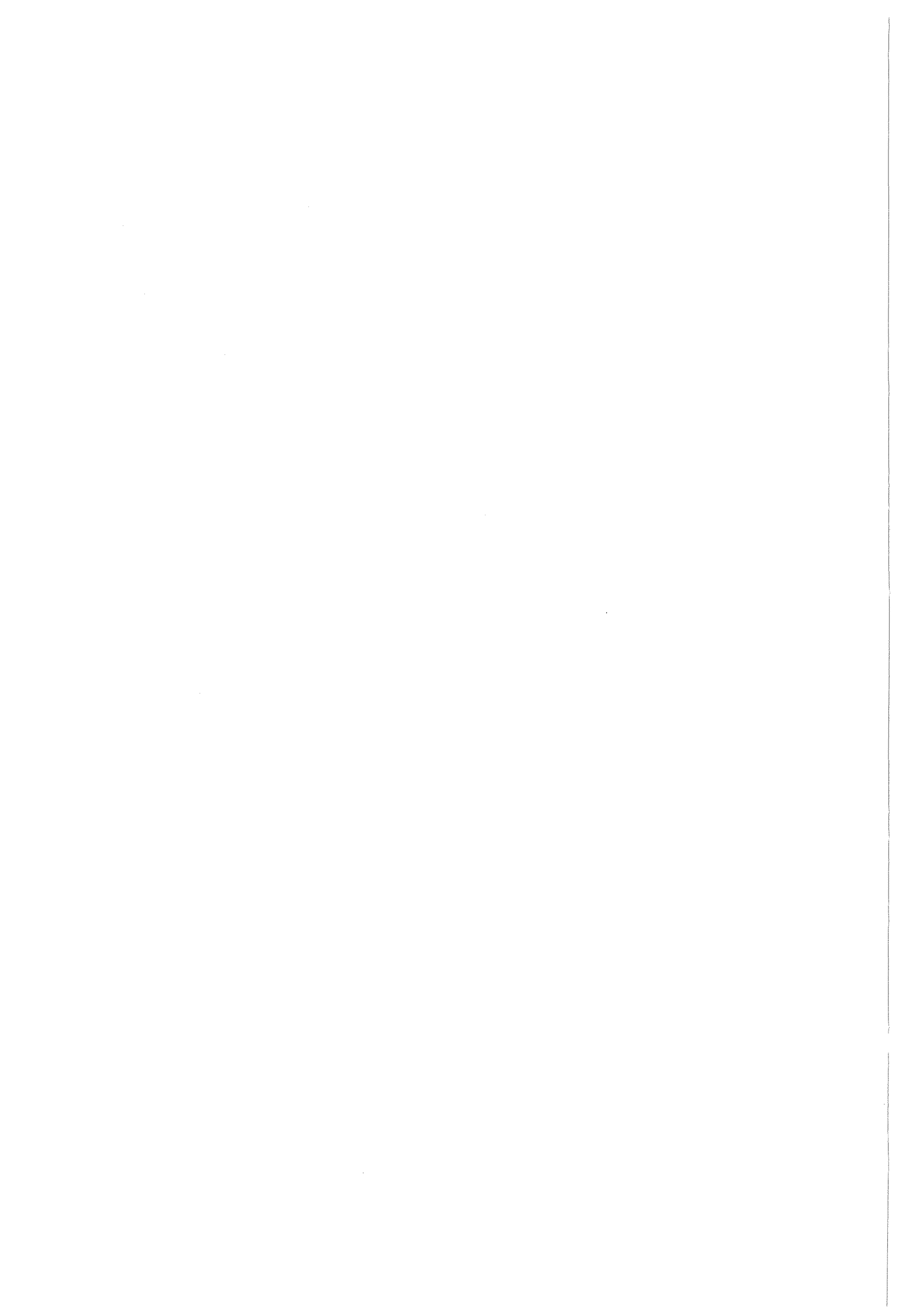
	2-Jetrage in %	3-Jetrage in %	4-Jetrage in %
$Y_c$ -Cut = 0.01			
Daten	$51.8 \pm .8$	$42.9 \pm .7$	$4.12 \pm .20$
optimierte QCD	$50.6 \pm 0.9$	$45.6 \pm .6$	$3.45 \pm .12$
$Y_c$ -Cut = 0.02			
Daten	$74.6 \pm 1.0$	$20.0 \pm .4$	$.31 \pm .05$
optimierte QCD	$76.1 \pm 1.0$	$20.7 \pm .4$	$.25 \pm .03$
$Y_c$ -Cut = 0.03			
Daten	$78.5 \pm 1.0$	$9.5 \pm .3$	$.015 \pm .010$
optimierte QCD	$83.4 \pm 1.1$	$9.2 \pm .2$	$.051 \pm .016$

Tabelle 23. prozentuale Jetraten (invariante Masse Routine)  $\mu = 0.1$   
 • Q  $\Lambda = 80$  Mev

Die 3-Jetrage stimmt sehr gut mit den Daten überein. Die 4-Jetrage ist ebenfalls in besserer Übereinstimmung mit den Daten als in der traditionellen Störungsrechnung.



Man kann hier also als Ergebnis festhalten, daß die optimierte Störungstheorie besser geeignet ist um die Anzahl der Multijetereignisse zu beschreiben.



## 8. WINKELVERTEILUNG DER BEIDEN ENERGIEÄRMSTEN JETS

Wie schon erwähnt (Abbildung 13 auf Seite 43) werden die 4-Partonereignisse in QED- und in QCD-artige 4-Partonereignisse unterschieden. 'QED-artig' heißt, die Gluonen kommen nur als Bremsstrahlungsgluonen vor oder ein Gluon zerfällt in ein Quark-Antiquarkpaar.

'QCD-artig' bedeutet, daß ein Gluon ein weiteres Gluon abstrahlt. Dieser Vorgang ist infolge der Gluonselfkopplung möglich.

Der Wirkungsquerschnitt für das QCD-artige 4-Partonereignis ist viel größer als der Wirkungsquerschnitt für die QED-artigen Ereignisse, so daß die 4-Jetereignisse von dem QCD-artigen Ereignis dominiert sind.

Die Theorie sagt voraus daß der Winkel zwischen den Gluonen im Tripel-Gluon-Vertex kleiner ist als der Winkel zwischen den Gluonen, die nur 'Bremsstrahlungsgluonen' sind und damit nicht korreliert sind [21].

Diese Voraussage gilt als Intention für eine Studie der Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets, die mit großer Wahrscheinlichkeit von Gluonen kommen.

