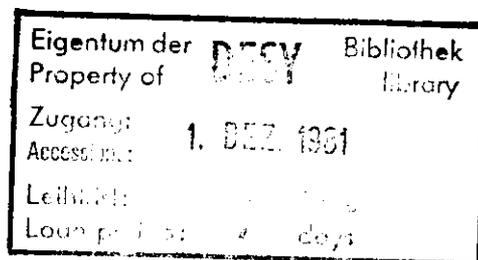


Interner Bericht
DESY F22-81/02
November 1981

MULTIHADRONERZEUGUNG IN DER e^+e^- -VERNICHTUNG
BEI PETRA-ENERGIEN UND VERGLEICH MIT
AUSSAGEN DER QUANTENCHROMODYNAMIK

von

Eckhard Elsen



DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Multihadronerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung
bei PETRA-Energien und Vergleich mit
Aussagen der Quantenchromodynamik

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Eckhard Elsen
aus Oldenburg

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. P. Söding
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation:

26. Oktober 1981

Vorsitzender des Promotionsausschusses

und Sprecher des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. P. Stähelin

Hamburg

1981

Inhaltsübersicht

1. Einleitung	3
2. Vorbetrachtungen	5
2.1 Quantenchromodynamik	5
2.2 Wirkungsquerschnitte	7
2.3 Fragmentation von Quarks	9
2.4 Modelle	12
2.4.1 Das Modell von Hoyer et al.	13
2.4.2 Die Parameter	14
2.4.3 Das Modell von Ali et al.	14
2.4.4 Das Lund-Modell	16
2.5 Topologische Variable	18
2.5.1 Sphärizität	19
2.5.2 Thrust	20
2.5.3 Triplicity	21
3. Das Experiment	22
3.1 Speicherring PETRA	22
3.2 JADE Detektor	24
3.2.1 Innendetektor	25
3.2.2 Flugzeitähler	30
3.2.3 Bleiglassystem	31
3.2.4 Myonfilter	31
3.2.5 Vorwärtsdetektor	32
3.2.6 Triggersystem	33
3.2.7 Datennahme	35
4. Datenreduktion	36
4.1 Schnelle Z-Vertex-Rekonstruktion	37
4.2 Spursuche im Innendetektor	38
4.3 Schauerrekonstruktion im Bleiglas	39
4.4 Ereignisauswahl	39
4.5 Teilchendefinition	43
5. Simulation der Ereignisse	45
5.1 Ereigniserzeugung	45
5.2 QED-Strahlungskorrekturen	46
5.3 Detektorsimulation	48
5.3.1 Geladene Teilchen	48
5.3.2 Photonen	49
5.3.3 Trigger	50
5.4 Güte der Modellrechnungen	50
5.5 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit	53

6. Ergebnisse	54
6.1 Totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt	54
6.2 Topologische Struktur der Ereignisse	56
6.3 Winkelverteilung der Ereignisachse	57
6.4 Vergleich mit Quark-Antiquark-Modellen	60
6.5 Korrelation neutraler und geladener Teilchen	65
7. Vergleich mit QCD Voraussagen	69
7.1 Masse von Jets	69
7.2 Thrustverteilungen	75
7.2.1 Teilchenthrust	77
7.2.2 Clusterthrust	79
7.3 Modell mit "skalaren" Gluonen	89
8. Fragmentationseigenschaften	93
8.1 Richtung der Teilchen	94
8.2 Teilchen zwischen Jets	96
9. Diskussion	101
10. Zusammenfassung	103
Anhang	104
Literaturverzeichnis	113
Danksagung	118

1. Einleitung

Experimentelle Untersuchungen hadronischer Endzustände der e^+e^- -Vernichtung haben in der jüngeren Vergangenheit entscheidend zum Verständnis des Aufbaus der Materie beigetragen. Ausgangspunkt bildete das Quarkmodell (GEL62, ZWE64) der 60er Jahre, das als $SU(3)$ -Ordnungsschema der Hadronen Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar aufbaut und Baryonen aus drei Quarks vom Typ u , d und s zusammensetzt. Neuere experimentelle Ergebnisse haben zu Erweiterungen der theoretischen Vorstellung geführt, die die Wechselwirkungen heute durch einige, wenige Symmetriegruppen zu beschreiben sucht.

Zunächst machte die Entdeckung (AUB74, AUG74) der extrem schmalen Resonanz J/ψ und der in Folge gefundenen Mesonen die Einführung des zusätzlichen Quarkflavours c (Charm) notwendig. Die erfolgreiche Anordnung der vier Quarks in zwei Dubletts und die damit verbundene Symmetrie zum Leptonensektor führte zum Begriff der Generation für assoziierte Quarks und Leptonen. Mittlerweile ist eine dritte, schwerere Generation fast vollständig bekannt: auf der Seite der Leptonen besetzt durch das τ und sein Neutrino, auf der Seite der Quarks durch das b -Quark (HER77, INN77). Die Suche nach dem fehlenden 6. Quark t , das die Symmetrie auch für diese Generation herstellen würde, dauert an.

Die schwache Wechselwirkung wirkt auf den Flavour der Quarks. Die Einführung der zusätzlichen $SU(3)$ -Farbgruppe zur Beschreibung der starken Wechselwirkung stützt sich vor allem auf ein weiteres Ergebnis aus e^+e^- -Annihilationsexperimenten: Die Grösse des Gesamtwirkungsquerschnitts $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen lässt sich nur dann verstehen, wenn jedem Quark drei

zusätzliche Freiheitsgrade, Farbe genannt, zugeordnet werden. Darüberhinaus ermöglicht erst das Konzept der Farbe die Aufrechterhaltung des Pauli-Prinzips im theoretischen Verständnis der Baryonen. Da die Farbfreiheitsgrade nach aussen jedoch nicht beobachtet werden, müssen Hadronen als Singlettzustände der Farbe aufgefasst werden.

Bei dem Versuch, das bisher skizzierte, statische Quarkmodell in eine dynamische Theorie zu kleiden, hat die Quantenchromodynamik QCD zu recht vielversprechenden Ergebnissen geführt. In Anlehnung an die Quantenelektrodynamik QED benutzt sie als Feldquanten Vektorteilchen, die Gluonen (BOH78, REY79).

In der QED hat es sich bei der Herleitung quantitativer Aussagen bewährt, die Matrixelemente der Theorie nach Potenzen der Kopplungskonstanten $\alpha=1/137$ zu entwickeln. Auch in der QCD ist oberhalb gewisser Energien eine Störungsentwicklung nach Potenzen der Kopplungskonstanten α_s möglich. Für solche Energiebereiche wird in der 1. Ordnung der QCD die Bremsstrahlung harter Gluonen von Quarks erwartet.

Am Elektron-Positron-Speicherring PETRA können bei Schwerpunktsenergien um 30 GeV die Aussagen der QCD erstmals in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen überprüft werden. Die beobachteten Endzustände zeigen Hinweise auf Ereignisstrukturen, die im Rahmen der QCD als harte Gluonbremsstrahlung interpretiert werden können. In der vorliegenden Arbeit werden die Daten des JADE-Experiments unter diesem Gesichtspunkt näher betrachtet und explizite Vergleiche mit berechenbaren Grössen der QCD-Störungstheorie durchgeführt.

2. Vorbetrachtungen

2.1 Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik, QCD (FRI73, GRO73, WEI73), beschreibt als Eichfeldtheorie die farbabhängigen Kräfte zwischen den Quarks. Wie in der QED wird die Wechselwirkung durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt. Dem ungeladenen Photon der QED stehen in der QCD jedoch acht Gluonen mit unterschiedlicher Farbladung gegenüber. Die Symmetriegruppe $U(1)$ der QED wird ersetzt durch die nicht-abelsche $SU(3)$ -Symmetriegruppe der Farbe.

Gluonen tragen selbst Farbe und können demnach untereinander wechselwirken. Bei grossen Impulsüberträgen Q^2 führt diese Eigenschaft zu folgendem Verlauf der Kopplungskonstanten α_s (APP75, RUJ75):

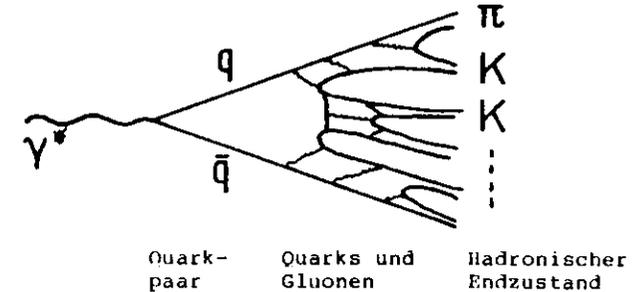
$$\text{Gl. 2.1} \quad \alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln Q^2/\Lambda^2}$$

N_f =Anzahl der Flavour
 Λ =Skalenparameter

Der Wert der Kopplungskonstanten fällt (bei weniger als 17 Flavourzuständen) mit wachsendem Impulsübertrag. Bei kleinen Abständen ($Q^2 \gg \Lambda^2$) ist $\alpha_s \ll 1$, und die Quarks verhalten sich wie Teilchen ohne Wechselwirkung; sie sind quasifrei. In diesem Bereich der "asymptotischen Freiheit" ist eine Herleitung der Aussagen der QCD in Form von Störungsentwicklungen nach Potenzen der Kopplungskonstanten in Anlehnung an die bewährten Methoden der QED möglich.

Bei grösseren Abständen ($Q^2 \ll \Lambda^2$) wächst die Stärke der Kopplung und die Störungsentwicklung versagt.

Diese Vorstellung wirkt sich folgendermassen für das Bild der Hadronerzeugung in der e^+e^- -Annihilation aus:



Das virtuelle Photon γ^* zerfällt elektromagnetisch in ein Quark und ein Antiquark, die sich zunächst wie freie Teilchen verhalten ($Q^2 = s = \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie}$). Mit wachsendem Abstand der Teilchen werden im Farbfeld zwischen den Quarks Gluonen und weitere Quarks erzeugt, die schliesslich in die beobachtbaren Hadronen des Endzustandes übergehen. Im Endzustand hat sich das primäre $q\bar{q}$ -Paar in ein System von Hadronen aufgelöst.

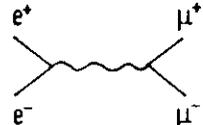
Im Bild der QCD ist die Hadronisation auf einen Kegel um die Richtung der Quarks beschränkt (STE77), so dass bei kleinen Quarkmassen die Impulse der Endzustandsteilchen um die Richtung der Quarks gebündelt auftreten. Man bezeichnet solche experimentell beobachtbaren Raumwinkelbereiche mit erhöhter Teilchendichte als Jets.

Freie Quarks wurden bisher nicht beobachtet (JAD80/2). Die QCD beschreibt die Confinement-Eigenschaft für Quarks durch die Forderung, dass freie Hadronen nur als Farb-

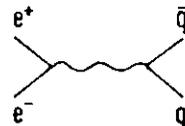
singletts auftreten. Die dynamischen Eigenschaften des Confinement sind jedoch weitgehend ungeklärt (BÖH78). Aus diesem Grund greift man bei der Beschreibung der Parton-hadronisation auf phänomenologische Modelle zurück, die im folgenden näher erläutert werden. Dem geht eine Zusammenfassung der verschiedenen störungstheoretischen Wirkungsquerschnitte voraus.

2.2 Wirkungsquerschnitte

Der einfachste Prozess der e^+e^- -Vernichtung, die μ -Paar-erzeugung, berechnet sich im Rahmen der QED zu:

$$\text{Gl. 2.2} \quad \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha}{3s} \cdot 1^2$$


Ein ähnlicher Feynmangraph beschreibt im Quarkbild die Produktion von Multihadronen, wobei das massive Photon γ^* in ein Quark-Antiquark-Paar $q\bar{q}$ übergeht. Im Wirkungsquerschnitt ist lediglich die entsprechende Ladung Q_i der Quarks einzusetzen:

$$\text{Gl. 2.3} \quad \sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha}{3s} \cdot Q_i^2$$


Bei der Berechnung des Gesamtquerschnitts ist über alle möglichen $q\bar{q}$ -Kombinationen zu summieren, wobei der Farbfreiheitsgrad einen zusätzlichen Faktor 3 beiträgt. Es ist üblich, den hadronischen Querschnitt in Einheiten des μ -Paar-querschnitts anzugeben.

$$\text{Gl. 2.4} \quad R = \frac{\sigma_{\text{had}}(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma_{\mu\mu}}$$

Damit gilt im Quark-Parton-Modell (FEY72):

$$\text{Gl. 2.5} \quad R_0 = 3 \sum Q_i^2$$

Die Störungsentwicklung von R im Rahmen der QCD modifiziert dieses Ergebnis:

$$\text{Gl. 2.6} \quad R = R_0 \left(1 + a_1 \frac{\alpha_s}{\pi} + a_2 \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} + \dots \right)$$

Die Koeffizienten a_n sind bis zur 2. Ordnung berechnet (DIN79, CEL79, CHE79):

$$\text{Gl. 2.7} \quad \begin{aligned} a_1 &= 1 \\ a_2 &= 1.99 - 0.12 \cdot N_f \end{aligned}$$

In Abb. 2.1 sind die Diagramme der QCD aufgeführt, die zu R in erster Ordnung beitragen:

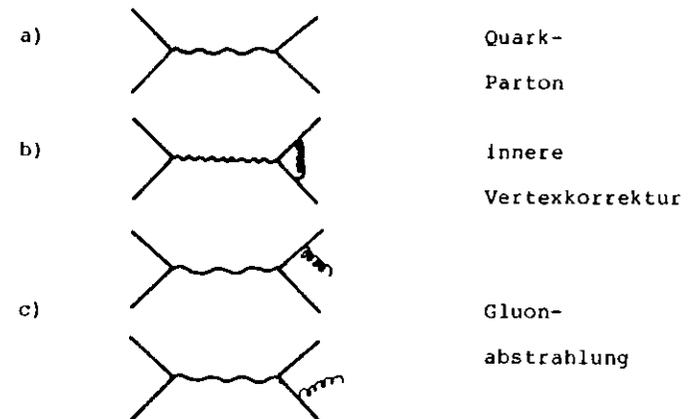


Abb. 2.1 QCD Diagramme mit Beiträgen zu R in erster Ordnung.

Die Singularität in den Beiträgen der Diagramme der Gluonabstrahlung für kollineare und weiche Gluonen hebt sich gegen die Interferenz der Vertexkorrektur mit dem Grundgraphen auf. Ausserhalb des kinematischen Bereichs dieser Divergenz lässt sich die Energieverteilung für den Bremsstrahlungsprozess $q\bar{q}g$ in erster Ordnung in der Form (ELL76)

$$\text{Gl. 2.8} \quad \frac{1}{\bar{\sigma}_0} \frac{d\bar{\sigma}}{dx_1 dx_2} = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} + \text{Perm.}$$

$$x_i = 2 \cdot (\text{Energie von Parton } i) / \sqrt{s}$$

$$\bar{\sigma}_0 = R_0 \cdot \bar{\sigma}_{\text{pt}}$$

angeben.

Die messbare Produktionsrate dieses Zustandes hängt ab von der geforderten und auflösbaren Mindestenergie für Quarks und Gluonen (vgl. Kap. 2.4).

Ein Problem bei der Berechnung der $q\bar{q}g$ -Rate aus Gl. 2.8 bildet die Definition des charakteristischen Impulsübertrags Q^2 in Gl. 2.1 (WAL80). Während die im folgenden beschriebenen Modelle die Masse des virtuellen Photons benutzen ($Q^2=s$), ist ebenfalls eine Definition $Q^2=s(1-x_1)$, entsprechend der Masse des virtuellen Quarks denkbar.

2.3 Fragmentation von Quarks

Eine phänomenologische Beschreibung der in hadronischen Endzuständen beobachteten Jets wird von Field und Feynman in ihrem Modell zur Quarkfragmentation angegeben (FIE78). Sie definieren eine rekursive Rechenvorschrift durch die Forderung, dass das aus einem anfänglichen Quark gebildete

Meson einen Quarkjet zurücklässt, in dem die Teilchen (bis auf Skalierung der Energie) verteilt sind wie im ursprünglichen Jet.

Ausgangspunkt ist ein Quark q_0 mit Impuls W_0 , das im ersten Fragmentationsschritt mit einem zweiten Quark q_1 ein Meson mit Impuls ξ_0 bildet (Abb. 2.2). Es bleibt ein Quark mit Impuls $W_1 = W_0 - \xi_0$ zurück, das analog behandelt wird.

Die Verteilung der relativen Impulse $z = \xi_i / W_i$ ist unabhängig vom Fragmentationsschritt und lässt sich phänomenologisch durch den Ansatz

$$\text{Gl. 2.9} \quad f(z) = 1 - a_F + 3a_F (1-z)^2$$

beschreiben.

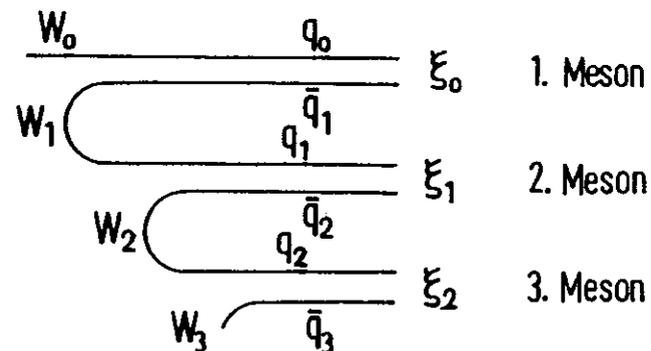


Abb. 2.2 Mesonenkaskade im Modell von Field und Feynman.

Die Wahl

$$\text{Gl. 2.10} \quad z = \frac{(E + p_{||})_{\text{Meson}}}{(E + p_{||})_{\text{Quark}}}$$

anstelle der einfachen Impulsverhältnisse gestattet den Vergleich von Rapiditätsverteilungen bei verschiedenen Jet-energien. Field und Feynman identifizieren W_i und ξ_j deshalb mit der Summe von Energie und Longitudinalimpuls.

Die Transversalimpulse $k_{\perp i}$ der Quarks der Kaskade werden gemäss der Verteilung

$$\text{Gl. 2.11} \quad \frac{d\sigma}{d^2k_{\perp}} \sim e^{-k_{\perp}^2/2bq^2}$$

gewählt, wobei die Komponenten von q_i und \bar{q}_i lokal kompensiert sind. Der Transversalimpuls $p_{\perp i}$ der Mesonen ergibt sich aus der Summe der transversalen Quarkimpulse und nimmt mit der obigen Wahl einen mittleren Wert $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 2 \cdot \frac{q^2}{4}$ an.

Ein weiterer Parameter des Modells ist das Verhältnis der Spineinstellungen der Quarkpaare,

$$\text{Gl. 2.12} \quad r = \frac{\text{Pseudoskalare Mesonen}}{\text{Pseudoskalare} + \text{Vektor-mesonen}}$$

das für die Auswahl der Mesonen bekannt sein muss. Höhere Resonanzen werden nicht betrachtet.

Der Flavour der "Seequarks" q_i ($i > 0$) wird im Verhältnis $u:d:s=2:2:1$ gewählt.

Die Parameter von Gl. 2.9 - 2.12 wurden in FIE78 für Daten der Lepton-Hadron-Streuung optimiert. Bei Anwendung des Modells auf Jets der e^+e^- -Vernichtung ergeben sich geringfügig abweichende Werte (vgl. Kap. 2.4.2).

2.4 Modelle

Bei der e^+e^- -Vernichtung entstehen Quarks paarweise mit Flavour q_0 und \bar{q}_0 und entgegengesetzt gleichem Impuls. Im Modell von Field und Feynman fragmentieren beide Quarks unabhängig nach dem im vorigen Kapitel beschriebenen Schema. Erst am Ende der Fragmentation werden die jeweiligen Hadronkaskaden über ein Meson aus dem zuletzt gebildeten Quark bzw. Antiquark jeder Kette verbunden.

Neben den leichten Primärquarks u , d und s schliessen die im folgenden betrachteten Modelle auch schwere Quarks b und c ein. Dabei wird angenommen, dass sich die Massen der Mesonen der Bottom-Familie aus der Summe der Quarkmassen berechnen lassen, wobei die Vektormesonen geringfügig schwerer angenommen werden als die pseudoskalaren Mesonen gleicher Zusammensetzung. Nicht-stabile Primärmesonen, wie z.B. B , D und ϕ zerfallen mit Phasenraumverteilungen in leichte Mesonen. Die leptonischen Kanäle sind dabei berücksichtigt.

Monte Carlo Methoden erlauben es, auf der Grundlage dieser Annahmen vollständige Teilchenendzustände zu generieren, die zum Vergleich mit den Daten herangezogen werden können.

Neben den $q\bar{q}$ -Prozessen wird im folgenden auch die Bremsstrahlung von Gluonen betrachtet, für die das Schema verallgemeinert werden muss. Dazu werden drei Ansätze betrachtet, die sich vor allem in der Behandlung der Fragmentation des Gluons unterscheiden.

2.4.1 Das Modell von Hoyer et al.

QCD-Modelle nehmen als grundlegenden Prozess die $q\bar{q}$ -Erzeugung an und betrachten zusätzlich die Bildung des $q\bar{q}g$ -Zwischenzustandes. Da der $q\bar{q}g$ -Querschnitt (Gl. 2.8) bei Annäherung an die $q\bar{q}$ -Konfiguration divergiert, wird der Gesamtquerschnitt der ersten Ordnung (Gl. 2.6) in dem Bereich des Phasenraums in $q\bar{q}$ - und $q\bar{q}g$ -Beiträge aufgeteilt, wo 2- und 3-Jets praktisch nicht voneinander zu unterscheiden sind. So beginnt im Modell von Hoyer et al. (HOY79, MEY79) die Produktion von $q\bar{q}g$ -Ereignissen bei einer relativen Energie x_1 , die näherungsweise dem Maximum der Teilchenthrustverteilung der $q\bar{q}$ -Zustände entspricht (vgl. Kap. 7.2.1). Die Grenze ist abhängig von der Schwerpunktsenergie und nimmt bei 30 GeV einen Wert $T_0=0.95$ an. Zusätzlich zu dieser Forderung wird der Anteil von $q\bar{q}g$ am Gesamtquerschnitt der 1. Ordnung (Gl. 2.6) durch eine Minimalenergie von 2 GeV pro Parton eingeschränkt.

Zur Behandlung der Fragmentation des $q\bar{q}g$ -Zustandes werden folgende Annahmen gemacht:

Das $q\bar{q}$ -Untersystem verhält sich wie ein $q\bar{q}$ -System aus dem 2-Parton-Prozess.

Das Gluon fragmentiert unabhängig wie ein einzelnes Quark. Flavourneutralität innerhalb des Jets wird durch Auswahl geeigneter Quarktypen sichergestellt.

Der Fragmentationsparameter $a_p(\text{Gluon})$ (Gl. 2.9) wird auf 1 festgesetzt. (Die Wahl bewirkt für das Gluon eine weichere Fragmentation als für Quarks (vgl. Kap. 2.4.2), wie sie beispielsweise in SHI78 aufgrund der grösseren Farbladung erwartet wird).

2.4.2 Die Parameter

Zur Bestimmung der Fragmentationsparameter sowie der Kopplungskonstanten α_s wurde vorwiegend das Modell von Hoyer et al. herangezogen. Die Analyse ist in KOB80 beschrieben. Dabei werden Impulsspektren und Verteilungen von Impuls-komponenten in ausgewählten Projektionen mit den Daten verglichen. Gute Übereinstimmung zwischen Modell und Daten findet sich für die in Tab. 2.1 aufgeführten Werte.

Mit dieser Wahl der Parameter werden bei 30 GeV Schwerpunktsenergie im Modell von Hoyer et al. etwa 27% der Ereignisse als 3-Jets erzeugt.

Tabelle 2.1 Parameter des Modells

Parameter	Wert	Referenz
α_s $r_{qF}^{a_q}$	0.18	Gl. 2.1
	330 MeV	Gl. 2.11
	0.5	Gl. 2.9
	0.5	Gl. 2.12

2.4.3 Das Modell von Ali et al.

Das Modell von Ali et al. (ALI79/1, ALI79/2, ALI80/1) erweitert das vorhergehende durch Einführung von 4-Jet-Prozessen der Art $q\bar{q}gg$ und $q\bar{q}q\bar{q}$. Analog zu den Modellen der ersten Ordnung wird hier der Gesamtquerschnitt näherungsweise in Anteile mit 2, 3 oder 4 Partonen der Diagramme Abb. 2.3 a) - g) zerlegt. Divergenten Beiträgen einzelner Graphen wirken störungstheoretisch die entsprechenden Graphen der Vertexkorrekturen (z.B. Abb. 2.3 h) - i)) bei der Berechnung des Gesamtquerschnitts entgegen. Solche Beiträge

ergeben sich bei der Emission weicher oder kollinearere Gluonen, wo Partonkonfigurationen entstehen, die kinematisch nicht von solchen der nächst niedrigeren Ordnung zu unterscheiden sind.

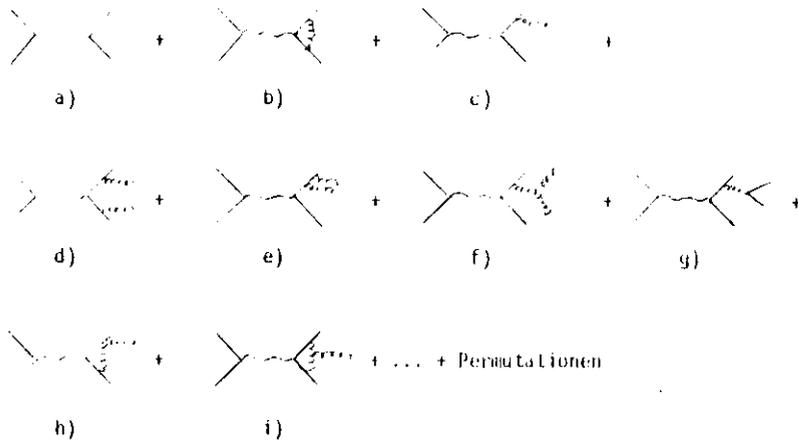


Abb. 2.3 QCD-Diagramme mit Beiträgen bis zur 2. Ordnung

Im Modell, wo explizite Beiträge einzelner Graphen betrachtet werden, muss wegen dieser Mehrdeutigkeit der kinematisch gültige Bereich der verschiedenen Diagramme festgelegt werden. Im Modell von Ali et al. wird für 4-Jet-Ereignisse deshalb eine nicht-planare Partonkonfiguration (Akoplanarität > 0.05) verlangt. Die maximale relative Partonenergie für Ereignisse mit Gluonen wird energieunabhängig auf Werte unterhalb von 0.95 beschränkt.