### 8.1 STUDIE DER WINKELVERTEILUNG DER 4-JETS IN 2.ORDNUNG QCD

Für diese Untersuchung wurde eine neuere Version des LUND-Programms, Version LUND 6.3, verwendet, die sich aber nur in technischen Dingen von der älteren Version Lund 5.2 unterscheidet. Es wurde nur der Wert bei dem die String-Fragmentation stoppt von dem angegebenen Defaultwert 0.8 GeV auf den vorher verwendeten Wert 2.0 GeV geändert.

In der Studie wurden versuchsweise die QCD-artigen 4-Partonereignisse abgeschaltet und die QED-artigen Ereignisse so erhöht, daß der totale Wirkungsquerschnitt für 4-Partonereignisse gleichbleibt. Der Vergleich der Vierervektoren bei denen die QED- und QCD-artigen 4-Partonereignisse enthalten sind, mit den Vierervektoren bei denen nur QED-artige 4-Partonereignisse vorhanden sind, sollte einen Unterschied in der Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets in den 4-Jetereignissen geben. Für den Anteil der 4-Partonereignisse an alle Partonereignisse erhält man:

---

Standard (insgesamt 14.4 % 4-Partonereignisse)

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow qqgg)}{\sigma(2+3+4\text{-Partonen})} = 3.9 \%$$

$\sigma(2+3+4\text{-Partonen})$

} QED-artig

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow qqqq)}{\sigma(2+3+4\text{-Partonen})} = 0.5 \%$$

$\sigma(2+3+4\text{-Partonen})$

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow qqgg)}{\sigma(2+3+4\text{-Partonen})} = 10 \%$$

$\sigma(2+3+4\text{-Partonen})$

} QCD-artig

---

---

Ohne QCD-artige Ereignisse (ebenfalls 14.4 % 4-Partonereignisse)

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow qqgg)}{\sigma(2+3+4\text{-Partonen})} = 12.6 \%$$

$\sigma(2+3+4\text{-Partonen})$

} QED-artig

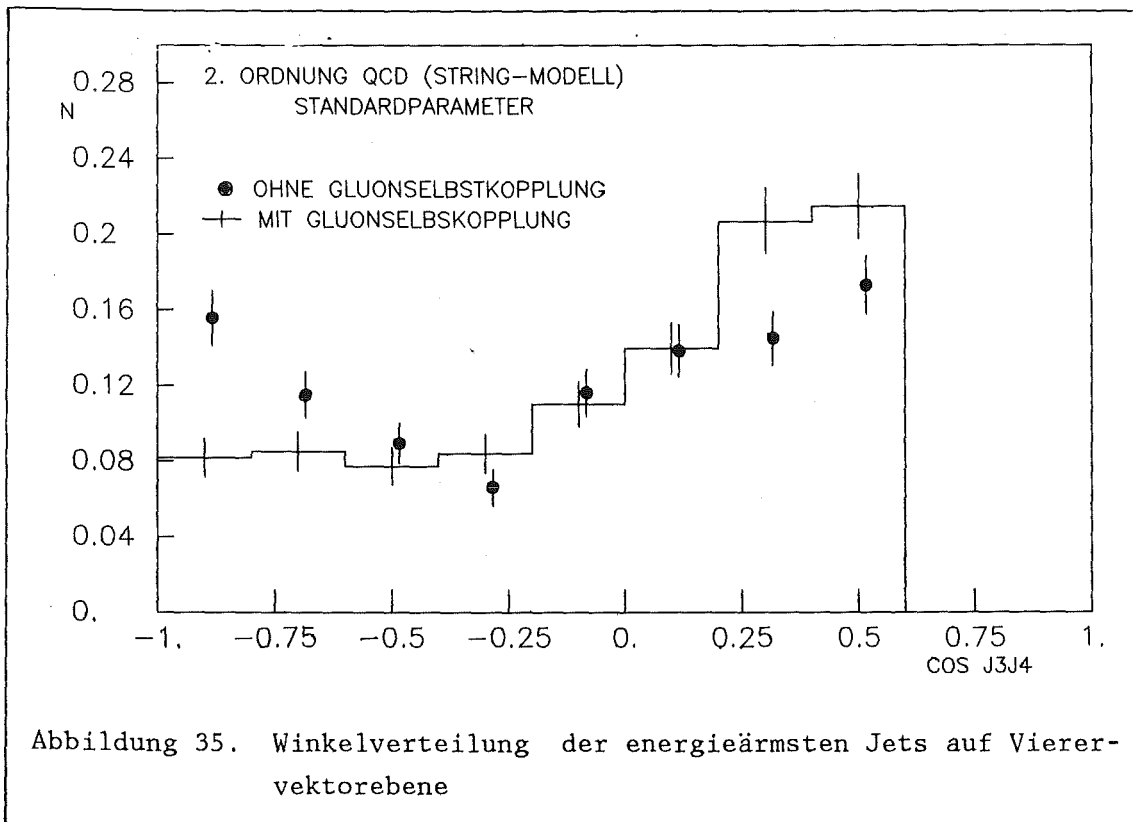
$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow qqqq)}{\sigma(2+3+4\text{-Partonen})} = 1.8 \%$$

$\sigma(2+3+4\text{-Partonen})$

---

Um eine statistisch signifikante Aussage machen zu können wurden jeweils ca. 250000 Vierervektoren erzeugt. Mit Hilfe der Cluster-Routine erhält man daraus 860 4-Jetereignisse ohne QCD-artige 4-Partonereignisse und 880 4-Jetereignisse mit QCD-artigen Ereignissen. Dies sind ca. 13 mal mehr 4-Jetereignisse als in den Daten.

Trägt man den Cosinus des Winkels zwischen Jet 3 und Jet 4 auf, so erhält man folgende Verteilung.



Berechnet man den  $\chi^2$ -Wert, wobei  $\chi^2$  folgendermaßen definiert ist

$$\chi^2 = \sum \frac{(N_1 - N_2)^2}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}$$

$N_1, N_2$  : Eingänge pro Bin für 'QED'- bzw. QCD-artige Ereignisse  
 $\sigma_1, \sigma_2$  : statistischer Fehler pro Bin

so erhält man  $\chi^2 = 35.0$  bei 7 Freiheitsgraden und den oben angegebenen Eingängen. Die Verteilungen sind so normiert, daß das Integral gleich 1 ist.

Als Ergebnis kann man festhalten: Die Verteilungen sind verschieden. Damit ist gezeigt daß die Winkelverteilung zwischen den Gluonen im QCD-artigen 4-Partonereignis tatsächlich anders ist als der Winkel zwischen den 'Bremsstrahlungsgluonen' in den QED-artigen Ereignissen. Um diese Vierervektoren mit den experimentell ermittelten Daten zu vergleichen wurden diese nach dem früher besprochenen Schema auf Detektoreffekte korrigiert.

### 8.1.1 Vergleich mit den Daten

Vergleicht man die korrigierten Vierervektordaten so ergibt sich folgendes Bild:

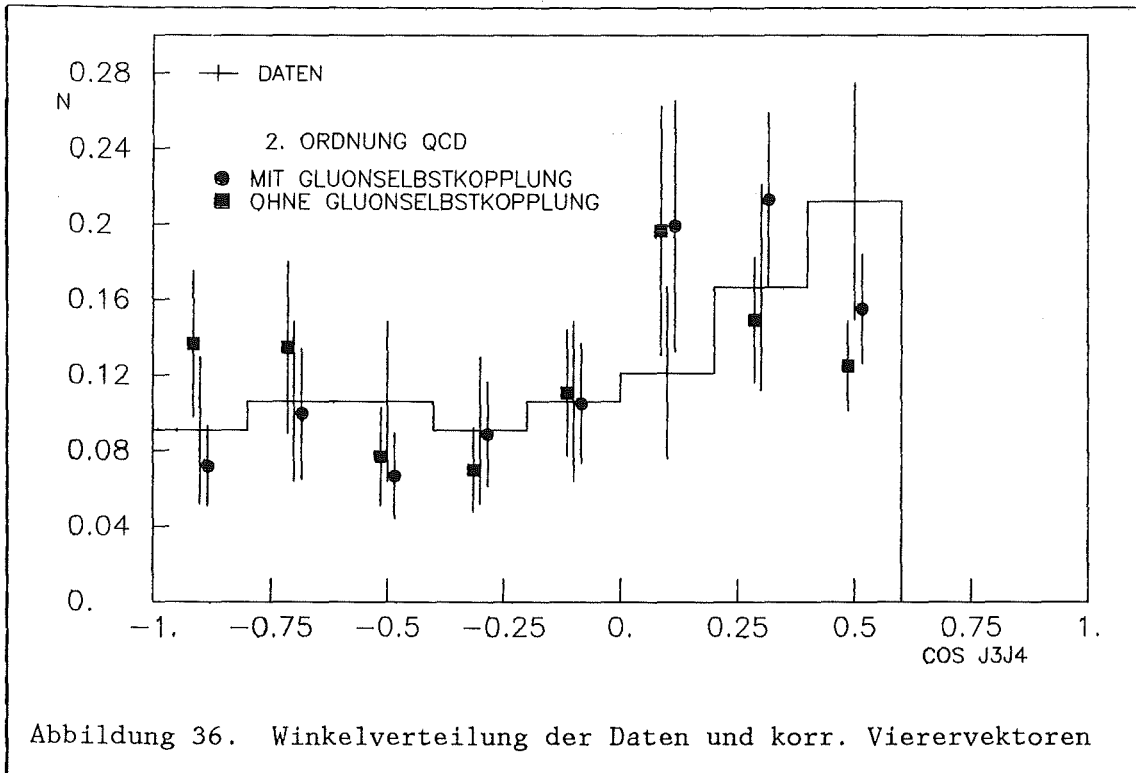


Abbildung 36. Winkelverteilung der Daten und korr. Vierervektoren

Berechnet man auch hier  $\chi^2$  so erhält man für den Vergleich von Daten mit den Vierervektoren ohne Gluonselfkopplung  $\chi^2 = 4.2$  bei 7 Freiheitsgraden. Der statistische Fehler pro Kanal ist bei den Daten sehr groß, da nur 66 4-Jetereignisse gefunden werden. Man hat im Mittel nur etwa 7 Ereignisse pro Bin!

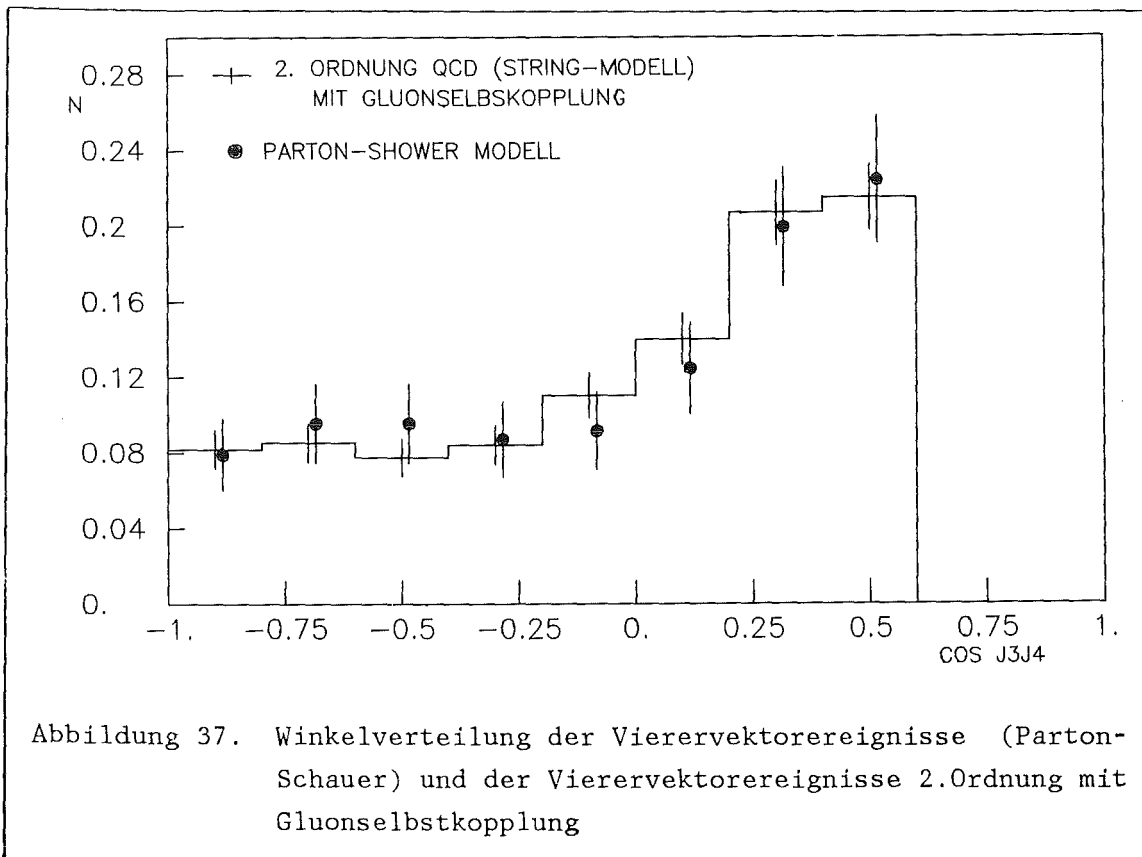
Der Vergleich zwischen den Standard-Vierervektoren mit den Daten liefert  $\chi^2 = 3.0$ , also in der gleichen Größenordnung wie oben.