Zur Normierung der 4-Jet-Rate ist die vollständige Kenntnis aller Beiträge der 2. Ordnung notwendig. Verschiedene Arbeiten (ELI80, FAB80, VER80) kommen gegen-

wärtig bei der Auswertung zu unterschiedlichen Aussagen. Im Modell von Ali et al. findet sich mit den oben genannten kinematischen Einschränkungen ein 4-Jet-Anteil von etwa 5%.

Erweiterungen gegenüber dem Modell von Hoyer et al. ergeben sich auch hinsichtlich der Fragmentation:

Skalenverletzung, wie sie im Rahmen der QCD erwartet wird, ist durch die zusätzliche Q^2 -Abhängigkeit der Fragmentationsfunktion berücksichtigt.

Das Gluon fragmentiert wie ein Quark-Antiquark-System mit innerem Transversalimpuls $\sigma_q = 330$ MeV. Für die Verteilung der Gluonenergie auf die beiden Quarks wird die Aufteilungsfunktion (ALL77)

$$\text{Gl. 2.12} \quad f_g(z) = \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2)$$

benutzt.

2.4.4 Das Lund Modell

Das Lund Modell (AND80, SJ80) betrachtet wie das Modell von Hoyer et al. den Partonquerschnitt bis zur ersten Ordnung der QCD. Es unterscheidet sich von den vorangestellten Modellen vor allem in der Behandlung der Fragmentation des Gluons.

Im Bild dieses Modells sind Quark und Antiquark durch eine "String" von Farblinien, die den Kraftlinien des starken Feldes entsprechen, verbunden. Massen und Transversalimpulse von Mesonen entstehen beim Aufbrechen dieser Farbflusslinien. Das Gluon stellt dabei eine lokale, transversale Anregung der

"String" dar, die über ein Paar von Farbflusslinien an das Gesamtsystem gebunden ist (vgl. Abb. 2.4 a)).

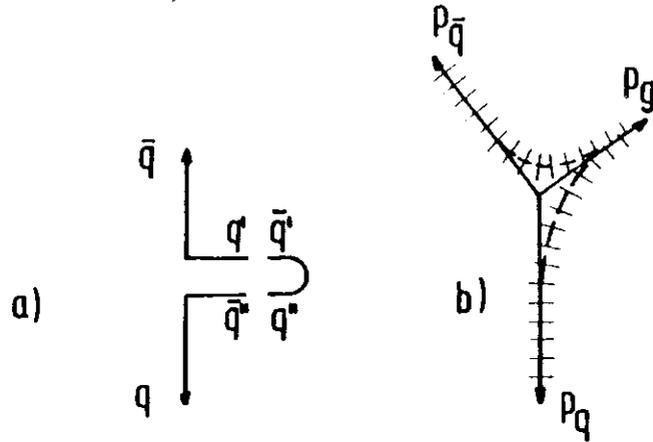


Abb. 2.4 a) Aufbrechen der transversal angeregten String durch Emission eines einzelnen Mesons und Entstehung der beiden Quark-Antiquark-Systeme $\bar{q}q'$ und $q\bar{q}''$.
 b) Teilchen- und Partonrichtungen im Impulsraum. Unterschiedliche Massen und Transversalimpulse führen zur angedeuteten Verbreiterung der Teilchenrichtungen um die der für feste Masse und vernachlässigten Transversalimpuls angegebenen Hyperbeln.

Durch Emission eines einzelnen Mesons bricht diese Anregung in zwei Quarks q' und \bar{q}'' auf, die den verbleibenden Gluonimpuls aufnehmen. Sie sind über Farbflusslinien zum jeweiligen Primärquark \bar{q} und q gebunden, so dass zwei Quark-Antiquark-Systeme $\bar{q}q'$ und $\bar{q}''q$ übrigbleiben. Diese fragmentieren unabhängig voneinander in ihren jeweiligen Schwerpunktsystemen. Bezugsachse für Fragmentation und

Transversalimpulsbegrenzung ist die Farblinie zwischen den jeweiligen Quarks. Im Impulsraum werden die Teilchen längs Hyperbeln im Bereich zwischen den Jets verteilt (Abb. 2.4 b)).

Zur Vermeidung der Singularität des 3-Jet-Querschnitts (Gl. 2.1) werden in diesem Modell nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen in den jeweiligen $q\bar{q}$ -Systemen ausreichend Energie für die Erzeugung mindestens zweier, leichter Mesonen zur Verfügung steht (>800 MeV). Dementsprechend werden die relativen Quarkenergien x_1 und x_2 auf Maximalwerte begrenzt, deren Grösse vom Flavour der primären Quarks abhängt. Die 3-Jet Rate liegt mit 60% sehr viel höher als bei den vorherigen Modellen.

Bei der Fragmentation wird als Skalenfunktion auch in diesem Fall der Ansatz Gl. 2.9 benutzt. (Das eigentliche Stringmodell betrachtet die Fragmentation mit einer konstanten Skalenfunktion, die durch massenabhängige Beiträge zu hohen z abgeschwächt ist. Dieser Fragmentationsansatz führt ebenfalls zu einer guten Beschreibung der Daten. In dieser Arbeit wird nur das Schema von Feynman und Field diskutiert.)

2.5 Topologische Variable

Zum Test der störungstheoretischen Aussagen der QCD ist es wichtig, aus dem beobachteten hadronischen Vielteilchenendzustand sowohl die Anzahl als auch die Richtungen der anfänglichen Partonen zu rekonstruieren.

Im folgenden werden drei verschiedene Methoden erläutert, die aus der Betrachtung der Impulskomponenten aller Teilchen Korrelationen mit den ursprünglichen Partonrichtungen herstellen.

2.5.1 Sphärizität

Die Struktur eines Ereignisses im Impulsraum lässt sich global durch die Eigenwerte des Impulstensors $T_{\alpha\beta}$ beschreiben (BRO70):

$$\text{Gl. 2.13} \quad T_{\alpha\beta} = \frac{\sum p_{i\alpha} p_{i\beta}}{\sum |p_i|^2}$$

Der Index i läuft über alle Teilchen des Ereignisses, α und β beschreiben die Komponenten des Impulses.

Die Berechnung der drei Eigenwerte Q_i mit den Eigenvektoren \vec{n}_i entspricht einer Hauptachsentransformation des Impulstensors. Die Summe der Eigenwerte ist auf Eins normiert. Mit der Anordnung $Q_1 < Q_2 < Q_3$ definiert \vec{n}_3 die Achse, bezüglich der die quadratischen Transversalimpulse minimal werden. Die Sphärizität S bezieht sich auf diesen Transversalanteil

$$S = \frac{3}{2} (Q_1 + Q_2)$$

$$\vec{n}_3 = \text{Sphärizitätsachse}$$

S ist Null für Ereignisse mit einem Paar entgegengesetzt ausgesandter Teilchen und strebt für isotrope Teilchenverteilungen gegen Eins. Bei der Betrachtung von zwei unabhängigen Kombinationen von Eigenwerten ist es möglich, Aussagen über die räumliche Verteilung der Teilchenimpulse der Ereignisse zu treffen (Abb. 2.5).

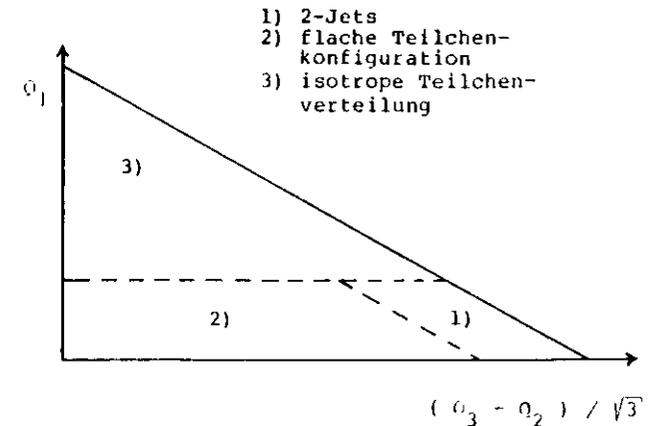


Abb. 2.5 Teilchenkonfigurationen für verschiedene Q -Werte

2.5.2 Thrust

Im Gegensatz zur Sphärizität ist Thrust (FAH77, BRA79) unabhängig von der Zerfallsmultiplizität eines Zwischenzustandes und somit auch im Rahmen der QCD Störungstheorie berechenbar. Die Ereignisachse \vec{n} wird so definiert, dass die linearen, longitudinalen Impulskomponenten maximal werden:

$$\text{Gl. 2.14} \quad T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum |p_i \cdot \vec{n}|}{\sum |p_i|}$$

Die Summe läuft über alle Teilchen i des Ereignisses und wird bezüglich \vec{n} optimiert.

Der Thrustwert T ändert sich von 0.5 auf 1 beim Übergang von isotropen zu vollständig kollinearen Teilchenverteilungen. Der Rechenaufwand für ein Ereignis steigt mit der Anzahl der möglichen Teilchenpermutationen, so dass in der Regel die Beschränkung auf die typischerweise 15 höchsten Impulse des Ereignisses notwendig ist.

2.5.3 Triplicity

Die Triplicity T_3 verallgemeinert den Thrust auf drei Raumrichtungen (BRA79). Die vorgegebene Teilchenmenge wird dabei so in drei disjunkte Mengen C_j unterteilt, dass der Ausdruck

$$\text{Gl. 2.15} \quad T' = \sum_{j=1}^3 \frac{|\sum_{i \in C_j} \vec{p}_i|}{\sum_k |\vec{p}_k|}$$

maximal wird.

$$T_3 = \max_C T'$$

Die Summe aller Teilchenimpulse einer Indexmenge C_j definiert die zugehörige Jetrichtung \vec{e}_j .

3. Das Experiment

3.1 Speicherring PETRA

PETRA (DES76) ist ein Elektron-Positron-Speicherring mit einer maximalen Strahlenergie von gegenwärtig 19 GeV. Eine schematische Ansicht der Ringstruktur ist in Abb. 3.1 wiedergegeben.

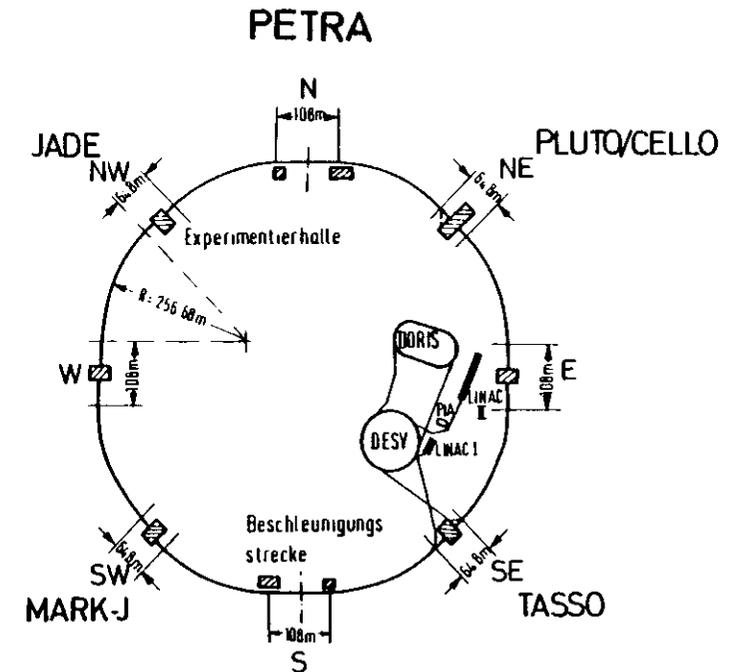


Abb. 3.1 PETRA Speicherring

Elektronen und Positronen laufen im gleichen Vakuumrohr um. Dipolmagnete in den gekrümmten Sektionen zwingen die Teilchenpakete auf ihre Kreisbahn, während HF-Resonatoren in

2 der 8 geraden Abschnitte sowohl zur Beschleunigung der bei 7 GeV injizierten Teilchen als auch zum Ausgleich der Energieverluste durch Synchrotronstrahlung dienen. Die Aufweitung des Strahlprofils wird durch Quadrupole innerhalb der geraden Sektoren verhindert, während Sextupole Instabilitäten aufgrund der chromatischen Abweichung von der Sollbahn entgegenwirken.

In den vier jeweils kürzeren, geraden Abschnitten kollidieren die Teilchenpakete in den Wechselwirkungspunkten. Die Lebensdauer der Strahlen ist durch Wechselwirkung mit dem Restgas im Vakuumsystem (einige 10^{-9} Torr) auf einige Stunden begrenzt.

Die Maschinenparameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Die Energie der gespeicherten Strahlen wird durch die Grösse des Ablenkfeldes bestimmt. Synchrotronschwingungen des Strahls verursachen eine Energieunschärfe $\sigma_W = 2.2 \cdot 10^{-5} \cdot W^2$ (W in GeV).

Die Luminosität \mathcal{L} eines Speicherrings bildet ein Mass für die Zählrate N eines Prozesses mit dem Wirkungsquerschnitt σ gemäss

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

Sie ist ein Maschinenparameter und wird durch die Strahl- Strahl- Wechselwirkung begrenzt. Während der Messperiode 1979 - 1980 wurden im 2-Bunchbetrieb typische Luminositäten um $2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei Strömen von 6 mA pro Bunch in einer Wechselwirkungszone erreicht (DEG79). Nach Einbau zusätzlich fokussierender Quadrupole in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungspunktes konnte die Luminosität im

Jahr 1981 sogar auf $7 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ und Spitzenwerte von $1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ gesteigert werden.

Tabelle 3.1 PETRA Parameter 1979-1980

Umfang	2304 m
Krümmungsradius	257 m
Freie Länge f. Experimente	10 m
Wechselwirkungspunkte	4
Länge der geraden Stücke	4 * 108 m 4 * 64 m
Injektionsenergie	7 GeV
Strahlenergie	5 - 19 GeV
Zahl der Bunche/Strahl	1 - 4
RF - Frequenz	500 MHz
Strom	15 mA
Energiebreite	$\sigma_E = 2.2 \cdot 10^{-5} E^2$ (in GeV)
Luminosität (bei 17GeV)	$2 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Vakuum	$2 \cdot 10^{-9}$ Torr

3.2 JADE Detektor

In der NW-Wechselwirkungszone des PETRA Speicherrings ist der kompakte Solenoid-Detektor JADE aufgebaut. Er zählt zu den Detektoren mit möglichst umfassendem Teilchennachweis über nahezu dem gesamten Raumwinkel. Besondere Bedeutung wird der guten Lepton-Identifizierung beigemessen.

Drei grössere Komponenten, die alle den Wechselwirkungspunkt fast vollständig umschliessen, lassen sich unterscheiden (JAD76) :

- a) Die Jetkammer - eine 3-dimensional abbildende Driftkammer mit Ionisationsmessung - dient zur Impulsbestimmung geladener Teilchen sowie deren Identifikation.
- b) Das Bleiglassystem gestattet Elektron- und Photon-Erkennung aufgrund der Schauerentwicklung.
- c) Der Myonfilter trennt Hadronen und Elektronen von durchdringenden Myonen, die in mehreren Driftkammerlagen registriert werden.

Abb. 3.2 gibt eine Gesamtansicht des Detektors wieder.

3.2.1 Innendetektor

Die JADE Jetkammer umschliesst mit einem Durchmesser von 1.6 m das Strahlrohr am Wechselwirkungspunkt konzentrisch in einer Länge von 2.4 m. Azimutal ist die Kammer in 24 gleiche Segmente mit je 4 Zellen aufgeteilt. Zusammengesetzt ergeben sich 3 Ringe mit je 24 Zellen in den beiden inneren und 48 im äusseren Ring.

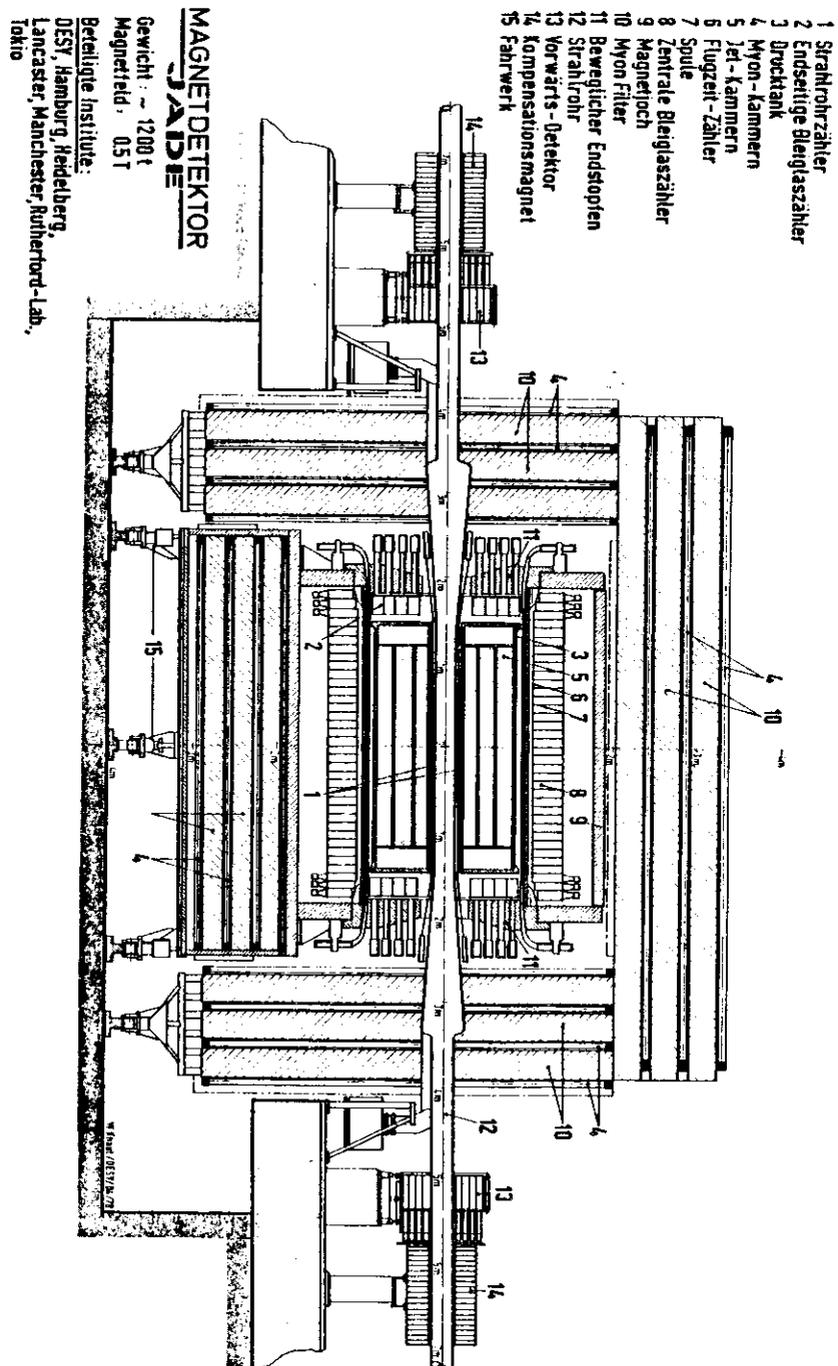


Abb. 3.2 Gesamtansicht des Detektors

Abb. 3.3 zeigt die Kammern in einem Querschnitt senkrecht zum Strahlrohr. Jede Zelle enthält 16 Signaldrähte im Abstand von 10 mm, die abwechselnd um ± 0.15 mm um die Radialrichtung versetzt sind und so die Auflösung der Rechts/Links-Mehrdeutigkeit gestatten. Die Equipotentiallinien verlaufen parallel zur Ebene der Drähte. Der Betrieb der Kammer in einem axialen Magnetfeld von 0.45 T verursacht eine Drehung der effektiven Driftrichtung um 18.5° zur Feldrichtung.

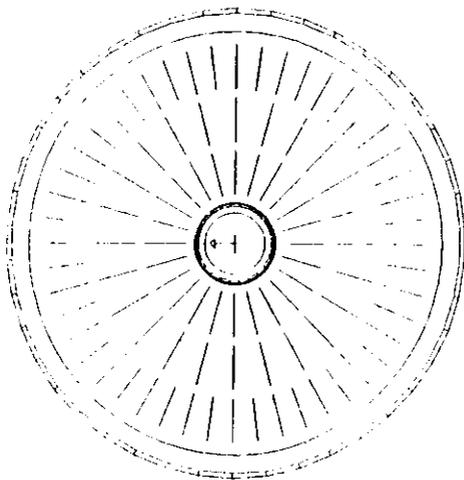


Abb. 3.3 Die Jetkammer im Querschnitt senkrecht zum Strahlrohr

Ein Teilchen vom Wechselwirkungspunkt passiert in der Regel alle 3 Ringe und somit 48 Signaldrähte. Diese Zahl reduziert sich erst für Teilchen mit Polarwinkeln unter 34° zur Strahlachse. Innerhalb von 97% des gesamten Raumwinkels sprechen mindestens 8 Drähte an.

Die Raumkoordinaten ergeben sich in der $r-\phi$ -Ebene aus der Drahtposition und der Driftzeit und in z -Richtung aus der normierten Differenz der an den Signaldrahtenden gemessenen Ladungsimpulse (DRU79).

Ein Mass für den Energieverlust eines Teilchens im Kammergas stellt die Summe der Ladungsamplituden an den beiden Drahtenden dar. Die Genauigkeit dieser Messung sowie die Ortsauflösung wird durch Betrieb der Kammern bei 4 atm. gesteigert (FAR78).

An jedem Draht der Kammer können bis zu 8 verschiedene Teilchen pro Ereignis registriert werden, solange deren Abstand ausserhalb der Doppelspurauflösung von 7.5 mm (145nsec) liegt.

Die Auflösung in der $r-\phi$ -Ebene setzt sich zusammen aus dem dominanten Beitrag von ± 0.110 mm für die Genauigkeit der Zeitmessung und einer gasabhängigen Konstanten von 0.055 mm (WAG80). Driftzeitabhängige Anteile (Diffusion) führen zu zusätzlichen Beiträgen von bis zu 0.010 mm. Bei der Rekonstruktion von Spuren sind systematische Einflüsse aufgrund von Feldverformung, von Drahtversetzung und von Bauteilvariationen innerhalb der Ausleselektronik zu berücksichtigen. Kalibrationsdaten hierfür werden sowohl aus Ladungspulsen, die sich gezielt auf die Signaldrahtenden senden lassen, als auch aus systematischen Untersuchungen von unter grossen Winkeln gestreuten Bhabha-Ereignissen gewonnen.

Für die z -Koordinate begrenzt elektronisches Rauschen in den Vorverstärkern die Auflösung, die für isolierte Spuren 0.6% entsprechend 1.6 cm beträgt.

Bei hohen Teilchenenergien bestimmt die Ortsauflösung des Detektors die Genauigkeit der Impulsmessung. Tabelle 3.2 stellt für verschiedene Messperioden und Schwerpunktsenergien die Einzelspur-Auflösungen für Myonpaare zusammen. Für die 3. Messperiode dominieren statistische Fehler der Kalibrationsdaten die Impulsauflösung.

Über 2 GeV Impuls lässt sich ein grosser Teil der Daten in der Form

$$\frac{\Delta p}{p} = 2.5\% p \quad [p \text{ in GeV}]$$

bei einem Magnetfeld von 0.48 T beschreiben. Unterhalb von 2 GeV dominiert die Vielfachstreuung im Material des Detektors die Auflösung. Die wesentlichen Komponenten sind in Tabelle 3.3 mit den relevanten Strahlungslängen zusammengestellt. Weitgehend impulsunabhängig findet sich in diesem Bereich ein mittlerer Wert von 4% für die Messgenauigkeit.

Das Verhalten der Kammern ist auch über lange Zeit stabil. Im Laufe eines 1 1/2 jährigen Betriebes mussten lediglich 6 Zellen entweder aufgrund von Hochspannungsdurchschlag oder der Entwicklung einer Glimmentladung zeitweise abgeschaltet werden.

Die Möglichkeit, aus der Energieverlustmessung Rückschlüsse auf die Masse des Teilchens zu ziehen, wurde in dieser Arbeit nicht ausgenutzt (JAD80/2).

Tabelle 3.2 Impulsauflösung

von Myonpaaren bei verschiedenen Energien

Zeit	Magnetfeld [T]	Energie [GeV]	$\frac{\Delta p}{p}$ [%/GeV]
Herbst 79	0.45	15.5	2.6
Winter 79	0.45	6.0	2.8
Frühjahr 80	0.45	17.0	4.0
Sommer 80	0.48	17.0	2.4

Tabelle 3.3 Strahlungslängen der Detektorkomponenten

Komponente	Material	mittl. Radius [mm]	X ₀ [%]
Strahlrohr	Aluminium	125	5
Strahlrohrzähler	Szintillator	155	2
Tank (innen)	Aluminium	168	8
Stütze 1	Rohacell	189	1
Stütze 2	Rohacell	391	1
Stütze 3	Rohacell	601	1
Gas	Argon 4atm.	200-810	2

3.2.2 Flugzeitzähler

42 Szintillationszähler (Material NELL0) mit einer Länge von 3.20 m sind zwischen Drucktank des Innendetektors und der Magnetspule angebracht. Photomultiplier an jeweils beiden Enden messen Zeitpunkt und Amplitude des registrierten Lichtblitzes.