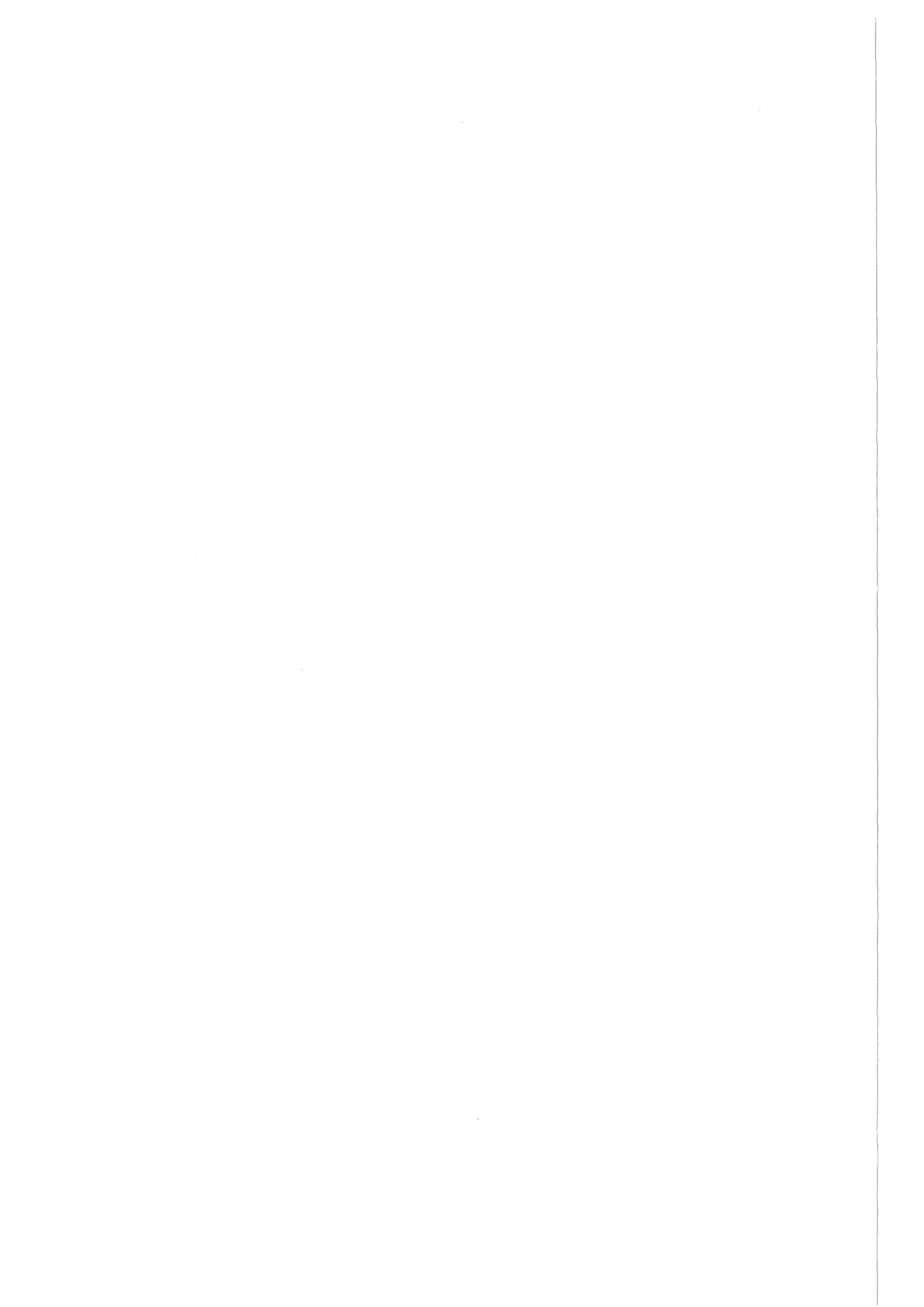
Als Ergebnis läßt sich festhalten, daß man lediglich in den ersten und letzten Kanälen der Verteilungen ohne QCD-artige Ereignisse den vorher beschriebenen Effekt wiedererkennt. Die Statistik reicht aber nicht aus, um eine eindeutige Aussage zu treffen.



## 8.2 STUDIE DER WINKELVERTEILUNG DER 4-JETS IM PARTON-SCHAUER-MODELL

Vergleicht man die Parton-Schauer-Generatorereignisse mit  $\Lambda = 70$  MeV mit den Generatorereignissen in 2.Ordnung mit und ohne Gluonselfkopplung, so stimmt die Winkelverteilung der 4-Jetereignisse des Parton-Schauer-Modells mit der Winkelverteilung wo QCD-artige Ereignisse enthalten sind gut überein.  $\chi^2 = 2.0$  bei 7 Freiheitsgraden und 241 4-Jetereignisse im Parton-Schauer-Modell. Dagegen erkennt man einen deutlichen Unterschied bei Vergleich mit der Winkelverteilung der 4-Jetereignisse ohne Gluonselfkopplung. Der  $\chi^2$ -Wert beträgt hier 18.0. Die Winkelverteilung der 4-Jetereignisse im Parton-Schauer-Modell ist also äquivalent zu der in 2.Ordnung QCD.





## 9. ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend läßt sich also folgendes feststellen :

### 9.1 DIE 4-JETRATE UND DIE VERSCHIEDENEN MODELLE

Die 4-Jetraterate kann nicht durch das String-Fragmentationsmodell in 1.Ordnung QCD beschrieben werden.

Die Beschreibung in 2.Ordnung QCD (String-Modell) ist zufriedenstellender jedoch immernoch nicht ausreichend, dies liegt an der Vernachlässigung der höheren Ordnungen.

Das LLA-Modell kann die 4-Jetraterate ebenfalls nicht sehr gut beschreiben obwohl die höheren Ordnungen näherungsweise enthalten sind.

Durch optimieren der Störungsrechnung in 2.Ordnung (String-Modell) gelingt es die 4-Jetraterate mit den Daten in Übereinstimmung zu bringen.