Die Flugzeitzähler (TOF) bilden eine wichtige Komponente in der schnellen Triggerentscheidung (Kap. 3.2.6). Die Zeitinformation mit einer Auflösung von ± 0.4 nsec wird erfolgreich zur Reduktion des kosmischen Untergrundes eingesetzt. In Multihadronereignissen erschwert die häufige Überlappung mehrerer Spuren innerhalb eines Zählers die eindeutige Interpretation der Flugzeit.

3.2.3 Bleiglassystem

Das Bleiglassystem umschliesst den Innendetektor fast vollständig. Es ist in drei Einheiten aufgeteilt:

Ein zylindrisches Hodoskop aus 2520 einzelnen Bleiglasblöcken umgibt die Magnetspule. Die keilförmigen Blöcke haben eine Grundfläche von $85 \times 102 \text{ mm}^2$ bei einer Tiefe von 30 cm entsprechend 12.5 Strahlungslängen.

Die beiden anderen Einheiten des Schauerdetektors finden sich jeweils an den Endflächen des Innendetektors. Sie bestehen aus je 96 Bleiglasblöcken mit einer Tiefe von 230 mm (9.6 Strahlungslängen). Die Gesamtakzeptanz des Bleiglasses beträgt 90% des vollen Raumwinkels.

Schauernde Teilchen rufen im Bleiglas ein zur Einfallsenergie proportionales Lichtsignal hervor, das über Photomultiplier in 12 Bit ADCs ausgelesen wird. Pedestalwerte werden zu Beginn eines Messlaufs bestimmt und per Mikroprozessor subtrahiert.

In einem 6 GeV Teststrahl ergab sich eine Auflösung $\sigma_E/E = 6\%/\sqrt{E}$. Im Experiment wird zusätzlich ein konstanter Beitrag von 3.5% beobachtet. Die Winkelauflösung beträgt 7 mrad.

3.2.4 Myonfilter

Myonen lassen sich über Reichweitemessungen in Materie nachweisen. Der JADE-Detektor benutzt als erste Absorberschicht sowohl das Bleiglas als auch das Rückflusseisen des Magneten. Der eigentliche Filter besteht aus

eisenangereichertem Beton (5.2 g/cm^3), das kastenförmig um den inneren Detektor aufgebaut ist. Mindestens 6 Absorptionslängen hat ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen zu durchdringen, bevor es den Filter verlässt.

Der Nachweis der Teilchen erfolgt in bis zu 5 Driftkammerebenen, die zwischen die Absorberlagen eingebracht sind.

Die 618 einzelnen Driftkammern haben eine typische Abmessung von $30 \times 2 \times 500 \text{ cm}^3$ und erlauben eine zweidimensionale Ortsauslese über Driftzeit und Signallaufzeiten auf dem Draht.

Für diese Arbeit sind die Ergebnisse des Myonsystems nicht benutzt worden.

3.2.5 Vorwärtsdetektor

Direkt am Strahlrohr schliesst sich ausserhalb des Myonsystems an beiden Seiten der Vorwärtsdetektor an, der aus je 92 Bleiglasblöcken, drei Driftkammern und acht Szintillationszählern aufgebaut ist.

Zum Nachweis von Ereignissen der Kleinwinkelbhabha-Streuung können vor allem die Bleiglasblöcke erfolgreich eingesetzt werden. Die hohe Zählrate dieses Prozesses liefert ein verlässliches Mass für die Luminosität bereits während der Datennahme.

Prozesse der 2-Photonvernichtung lassen sich in einem Winkelbereich von 34 - 75 mrad markieren.

3.2.6 Triggersystem

Die umlaufenden Teilchenpakete des Speicherrings durchdringen sich alle 4 μsec am Wechselwirkungspunkt. Synchron dazu beginnt jeweils die Vorbereitung für das Auslesen der Detektorkomponenten. Relativ selten kommt es jedoch zu einem nachweisbaren Streuprozess. Häufiger lassen sich im Detektor die Reaktionsprodukte beispielsweise einer Strahl-Gas-Wechselwirkung oder Spuren kosmischer Teilchen als Untergrund nachweisen. Da das Auslesen sämtlicher Detektorkomponenten etwa 25 Millisekunden in Anspruch nimmt, ist es zur Vermeidung von Totzeitverlusten wichtig, möglichst frühzeitig Entscheidungen über die vorliegende Information zu fällen und klare Untergrundereignisse vor Abschluss des Auslesevorgangs zu verwerfen.

Zu diesem Zweck werden schnelle, teils analoge Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten zur Bildung des sogenannten Triggersignals herangezogen, das die Datenauslese steuert. Dabei müssen bis zu drei charakteristische Zeitstufen durchlaufen werden:

T1 Kombinationen von Zeitsignalen der schnellsten Stufe (Flugzeitähler, Bleiglas, Vorwärtsdetektor) sind nach etwa 300 nsec geformt.

T2 Nach 1.5 μsec (Abschluss des Driftvorgangs) ist bekannt welche Drähte des Innendetektors angesprochen haben.

T3 Wegen der langen Driftwege erscheint die entsprechende Information des Myonsystems nach etwa 3 μsec .

Wenn die Informationen über das Ereignis an der gegebenen Stufe für eine Entscheidung ausreichen, kann es verworfen oder akzeptiert werden. Andernfalls muss das Ergebnis der nächstfolgenden Stufe abgewartet werden. Die Staffelung der Triggerentscheidungen begrenzt die Totzeitverluste auf einen minimalen Wert von nur wenigen Prozent. Unter normalen Strahlbedingungen betrug die Ereignisrate einige Hertz. (Die Einzelheiten des Triggers und der geforderten Ereignisseigenschaften sind im Anhang A1 ausgeführt).

Mehrere Triggerbedingungen waren ständig implementiert; für die Auswahl hadronischer Ereignisse sind jedoch nur zwei wichtig:

Neutraler Trigger	Bleiglasenergie > 4 GeV	T1
Geladener Trigger	Bleiglasenergie > 1 GeV	T1
	und Anzahl angesprochener TOF > 1	T1
	und Anzahl der Innendetektorspuren > 0	T2

Für die Bedingung "Innendetektorspur" wird eine Mindestzahl von angesprochenen Drähten in aufeinanderfolgenden Zellen verlangt. Die Driftzeitinformation selbst wird nicht benutzt.

Schon diese beiden Bedingungen sind in mehr als 95% der Multihadronereignisse redundant.

3.2.7 Datennahme

Ein Computer NORD/10S/50 von NORSE DATA überwacht Datennahme und Experiment. Bei aktivem Triggersignal werden bis zu 38 verschiedene CAMAC-Überrahmen pro Ereignis mit direktem Speicherzugriff (DMA) in den Rechner eingelesen. Der NORD/10S Teil des Rechners überwacht den Datenfluss, zeigt Statusinformationen an, steuert die graphische Ausgabe der Ereignisse, gestattet den Eingriff des Experimentators in den Messablauf und sendet die Ereignisse über eine direkte Verbindung zum Grossrechner IBM/370, wo sie auf Magnetband aufgezeichnet werden.

Der NORD/50 Prozessor mit 32 Bit Wortlänge teilt 128 kbyte des verfügbaren Speichers mit der NORD/10S und kann so einen Teil der Datenanalyse parallel zum Datenfluss durchführen. Hier werden Informationen über den Zustand der Komponenten des Detektors akkumuliert. Weiterhin werden eindeutige Ereignisklassen, wie z.B. Multihadronen und kosmische Teilchen, schon an dieser Stelle mit grosser Zuverlässigkeit identifiziert und im Fall der letzteren bereits teilweise verworfen.

4. Datenreduktion

Daten, auf die in dieser Arbeit Bezug genommen wird, wurden von der JADE Kollaboration im Messzeitraum von Juni 1979 bis November 1980 genommen. Der Bereich der PETRA-Energien zwischen 30 und 36.7 GeV wurde in dieser Zeit in Schritten von 20 MeV nahezu vollständig überstrichen. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der integrierten Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie. Sie ist in Tabelle 4.1 nach Energiebereichen zusammengefasst. Gleichfalls aufgeführt sind die Werte der kurzen Messläufe bei 12 und 22 GeV Schwerpunktsenergie.

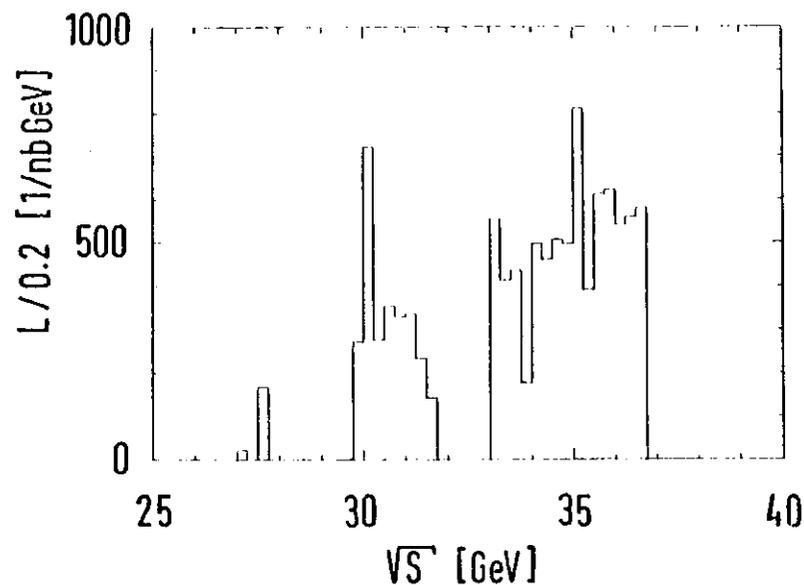


Abb. 4.1 Integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie

In der gesamten Messperiode wurden über 10 Millionen Ereignisse aufgeschrieben. Der grösste Anteil rührt von Untergrund aus kosmischen Spuren, Strahl-Gas-Zusammenstössen

und Synchrotronstrahlung her. Der Beitrag der Multihadronen liegt unter einem Promille.

Die Untergrundabtrennung ist nur möglich nach zumindest teilweiser Rekonstruktion des Ereignisses. Die schnellsten Analyseschritte werden zuerst ausgeführt, damit nach Reduktionsschnitten die Menge der vollständig zu bearbeitenden Ereignisse aus Rechenzeitgründen klein gehalten werden kann.

Zu den ersten Schritten gehört die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes auf der Strahlachse.

Tabelle 4.1 Integrierte Luminosität

Schwerpunktenergie [GeV]	Integr. Luminosität [nb ⁻¹]
12	97.4
22	40.4
27.2- 32	2871.3
33.0- 36.7	7734.0

4.1 Schnelle Z-Vertex-Rekonstruktion

Die Position des Wechselwirkungspunktes auf der Strahlachse lässt sich ohne vollständige Spurrekonstruktion näherungsweise berechnen (OLS80). Dazu werden von korrespondierenden Drahtlagen innerhalb eines eingeschränkten Winkelbereichs in Ring 1 und 2 die Raumkoordinaten der gemessenen Driftkammerpunkte durch eine Gerade verbunden. Deren Schnittpunkt mit der Strahlachse wird in ein Histogramm eingetragen. Kombinationen von Driftzeitinformationen, die zu einer Spur gehören, geben mit 16 Einträgen pro Spur ein klares Signal über dem sonst flachen Untergrund falscher Kombinationen. Falls mehrere Vertices gefunden werden, wird

nur der ursprungsnähere berücksichtigt.

4.2 Spursuche im Innendetektor

Die Spursuche erfolgt wegen der sehr viel besseren Ortsauflösung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse.

Zunächst werden Punkte zu Spurelementen zusammengefasst, indem verlangt wird, dass weder der durch je zwei aufeinanderfolgende Messpunkte definierte Winkel gegen die Radialrichtung noch die durch je drei aufeinanderfolgende Punkte festgelegte Spurkrümmung zu gross werden. Die Kriterien sind so ausgewählt, dass alle Teilchen über 50 MeV Impuls sie erfüllen. Anschliessend wird an alle Punkte eines Spurelementes eine Parabel angepasst. An dieser Stelle wird in den meisten Fällen die Rechts/Links-Mehrdeutigkeit der Spuren wegen der alternierenden Drahtversetzung aufgelöst.

Im nächsten Schritt wird versucht, Spurelemente innerhalb vorgegebener Grenzen zu verbinden, wobei die Güte der resultierenden Spur durch Parabelanpassung über dem gesamten Verlauf überprüft wird.

Anschliessend werden durch Interpolation und Extrapolation einzelne Spurstücke und Punkte mit der gefundenen Spur verbunden. Falls mehr als drei neue Punkte der Spur zugefügt werden, wird die Anpassung wiederholt.

Punkte, die Spuren zugeordnet sind, werden nun in der r-z-Ebene durch jeweils eine Gerade angenähert. Vorher werden schlecht gemessene Punkte dieser Projektion zurückgewiesen.

In einem späteren Schritt werden für selektierte Ereignisse die Ergebnisse der Spurerkennung übernommen und in einer Anpassung von Helixspuren die endgültigen Spurparameter gefunden. An dieser Stelle fließen Feinkorrekturen ein, die ihrerseits bereits abhängig vom Spurverlauf sind.

4.3 Schauerrekonstruktion im Bleiglas

Photonen und Elektronen rufen im Bleiglas einen elektromagnetischen Schauer hervor, der sich häufig über mehrere Blöcke des Systems erstreckt. Haben benachbarte Blöcke angesprochen, so werden in der Analyse die registrierten Impulse zusammengefasst und ein gewichteter Energieschwerpunkt als Zentrum des Schauers bestimmt. Benachbarte Blöcke werden verschiedenen Schauern zugeteilt, wenn zwischen zwei deutlichen Schwerpunkten ein klares Impulshöhenminimum gefunden wird. Die Aufteilung ist abhängig von der Änderung des registrierten Signals zum Rand des Schauers hin.

Ein folgender Schritt extrapoliert Spuren des Innendetektors in das Bleiglassystem und korreliert auf diese Weise geladene und neutrale Energie.

4.4 Ereignisauswahl

Der erste Schritt der Datenreduktion benutzt lose Schnitte und selektiert keine speziellen Reaktionskanäle. An dieser Stelle werden für Ereignisse mit weniger als 7 GeV Bleiglas-Energie Mindestanforderungen an die Position des 2-

Vertex gestellt ($|z_V| < 400$ mm). Ausserdem muss mindestens eine Spur im Innendetektor gefunden worden sein. Der erste Schritt verringert die Ausgangsmenge der Daten auf 10-15%. Dabei werden Untergründereignisse aus Strahl-Gas-Zusammenstößen sowie kosmische Teilchen grösstenteils eliminiert.

In einem zweiten Analyseschritt werden speziell multihadronische Ereignisse aus der verbleibenden Datenmenge selektiert. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein:

1. Mindestens 2 "lange" Spuren, bei denen mehr als 16 Drähte angesprochen haben, und mindestens 5 Spuren insgesamt sind bei der Spursuche gefunden worden. 0.061
2. Mindestens zwei Spuren nähern sich der Strahlachse bis auf 30 mm. 0.761
3. Mindestens 3 GeV Schauerenergie im zylindrischen Teil oder jeweils 400 MeV in den beiden Endkappen des Bleiglas-Detektors sind registriert worden. 0.169
4. Bei Ereignissen mit genau zwei "langen" Spuren ist der Winkel zwischen den Ebenen durch die Spuren und die Strahlachse grösser als 10° . 0.513
5. Die verbleibenden Ereignisse werden unabhängig von 2 Physikern untersucht. Zurückgewiesen werden bisher nicht identifizierte Bhabhaereignisse mit schauernden Spuren sowie "Tau-Topologien", wo drei Spuren einer einzelnen gegenüberliegen. 0.40

6. Die Longitudinalimpulse sind ausgeglichen.

$$\text{Mit } p_L = \sum p_{zi} + \sum E_{zi}$$

$$E_{vis} = \sum |p_{zi}| + \sum E_i$$

muss gelten $|p_L|/E_{vis} < 0.4$

Dabei bezeichnet p_i die im Innendetektor gemessenen Impulse und E_i die im Bleiglas gefundenen Energien.

0.852

7. Die Gesamtenergie E_{vis} überschreitet die Strahlenergie.

$$E_{vis} > E_{Strahl}$$

0.567

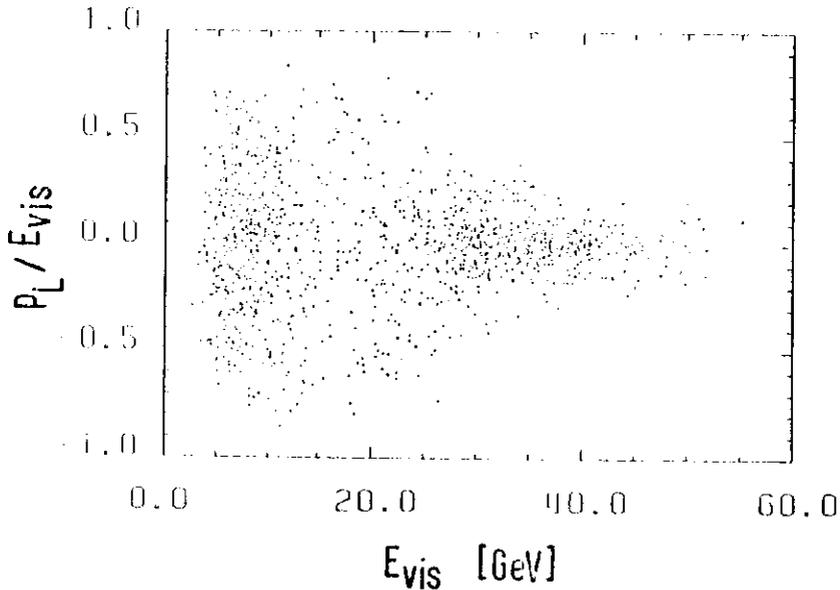


Abb. 4.2 Ereignishalance p_L/E_{vis} gegen Gesamtenergie E_{vis}

Hinter den Kriterien sind die Reduktionsfaktoren in Bezug auf die Datenmenge des vorhergehenden Schritts für eine willkürlich ausgewählte Messperiode bei 35 GeV Schwerpunktsenergie aufgeführt. Kriterium 4 dient der Zurückweisung von Ereignissen der Lepton-Paarherzeugung.

Abbildung 4.2 verdeutlicht den Einfluss der Schritte 6 und 7. Unbalancierte Ereignisse röhren von verbleibenden Strahl-Gas-Ereignissen oder von solchen der 2-Photon-Vernichtung her. Letztere lassen sich durch den Schnitt in der Strahlenergie abtrennen. Abbildung 4.3 zeigt die Energieverteilung für ausgeglichene Ereignisse zusammen mit der Simulation des 2-Photon-Untergrundes.

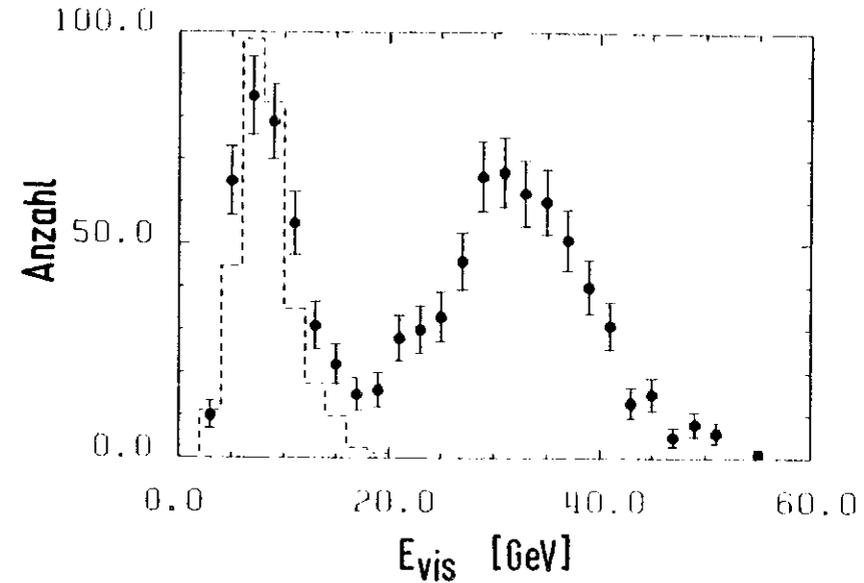


Abb. 4.3 Verteilung der Gesamtenergie vor Schnitt 7 ($\frac{1}{2}$) zusammen mit dem erwarteten Untergrund von $e^+e^- \rightarrow 2\gamma + X$ (---).

Durch Seitenbandvergleich der Z-Verteilung lässt sich der verbleibende Untergrund aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen auf weniger als 0.5% abschätzen.

4.5 Teilchendefinition

In der Analyse der Ereignisse sollen nur solche Teilchen berücksichtigt werden, die von primären Strahl-Strahl-Wechselwirkungen herrühren. Sekundär erzeugte Teilchen aus dem Strahlrohr oder kosmische Teilchen werden durch folgende Schnitte weitgehend abgetrennt.

Anzahl der angesprochenen Drähte in der $r-\phi$ -Ebene grösser 19.

Anzahl der angesprochenen Drähte in der $r-z$ -Ebene grösser 15.

Minimaler Abstand der Spur zur Strahlachse kleiner 50 mm.

Impuls grösser 100 MeV.

Für alle geladenen Teilchen wird einheitlich die Masse des Pions - entsprechend dem vorherrschenden Teilchentyp - angenommen. Für hochenergetische Teilchen mit wenig assoziierten Driftkammerpunkten wirkt sich die endliche Impulsauflösung des Innendetektors am stärksten aus. Um die Dominanz solcher Teilchen für topologische Untersuchungen zu mindern, werden die gemessenen Impulse für geladene Teilchen auf 6 GeV begrenzt.

Schauer im Bleiglas werden als Photonen interpretiert, wenn sie folgenden Kriterien genügen:

Für jede geladene Spur, die mit einem Bleiglasschauer assoziiert wurde, wird eine Energie von 350 MeV vom Schauer subtrahiert.

Die (verbleibende) Schauerenergie überschreitet 150 MeV.

Diese minimale Photonenergie wird verlangt, damit weder durch das Subtraktionsschema für geladene Teilchen noch durch extreme Nullpunktsschwankungen der Amplituden der Bleiglassignale Photonen dem Ereignis künstlich hinzugefügt werden.

Für die folgende Analyse ist weniger die Zahl der Ereignisse als vielmehr grösstmögliche Vollständigkeit bei der Rekonstruktion gefordert. Mit der obigen Teilchendefinition wird für die akzeptierten Ereignisse verlangt:

Fehlender Impuls kleiner halbe Strahlenergie.

$$|\sum \vec{p}_i| < \frac{1}{2} p_{\text{Strahl}}$$

Wo angegeben, wird zusätzlich der Winkel zwischen Strahl- und Sphärizitätsachse eingeschränkt:

$$|\cos\theta| < 0.83$$

Die verbleibenden Ereigniszahlen sind für beide Energiebereiche in Tab. 4.2 aufgeführt.

Tabelle 4.2 Ereigniszahlen

E_{CN}	Multihadronen	$ \sum \vec{p}_i < \frac{1}{2} p_{\text{Strahl}}$	und $ \cos\theta < 0.83$
30 GeV	1140	1025	843
35 GeV	2275	2039	1673

5. Simulation der Ereignisse

Die beschriebenen Anforderungen an die Ereignisse eliminieren den Untergrund aus konkurrierenden Prozessen nahezu vollständig. Wieviele der tatsächlichen Multihadronen aus dem Ein-Photonkanal werden dabei aber zurückgewiesen? Abzuschätzen ist zum einen der Anteil der Ereignisse, auf die der Detektor überhaupt nicht angesprochen hat, sowie zum anderen die Anzahl von Ereignissen, die im Laufe der Reduktion verworfen werden. Die erste Gruppe ist wegen der grossen Raumwinkelakzeptanz und der hohen Triggerredundanz vernachlässigbar klein. Genaue Zahlen hierfür und für die Reduktionsfaktoren lassen sich in einer rechenintensiven Simulation des Prozesses gewinnen. Diese sei im folgenden kurz beschrieben.

5.1 Ereigniserzeugung

Wegen der offensichtlichen Kollimierung von Ausgangsteilchen auf enge, vorwiegend entgegengesetzt liegende Winkelbereiche werden zur Beschreibung der Mehrteilchenzustände die in Kap. 2.4 aufgeführten Jetmodelle benutzt. Neben dem Standardmodell der $q\bar{q}$ -Erzeugung werden vor allem die um $q\bar{q}g$ -Prozesse erweiterten Modelle betrachtet.

Die Rechnersimulation der Fragmentation und des anschliessenden Zerfalls nicht-stabiler Mesonen erlaubt, Teilchen des Endzustandes einschliesslich der jeweiligen Viererimpulse und Erzeugungsverices zu generieren. Für eine gute Beschreibung der beobachteten Teilchen sind weiterhin

zumindest die beiden folgenden Einflüsse zu berücksichtigen.

5.2 QED-Strahlungskorrekturen

Die nominelle Schwerpunktsenergie W wird durch Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen im e^+e^- -Anfangszustand modifiziert. Sie reduziert sich bei Abstrahlung eines Photons der Energie k auf den Wert

$$\sqrt{W^2 - 2kW}$$

Die Wahrscheinlichkeit für harte Abstrahlung berechnet sich in der Näherung von Bonneau und Martin (BON71) zu

$$P(k)dk \sim \frac{1}{k} \left(1 - \frac{2k}{W} + \frac{2k^2}{W^2} \right) \frac{\sigma_0(W^2 - 2kW)}{\sigma_0(W^2)} dk$$

Sie verliert ihre Gültigkeit einerseits für sehr kleine Photonenergien, wo divergente Beiträge durch innere Vertexkorrekturen kompensiert werden. Weiche Photonen führen nicht zur Änderung des Energieflusses im Ereignis. In der Simulation wurde eine untere Grenze $k_{\min} = 0.1 \text{ GeV}$ benutzt.