### 9.2 DIE WINKELVERTEILUNG DER BEIDEN ENERGIEÄRMSTEN JETS

Im Hinblick auf die Winkelverteilung wurden das Modell mit 2.Ordnung QCD (String-Fragmentation) und das Parton-Schauer-Modell untersucht. Auf Vierervektorebene mit 13 mal mehr Statistik als in den Daten kann man einen Unterschied in der Winkelverteilung der beiden energieärmsten Jets von 4-Jetereignissen mit und ohne Gluonselbstkopplung im Fall der 2.Ordnung erkennen. Um diese Ereignisse auch mit den Daten vergleichen zu können benötigt man eine höhere Statistik. Die Winkelverteilung im Parton-Schauer-Modell entspricht der Winkelverteilung im String-Fragmentationsmodell in 2.Ordnung mit QCD-artigen 4-Jetereignissen.

Der Nachweis der Gluonselfkopplung wird wahrscheinlich erst bei Experimenten am LEP-Speicherring gelingen.

## ANHANG A. DER GENERATOR LUND 5.2

Dieser Generator wurde mit den Standardparametern der Gruppe verwendet.  
Die Parameterwerte für das String-Modell im LUND 5.2 sind:

Partongenerator		
Strahlungskorrektur		$0.005 - 0.99 \cdot E_{\text{Strahl}}$
Matrixelement		GKS
Skalenparameter der QCD $\Lambda_{\text{MS}}$		
in 1.Ordnung		1.5 GeV
in 2.Ordnung		0.5 GeV
Abschneideparameter $Y$		0.01
Energie, bei der Fragmentation stoppt		2.0 GeV
Fragmentation		
symm. Lund Fragmentationsfunktion für u,d,s- Quarks		
	a	1.0
	b	0.6
Peterson-Fragmentationsfunktion für c- und b-Quarks		
	$\epsilon_c$	0.0250
	$\epsilon_b$	0.0035
$p_t$ -Verteilung	$\sigma_q$	240 MeV
Anteil der Vektormesonen u,d,s		0.4
	c,b	0.75
Anteil der Baryonen		0.09

Tabelle 24. Standard-Parameter des String Modells

Im Rahmen der Arbeit wurde untersucht ob die generierten Daten mit den experimentell ermittelten Daten in Bezug auf die mittlere  $\langle p_t \rangle$ - und

$\langle p_1 \rangle$ -Verteilung und die Teilchenmultiplizität für geladene und neutrale Teilchen von 2-Jetereignissen übereinstimmen. Für die Mittelwerte der Verteilungen erhält man:

	Daten	simulierte Daten
$\langle p_t \rangle$ (GeV)	$0.3138 \pm .0012$	$0.3065 \pm .0006$
$\langle p_1 \rangle$ (GeV)	$1.469 \pm .006$	$1.504 \pm .0032$
Teilchen pro Jet	$5.240 \pm .015$	$5.359 \pm .008$

Tabelle 25. Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmultiplizität der simulierten Daten mit den Daten

ANHANG B. DER GENERATOR DES PARTON-SCHAUER-MODELLS (LUND  
6.3)

Das Parton-Schauer-Modell wurde im Hinblick auf  $\langle p_t \rangle$ -,  $\langle p_1 \rangle$ -Verteilung, Teilchenmultiplizität und Jetrate 'getuned'.

Partongenerator		
Strahlungskorrektur		$0.005 - 0.99 \cdot E_{\text{Strahl}}$
Skalenparameter der QCD $\Lambda_{\text{QCD}}$		380 MeV
Energie, bei der Schauer stoppt		1.0 GeV
Energie, bei der Fragmentation stoppt		0.8 GeV
Fragmentation		
symm. Lund Fragmentationsfunktion für u,d,s- Quarks		
	a	0.4
	b	1.0
Peterson-Fragmentationsfunktion für c- und b-Quarks		
	$\epsilon_c$	0.090
	$\epsilon_b$	0.012
$p_t$ -Verteilung	$\sigma_q$	260 MeV
Anteil der Vektormesonen u,d	s	0.3
	c,b	0.4
		0.75
Anteil der Baryonen		0.09

Tabelle 26. Parameter des Parton-Schauer-Modells

Dabei wurden vor allem die Parameter  $\sigma_q$ ,  $\Lambda$ , a und b sowie das Vektormesonverhältnis in der Weise verändert, daß obige Verteilungen zunächst mit

den Vierervektordaten des String-Modells übereinstimmen, wobei die experimentellen Daten natürlich nicht aus dem Auge verloren wurden.

Das 'tunen' selbst ist sehr schwierig, da man sehr viele Parameter zur Verfügung hat, im Prinzip eine Schwäche der Modelle, die nicht nur eine Größe verändern. Zum Beispiel beeinflusst  $\sigma_q$  außer der  $p_t$ -Verteilung auch die Jetraten, und die Fragmentationsparameter  $a$  und  $b$  verändern neben der Teilchenmultiplizität auch die  $p_1$ -Verteilung.

Eine weitere Schwierigkeit ist der nicht genau abschätzbare Einfluß den die Detektorsimulation auf die Vierervektordaten ausübt. Mit den Parametern von Tabelle 26 auf Seite 87 wurden 100000 Vierervektorereignisse generiert und diese wurden der kompletten Detektorsimulation unterworfen.

	Daten	simulierte Daten
$\langle p_t \rangle$ (GeV)	$0.3138 \pm .0012$	$0.3141 \pm .0007$
$\langle p_1 \rangle$ (GeV)	$1.469 \pm .006$	$1.462 \pm .0036$
Teilchen pro Jet	$5.240 \pm .015$	$5.377 \pm .009$

Tabelle 27. Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmultiplizität der simulierten Daten mit den Daten

Vergleicht man die Impulsverteilungen und die Teilchenmultiplizität mit den experimentell gewonnenen Daten, so erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung. Die Mittelwerte der Verteilungen liegen alle innerhalb der statistischen Fehler. Die Mittelwerte der Impulsverteilungen im 2-Jet-Ereignis liegen alle innerhalb nur einer Standardabweichung. Die Multiplizität aller (geladener + neutraler) Teilchen im 2-Jetereignis ist gegenüber den experimentellen Daten um 1/7 Teilchen zu hoch, während die Multiplizität der geladenen Teilchen im 2-Jet-Ereignis nur um 1/200 Teilchen zu niedrig ist.