Andererseits ist eine obere Grenze für k zur Vermeidung zu kleiner effektiver Schwerpunktsenergien notwendig. Hier wurde eine obere Grenze $k_{\max} = 0.95 \cdot E_{\text{Strahl}}$ gewählt. Ereignisse mit grosser Abstrahlung im Anfangszustand haben eine kleine Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor. Abb. 5.1 zeigt die Energieverteilung des Restsystems vor und nach den in Kapitel 4 beschriebenen Reduktionsschnitten.

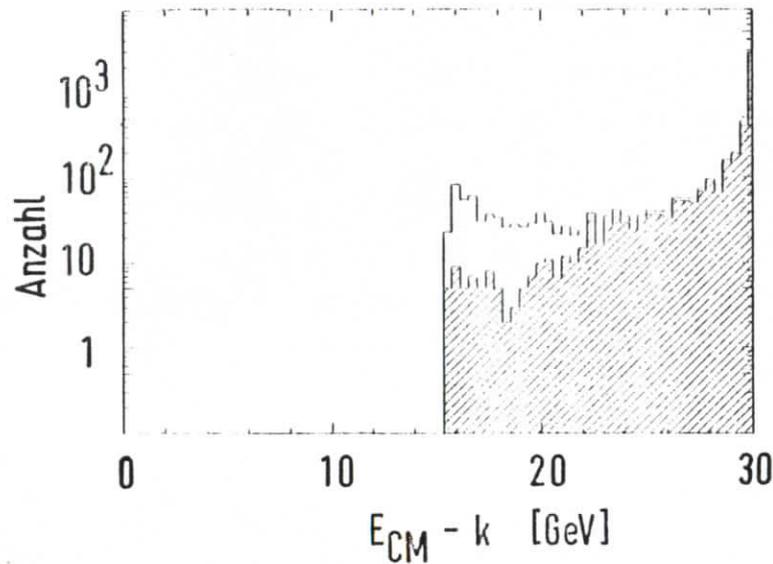


Abb. 5.1 Energie des Restsystems nach Photonabstrahlung im Anfangszustand vor () und nach () den Reduktionschnitten

Photonabstrahlung im Anfangszustand führt zu einer Erhöhung des Querschnitts. Die Korrekturen für weiche und harte Abstrahlung lassen sich durch einen Faktor im Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt berücksichtigen:

$$\sigma = \frac{N}{L(1+\delta)\epsilon}$$

- N = Zählrate
- L = integrierte Luminosität
- δ = Strahlungskorrektur
- ϵ = Nachweiswahrscheinlichkeit

Mit der obigen Wahl der Parameter ergeben sich Werte $\delta = 0.269$ und 0.281 bei 30 bzw. 35 GeV Schwerpunktsenergie. Korrekturen aufgrund der Beiträge hadronischer Vakuum-polarisation sind dabei berücksichtigt (BER76). Die Abhängigkeit der Korrektur von der maximalen Photonenergie k_{\max} wird durch die resultierende Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit kompensiert.

Das Produkt $(1+\delta)\epsilon$ ist weitgehend unabhängig von der Wahl der oberen Grenze der Photonenergie (Fehler $< 0.7\%$, KOB80). Exakte Rechnungen bis zur Ordnung α^3 (BER80), in der Winkel- und Energieabhängigkeit des abgestrahlten Photons korreliert betrachtet werden, führen zum gleichen Absolutwert der Korrektur.

5.3 Detektorsimulation

Die Detektorsimulation soll das Ansprechen der verschiedenen Komponenten auf Teilchendurchgänge wiedergeben. Die verschiedenen Einflüsse lassen sich am einfachsten in einem nicht-analytischen Verfahren berücksichtigen, das schrittweise die physikalischen Prozesse simuliert (ELS78). Photonen und geladene Teilchen werden unterschiedlich behandelt.

5.3.1 Geladene Teilchen

Geladene Teilchen werden im homogenen Magnetfeld auf Spiralbahnen abgelenkt. Ausserdem erfahren sie Vielfachstreuung im Strahlrohr, in der Tankwand des Innendetektors, in den Stützen und im Gas der Kammer, bevor die Koordinaten der Spur registriert werden. Darüberhinaus werden für langsame Teilchen Ionisations- und Strahlungsverluste wichtig. Diese physikalischen Einflüsse lassen sich am einfachsten simulieren, wenn der Weg des Teilchens in stückweise Abschnitte (typisch 5mm) aufgeteilt wird, an deren

Enden die oben angegebenen Prozesse nach gegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilungen berücksichtigt werden. Die Gesamspur ergibt sich dann aus der Summe der Teilstücke. Die Schrittweite ist dabei auf die Auflösung der Detektor-Komponente abgestimmt. Die Magnetfeldabhängigkeit des Driftvorgangs erfordert eine detaillierte Berechnung der Driftzeiten im Innendetektor. Eine Doppelspurauflösung von 7.5 mm, etwa 60 zusätzliche Drähte mit willkürlich gewählten Driftzeiten und eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 98% pro Draht werden bei der Spursimulation angenommen.

Durchquerte Flugzeitähler und die im Bleiglas getroffenen Blöcke werden registriert. In der Simulation deponieren minimalionisierende Teilchen im Bleiglas einen Energiebetrag, der sich aus der Extrapolation gemessener Daten (BAR77) ergibt. Die Variation der Schauerenergie als Funktion der Eindringtiefe wird für Elektronen in Ausbreitungsrichtung eindimensional angenähert.

5.3.2 Photonen

Photonen durchqueren den Detektor geradlinig bis zum Bleiglas, wobei an jeder Materialschicht auf Konversion geprüft wird und gegebenenfalls das erzeugte Elektron-Positron-Paar wie zwei geladene Teilchen behandelt wird. Zur Simulation der unterschiedlichen Verteilung der Schauerenergie gegenüber Elektronen wird der Konversionsort innerhalb der beiden ersten Strahlungslängen im Bleiglas willkürlich gewählt und für den ersten Teil des Weges ein ungehinderter Teilchendurchgang angenommen. Die weitere

Behandlung entspricht der eines Elektrons. Der Einfluss bereits in der Magnetspule konvertierter Photonen wird in der Energieverteilung berücksichtigt.

5.3.3 Trigger

Das Aufstellen der Triggerbedingungen aus vorliegenden Rohdaten bedeutet für den "neutralen" Trigger lediglich das Abfragen der Bleiglasschwellenwerte. Für den "geladenen" Trigger müssen logische Kombinationen aus Zellen mit einer Mindestanzahl angesprochener Drähte gebildet werden.

Die weitere Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt mit der gleichen Analysekette, mit der auch wirkliche Daten untersucht werden.

5.4 Güte der Modellrechnungen

Wie gut beschreibt die Simulation die Daten? Zu prüfen ist die Auflösung und Akzeptanz der Detektorsimulation und die Güte des Modells der Hadronerzeugung.

Die Impulsauflösung des Innendetektors lässt sich am einfachsten aus Ereignissen der Myonpaarerzeugung gewinnen. Eine Simulation dieses QED Prozesses in niedrigster Ordnung gibt eine Auflösung von 32% für die relative Impulsauflösung bei 30 GeV Schwerpunktsenergie. Der experimentell gefundene Wert selektierter Ereignisse (39%) ist damit verträglich.

Die räumliche Akzeptanz hängt ab vom Polarwinkel θ der Teilchen gegen die Strahlachse.

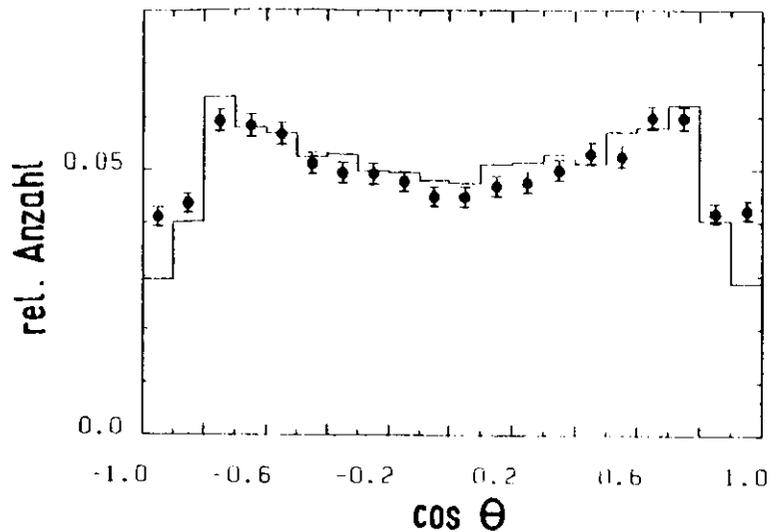


Abb. 5.2 $\cos \theta$ neutraler und geladener Teilchen gegen die Strahlrichtung für Daten \ddagger und Simulation --- .

Abb. 5.2 zeigt die Verteilung der rekonstruierten geladenen Teilchen und Photonen als Funktion von $\cos \theta$. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten im zentralen Bereich ist gut. Abweichungen bei kleinen Winkeln lassen sich vor allem auf die unvollständige Simulation der lateralen Schaulerausdehnung im Bleiglas zurückführen. Der Einfluss zeigt sich besonders in den Randblöcken des Systems in Vorwärtsrichtung.

Die Verteilung der beobachteten Gesamtenergie wird von Detektorauflösung und Erzeugungsmodell beeinflusst. In Abb. 5.3 ist die reduzierte, sichtbare Energie $x = E/E_{\text{Strahl}}$ mit den Daten verglichen ($\sqrt{s}=30 \text{ GeV}$).

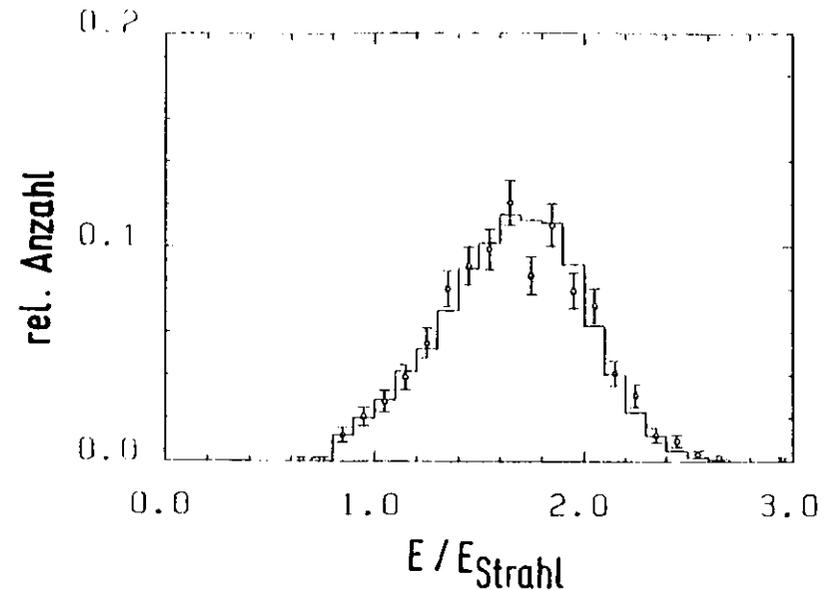


Abb. 5.3 Normierte beobachtete Gesamtenergie für Daten \ddagger und Simulation --- .

Das Impulsspektrum für alle Teilchen ist in Abb. 5.4 wiedergegeben. Die Teilchenimpulse sind auf Strahlenergie normiert, wobei der Impuls der geladenen Teilchen zusätzlich auf 6 GeV begrenzt ist (Kap. 4.5). Auflösungen des Detektors und die generierten Teilchenspektren sind in gutem Einklang mit tatsächlich beobachteten Verteilungen.

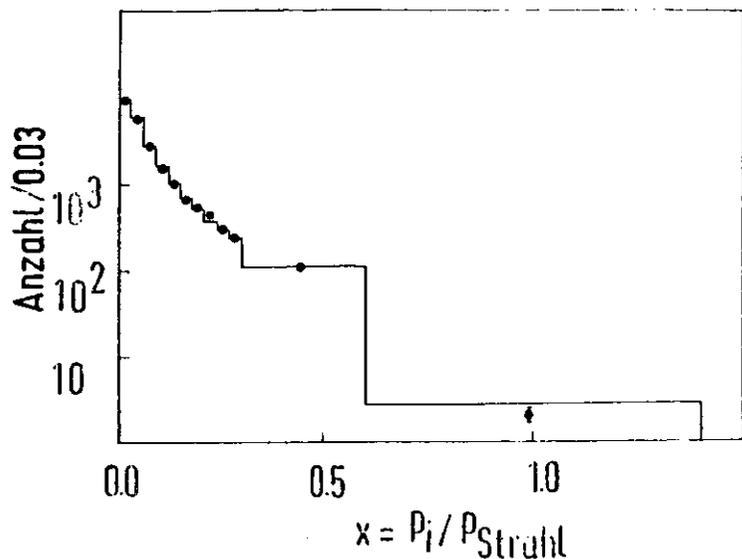


Abb. 5.4 Spektrum normierter Impulse für Daten \bullet und Simulation $-$.

5.5 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse lässt sich aus dem Verhältnis akzeptierter und erzeugter Ereignisse bestimmen. Für das Modell von Hoyer et al. (HOY79) ergeben sich unter Einschluss von Gluonabstrahlung Werte von 82% und 80% bei 30 bzw. 35 GeV. Andere Modelle ergeben innerhalb von 2% den gleichen Wert. Zurückgewiesene Ereignisse sind vor allem solche mit harter Photonabstrahlung im Anfangszustand (vgl. Abb. 5.1).

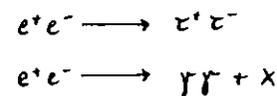
6. Ergebnisse

6.1 Totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt gehört zu den fundamentalen Messgrößen, an denen sich die Vorstellungen des Quark-Parton-Modells überprüfen lassen (Gl. 2.5). Abb. 6.1 zeigt den Verlauf des Querschnitts in Einheiten von $\sigma_{\mu\mu}$ (MINBI). Der totale Wirkungsquerschnitt lässt sich unter Berücksichtigung von Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und Strahlungskorrekturen δ aus der gemessenen Anzahl N der Ereignisse und der Luminosität \mathcal{L} berechnen:

$$\text{Gl. 6.1} \quad \sigma = \frac{N}{\mathcal{L}(1+\delta)\epsilon} (1-f_u)$$

Dabei bezeichnet f_u den verbleibenden, relativen Anteil von Untergrundprozessen,



die nach Ergebnissen von Simulationsrechnungen etwa 2% beitragen. Der Einfluss der Untergrundprozesse ist für Daten bei $\sqrt{s} = 30$ GeV genauer in KOB80 diskutiert. Zum systematischen Fehler, der zu etwa 7% abgeschätzt werden kann, tragen vor allem Unsicherheiten in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Luminositätsmessung bei.

Über dem gesamten betrachteten Energieintervall ist der Wirkungsquerschnitt mit einem flachen Verhalten verträglich. Dies ist im Rahmen des Quark-Parton-Modells für eine konstante Zahl von Flavour erwartet. Schwelleneffekte im totalen Querschnitt als Folge der Anregung neuer Zerfalls-

kanäle sind nicht zu erkennen. Der Wert R_0 (Gl. 2.5) des Quark-Parton-Modells mit den 5 Quarks u, d, s, c und b und 3 Farbfreiheitsgraden führt zu einer guten Beschreibung der Daten.

Die Übereinstimmung wird verbessert, wenn auch die Beiträge der 1. Ordnung der QCD (Gl. 2.6) betrachtet werden, die in Abb. 6.1 für eine Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2=30^2 \text{ GeV}^2)=0.18$ wiedergegeben sind.

Für eine genaue Bestimmung der Kopplungskonstanten und ihrer Energieabhängigkeit sind jedoch Daten mit kleinerer systematischer und statistischer Unsicherheit notwendig.

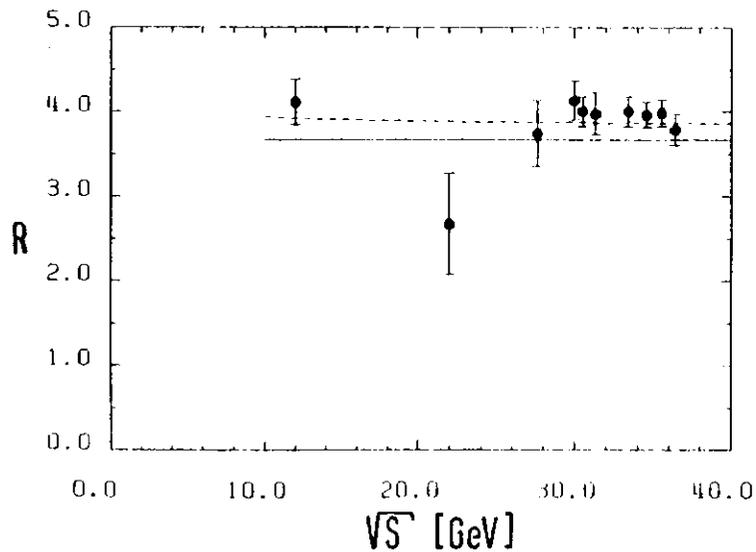


Abb. 6.1 $R = \sigma_{tot}/\sigma_{pp}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} aus Messungen der JADE-Kollaboration zusammen mit Voraussagen des Partonmodells () und der 1. Ordnung der QCD ().

Die Beiträge der 2. Ordnung der QCD (Gl. 2.6) zu R sind bei der angenommenen Konstanten vernachlässigbar ($<0.5\%$).

Die Resultate anderer PETRA-Experimente sind im Einklang mit diesen Messungen (COR80).

6.2 Topologische Struktur der Ereignisse

Ein weiterer Hinweis auf die Partoneigenschaften eines Ereignisses findet sich in dessen topologischer Struktur, die sich mit Hilfe der Eigenwerte Q_i des Impulstensors beschreiben lässt (Kap. 2.5).

Abb. 6.2 zeigt die Korrelation der Werte Q_1 und $(Q_3-Q_2)/\sqrt{3}$ im Dalitzplot.

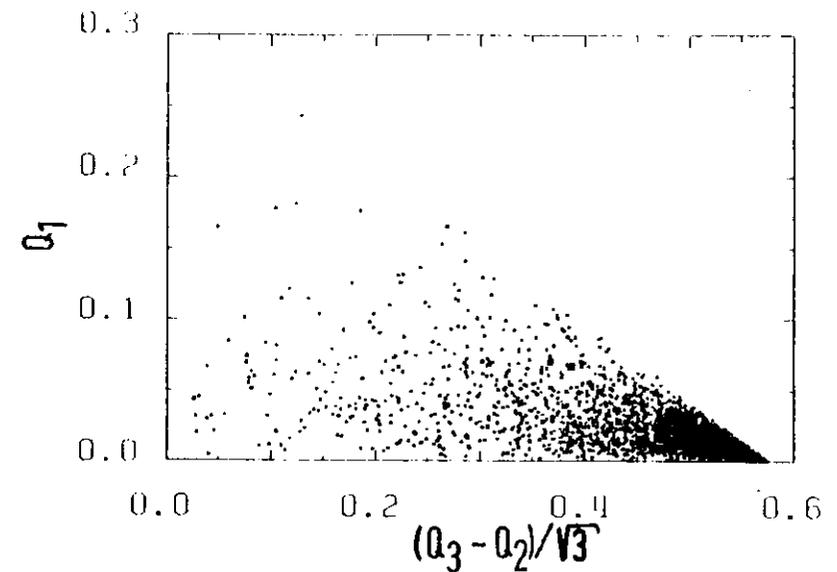


Abb. 6.2 Dalitzplot der Eigenwerte des Impulstensors

Die meisten Ereignisse liegen im Bereich maximaler Q_3 -Werte. Die Teilchen eines Ereignisses sind somit in der Regel um eine Achse kollimiert (vgl. Abb. 2.4). Jets in zwei

entgegengesetzten Raumrichtungen entsprechen der erwarteten Teilchenverteilung eines Quark-Antiquark-Zwischenzustandes.

6.3 Winkelverteilung der Ereignisachse

Quarks werden als Fermionen mit Spin 1/2 mit der charakteristischen Winkelverteilung der Myonpaare in der e^+e^- -Vernichtung erzeugt. Die Jetstruktur der Ereignisse erlaubt es, die Richtung der Quarks durch Berechnung der Sphärizitätsachse zu rekonstruieren.

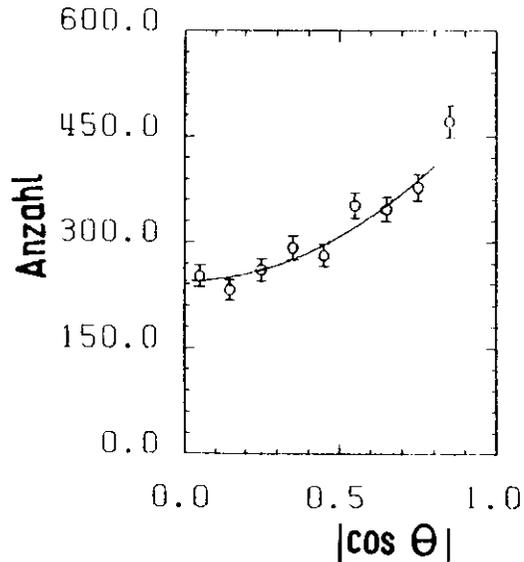


Abb. 6.3 Winkelverteilung der Sphärizitätsachse mit der Anpassung $1 + 1.04 \cdot \cos^2 \Theta$.

Die Verteilung des Winkels der Sphärizitätsachse gegen die Strahlrichtung nach Korrekturen auf Akzeptanzverluste des Detektors sowie auf Abstrahlung harter Photonen im e^+e^- -Anfangszustand ist in Abb. 6.3 wiedergegeben. Eine Anpassung

mit dem Zusammenhang

$$\text{Gl. 6.2} \quad \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} \sim 1 + a \cos^2\Theta$$

ergibt einen Wert $a=1.04 \pm 0.16$, der die Vorstellungen über die Spineigenschaften der Partonen im Rahmen des Grundmodells ($a=1$) hervorragend bestätigt.

Die Abweichungen von dieser einfachen Verteilung bei Berücksichtigung von Beiträgen der ersten Ordnung der QCD sind abhängig von der Energie des emittierten Gluons und nur für harte Gluonabstrahlung bedeutsam (KOL79). Beispielsweise wird erst für einen Parton thrust $T=0.85$ ein Parameter $a=0.75$ erwartet. Die Unterschiede treten auf, weil nicht nur der unpolarisiert transversale Helizitätszustand des virtuellen Photons sondern auch der longitudinale mit einer Winkelverteilung $\sim \sin^2\Theta$ zum $q\bar{q}g$ Zwischenzustand beiträgt. Bei einer Selektion von Ereignissen mit einer Anreicherung von 3-Jets sollte sich in den Daten demgemäss eine flachere Winkelverteilung als die für Myonpaare ergeben.

Im folgenden werden die Ergebnisse dreier Analysen zum Studium dieser topologieabhängigen Winkelverteilung einander gegenübergestellt:

Die Richtung

1. der Sphärizitätsachse als Funktion der Sphärizität.
2. der Thrustachse als Funktion des Thrustwertes.
3. des höchstenergetischen Jets in Ereignissen mit genau 3 Jets.

Im letzteren Fall werden für alle Ereignisse Jets von Teilchen mit einer Clustermethode berechnet (DAU80). Dieses Verfahren benutzt den Winkelabstand zwischen je zwei

Teilchenrichtungen und fasst benachbarte Teilchen in einem zweistufigen Algorithmus zu einem Teilchenbündel zusammen. Ergebnis dieser Analyse ist die Anzahl der Jets eines Ereignisses und die zugehörigen Jetrichtungen. Für diese Analyse sind nur Ereignisse selektiert, die genau 3 Jets enthalten. Die Berechnung des "Clusterthrusts" erfolgt nach der in Kap. 7.2 beschriebenen Methode.

Ergebnisse über das Auflösungsvermögen der drei Analysemethoden sind im Anhang A2 zusammengestellt. Sie lassen sich aus Modellrechnungen durch Vergleich mit den Partonrichtungen eines Ereignisses gewinnen.

Die Ergebnisse von Anpassungen nach Gl. 6.2 sind in Tab. 6.1 aufgeführt. Sie sind gruppiert nach Ereignismengen mit überwiegendem 2-Jet-Anteil und solchen mit grossem 3-Jet-Beitrag.

Tabelle 6.1 Parameter a der Anpassung $1+a\cos^2\theta$

"2-Jet-Gruppe"			"3-Jet-Gruppe"		
Topol. Schnitt	a	Anteil der Ereignisse nach Schnitt	Topol. Schnitt	a	Anteil der Ereignisse nach Schnitt
Sphärizität					
S < 0.15	$1.10^{+0.21}$	67.7%	S > 0.15	$1.19^{+0.30}$	32.3%
S < 0.20	$1.08^{+0.19}$	77.5%	S > 0.20	$0.69^{+0.29}$	22.5%
Thrust					
T > 0.85	$1.10^{+0.19}$	75.1%	T < 0.85	$0.09^{+0.23}$	24.9%
T > 0.80	$1.05^{+0.17}$	87.5%	T < 0.80	$-0.09^{+0.30}$	12.5%
Clusterthrust					
			X1 < 0.95	$0.68^{+0.34}$	17.8%
			X1 < 0.90	$0.50^{+0.47}$	9.4%
			X1 < 0.85	$1.6^{+1.0}$	4.3%

Für die beiden Analysemethoden, die 2-Jets untersuchen, wird die $1+\cos^2\theta$ -Verteilung gut bestätigt. Bei der Selektion von 3-Jet-Ereignissen zeigen sich grosse

Schwankungen in der Bestimmung des Anpassungsparameters. Für kleine verbleibende Ereigniszahlen und grosse $q\bar{q}g$ -Beiträge ergeben sich tendenziell Werte unterhalb von Eins. Aufgrund der erheblichen statistischen Unsicherheiten und der damit verbundenen Streuung der Ergebnisse der verschiedenen Analysen lässt sich jedoch nur dieses qualitative Urteil angeben.