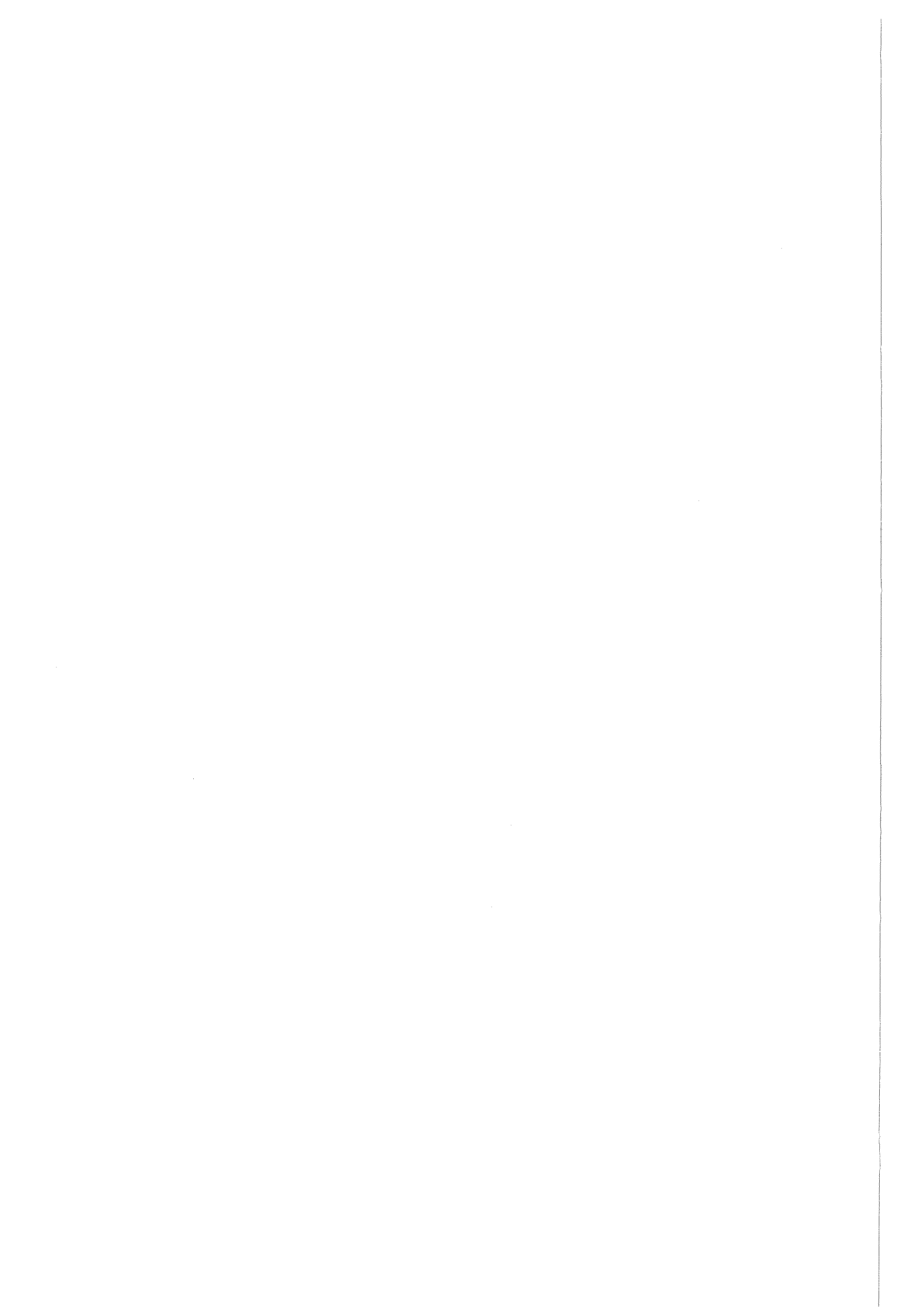
## ANHANG C. KINEMATIK DER EREIGNISSE IN OPTIMIRTER STÖRUNGSTHEORIE

Um zu untersuchen ob die  $\langle p_t \rangle$ -,  $\langle p_1 \rangle$ -Verteilungen sowie die Teilchenmultiplizität mit den Daten übereinstimmt wurden die Generatorereignisse mit den Generatorereignissen, die mit der traditionellen 2.Ordnung QCD berechnet wurden verglichen, da in optimierter Störungstheorie keine Ereignisse vorliegen, bei denen die Detektorsimulation durchgeführt wurde. Die Ereignisse in optimierter 2.Ordnung QCD wurden bis auf  $\Lambda$  mit den selben Parameter wie sie in Tabelle 24 auf Seite 85 notiert sind generiert.

	2.Ordnung	optimierte 2.Ordnung
$\langle p_t \rangle$ (GeV)	$0.2981 \pm .0005$	$0.2989 \pm .0007$
$\langle p_1 \rangle$ (GeV)	$1.479 \pm .003$	$1.455 \pm .004$
Teilchen pro Jet	$6.782 \pm .012$	$6.807 \pm .015$

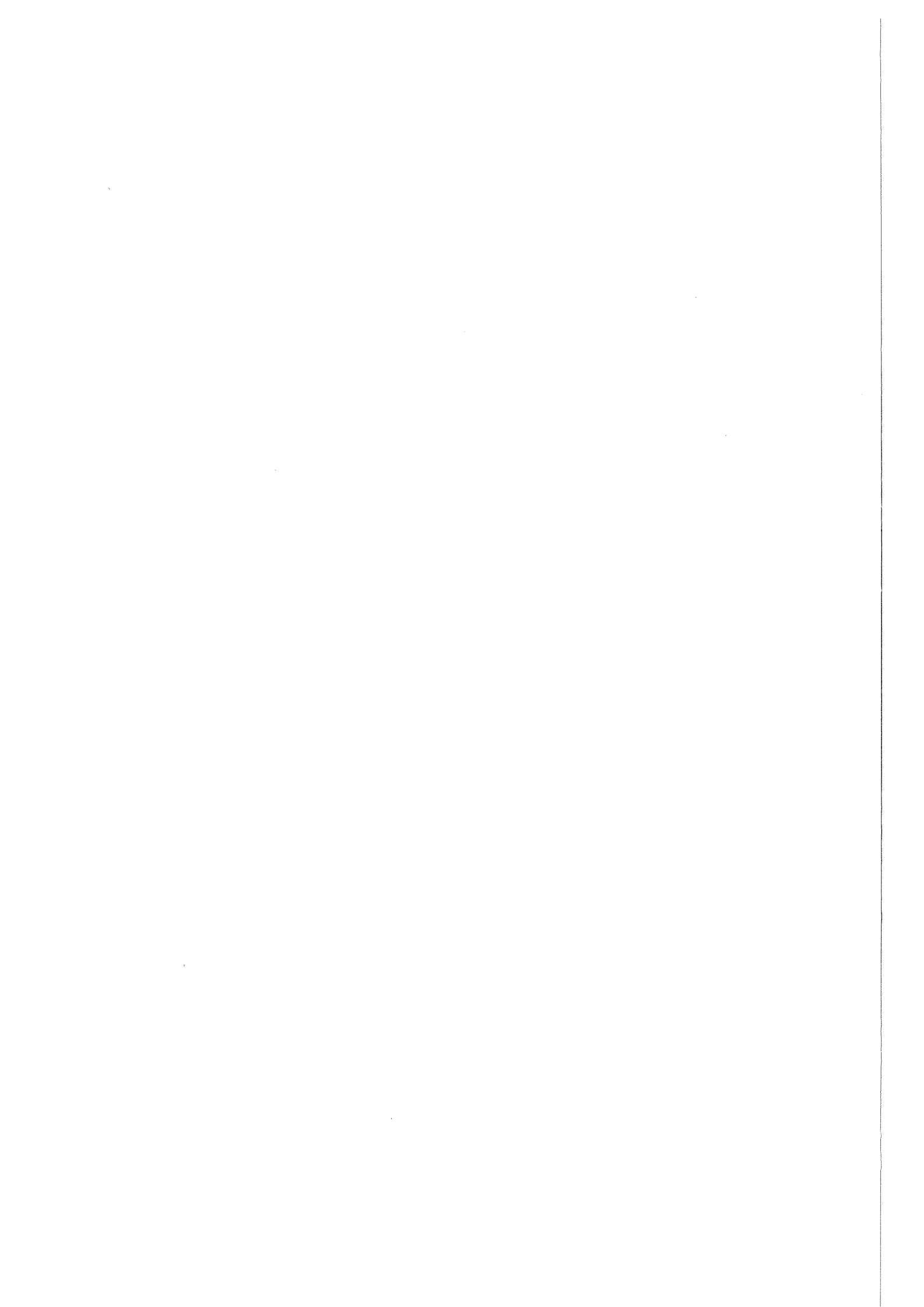
Tabelle 28. Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmultiplizität der Vierervektoren 2.Ordnung mit optimierter 2.Ordnung

Die Mittelwerte der Impulsverteilungen sind nur geringfügig verschieden. Die Multiplizität aller Teilchen ist in den 2-Jetereignissen nur um 0.025 Teilchen pro Jet höher.



## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964)  
G. Zweig, CERN Reports, 8182/TH401 (1964) und 8419/TH412 (1964)
- [2] C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954)
- [3] Altarelli, Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977)
- [4] R. Odorico, Nucl. Phys. B172, 157 (1980)
  
- [5] R.D.Field, R.P.Feynman, Nucl. Phys. B136, 1 (1978)
- [6] A.Ali et al., Phys. Lett. 93B, 349 (1979)
- [7] P.Hoyer et al., Nucl. Phys. B161, 349 (1979)
- [8] T.Sjöstrand, Computer Phys. Communication 39 (1986) 347-407
- [9] Sjöstrand, Bengtsson, LU TP 86-24 (1986)
- [10] C.Peterson et al., Phys. Rev. D27, 105 (1983)
- [11] B.Naroska, DESY 86-113 (1986)
- [12] J.Chrin, DESY 87-040 (1987)
- [13] G.Marchesini und B.R.Webber, Nucl. Phys. B238, 1 (1984)
- [14] B.R.Webber, Nucl. Phys. B238, 492 (1984)
  
- [15] G. Franke, Cello-note D-35 (1985), nicht publ.
- [16] W. de Boer, Cello-note M-159 (1985)
- [17] M.-J. Schachter, Physica Scripta Vol.23, 610-622 (1985)
  
- [18] P. Gabriel, persönliche Mitteilung
  
- [19] H. Müller, unveröffentlichter Bericht (1986)
  
- [20] Brandt S. et. al., Phys. Lett. 12 (1964) 57  
Fahri E., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1587
- [21] Körner, Schierholz, Willrodt, Nucl. Phys. B 185 (1981) 365
  
- [22] P.M. Stevenson, Phys. Rev. D23 (1981) 2916
- [23] Kramer, Lampe, DESY 87-106 (1987)



## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Dekuplett der Baryonen mit Spin $J = 3/2$	4
Abbildung 2.	Experimentelle Bestimmung des R-Wertes	6
Abbildung 3.	Fragmentation nach Feynman und Field	11
Abbildung 4.	qqg-Ereignis im String-Modell	13
Abbildung 5.	Entwicklung eines Parton-Schauers	14
Abbildung 6.	Farbneutrale Cluster im Parton-Schauer	15
Abbildung 7.	Kohärente Gluonemission	15
Abbildung 8.	Beschleuniger und PETRA-Experimente	19
Abbildung 9.	Der CELLO Detektor	21
Abbildung 10.	Aufbau des Innendetektors	23
Abbildung 11.	Anordnung und Aufbau der Kalorimetermodule	25
Abbildung 12.	Die CELLO Datenauslese	29
Abbildung 13.	QED- und QCD-artige 4-Partonereignisse.	43
Abbildung 14.	Thrustverteilung der 4-Jetereignisse	46
Abbildung 15.	Jetraten der korrigierte Daten Standard 1.Ordnung	50
Abbildung 16.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\sigma_q = 0.35$ GeV 1.Ordnung	52
Abbildung 17.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\Lambda = 3.0$ GeV 1.Ordnung	53
Abbildung 18.	Jetraten der korr. Vierervektoren $Y = 0.03$ 1.Ordnung	53
Abbildung 19.	Jetraten der simulierten Daten 2.Ordnung	56
Abbildung 20.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\sigma_q = 0.16$ GeV 2.Ordnung	58
Abbildung 21.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\sigma_q = 0.35$ GeV 2.Ordnung	58
Abbildung 22.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\Lambda = 2.0$ GeV 2.Ordnung	59
Abbildung 23.	Jetraten der korr. Vierervektoren $Y = 0.03$ 2.Ordnung	59
Abbildung 24.	Jetraten der simulierten Daten 2.Ordnung (inv.Masse)	61
Abbildung 25.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\sigma_q = 0.16$ GeV 2.Ordnung (inv.Masse)	64
Abbildung 26.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\sigma_q = 0.35$ GeV 2.Ordnung (inv.Masse)	64
Abbildung 27.	Jetraten der korr. Vierervektoren $\Lambda = 2.0$ GeV 2.Ordnung (inv.Masse)	65
Abbildung 28.	Jetraten der korr. Vierervektoren $Y = 0.03$ 2.Ordnung (inv.Masse)	65
Abbildung 29.	Jetraten der simulierten Daten $\Lambda = 380$ MeV (Cluster- Routine)	67