6.4 Vergleich mit Quark-Antiquark-Modellen

Während die Diskussion der vorangehenden Abschnitte die Vorstellungen des Quark-Parton-Modells gut bestätigt, erweisen sich die beobachtbaren Effekte der QCD-Störungstheorie im Gesamtquerschnitt und der Winkelverteilung bei gegenwärtig verfügbarer Statistik als zu klein für einen quantitativen Nachweis. Die Grösse der erwarteten störungstheoretischen Einflüsse für andere Grössen lässt sich durch Vergleich mit $q\bar{q}$ -Modellrechnungen abschätzen.

So vergleicht Abb. 6.4 den Verlauf der Sphärizität der bei Schwerpunktsenergien von 12 und 30-35 GeV gemessenen Datenpunkte mit den aus $q\bar{q}$ -Modellrechnungen gewonnenen Werten. In Übereinstimmung mit der Erwartung von Jets finden sich die meisten Ereignisse im Bereich kleiner Sphärizität, wobei die Verteilung bei 12 GeV deutlich breiter ist als die bei hohen Energien.

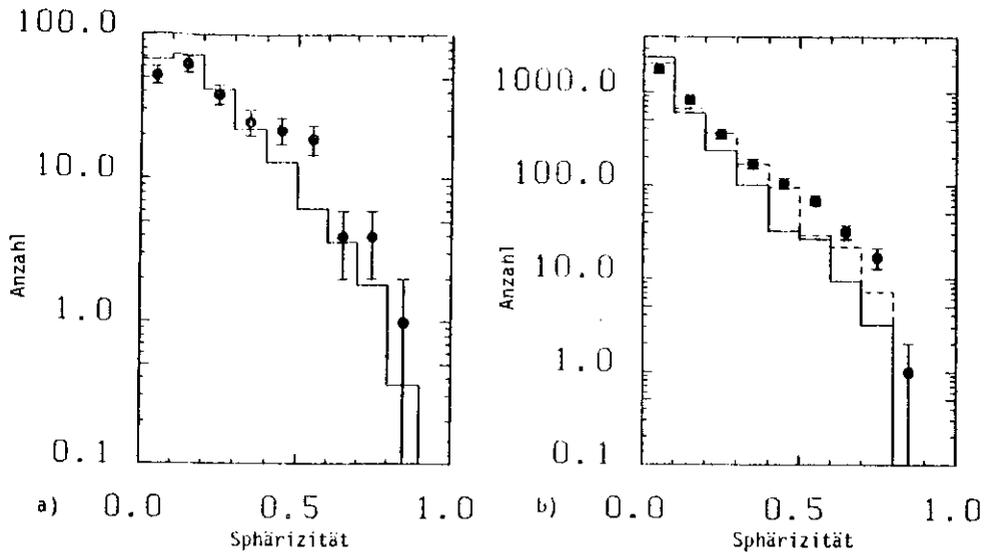


Abb. 6.4 Sphärizität bei a) $\sqrt{s}=12$ GeV und b) $\sqrt{s}=30-35$ GeV zusammen mit den Voraussagen eines qq-Modells (—) und des erweiterten qq-Modells (---).

Bei 12 GeV erschweren statistische Schwankungen der Datenpunkte eine quantitative Aussage; bei hohen Energien ist jedoch offensichtlich, dass Ausläufer der Verteilung entstehen, die durch das $q\bar{q}$ -Modell nicht beschrieben werden können.

Solche Ausläufer sind hervorgerufen von flachen Ereignissen mit grossem Transversalimpuls in der Ereignisebene und kleinem Impuls aus der Ebene heraus, die auch bei Annahme eines energieabhängigen, mittleren Transversalimpulses nicht durch die Modelle wiedergegeben werden (TAS79, PLU79, JAD80/1).

Zur Abschätzung der Grösse des Effekts werden im $q\bar{q}$ -Modell willkürlich folgende Modifikationen angebracht, die den Anteil der flachen Ereignisse erhöhen: Neben der

Normalverteilung für den Transversalimpuls wird ein gleichverteilter Beitrag bis $k_T=m/2$ zugelassen.

$$\text{Gl. 6.3} \quad \frac{d\sigma}{d^2k_T} \sim \frac{1}{\sigma_q} e^{-k_T^2/2\sigma_q^2} + 0.45 \frac{\theta(m/2 - k_T) \theta(E-m)}{m/2}$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

Aufgrund der Kompensation der Transversalimpulse aufeinanderfolgender Quark-Antiquarkpaare im Feynman-Field-Schema entspricht eine solche Verteilung näherungsweise dem Zerfall eines Zwischenzustandes mit der Masse m . Für m wird der Wert $m=7$ GeV angenommen. E ist die zur Bildung des "Zwischenzustandes" und für weitere Fragmentationsschritte verfügbare Energie. Die Schwellenenergie ($E=m$) bewirkt, dass zum einen bei kleinen Schwerpunktsenergien keine grossen Transversalimpulse entstehen und sie zum anderen auf die ersten Fragmentationsschritte beschränkt bleiben. Für das Modell werden die gleichen Parameter der Fragmentation benutzt wie im $q\bar{q}g$ -Modell, mit denen sich die mittlere geladene Multiplizität bis auf Abweichungen der Grösse einer Einheit reproduzieren lässt. Die spezielle Wahl des Beitrags hoher Transversalimpulse führt zu einer deutlich besseren Übereinstimmung mit der Sphärizitätsverteilung als im einfachen $q\bar{q}$ -Modell (Abb. 6.4 b)).

Flache Ereignisse entstehen in diesem erweiterten $q\bar{q}$ -Modell beim Ausgleich grosser Transversalimpulse. Inwieweit lässt sich der, im Vergleich zur QCD grundsätzlich andere Mechanismus auch nach Berücksichtigung von Zerfällen im hadronischen Endzustand wiedererkennen? Aufschluss darüber findet sich im Fluss des Impulses \vec{p}_{in} in der Ebene,

$$\phi = \frac{1}{\sum |\vec{p}_{in}|} \frac{d p_{in}}{d\psi}$$

der in folgender Weise berechnet wird:

Flache Ereignisse mit $Q_1 < 0.06$ und $Q_2 - Q_1 > 0.07$ werden selektiert.

Die Ereignisebene wird durch die Eigenvektoren \vec{n}_2 und \vec{n}_3 des Impulstensors bestimmt.

Drehsinn und Winkelnullpunkt werden über die Triplicity-berechnung festgelegt. Die Triplicity T_3 definiert drei Raumrichtungen \vec{e}_i mit dazwischenliegenden Winkeln ψ_{jk} in der Ebene.

Sie lassen sich so anordnen, dass gilt: $\psi_{12} > \psi_{13} > \psi_{23}$.

Das Ereignis wird in \vec{e}_1 -Richtung ausgerichtet und in Richtung \vec{e}_2 abgerollt.

In Abb. 6.5 sind die projizierten Impulskomponenten geladener und neutraler Teilchen eingetragen. Es zeigt sich eine scharfe Verteilung um $\psi=0$ bzw. $\psi=360^\circ$. Diesem schmalen Jet liegt auf der anderen Seite bei $\psi=180^\circ$ ein sehr viel breiterer Jet gegenüber, innerhalb dessen sich zwei getrennte Maxima auflösen lassen.

Diese groben Eigenschaften werden sowohl vom erweiterten $q\bar{q}$ - als auch vom $q\bar{q}g$ -Modell reproduziert. Die Übereinstimmung mit dem $q\bar{q}g$ -Modell ist jedoch in einem weiten Bereich um $\psi=180^\circ$ besser. Das erweiterte $q\bar{q}$ -Modell weist folgende Abweichungen auf:

- 1) Bei $\psi=180^\circ$ wird der Impulsanteil überschätzt. Hier finden sich zu viele hochenergetische Teilchen mit kleinem Transversalimpuls.
- 2) In der Nähe von $\psi=220^\circ$ wird ein zu kleiner Bruchteil des Impulses der Ebene gefunden. Während das erste Quark mit grossem Transversalimpuls mit einem anderen zu einem Meson mit gleichzeitig hohem Longitudinalimpuls kombinieren

kann, bleibt im nächsten Fragmentationsschritt bei Ausgleich des transversalen "Rückstossimpulses" in der Regel nur ein kleiner Longitudinalbeitrag übrig.

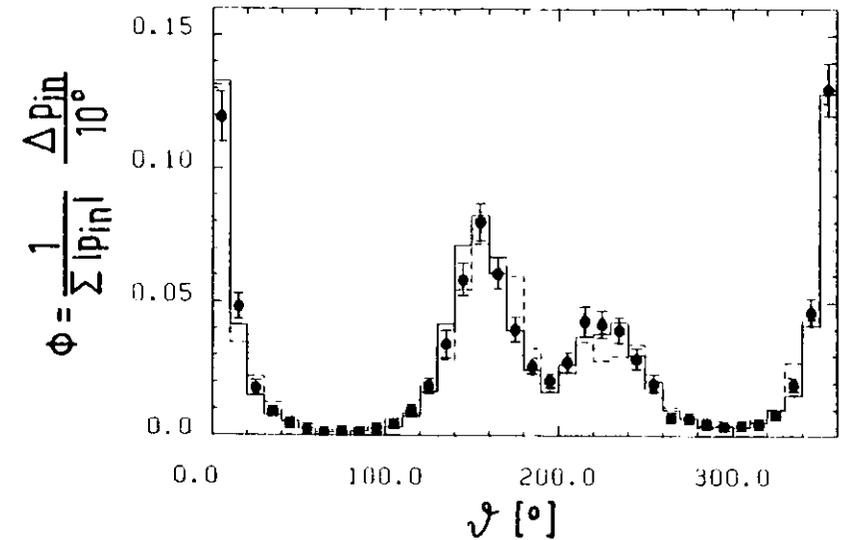


Abb. 6.5 Relativer Energiefluss in der Ereignisebene für Daten (\bullet), erweitertes $q\bar{q}$ -Modell (—) und $q\bar{q}g$ -Modell (---).

Beide Abweichungen beruhen darauf, dass grosse Transversalimpulse im Gegensatz zum $q\bar{q}g$ -Modell nicht von mehreren Teilchen gleichzeitig hervorgerufen werden. Experimentelle Hinweise auf eine solche Korrelation werden im nächsten Abschnitt beim Vergleich neutraler und geladener Teilchen untersucht.

Prinzipiell lässt sich jedoch nicht ausschliessen, dass bei entsprechender Modifikation und anschliessender Optimierung auch mit Hilfe eines - dann nicht mehr - einfachen $q\bar{q}$ -Modells die Daten beschrieben werden können. Eine

natürliche Interpretation der Zusammenhänge findet sich jedoch im Rahmen des QCD-Bremsstrahlungsmodells. Aus diesem Grund wird in den folgenden Kapiteln nur dieser Modellansatz den Daten gegenübergestellt.

6.5 Korrelation neutraler und geladener Teilchen

Die Verteilung des Impulsflusses (Abb. 6.5) für flache Ereignisse legt nahe, Teilchen solcher Ereignisse nach drei Raumrichtungen zu gruppieren. Die folgende Methode (ELL79) leistet dies und lässt sich auch zur getrennten Bestimmung von Richtungen der geladenen und neutralen Teilchen heranziehen:

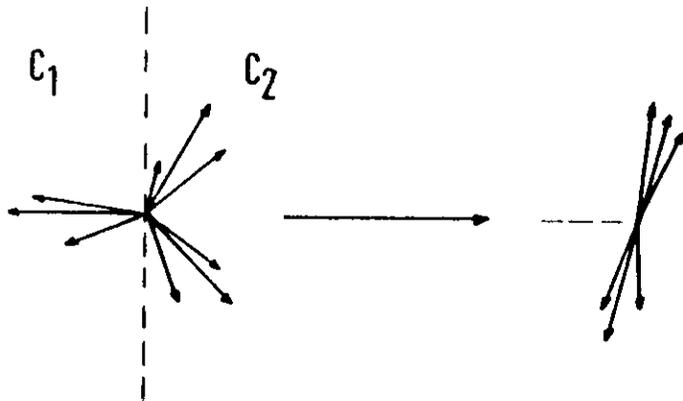


Abb. 6.6 Transformation des breiten Jets

Jedes flache Ereignis mit $Q_1 < 0.06$ und $Q_2 - Q_1 > 0.07$ wird bezüglich seiner Thrustachse \vec{n} so in zwei Hemisphären C_1 und C_2 aufgeteilt, dass

$$G1. 6.4 \quad \sum_{i \in C_1} |p_{\perp i}| < \sum_{i \in C_2} |p_{\perp i}|$$

$p_{\perp i}$ = Transversalkomponente von Teilchen i bezüglich Thrustachse.

C_1 definiert den schmalen Jet #1 und C_2 den breiten Jet.

Alle zum breiten Jet gehörenden Teilchen mit Vierervektor p_i werden in das Ruhesystem des breiten Jets lorentztransformiert und gehen über in die Vektoren p_i' .

Für die transformierten Teilchen wird die Thrustachse \vec{n}^* mit Thrustwert T^* berechnet und die Teilchen durch einen Schnitt senkrecht zur \vec{n}^* -Achse auf zwei Hemisphären aufgeteilt.

Die jeweils enthaltenen Teilchen bilden die Jets #2' und #3'. Dabei sei im Ruhesystem des breiten Jet die Energie von Jet #2' grösser als die von Jet #3'.

Nach Rücktransformation in das Laborsystem ist das Ereignis aufgeteilt in die Jets #1, #2 und #3, deren Richtungen durch die Impulssummen der jeweils enthaltenen Teilchen gegeben sind.

Es werden nur solche Ereignisse analysiert, bei denen mindestens 3.5 GeV und mindestens drei Teilchen in jedem Jet enthalten sind. Die Ereignisebene wird durch die Thrustachse und die Differenz der Richtungsvektoren von Jet #2 und #3 definiert.

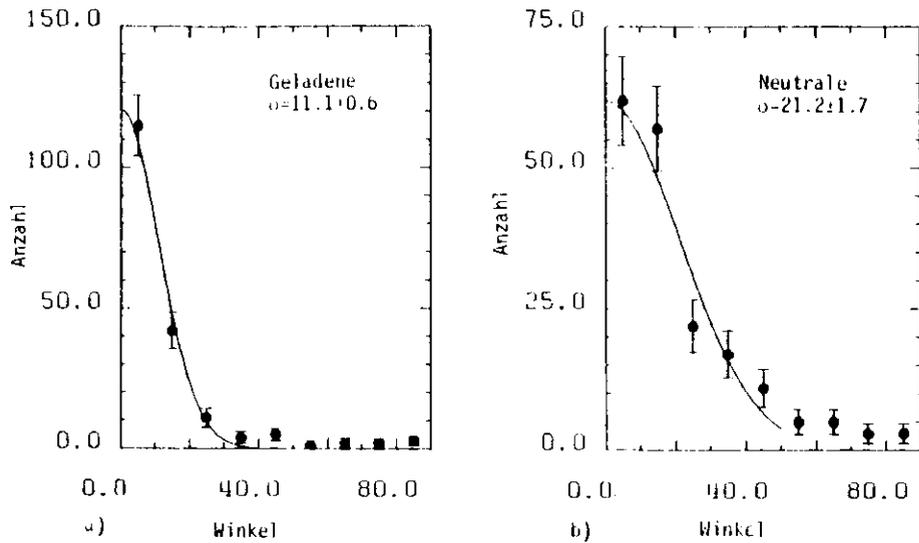


Abb. 6.7 Winkel zwischen Ebenennormalen aller Teilchen und a) der geladenen bzw. b) der neutralen Teilchen.

Anschliessend wird die gleiche Separation für neutrale und geladene Teilchen getrennt wiederholt. Abb. 6.7 vergleicht die Winkel zwischen der Ebenennormalen der neutralen bzw. der geladenen Teilchen und der Normalen aller Teilchen. Die Projektion der jeweiligen Jetrichtungen auf die Ereignisebene definiert Azimutalwinkel bezüglich der Thrustachse aller Teilchen. In Abb. 6.8 sind die Winkel der neutralen und geladenen Jets gegeneinander aufgetragen.

Es zeigen sich drei Anhäufungen von Winkelbereichen, in die bevorzugt sowohl "neutrale" als auch "geladene" Energie gerichtet ist. Die Jets neutraler und geladener Teilchen sind korreliert.

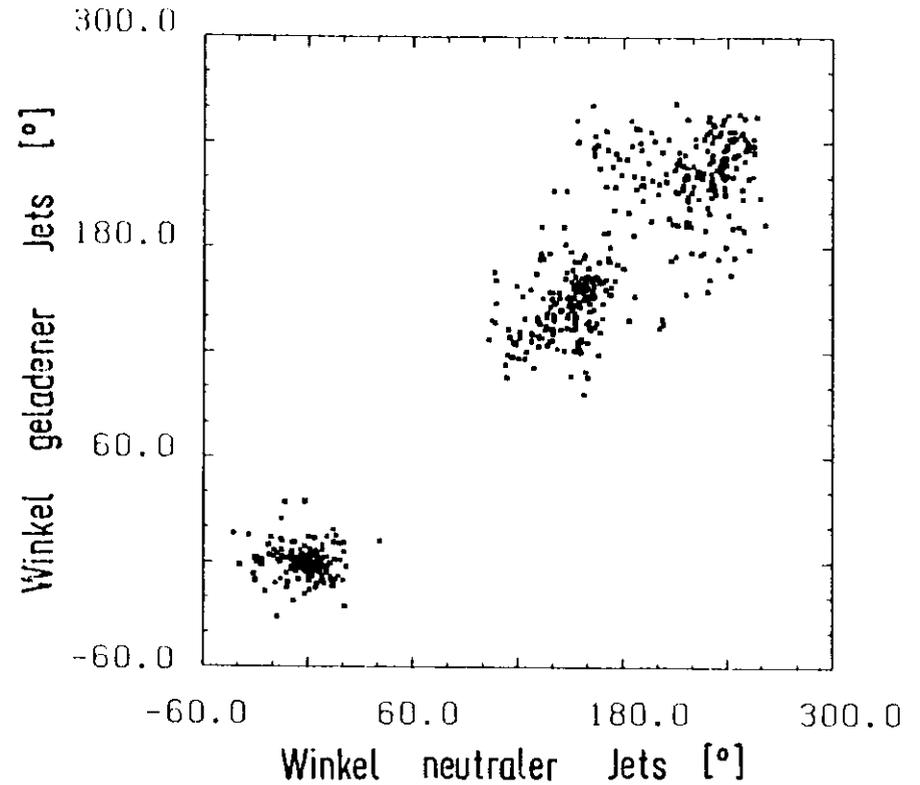


Abb. 6.8 Gegenüberstellung der Winkel der Jets neutraler und geladener Teilchen in der Ereignisebene.

7. Vergleich mit QCD-Voraussagen

Einige physikalische Grössen, die sich aus den Teilchen des hadronischen Endzustandes berechnen lassen, finden im Rahmen der QCD-Störungstheorie eine direkte Entsprechung in den Partonen des Zwischenzustandes. So können beispielsweise Thrust (RUJ78) und Masse des breiten Jets (CLA80) für den Partonzustand angegeben werden. Im Grenzfall masseloser Partonen sind die beiden Grössen innerhalb der 1. Ordnung über die Relation

$$\text{Gl. 7.1} \quad m^2 = s(1-T)$$

verbunden.

Die Untersuchung der folgenden Abschnitte zielt darauf hin, die Aussage der QCD für berechenbare Variable vom Beitrag der Fragmentation zu trennen. Dies erweist sich schliesslich als besonders schwierig bei der Diskussion der Spineigenschaften des Gluons.

7.1 Masse von Jets

Im Rahmen der 1. Ordnung der Störungstheorie lässt sich die Masse des schweren Jets direkt aus Gl. 2.8 ableiten (CLA80).

$$\text{Gl. 7.2} \quad \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dz} = \frac{8\alpha_s}{3\pi} g(z) \Theta(\frac{1}{3} - z)$$

$$\text{wobei} \quad g(z) = \left[\left(\frac{1}{z(1-z)} - \frac{3}{2} \right) \ln \frac{1-2z}{z} - \frac{3(1-3z)(1+z)}{4z} \right]$$

Die Skalierungsgrösse z entspricht dem lorentzinvarianten Massenquadrat des schweren Jets.

$$\text{Gl. 7.3} \quad z = \frac{M^2}{s}$$

Analog zu Gl. 2.8 gilt dieser Zusammenhang erst für $z \gg 0$.

Seit neuerem sind auch die Beiträge der 2. Ordnung (CLA81) unter Benutzung von Rechnungen der CalTech-Gruppe (ELI80) hergeleitet worden. Demnach findet sich ein erheblicher Anteil der 2. Ordnung, der bei grossen Massenquadraten weitgehend proportional zum Anteil der 1. Ordnung verläuft.

(Rechnungen der DESY-Gruppe (FAB80) lassen sich nicht direkt auf die Masse von Jets übertragen. Aus den Rechnungen zum Thrust wird aufgrund von Gleichung 7.1 jedoch nur ein kleiner (negativer) Beitrag der 2. Ordnung zur Masse erwartet (vgl. Kap. 7.2).)

Störungstheoretisch erhält der leichte Jet erst in 2. Ordnung eine von Null verschiedene Masse. Sein Spektrum ist in CHA80 auf der Grundlage des ersten Ansatzes abgeschätzt worden.

Für die experimentelle Analyse werden die Ereignisse durch Vergleich der Transversalimpulssummen zur Thrustachse in einen breiten und einen schmalen Jet aufgeteilt (vgl. Kap. 6.5). Berücksichtigt sind dabei nur möglichst vollständig rekonstruierte Ereignisse (Kap. 4.5).

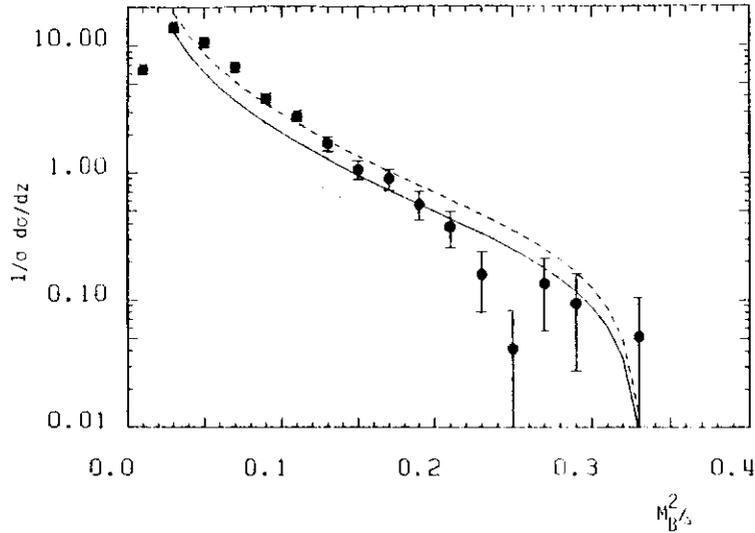


Abb. 7.1 Massenquadrat des breiten Jets mit QCD-Voraussage der 1. Ordnung für $\alpha_s=0.10$, 0.18 , 0.26 .

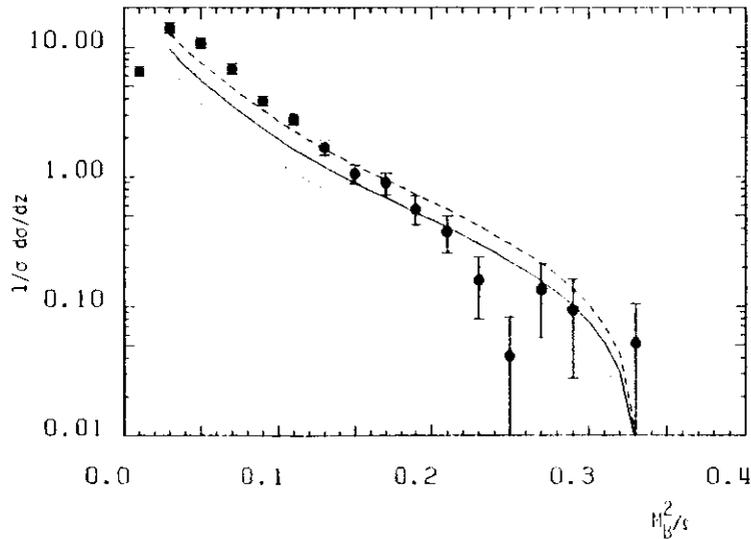


Abb. 7.2 Massenquadrat des breiten Jets mit QCD-Voraussage bis zur 2. Ordnung für $\alpha_s=0.08$, 0.11 , 0.14 .

Nach Korrektur auf verbleibende Akzeptanzverluste (Photonabstrahlung, nicht registrierte Teilchen und Detektor) ergibt sich die in Abb. 7.1 dargestellte Massenverteilung neutraler und geladener Teilchen im breiten Jet.

Für den Bereich grosser Massenquadrate lassen sich die Daten gut durch den Zusammenhang nach Gl. 7.2 beschreiben. Eine Anpassung der Kopplungskonstanten für den Bereich $z > 0.15$ ergibt $\alpha_s = 0.17 \pm 0.02$ in guter Übereinstimmung mit dem in einer detaillierteren Analyse gefundenen Wert (KOB80).

Bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Terme 1. und 2. Ordnung zeigt sich ein Anteil der 2. Ordnung, der über weite Bereiche etwa die Hälfte des Anteils der 1. Ordnung ausmacht (Abb. 7.2). Dementsprechend findet sich für die Anpassung an die Daten eine deutlich kleinere Konstante: $\alpha_s = 0.11 \pm 0.01$ (Fehler nur statistisch).