Abbildung 30. Jetraten der korr. Vierervektoren $\Lambda = 70$ MeV (Cluster-Routine) . . . . .	68
Abbildung 31. Jetraten der simulierten Daten $\Lambda = 380$ MeV (inv. Masse-Routine) . . . . .	70
Abbildung 32. Jetraten der korr. Vierervektoren $\Lambda = 70$ MeV (inv. Masse-Routine) . . . . .	72
Abbildung 33. Die 3-Jet und 4-Jetrate für die Daten (Band) und optimierter 2.Ordnung QCD (Symbole) für verschiedene Skalenparameter $\mu = x \cdot Q$ . . . . .	73
Abbildung 34. Jetraten mit optimierter Skala $\mu = 0.1 \cdot Q$ (Inv. Masse - Routine) . . . . .	76
Abbildung 35. Winkelverteilung der energieärmsten Jets auf Vierervektorebene . . . . .	79
Abbildung 36. Winkelverteilung der Daten und korr. Vierervektoren	80
Abbildung 37. Winkelverteilung der Vierervektorereignisse (Parton-Schauer) und der Vierervektorereignisse 2.Ordnung mit Gluonselbstkopplung . . . . .	81

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Technische Daten des PETRA - Speicherrings	18
Tabelle 2.	Technische Daten der Proportionalkammern	24
Tabelle 3.	Technische Daten der Driftkammern	24
Tabelle 4.	Technische Daten des Kalorimeters	26
Tabelle 5.	Reduktion der Daten bei Experiment 44	32
Tabelle 6.	Schnitte auf die Spuren	37
Tabelle 7.	Bedingungen für multihadronische Ereignisse	38
Tabelle 8.	prozentuale Jetraten der Daten	47
Tabelle 9.	prozentuale Jetraten der simulierten Daten in 2.Ordnung QCD	47
Tabelle 10.	Korrekturwerte $K_1$ (String-Modell)	48
Tabelle 11.	prozentuale Jetraten der Vierervektordaten (Standard-Parameter)	49
Tabelle 12.	prozentuale Jetraten der korrigierten Vierervektordaten 1.Ordnung	51
Tabelle 13.	prozentuale Jetraten der simulierten Daten in 2.Ordnung QCD und der Daten	55
Tabelle 14.	prozentuale Jetraten der korrigierten Vierervektordaten 2.Ordnung	57
Tabelle 15.	prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse	60
Tabelle 16.	prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse und veränderten Parametern	62
Tabelle 17.	prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse und veränderten Parametern	63
Tabelle 18.	prozentuale Jetraten der simulierten Daten (Parton- Schauer $\Lambda = 380$ MeV) und der Daten	67
Tabelle 19.	prozentuale Jetraten der korr. Vierervektoren (Parton- Schauer $\Lambda = 70$ MeV) und der Daten	68
Tabelle 20.	prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse	69
Tabelle 21.	prozentuale Jetraten abhängig von invarianter Masse (Parton-Schauer $\Lambda = 70$ MeV)	71
Tabelle 22.	prozentuale Jetraten, optimierte Skala $\mu = 0.1 \cdot Q$ $\Lambda = 80$ MeV	74
Tabelle 23.	prozentuale Jetraten (invariante Masse Routine) $\mu = 0.1$ $\cdot Q$ $\Lambda = 80$ MeV	75
Tabelle 24.	Standard-Parameter des String Modells	85
Tabelle 25.	Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmulti-	

	plizität der simulierten Daten mit den Daten . . . . .	86
Tabelle 26.	Parameter des Parton-Schauer-Modells . . . . .	87
Tabelle 27.	Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmultiplizität der simulierten Daten mit den Daten . . . . .	88
Tabelle 28.	Vergleich der Impulsverteilungen und der Teilchenmultiplizität der Vierervektoren 2.Ordnung mit optimierter 2.Ordnung . . . . .	89



## AUTORENLISTE DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, L. Criegee, J.B. Dainton<sup>1</sup>, J.H. Field<sup>2</sup>, G. Franke,  
H. Jung, J. Meyer, V. Schröder, G.G. Winter  
**Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Deutschland**

P.J. Bussey, C. Buttar, A.J. Campbell, D. Hendry, G. McCurrach,  
J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith  
**University of Glasgow, Großbritannien**

J. Ahme, V. Blobel, W. Brehm, M. Feindt, H. Fenner, J. Harjes, J.H. Pe-  
ters, O. Podobrin, H. Spitzer  
**II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland**

W.-D. Apel, J. Engler, G. Flügge<sup>3</sup>, D.C. Fries, J. Fuster<sup>4</sup>, P. Gabriel,  
K. Gamedinger<sup>5</sup>, P. Grosse-Wiesmann<sup>6</sup>, U. Hädinger, M. Hahn, J. Hansmeyer,  
J. Knapp, H. Küster<sup>7</sup>, H. Müller, K.H. Ranitzsch, H. Schneider, R. Seu-  
fert, J. Wolf  
**Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Deutschland**

W. de Boer<sup>8</sup>, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling<sup>9</sup>,  
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, P. Schacht, S. Scholz,  
G. Shooshtari, W. Wiedenmann  
**Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutsch-  
land**

M. Davier, J.F. Grivaz, J. Haissinski, P. Janot, V. Journe, Kim. D.W.,  
F. le Diberder, J.-J. Veillet  
**Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich**

K. Blohm, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, L. Poggioli,  
M. Rivoal  
**Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Universite de Pa-  
ris, Frankreich**

G. d'Agostini, F. Ferrarotto, M. Iacovacci, B. Stella  
**University of Rome and INFN, Italien**

G. Cozzika, Y. Ducros  
Centre d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

G. Alexander, A. Beck, G. Bella, J. Grunhaus, A. Levy, C. Milstene  
Tel Aviv University, Israel

- 
- <sup>1</sup> ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien
  - <sup>2</sup> jetzt an der Universite de Geneve, Schweiz
  - <sup>3</sup> jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen
  - <sup>4</sup> jetzt am Instituto de Fisica Corpuscular, Universidad de Valencia, Spanien
  - <sup>5</sup> jetzt am MPI, München
  - <sup>6</sup> jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA
  - <sup>7</sup> jetzt am DESY, Hamburg
  - <sup>8</sup> jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA
  - <sup>8</sup> jetzt am Lawrence Berkeley Laboratory, USA
  - <sup>9</sup> Heisenberg Stipendiat der Deutschen Forschungsgemeinschaft