Der Mittelwert der Verteilung des breiten Jets beträgt $\langle z \rangle = 0.06 \pm 0.01$. Wie oben ergibt sich je nach Höhe der betrachteten Ordnung aus dem 1. Moment der störungstheoretischen Masse (CLA81)

$$\text{Gl. 7.4} \quad \langle z \rangle = 1.05 \frac{\alpha_s}{\pi} + 6.9 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2$$

ein Wert $\alpha_s = 0.18 \pm 0.03$ bzw. $\alpha_s = 0.14 \pm 0.02$ für die Kopplungskonstante.

Trotz des erheblichen Beitrags der 2. Ordnung dieser Rechnungen und damit verbundener relativ langsamer Konvergenz der Störungsreihe ist das Massenquadrat des schweren Jets M^2/s in jeder Ordnung auf Werte unterhalb $1/3$ begrenzt (CLA81). Diese kinematische Grenze spiegelt sich in den Daten wider.

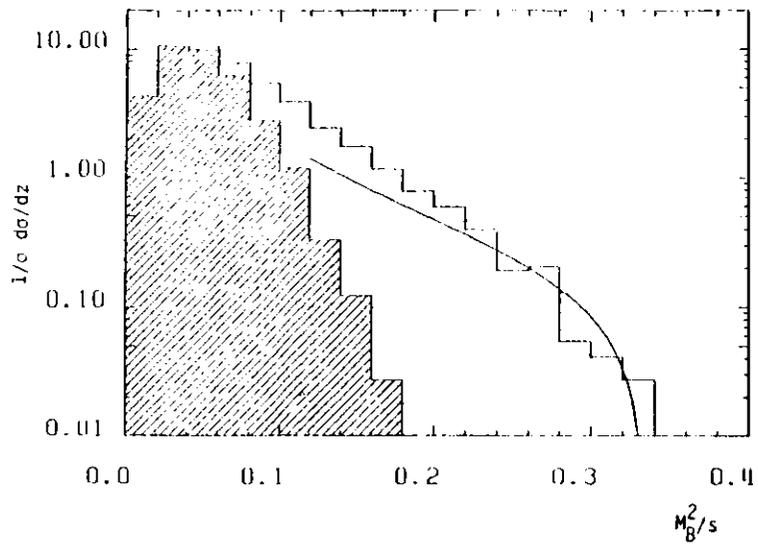


Abb. 7.3 a) Modellrechnung für das Massenquadrat des breiten Jets. Eingezeichnet sind Ereignisse ohne Photonabstrahlung im Anfangszustand und ohne Simulation der Auflösungseffekte des Detektors (---). $q\bar{q}$ -Anteil des Modells (---) und QCD-Voraussage für $\alpha_S=0.17$ (—).

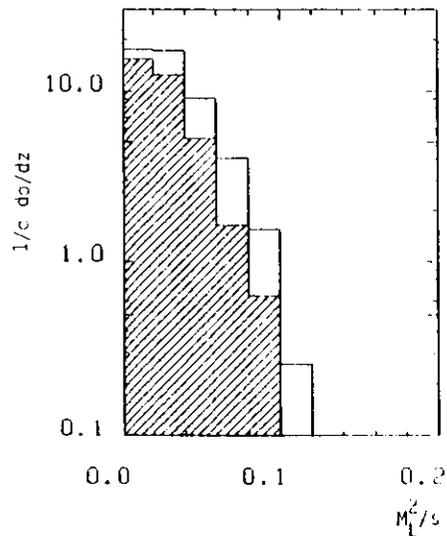


Abb. 7.3 b) Modellrechnung für das Massenquadrat des schmalen Jets. Ereignisse wie in Abb. 7.3 a).

Die Aussagen der Störungstheorie gelten nur in Bereichen, in denen der Fragmentationsanteil klein ist. Zur Prüfung zeigt Abb. 7.3 die Massenverteilung für Rechnungen nach dem Modell von Hoyer et al., wobei der Anteil der $q\bar{q}$ -Ereignisse dieses Modells gesondert eingetragen ist. Photonabstrahlung im Anfangszustand und Auflösungseinflüsse des Detektors sind dabei vernachlässigt. Die Massenverteilung des breiten Jets fällt für 2-Jet-Ereignisse schneller ab als für die restlichen; der Beitrag aus dem 2-Jet-Prozess verschwindet vollständig bei den höchsten Massenquadraten.

Die Breite des schmalen Jets des Modells der ersten Ordnung ist erwartungsgemäss unabhängig von der Anzahl der Partonen des Gesamt ereignisses (Abb. 7.3 b)).

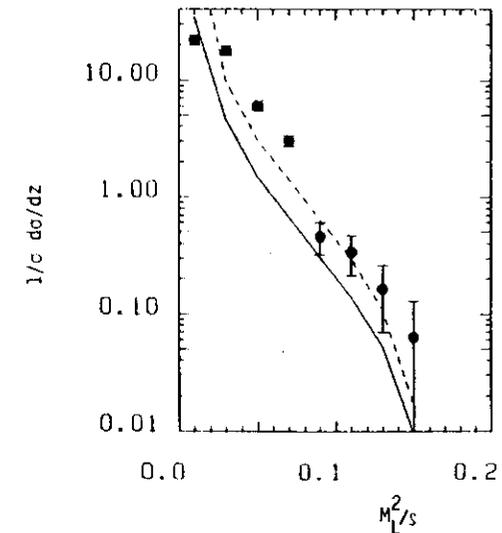


Abb. 7.4 Massenquadrat des schmalen Jets und Vergleich mit QCD-Voraussage der 2. Ordnung für $\alpha_S=0.10$ (---), 0.18 (—) und 0.26 (---).

Die Masse des schmalen Jets ist in Abb. 7.4 für die gemessenen Daten dargestellt und mit dem theoretischen Verlauf (CHA80) verglichen. Für typische Werte der Kopplungskonstanten unterschätzt der störungstheoretische Beitrag die Daten. Die Breite der Verteilung ist nahezu vollständig durch Fragmentation erklärt. (vgl. Abb. 7.3 b) für das Modell der ersten Ordnung).

7.2 Thrustverteilungen

Thrust wird in 1. Ordnung der QCD interpretiert als der relative Energieanteil des höchstenergetischen Partons (RUJ78). Durch Substitution $z \rightarrow 1-T$ ergibt sich aus Gl. 7.2 der einfach differentielle Querschnitt des führenden Teilchens.

$$\text{Gl. 7.5} \quad \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left[\frac{2(3T^2 - 3T + 2)}{T(1-T)} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{3(3T-2)(2-T)}{1-T} \right]$$

Dieser Ausdruck ist singular für $T \rightarrow 1$ und negativ für $T < 2/3$ entsprechend der kinematischen Grenze für 3 masselose Teilchen.

Die Rechnungen zu Beiträgen der 2. Ordnung führen bisher zu unterschiedlichen Ergebnissen (FAB80, ELI80, VER80). Die Autoren verwenden unterschiedliche Definitionen der Variablen Thrust. Wird Thrust ähnlich der Sterman-Weinberg-Beschreibung mit dem Energieanteil innerhalb eines definierten Öffnungskegels assoziiert (FAB80), so sind die Korrekturen der höheren Ordnung klein. Die Berechnung des Thrust als Energiemaximum der Partonen führt zu Beiträgen,

die vergleichbar denen der 1. Ordnung sind (ELI80, KUN81, VER80, CLA80). Mit dieser Wahl der Thrustvariablen erlaubt der Teilchenzustand aus vier Partonen kinematisch auch Werte $T < 2/3$, so dass im Randbereich für kleine T - im Gegensatz zum vorigen Abschnitt - schlechtere Konvergenz der höheren Ordnung erwartet ist.

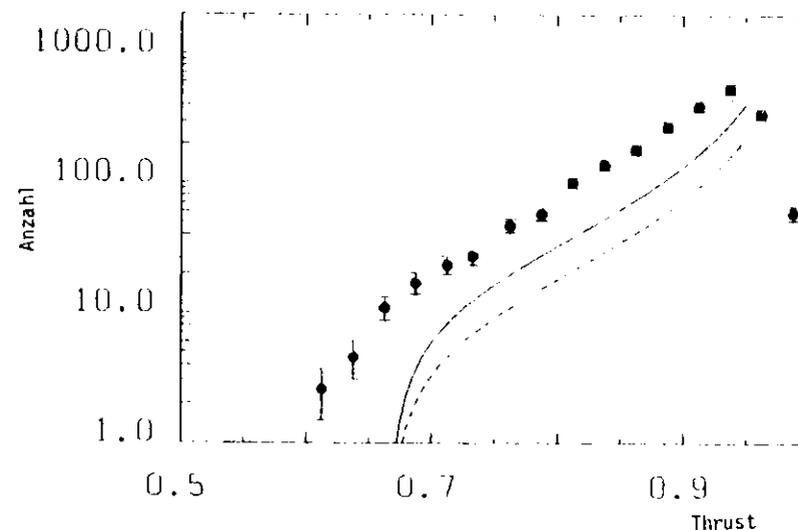


Abb. 7.5 Akzeptanzkorrigierte Thrustverteilung mit QCD-Voraussage für $\alpha_s = 0.10$, 0.18 und 0.26 .

Die Thrustverteilung der gemessenen Daten, definiert über die Longitudinalimpulse aller Teilchen, ist in Abb. 7.5 mit dem Verlauf nach Gl. 7.5 nach Korrekturen auf Akzeptanzverluste im Detektor verglichen. Im Bereich der Gültigkeit von Gl. 7.5 liegen die Daten um mehr als einen Faktor drei über den Voraussagen der Theorie bei Werten der Kopplungskonstanten um 0.18. Insbesondere finden sich auch Ereignisse mit Thrust unterhalb von $2/3$, der für drei Partonen

kinematisch nicht möglich ist. Als Gründe für diese Differenzen lässt sich zum einen anführen, dass Gl. 7.5 streng nur für masselose Partonen gilt, und zum anderen, dass die Fragmentation den Thrust zu systematisch kleineren Werten verschiebt. In der Tat belegt der Vergleich mit einem QCD-Modell der 1. Ordnung (Abb. 7.6), dass die Diskrepanz sich vollständig durch Einflüsse der Fragmentation erklären lässt.

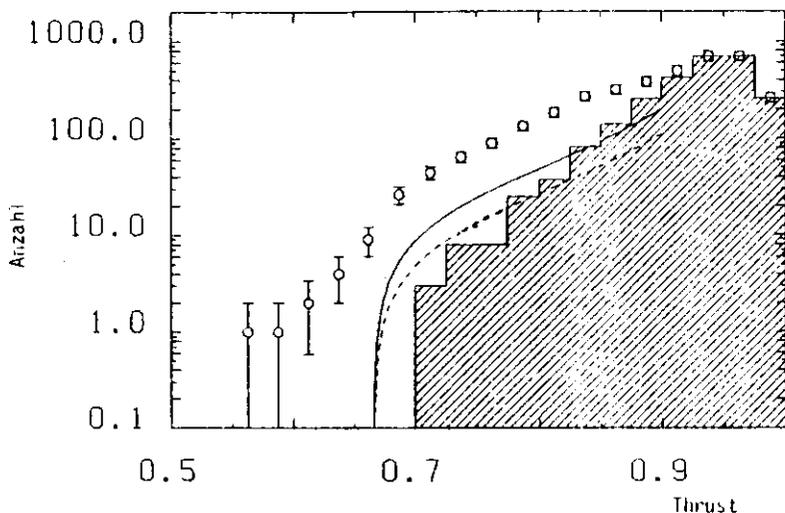


Abb. 7.6 Modellrechnung der 1. Ordnung mit QCD-Voraussage für $\alpha_s = 0.10$ (), 0.18 () und 0.26 () für alle Ereignisse () und den $q\bar{q}$ -Anteil ().

7.2.1 Teilchenthrust

Als Ausweg bietet sich zum einen an, anstelle von Gl. 7.5 den Vergleich mit Rechnungen durchzuführen, die auch die Fragmentation berücksichtigen.

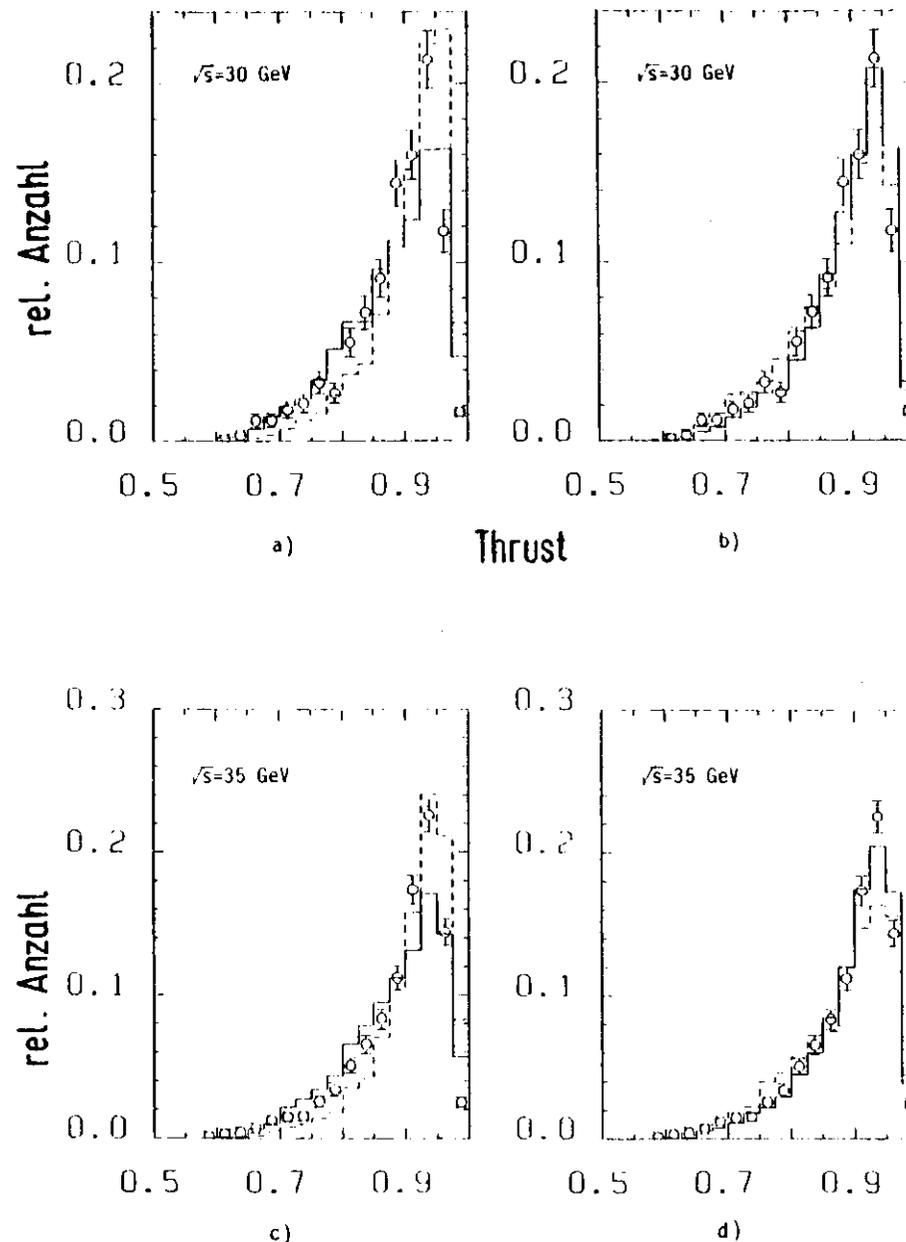


Abb. 7.7 Thrust bei 30 und 35 GeV a,b) bzw. c,d), verglichen mit verschiedenen Modellen.
 a und c) $\frac{1}{2}$ Daten mit $q\bar{q}$ und $q\bar{q}g$ nach Hoyer et al.
 b und d) $\frac{1}{2}$ Daten mit $q\bar{q}g$ nach Ali et al. und $q\bar{q}g$ nach Lund.

Abb. 7.7 stellt die aus den Teilchen des Endzustandes berechnete Thrustverteilung der Daten den in Kap. 2 diskutierten Modellen gegenüber. Während das $q\bar{q}$ -Modell Abweichungen bei kleinem Thrust aufweist, können alle Modelle mit Gluonabstrahlung den Verlauf der Daten hier gut reproduzieren. Sie unterscheiden sich bei grösserem Thrust, wo vor allem Effekte der Fragmentation wichtig werden. Die beste Übereinstimmung mit den Daten zeigt das Lund Modell.

Beiträge der 2. Ordnung, wie sie im Modell von Ali et al. berücksichtigt sind, lassen sich bei der verfügbaren Statistik auch bei kleinen Thrustwerten nicht von denen der 1. Ordnung abtrennen.

7.2.2 Clusterthrust

Als andere Möglichkeit bietet sich an, Thrust als Energie von Jets zu interpretieren, und dadurch den Fragmentationseinfluss weitgehend auszuschalten, wie die folgende Analyse zeigt:

Zunächst wird versucht, die Anzahl und Richtungen der "harten" Partonen eines Ereignisses mit Hilfe der in DAU80 (vgl. Kap 6.3) angegebenen Clustermethode (LAN80) zu rekonstruieren. Abb. 7.8 zeigt die beobachtete Jetmultiplizität zusammen mit den Ergebnissen eines 2-Jet-Modells und eines Modells mit Gluonabstrahlung. Bei Beschränkung auf 3-Jet-Ereignisse ist die Methode in der Tat geeignet, einen hohen Anteil von $q\bar{q}g$ -Ereignissen bei relativ kleinem $q\bar{q}$ -Untergrund zu selektieren.

Vor der Berechnung der Jetenergien werden zusätzlich folgende Anforderungen an 3-Jet-Ereignisse gestellt:

Mindestens zwei Teilchen sind in jedem Jet enthalten.

Der Akoplanaritätswinkel ($\angle \vec{k}_1 \times \vec{k}_2, \vec{k}_2 \times \vec{k}_3$) ist kleiner als 40° .

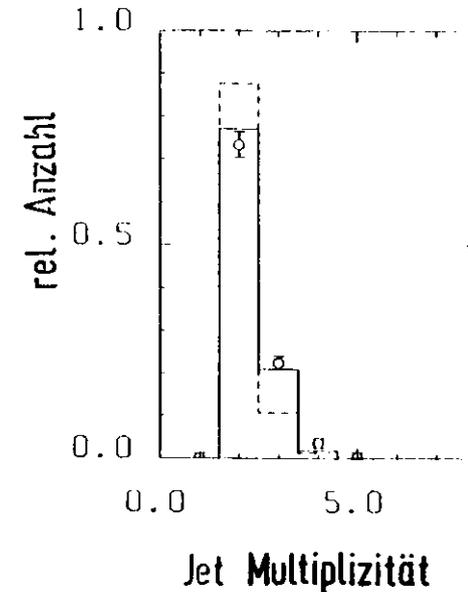


Abb. 7.8 Beobachtete Jetmultiplizität der Daten ϕ , Lund Modell - und $q\bar{q}$ -Erwartung.

Für die verbleibenden Ereignisse werden die Jetrichtungen in die durch die Normale $(\vec{k}_1 \times \vec{k}_2) + (\vec{k}_2 \times \vec{k}_3)$ definierte Ebene projiziert und gehen über in die Vektoren \vec{k}_i' .

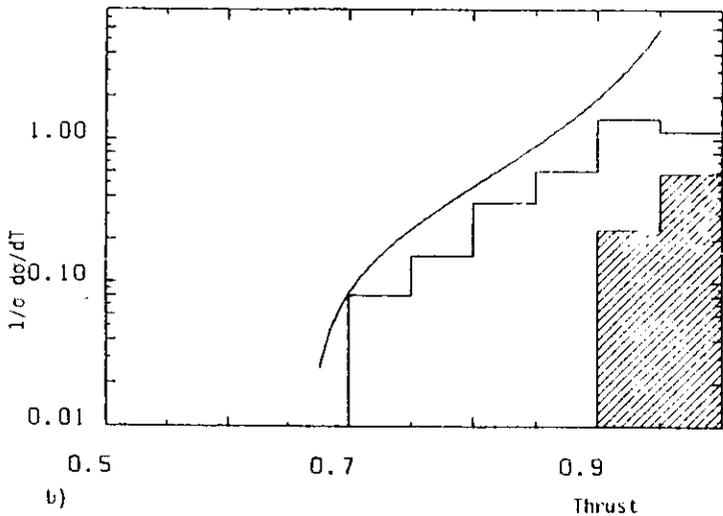
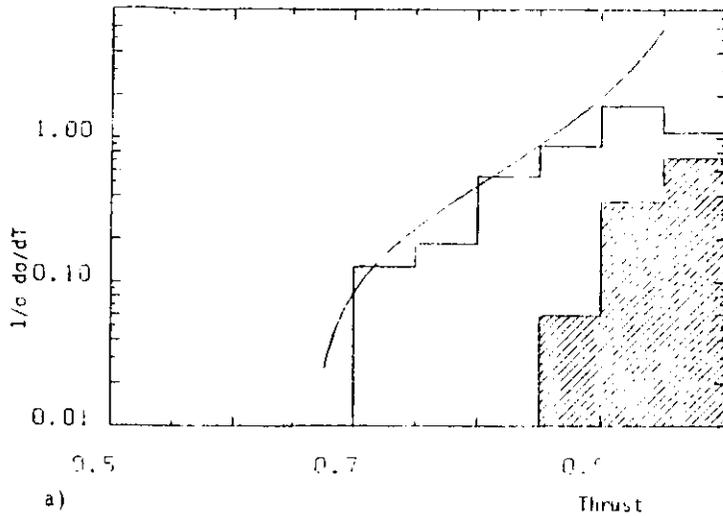


Abb. 7.9 Clusterthrust für Modellrechnungen nach a) Hoyer et al. und b) Lund. Schraffiert eingetragen ist der 2-Jet-Anteil des jeweiligen Modells. Die durchgezogene Linie gibt die Erwartung nach Gl. 7.5 für $\alpha_s = 0.17$ wieder.

Unter der Annahme masseloser Partonen lassen sich die Winkel zwischen den Jets in relative Energiekomponenten umrechnen:

$$\text{Gl. 7.6} \quad x_k = \frac{2 \sin \theta_{ij}}{\sin \theta_{12} + \sin \theta_{23} + \sin \theta_{31}} \quad i,j,k \text{ zykl.}$$

wobei

$$\cos \theta_{ij} = \frac{\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j}{|\vec{k}_i| |\vec{k}_j|}$$

Abb. 7.9 zeigt den Verlauf des Thrust, dem Maximum der drei x -Werte, für Ereignisse aus zwei Modellrechnungen und vergleicht ihn mit dem theoretischen Verlauf nach Gl. 7.5 bei einer Kopplungskonstanten $\alpha_s = 0.17$. Wiederum sind Photonbremsstrahlungseffekte und Detektoreinflüsse vernachlässigt. Der Verlauf des theoretischen Thrust wird qualitativ reproduziert, jedoch findet sich vor allem wegen der als 2-Jets rekonstruierten $q\bar{q}g$ -Ereignisse eine zu kleine Gesamtrate. Die Unterschiede zwischen den beiden Modellen lassen sich vor allen Dingen auf verschiedene Annahmen über das $q\bar{q}g/q\bar{q}$ -Verhältnis (vgl. Kap. 2.4) zurückführen.

Die "q \bar{q} -Untergrundsubtraktion" und Korrektur auf nicht rekonstruierte $q\bar{q}g$ -Ereignisse ist deshalb modellabhängig und auch für ein gegebenes Modell abhängig von der willkürlichen Aufteilung zwischen $q\bar{q}$ - und $q\bar{q}g$ -Ereignissen. Hier wurde eine Methode angewandt, die die gemessenen Größen auf die bekannten und kontrollierbaren Eingangsannahmen der verschiedenen Modelle zurückführt. Dazu werden beobachtete Jetmultiplizitäten und -energieverteilungen der Modelle mit den anfänglichen $q\bar{q}$ - und $q\bar{q}g$ -Zuständen korreliert:

Sei N_2 und $N_3(x_p)$ die Anzahl der generierten $q\bar{q}$ - bzw. $q\bar{q}g$ -Ereignisse, n_2 , $n_3(x_1)$ und n_4 die Zahl der beobachteten Jets nach der Clusteranalyse mit der Multiplizität 2, 3 oder grösser 3. (Die Raten $N_3(x_p)$ und $n_3(x_1)$ sind dabei abhängig vom Intervall x_p (generierter Thrust) bzw. x_1 (rekonstruierter Thrust)). Die Übergangsmatrix wird folgendermassen definiert:

$$N_2 = a_{22} * n_2 + a_{23}(x_1) * n_3(x_1)$$

$$N_3(x_p) = a_{32}(x_p) * n_2 + a_{33}(x_p, x_1) * n_3(x_1)$$

Die Elemente a_{ik} der Übergangsmatrix sind also teilweise selbst Matrizen. Sie geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein k -Jet-Ereignis aus einem i -Partonprozess stammt. Die Werte sind abhängig von der $q\bar{q}g/q\bar{q}$ -Aufteilung des Modells.

Aus den gemessenen Daten stehen nur die Jetmultiplizitäten l_2 , $l_3(x_1)$ und l_4 zur Verfügung. Die Anwendung der Korrekturgrössen a_{ik} (n ersetzt durch l , N durch L) führt zu korrigierten, teils x_p -abhängigen Raten L_i . Die Rate L_4 berechnet sich dabei aus:

$$L_4 = l_4 - \frac{n_4}{N_2 + \sum_{x_p} N_3(x_p)} (L_2 + \sum L_3(x_p))$$

$L_3(x_p)$ beschreibt die Thrustverteilung,

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{1}{dT} \frac{L_3(x_p)}{L_2 + \sum_{x_p} L_3(x_p) + L_4}$$

aus der sich die Kopplungskonstante bestimmen lässt.

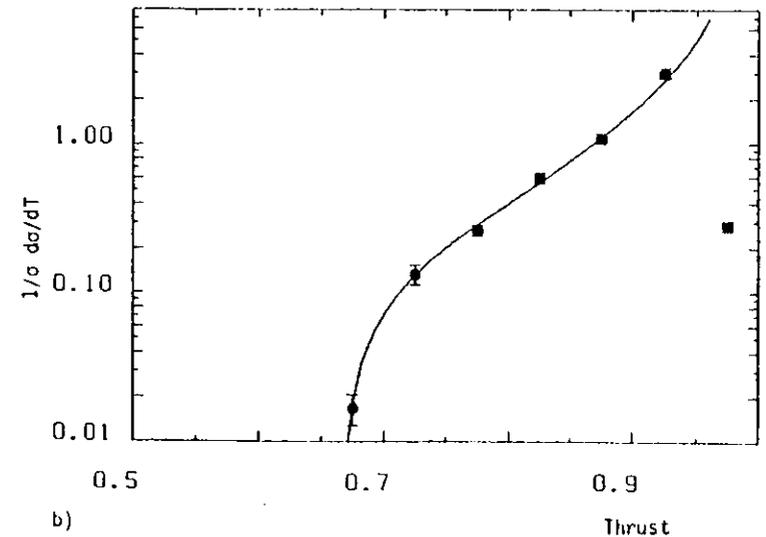
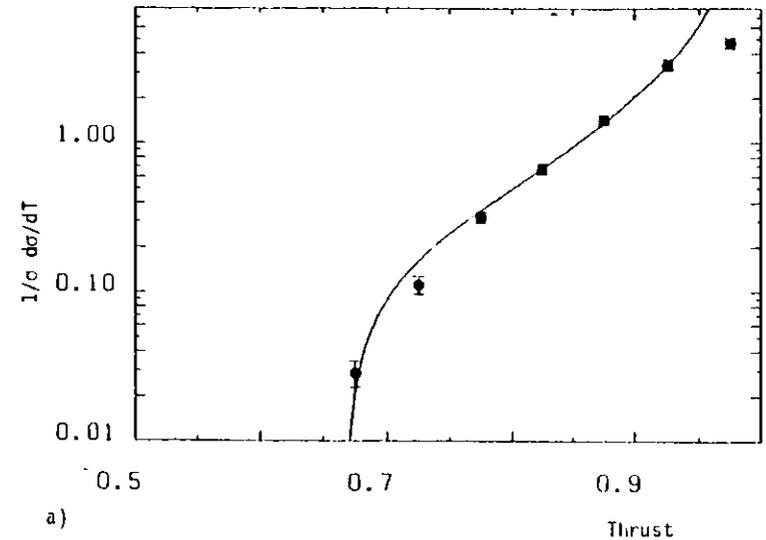


Abb. 7.10 Clusterthrust für nach a) Lund und b) Hoyer et al. korrigierte Daten zusammen mit dem Verlauf der 1. Ordnung für $\alpha_s=0.18$ bzw. 0.16 .

Zur Konsistenzprüfung wurde die Matrix zunächst auf die beobachteten Jets der Modelle angewandt. In diesen Fällen wird gerade das α_s reproduziert, mit dem die Ereignisse generiert wurden.

Die korrigierte 4-Jet-Rate L_4 ist stark beeinflusst durch Fluktuationen der Fragmentation von $q\bar{q}q$ -Ereignissen. Tabelle 7.1 vergleicht Signal und Untergrund für verschiedene Modelle.

Tabelle 7.1 Rate der 4-Jet-Ereignisse

Daten	L_4	Untergrund (Modell)	Signal L_4
99	79	(Hoyer)	20 ± 10
99	41	(Lund)	58 ± 10
99	94	(Ali 1. Ordnung)	5 ± 10

Abb. 7.10 zeigt die nach dem Modell von Hoyer et al. und Lund korrigierte $1/\sigma \cdot d\sigma/dT$ -Verteilung der gemessenen Daten. In beiden Fällen findet sich gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf der 1. Ordnung. Die nach dem Lund Modell korrigierten Daten werden am besten durch eine Kopplungskonstante $\alpha_s = 0.18 \pm 0.02$ beschrieben. Bei Korrektur nach dem Modell von Hoyer et al. wird $\alpha_s = 0.16 \pm 0.02$ bevorzugt.

Der Unterschied zwischen beiden Bestimmungen ist vor allen Dingen technischer Natur:

Die Korrekturmethode führt die gemessene Verteilung auf die dem Modell zugrunde liegende Partonverteilung zurück. Die Aufteilungsgrenze zwischen $q\bar{q}$ und $q\bar{q}q$ wird im Modell von Hoyer et al. energieabhängig behandelt. Unter Einschluss von Photonabstrahlung im Anfangszustand fällt deshalb die bei hohen x_1 beobachtete Partonverteilung unter den Wert, der sich ohne Abstrahlung ergibt. Da jedoch die Korrektur das

Parton- x_1 im hadronischen Schwerpunktsystem als Referenz benutzt, findet sich dementsprechend ein zu kleines α_s bei Anpassung an die Gesamtverteilung. Betrachtet man die Korrektur mit $q\bar{q}$ - und $q\bar{q}q$ -Ereignissen des Modells von Ali et al., das eine feste $q\bar{q}g/q\bar{q}$ -Aufteilung bei $T_0 = 0.95$ benutzt, so ergibt sich ebenfalls $\alpha_s = 0.18 \pm 0.02$. Die Verteilungen des Lund Modells sind wegen des sehr viel höheren effektiven Thrustschnitts von vornherein unabhängig von diesen Einflüssen.

Von grundsätzlicherer Art sind die Unterschiede zwischen den Modellen, die bei Betrachtung der Korrelation von Parton- x_1 und rekonstruiertem x_1 deutlich werden (Abb. 7.11). Im Lund Modell sind die Teilchenrichtungen im Impulsraum tendenziell in die an das Gluon grenzenden Bereiche zwischen den Jets hin verschoben, während im Modell von Hoyer et al. die Partonen selbst die Bezugsrichtung der Fragmentation bilden. Die Annahmen im Rahmen des Lund Modells führen zu systematischen Einflüssen auf die rekonstruierte Thrustverteilung. Die Fragmentation entlang der Farblinien bewirkt eine tendenzielle Überschätzung des generierten Thrustwertes. Beim Modell von Hoyer et al. zeigt sich dagegen ein direkter, linearer Zusammenhang beider Größen. Die α_s -Bestimmung ist wegen der Dominanz der Beiträge bei hohem x_1 jedoch wenig empfindlich auf diese Einflüsse, die eingehender in Kap. 8 untersucht sind.

Der Beitrag der 2. Ordnung nach Rechnungen von (FAB80, SCH81) ist in Abb. 7.12 für nach dem Lund Modell korrigierte Daten wiedergegeben. Die beste Anpassung findet sich für $\alpha_s = 0.19 \pm 0.02$.

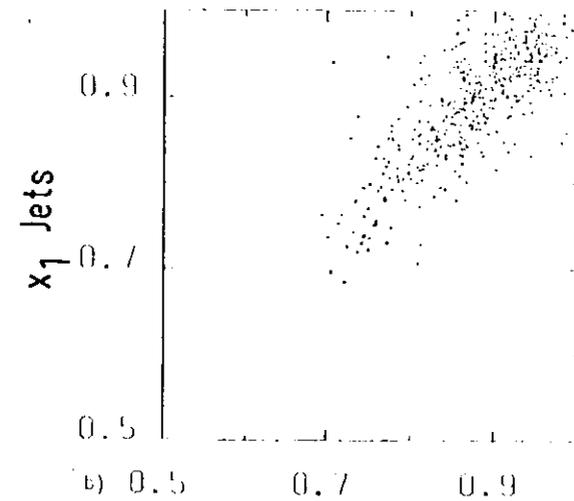
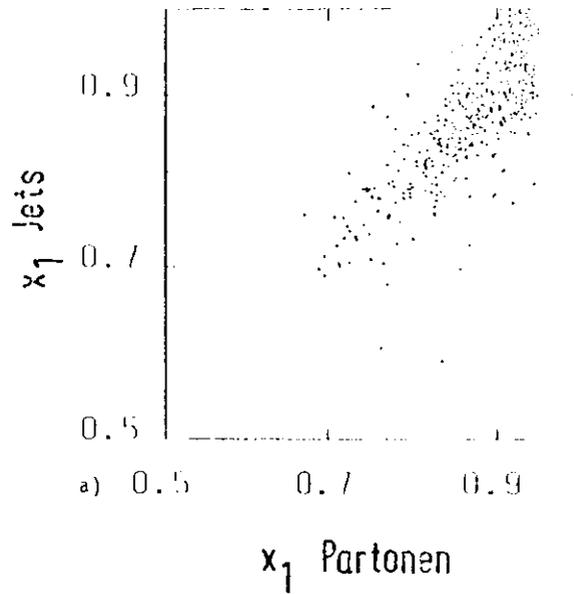


Abb. 7.11 Korrelation der rekonstruierten x_1 -Werte mit dem generierten x_1 der Partonen nach dem Modell von a) Hoyer et al. und b) Lund.

Der Vergleich der Beiträge der 2. Ordnung nach Rechnungen von CLA81 ist wegen der anderen Thrustdefinition nur beschränkt gültig. Bei Anpassung an die Daten nimmt die Kopplungskonstante wie bereits im Falle der Masse des breiten Jets einen Wert $\alpha_s = 0.11 \pm 0.02$ an. Bei solch hohen Beiträgen der 2. Ordnung zum Querschnitt wäre die Richtigkeit der störungstheoretischen Behandlung an sich in Zweifel zu ziehen.

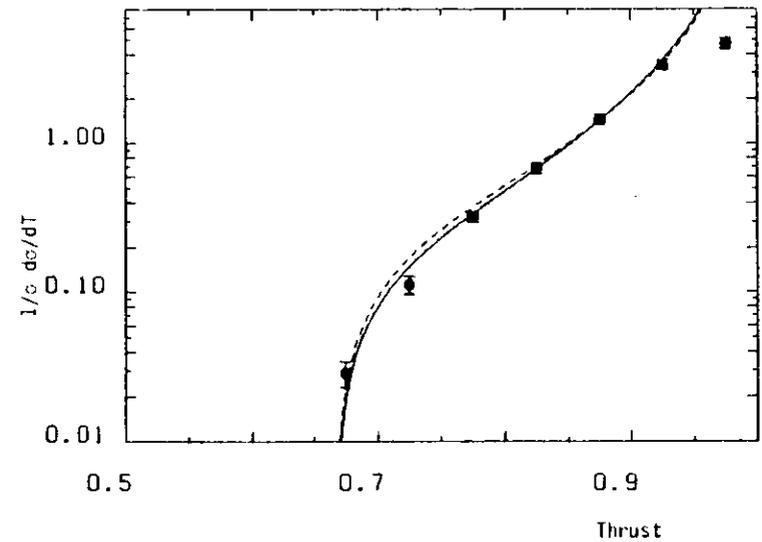


Abb. 7.12 Clusterthrust für nach dem Lund Modell korrigierte Daten zusammen mit der Aussage der 1. und 2. Ordnung nach SCH81 für $\alpha_s = 0.19$ (). Der Beitrag der 1. Ordnung ist getrennt wiedergegeben ().

Tabelle 7.2 α_s -Werte bei Anpassung an Clusterthrust bis $T=0.90$.

	Korrektur mit Modell von		
	Hoyer et al.	Lund	Ali et al. ohne 4-Parton
1. Ordnung	$0.16^{\pm 0.02}$	$0.18^{\pm 0.02}$	$0.18^{\pm 0.02}$
1. und 2. Ordnung nach Ref. SCH81	$0.15^{\pm 0.02}$	$0.19^{\pm 0.02}$	$0.19^{\pm 0.02}$
nach Ref. CLA81	$0.09^{\pm 0.02}$	$0.11^{\pm 0.02}$	$0.10^{\pm 0.02}$

7.3 Modell mit "skalaren" Gluonen

Das Gluon der QCD trägt wie das Photon der QED als Vektorfeld Spin 1. Hinweise auf diese Eigenschaft lassen sich beispielsweise im Vergleich mit Aussagen diskutieren, die sich für skalare Feldquanten ergeben.

Die Energieverteilung eines skalaren Gluons ist gegeben durch (ELL76)

$$\text{Gl. 7.7} \quad \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \frac{\alpha_s^*}{\pi} \frac{x_1^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

Anders als im Vektorfall werden dementsprechend häufiger Endzustände erreicht, bei denen 3 oder zumindest 2 Ausgangsteilchen vergleichbare Energien haben.

Dies lässt sich in Modellrechnungen berücksichtigen. Für den Vergleich mit gemessenen Verteilungen wird der Querschnitt Gl. 7.7 deshalb anstelle des Vektorquerschnitts Gl. 2.8 im Rahmen des Modells von Hoyer et al. benutzt. Die Fragmentation der Teilchen erfolgt wie im Vektorfall. Die Kopplungskonstante α_s^* ist so bemessen, dass sie den Verlauf der Thrustverteilung bei Werten um 0.8 beschreibt. Dies ist möglich für $\alpha_s^* \approx 1$ ($\sqrt{s}=30\text{GeV}$).

Experimentell beobachtbare Unterschiede zwischen den beiden Spinzuständen lassen sich bei Betrachtung der Partonrichtungen gewinnen. Aufschlüsse darüber finden sich im Winkel $\tilde{\theta}$ zwischen Thrustachse \hat{n} des Ereignisses und der Thrustachse \hat{n}^* der Teilchen des breiten Jets in seinem Ruhesystem (ELL79, vgl. Abb. 7.14).

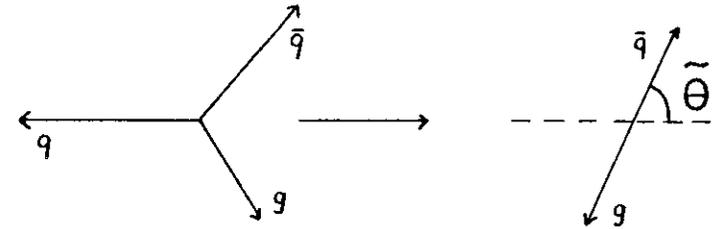


Abb. 7.14 Definition des Winkels $\tilde{\theta}$

Aufgrund der Energieverteilung der Partonen bildet sich im skalaren Fall häufiger die Konfiguration heraus, bei der die \hat{n}^* -Achse unter grossen Winkeln zur Thrustachse liegt.

Abb. 7.15 a) zeigt die Verteilung für $\cos\tilde{\theta}$, wie sie sich für flache Ereignisse aus den Daten bei 30 und 35 GeV ergibt zusammen mit den Modellvorhersagen. Der schnelle Abfall zu grossen $\cos\tilde{\theta}$ ist durch den Schnitt $Q_2-Q_1 > 0.07$ und $Q_1 < 0.06$ verursacht.

Erwartungsgemäss zeigt das skalare Modell eine höhere Rate von Ereignissen bei kleinem $\cos\tilde{\theta}$ als das Vektormodell, das in diesem Bereich die Daten besser beschreibt. Abweichungen zeigen sich für das Vektormodell bei $\cos\tilde{\theta} \rightarrow 1$,

wo Ereignisse mit grossem Thrust zu finden sind. Dieser Bereich entspricht dem Übergangsbereich von der 2-Jet- zur 3-Jet-Konfiguration und ist damit von den Annahmen zur Fragmentation der einzelnen Partonen abhängig.

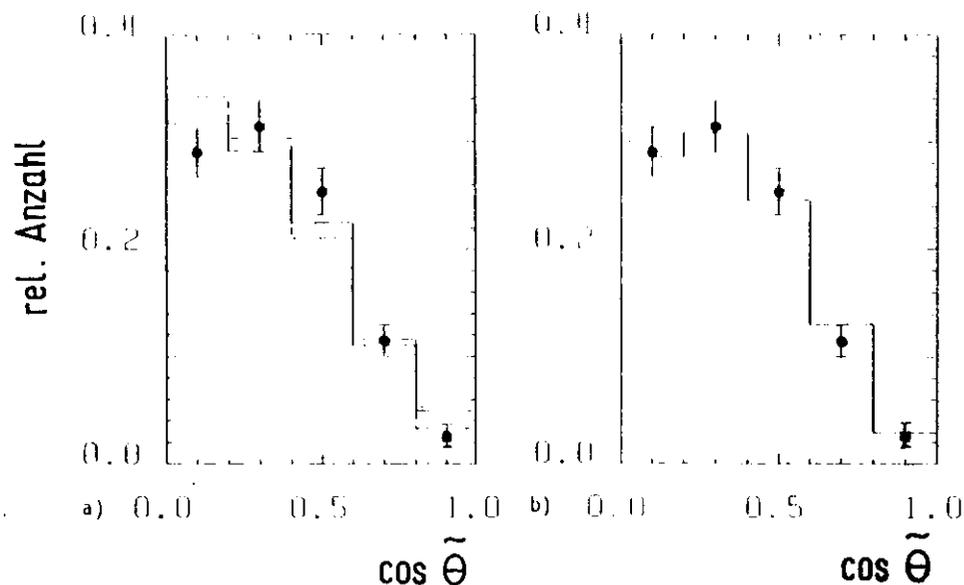


Abb. 7.15 Beobachtete $\cos\tilde{\theta}$ -Verteilung im Vergleich mit
a) Skalaren und Vektorgluonen im Modell von Hoyer et al. b) Vektorgluonen im Lund-Modell.

Das Lund-Modell, das auch Vektorgluonen zugrunde legt, aber ein anderes Fragmentationsschema benutzt, stimmt auf dem gesamten Intervall mit den Daten überein (Abb. 7.15 b)). Ähnlich wie die Daten bevorzugt dieser Ansatz Winkel im mittleren Bereich für $\cos\tilde{\theta}$. Tab. 7.3 stellt die χ^2 -Werte für die drei betrachteten Modelle zusammen (4 Freiheitsgrade); berücksichtigt sind die statistischen Fehler der Daten und der Modellrechnungen. Die Dominanz der grossen $\cos\tilde{\theta}$ in den χ^2 -Werten für das Modell von Hoyer et al. wird deutlich, wenn die Verteilungen lediglich für $\cos\tilde{\theta} < 0.8$ verglichen werden (3

Freiheitsgrade). In diesem eingeschränkten Bereich stimmen beide Vektormodelle mit den Daten überein.

Der Mittelwert der $\cos\tilde{\theta}$ -Verteilung ist weniger abhängig von den Details der Fragmentation. Die Werte $\langle \cos\tilde{\theta} \rangle$ sind ebenfalls in Tab. 7.3 aufgeführt. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten reproduzieren die beiden Vektormodelle den Mittelwert der Daten $\langle \cos\tilde{\theta} \rangle = 0.354$. Das skalare Modell führt zu einem kleineren Wert, $\langle \cos\tilde{\theta} \rangle = 0.338$.

Zusammenfassend lässt sich feststellen:

Die Unterschiede zwischen den Daten und den verschiedenen Modellen sind klein und zum Teil abhängig von den Annahmen zur Fragmentation der Partonen.

Das Modell mit skalaren Gluonen überschätzt die Daten bei kleinen $\cos\tilde{\theta}$.

Die Mittelwerte $\langle \cos\tilde{\theta} \rangle$ stimmen für beide Vektormodelle mit den Daten überein. Das skalare Modell unterschätzt diesen Wert um 2 Standardabweichungen.

Vektorgluonen sind vor skalaren schwach bevorzugt.

Tabelle 7.3 χ^2 und Mittelwerte für $\cos\tilde{\theta}$

Modell	χ^2	χ^2 ($\cos\tilde{\theta} < 0.8$)	$\langle \cos\tilde{\theta} \rangle$
Daten			0.354 ± 0.009
Lund, Vektor	1.0	0.8	0.362 ± 0.007
Hoyer, Vektor	9.2	2.6	0.358 ± 0.007
Hoyer, Skalar	6.8	6.0	0.338 ± 0.007

8. Fragmentationseigenschaften

Zur Fragmentation der Partonen werden im Rahmen der QCD (bisher) nur wenige Aussagen gemacht:

Für Gluonjets wird eine stärkere Aufweitung der Teilchenverteilung erwartet als für Quarkjets gleicher Energie. Dies gründet sich auf die stärkere Effektivität der Gluon-Gluon-Kopplung, die die Quark-Gluon-Kopplung im Verhältnis der Colourfaktoren überwiegt (SHI78). Der experimentelle Nachweis dieser Eigenschaft wird durch die unterschiedlichen Energien der einzelnen Jets und durch fehlerhaft identifizierte Partonen erschwert. Für eine Klärung dieser Frage sind Daten mit höherer Statistik notwendig.

Ein weiterer Aspekt der Fragmentation betrifft den Fluss der Farbquantenzahl in Multihadronereignissen. Da einzelne Quarks und Gluonen selber Farbe tragen, müssen im Laufe der Hadronisation zwischen den Partonen Farbquanten ausgetauscht werden, die zu den beobachteten Singlettzuständen führen. Die in Kap. 2.4 betrachteten Modelle machen unterschiedliche Aussagen über die Richtung des Farbflusses zwischen den Partonen (AND80, RAN79, MON80). Im folgenden werden die Teilchenrichtungen und speziell die Teilchendichte im Bereich zwischen den Jets mit den Voraussagen der beiden theoretischen Ansätze verglichen.

8.1 Richtung der Teilchen

Die Grösse $\sum_i^{(n)}$ erlaubt, die Richtungen der Teilchen eines Ereignisses bei unterschiedlicher Betonung der Impulse zu untersuchen. Sie ist festgelegt durch die Winkel χ_i , die die Teilchen gegen die Sphärizitätsachse aufspannen.

$$\sum_i^{(n)} = \frac{\sum_i |p_i|^n \cos \chi_i}{\sum_i |p_i|^n}$$

$n=0$ entspricht der Mittelwertbildung, für $n=1$ wird der Thrustwert bezüglich der Sphärizitätsachse berechnet und die Verteilung für $n=2$ ist eng mit der Sphärizität verknüpft.

Die drei Verteilungen sind in Abb. 8.1 a) für alle Daten bei 30 und 35 GeV zusammengestellt. Die generelle Tendenz zu kleineren Mittelwerten bei geringerer Impulswichtung spiegelt die Tatsache der Transversalimpulsbegrenzung in Multihadronereignissen wider.

Die beiden Modelle der ersten Ordnung der QCD (Hoyer et al. und Lund) machen unterschiedliche Voraussagen für die \sum_i -Verteilungen. Die Differenzen sind klein für $n=2$, wo die schnellsten Teilchen den Hauptbeitrag liefern und beide Modelle mehr oder weniger mit den Daten übereinstimmen. Hingegen bevorzugt der ungewichtete Mittelwert kleinere $\sum_i^{(0)}$ -Werte im Hoyer Modell als in den Daten. Das Lund-Modell folgt auch hier der Verteilung der Daten.

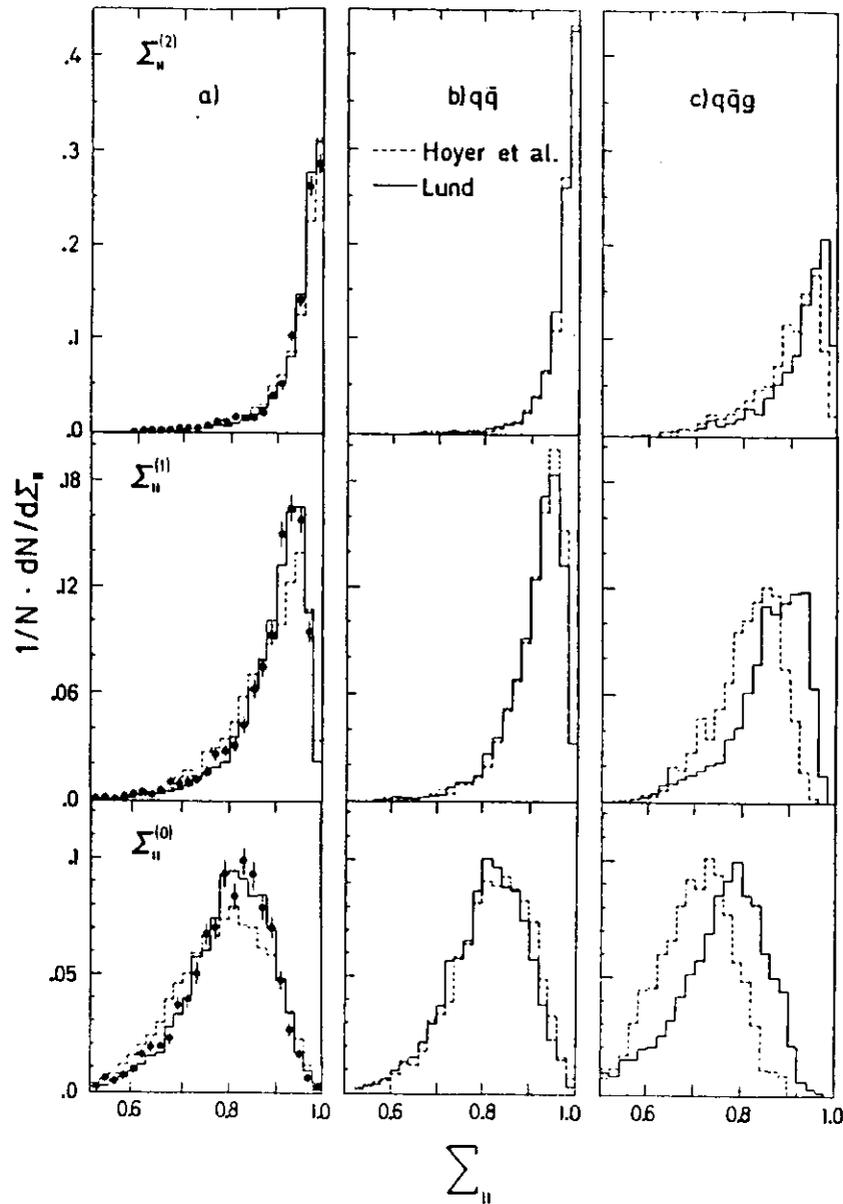


Abb. 8.1 Z_n -Verteilungen für a) Daten mit Modellvergleich
b) $q\bar{q}$ - und c) $q\bar{q}g$ -Ereignisse der beiden Modelle.

Der Unterschied zwischen beiden Modellen ist erwartet. Bei gleicher Partonkonfiguration bewirkt der Ansatz zur Fragmentation im Lund-Modell eine Verlagerung der Teilchenrichtungen in die beiden Bereiche zwischen den Jets, die an die Richtung des Gluons grenzen. Das Ereignis ist insgesamt schmaler und zeigt weniger deutlich eine 3-Jet-Struktur. Der Effekt ist am stärksten für die langsamen Teilchen, so dass die Z_n -Verteilung mit kleiner Impulsrichtung die grössten Unterschiede zwischen den Modellen aufzeigt.

In der Tat treten Unterschiede zwischen den Modellen nur für $q\bar{q}g$ -Ereignisse auf wie aus Abb. 8.1 b) und c) zu erkennen ist, wo die Z_n -Verteilungen getrennt für generierte $q\bar{q}$ - und $q\bar{q}g$ -Ereignisse des jeweils gleichen Phasenraumbereichs aufgetragen sind.

8.2 Teilchen zwischen den Jets

Im Rahmen des Lund-Schemas werden mehr Teilchen im Zwischenjetbereich zum Gluon hin erzeugt als zwischen den beiden Quarks. Eine solche Asymmetrie lässt sich an flachen Ereignissen mit 3-Jet-Struktur studieren, die sich mit dem in Kap. 6.4 bei der Analyse des Impulsflusses verwendeten Verfahren untersuchen lassen. Als zusätzliche Forderung werden eine Mindestenergie von 2 GeV und mindestens vier Teilchen in jedem Jet bei der Selektion der Ereignisse verlangt. Die Ereignisebene wird wiederum durch die Eigenvektoren \vec{n}_2 und \vec{n}_3 des Impulstensors festgelegt. Alle

Teilchen werden in diese Ebene projiziert.

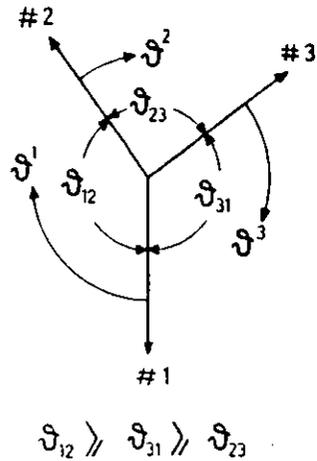


Abb. 8.2 Definition der Jet- und Teilchenwinkel

Abb. 8.3 a) zeigt die Verteilung der projizierten Teilchenwinkel dieser Ereignisse. Die mittlere Anzahl von geladenen und neutralen Teilchen ist gegenüber dem normierten Winkel $\vartheta^i/\vartheta_{ik}$ aufgetragen (vgl. Abb. 8.2). Dabei ist ϑ_{ik} der Winkel zwischen den Jets i und k und ϑ^i der Winkel des Teilchens zum Jet i.

Die Aussagen der beiden Modelle mit Gluonabstrahlung folgen den Daten gut bis auf den Bereich zwischen Jet #1 und #2. Hier stimmt nur das Lund-Modell mit den Daten überein.

Dieser Bereich ist für den Grossteil der Ereignisse der Bereich zwischen den beiden Quarks. Der Gluonimpulsvektor ist dem Jetvektor #1, #2 und #3 nach Modellrechnungen in etwa 10%, 22% und 51% der Fälle am nächsten. Der Rest entfällt auf Untergrund aus $q\bar{q}$ -Ereignissen.

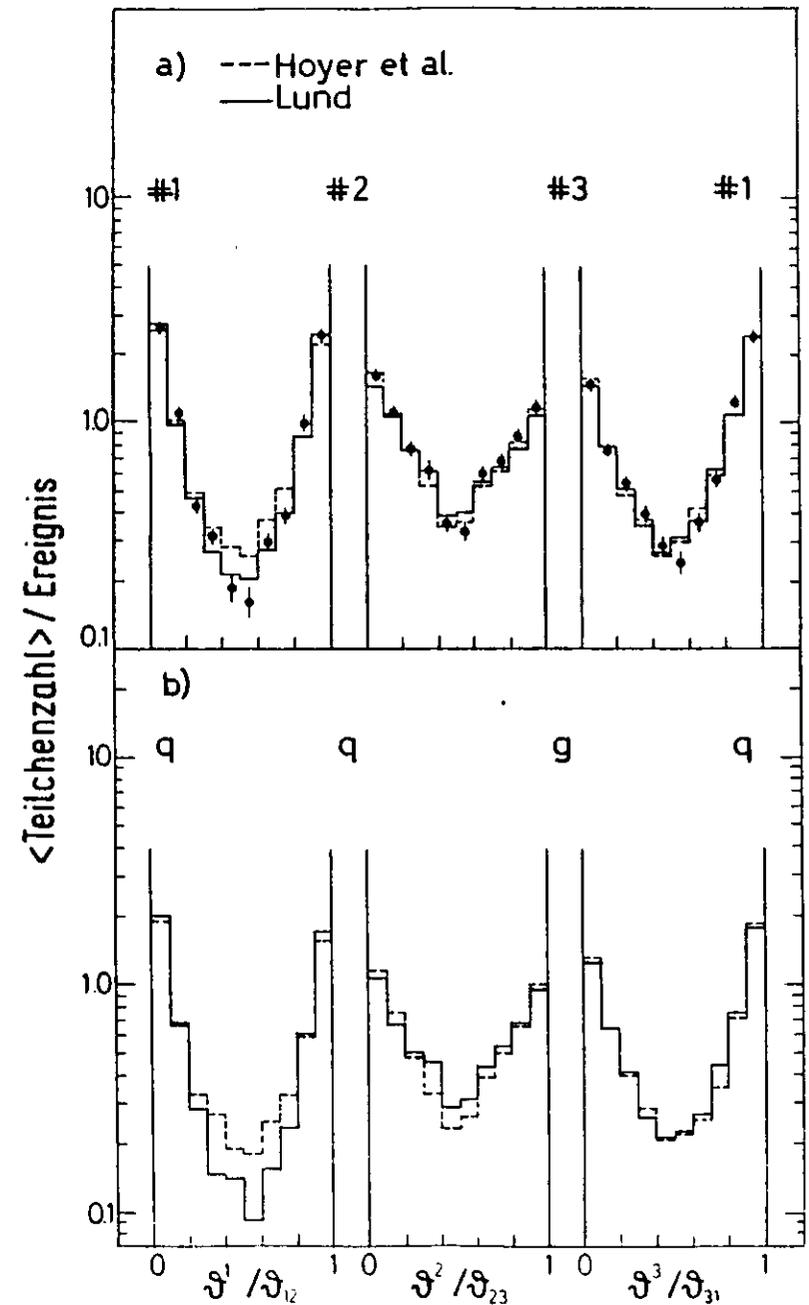


Abb. 8.3 a) Zahl der Teilchen zwischen den Jets als Funktion des normierten Zwischenwinkels.

b) Die gleiche Verteilung für die beiden Modelle, wenn Jet #3 stets dem erzeugten Gluon entspricht.

Abb. 8.3 b) zeigt die Verteilung für Ereignisse der Modellrechnungen, bei denen die Richtung von Jet #3 stets der des erzeugten Gluons entspricht. Die Unterschiede werden in dieser idealisierten Situation stärker. Offensichtlich zeigt das Lund-Modell eine Asymmetrie der Teilchenzahlen im Zwischenjetbereich. Diese Tendenz spiegelt sich in den Daten wider.

Der Effekt beruht auf der Lorentztransformation der beiden Quark-Antiquark-Untersysteme vom jeweils eigenen Schwerpunktsystem in das des gesamten Ereignisses (vgl. Kap.2.4.4). Die stärksten Abweichungen von der ursprünglichen Partonrichtung zeigen sich demnach für Teilchen mit hoher Masse oder hoher Transversalimpulskomponente p_{aus} aus der Ereignisebene heraus.

Das Verhältnis der Teilchenzahlen im zentralen Bereich der Verteilung $0.3 < \eta^i / \eta_{ik} < 0.7$ zwischen Jet #1 und #3 zur Zahl zwischen Jet #1 und #2 lässt sich als Mass für die Asymmetrie interpretieren. Das Verhältnis ist zusammen mit den Werten der Modellrechnungen für alle Teilchen und getrennt für solche mit grosser und kleiner Transversalimpulskomponente p_{aus} aus der Ebene heraus in Tab. 8.1 aufgeführt. Ebenfalls wiedergegeben ist die Impulskomponente in der Ebene für alle Teilchen innerhalb des angegebenen Winkelbereichs.

Trotz der recht grossen statistischen Unsicherheiten zeigen die Daten einen erkennbaren Anstieg der Asymmetrie mit grösserem $m^2 + p_{\text{aus}}^2$ (JAD81). Vergleichbare Werte für die Asymmetrie ergeben sich nur für das Lund-Modell.

In der ersten Ordnung der QCD zeigt die Fragmentation entlang der Farbflusslinien eine stärkere Ähnlichkeit mit den

Daten als entlang derjenigen Achse, bei der Parton- und Hadronrichtungen zusammenfallen.

Tabelle 8.1 Verhältnis der Teilchenzahlen

(Angegeben ist der Quotient der Teilchenzahlen im Intervall $0.3 < \eta^i / \eta_{ik} < 0.7$ zwischen Jet #3 und #1 zu der des Bereichs zwischen Jet #1 und #2 zusammen mit den statistischen Unsicherheiten. Die letzte Zeile bezieht sich auf das Verhältnis der Summe der Impulse in der Ebene innerhalb des angegebenen Winkelbereichs.)

Teilchen	Daten	Modelle	
		Hoyer et al.	Lund
Alle	$1.35^{+0.09}$	$1.08^{+0.04}$	$1.34^{+0.06}$
$p_{\text{aus}} < 0.2 \text{ GeV}$	$1.23^{+0.1}$	$1.02^{+0.05}$	$1.29^{+0.07}$
$p_{\text{aus}} > 0.2 \text{ GeV}$	$1.6^{+0.2}$	$1.20^{+0.09}$	$1.43^{+0.12}$
$\sum \vec{p}_i^{\text{in}} $	$1.51^{+0.1}$	$1.18^{+0.04}$	$1.52^{+0.07}$

9. Diskussion

Das Partonmodell mit farbigen Quarks beschreibt den grundsätzlichen Aufbau der Hadronen bei gegenwärtig verfügbaren Schwerpunktsenergien. Beispielsweise wird die Voraussage für den Wert des totalen Wirkungsquerschnitts oberhalb der Anregungsenergie von Resonanzen gut bestätigt. Die Polar-Winkelverteilung der Ereignisachse ist im Einklang mit der Erwartung für Spin 1/2-Teilchen.

Einen weitergehenden Ansatz zur Beschreibung der starken Wechselwirkung liefert die QCD, deren nullte störungstheoretische Ordnung zu den Aussagen des Partonmodells führt. In nächst höherer Ordnung wird Bremsstrahlung von Gluonen vorausgesagt. Die im Experiment beobachtete Rate von flachen Ereignissen steht in gutem Einklang mit diesen Aussagen. Andere Experimente kommen zu ähnlichen Resultaten (JAD80/1, MAJ79/1, PLU79, TAS79).

In dieser Arbeit wurde darüberhinaus gezeigt, dass der Anstieg des Transversalimpulses bezüglich der Ereignisachse als korrelierter Effekt mehrerer Teilchen gesehen werden muss. Die QCD erklärt dies durch die Fragmentation des Gluons.

Die Kopplungskonstante α_s konnte in früheren Auswertungen aus Vergleichen mit Modellrechnungen bestimmt werden (JAD80/1, MAJ79/2, TAS80/1, YAM80). In dieser Analyse wurde versucht, den Wert der Kopplungskonstanten direkt aus störungstheoretisch berechenbaren Verteilungen der QCD herzuleiten. Modellrechnungen waren hier vor allen Dingen zur Akzeptanzkorrektur notwendig. Der gefundene Wert $\alpha_s = 0.18 \pm 0.02$ ist in guter Übereinstimmung mit obigen

Resultaten, jedoch etwas grösser als die in einer ähnlichen Analyse bestimmte Kopplung (PLU80, $\alpha_s = 0.16 \pm 0.02$) eines anderen PETRA-Experiments. Der Unterschied beruht möglicherweise auf einer modellabhängigen Berücksichtigung des $q\bar{q}$ -Untergrundes in jener Auswertung.

Die Analyse verschiedener Ansätze der Quark-Gluon-Kopplung zeigt, wie auch in anderen PETRA-Experimenten (TAS80/2, PLU80), eine schwache Bevorzugung für Vektorgluonen vor skalaren. Die experimentelle Evidenz für den Vektorcharakter des dritten Jets ist jedoch teilweise abhängig von den speziellen Annahmen zur Fragmentation der Partonen.

Bei der Untersuchung der verschiedenen Ansätze zur Fragmentation zeigt sich eine bessere Übereinstimmung mit einem Modell, in dem der Farbfluss die Richtung der Fragmentation festlegt (Lund-Modell). Dieses Ergebnis weist darauf hin, dass Quarks und Gluonen unterschiedlich fragmentieren.

Eine weitergehende Bestätigung der QCD muss den Nachweis der Gluonselfkopplung einschliessen. Erst diese Eigenschaft zeichnet die nicht-abelsche QCD vor anderen Eichtheorien aus. Nach dem gegenwärtigen Stand der Rechnungen zur 2. Ordnung ist die Analyse beispielsweise der Thrustverteilungen für einen solchen Nachweis nicht geeignet. Der Beitrag der 2. Ordnung erweist sich in beiden untersuchten Rechnungen - bei allerdings deutlich verschiedenen Kopplungskonstanten - als weitgehend proportional zum Verlauf der ersten Ordnung.

10. Zusammenfassung

Der hadronische Endzustand der e^+e^- -Vernichtung wurde mit Hilfe des JADE-Detektors im Energiebereich von 27.4 bis 37.6 GeV untersucht:

Der überwiegende Teil der Ereignisse zeigt 2-Jet-Charakter und ist in Einklang mit den Erwartungen des Quark-Parton-Modells.

Bei der Beschreibung des Anteils flacher Ereignisse ergibt sich eine gute Übereinstimmung jedoch erst, wenn auch Beiträge harter Gluonbremsstrahlung eingeschlossen werden.

Die invariante Masse des breiten Jets und der aus der 3-Parton-Kinematik berechnete Thrustwert folgen den direkten Aussagen der QCD-Störungstheorie. Der Wert der aus diesen Verteilungen gefundenen Kopplungskonstanten der QCD $\alpha_s = 0.18 \pm 0.02$ stimmt mit dem Ergebnis anderer Analysen überein.

Gluonen mit Spin 1 sind vor solchen mit Spin 0 schwach bevorzugt.

Einflüsse der Fragmentation sind auch bei den in dieser Arbeit untersuchten, hohen Schwerpunktsenergien bedeutend. Das Modell zur Hadronisation, bei dem der Farbfluss die Richtung der Fragmentation festlegt, ist vor einem solchen bevorzugt, bei dem die Fragmentation längs der Partonrichtungen erfolgt. Das Ergebnis deutet darauf hin, dass Quarks und Gluonen unterschiedlich fragmentieren.

Anhang

A1 JADE Trigger

Aufgabe des Triggers

Alle 4 μsec durchdringen sich die e^+e^- -Strahlen am Wechselwirkungspunkt. Da die Digitalisierung der Signale und das gesamte Auslesen der Detektorkomponenten etwa 26 msec in Anspruch nimmt, ist es unmöglich, die Ereignisse mit gleicher Frequenz auszulesen. Es ist darüberhinaus nicht sinnvoll, da beispielsweise Multihadron-Endzustände nur mit einer typischen Rate von einigen Ereignissen pro Stunde erzeugt werden. Aufgabe des Triggers ist es, aus den schnellsten Signalen der Komponenten eine Entscheidung über den Ursprung des Ereignisses zu fällen und den Auslesevorgang zu steuern.

Eingabegrößen für den Trigger

Die Eingangssignale der Triggerstufen sind folgende:

Photomultipliersignale

42 binäre Signale über getroffene Flugzeitähler

3 Signale für verschiedene Diskriminatorschwellen der Analogsumme der Signalamplituden des Bleiglaszählerhodoskops (entsprechend 1, 2 und 4 GeV Gesamtenergie).

je 1 Signal der Analogsumme für das Bleiglas jeder Seite des Vorwärtsdetektors.

(All diese Signale stehen nach 350nsec zur Verfügung).

Jetkammer

1536 Signale mit der binären Information über die Drähte, die in der Kammer angesprochen haben (bereitgestellt nach 2.5 μ sec).

Myonfilter

620 binäre Signale über angesprochene Kammern des Myonfilters (bereitgestellt nach 4 μ sec).

Arbeitsweise

Der JADE Trigger verwendet festverdrahtete Logik. Kern der Triggersteuerung ist der EVENT-FLIP-FLOP (Abb. A.1). Er wird in der Regel 200 nsec vor jedem Bunch-Crossing durch das Signal "MACHINE-PREPULSE" in den Auslesestatus gesetzt, wodurch zum einen vom GATE-GENERATOR Steuersignale mit vorgegebener Zeitdauer für die verschiedenen Triggerstufen erzeugt werden und zum anderen der DELAY-PULSE T_1 initiiert wird. Letzterer wird durch das Bunch-Crossing Signal synchronisiert. Weitere Ereignisse werden nur dann verarbeitet, wenn vorher der EVENT-FLIP-FLOP über das CLEAR Signal zurückgesetzt ist. Dieses Signal wird entweder über eines der REJECT-Signale der Triggerstufen oder - bei erfolgreichen Ereignissen - vom Rechner nach Abschluss der Auslese generiert. Es ist somit das eigentliche Signal der Ablaufsteuerung.

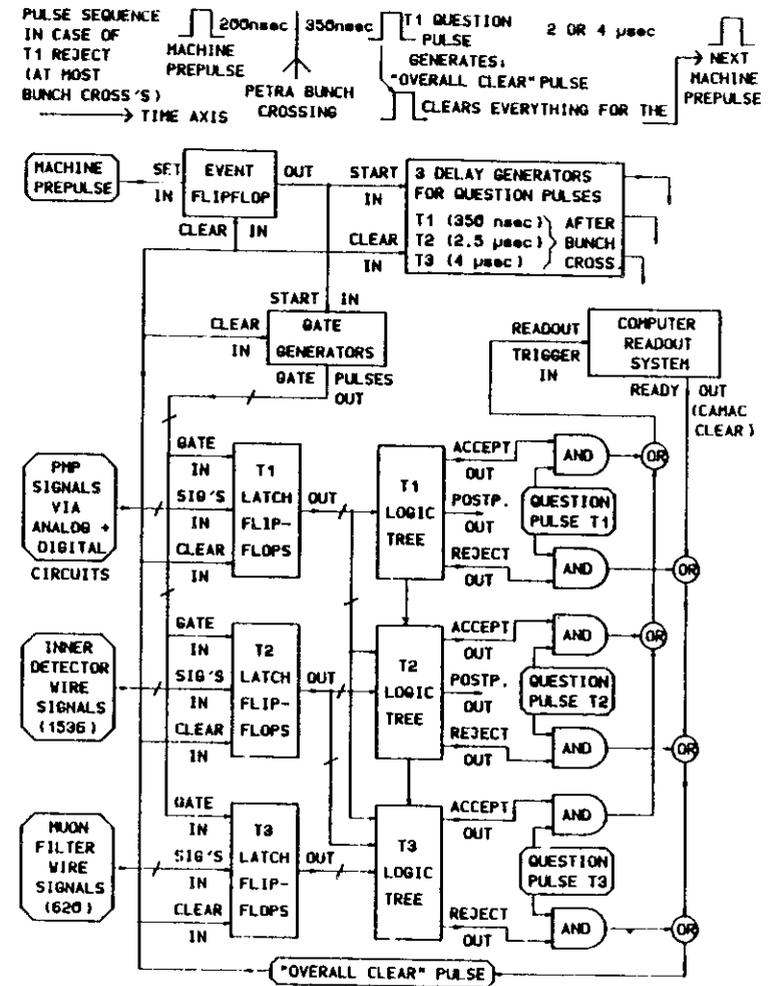


Abb. A.1 Logischer Aufbau des Triggers

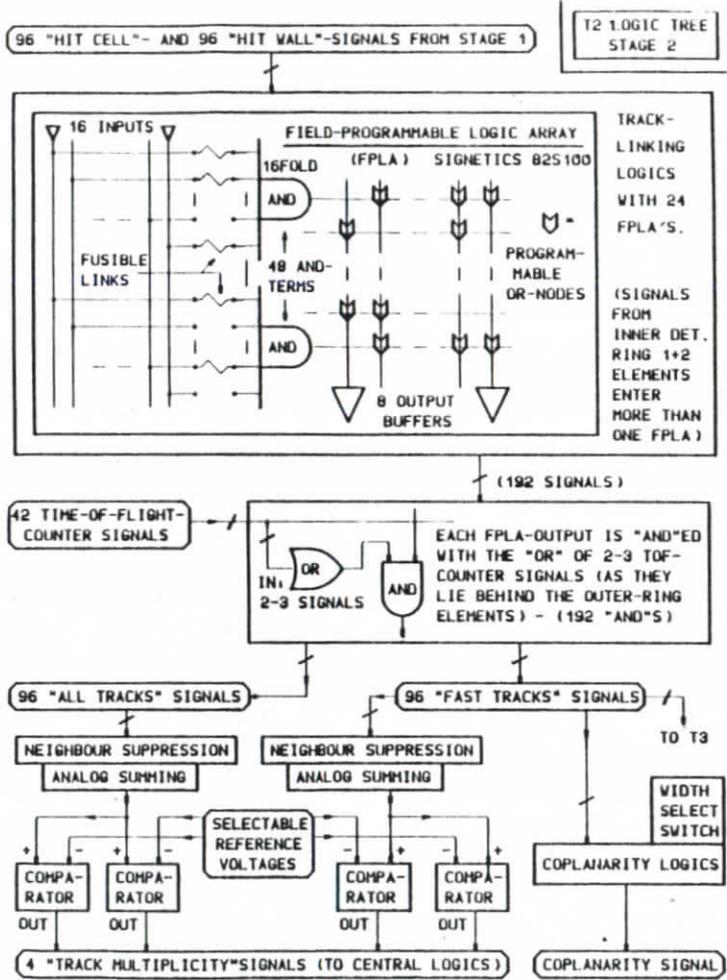


Abb. A.2 Verarbeitung der Signale HIT CELL und HIT WALL in Triggerstufe T2.

Innerhalb der Breite der Signale des GATE-GENERATORS werden die Eingabeinformationen der verschiedenen Detektor-komponenten akzeptiert und an die Entscheidungslogik der entsprechenden Stufe T_i geföhrt (T_i LOGIC TREE). Die Entscheidungslogik ist unterteilt in Bedingungen, die zur Generierung des ACCEPT-Signals föhren und damit den Experimente-Rechner direkt mit der Datenauslese beginnen lassen, und solchen, für die das Ergebnis der nächstfolgenden Stufe zusätzlich abgewartet werden muss, den POSTPONE-Signalen. Ist keine der beiden Bedingungen erfüllt, generiert die Entscheidungslogik das REJECT-Signal, das die Steuerung in den Anfangszustand zurücksetzt.

T2 LOGIC TREE

Die Information über die Drähte des Detektors, die angesprochen haben, bildet die Eingabe für die Triggerstufe T2. Diese Signale werden im ersten Schritt der Logik zu solchen für Spurelemente zusammengefasst, wobei die Zahl der getroffenen Drähte pro Zelle herangezogen wird. Unterschieden wird zwischen den Bedingungen HIT CELL, wo die Zahl der getroffenen Drähte in einer Zelle grösser ist als K und HIT WALL, wo diese Zahl in zwei benachbarten Zellen jeweils über M und die Summe der beiden über L liegt. Typische Werte der Parameter K, L und M sind 12, 11 und 1. Bei insgesamt 96 Zellen werden in der ersten Stufe 2×96 Kombinationen für Spurelemente gebildet.

Längs einer Spur sind über die drei Ringe des Innendetektors nur gewisse Kombinationen von HIT WALL und HIT CELL möglich. Impulsabhängig wird dabei unterschieden

zwischen ALL TRACK- ($p > 200$ MeV) und FAST-TRACK-Bedingungen ($p > 1$ GeV). Als "Spur" wird das logische UND von Spurelementen aus jedem der drei Ringe angesehen. Das gleichzeitige ODER mehrerer solcher Bedingungen für ein gegebenes Spurelement in Ring 3 garantiert, dass alle möglichen Spurkombinationen erfasst werden. Elektronisch lässt sich das Problem der zweistufigen logischen Kombination von Signalen übersichtlich mit FPLAs (Field programmable logic arrays) lösen (Abb. A.2).

Im nächsten Schritt werden die 2×96 Ausgangssignale der FPLAs zusätzlich mit den Signalen der Flugzeitähler verknüpft, so dass es möglich ist, aus den je 96 erweiterten FAST TRACK- und ALL TRACK-Signalen die Anzahl der geladenen Spuren eines Ereignisses abzuschätzen. Doppelzählung von Spuren, die sowohl die Bedingung HIT WALL als auch HIT Cell im 3. Ring erfüllen, wird durch die Unterdrückung der Nachbarsignale in der Multiplizitätsbestimmung vermieden (NEIGHBOUR SUPPRESSION).

Trigger Bedingungen

Die Triggerbedingungen sind unterschieden nach der Stufe, auf der das ACCEPT-Signal generiert wird.

Mit den Abkürzungen

- ETOT = Bleiglasenergiesumme,
 - EVWZl,r = Energiesumme im linken, rechten Vorwärtszähler,
 - NTOF = Anzahl angesprochener Flugzeitähler,
 - NF = Anzahl von FAST TRACKS und
 - NA = Anzahl von ALL TRACKS
- lauten die Bedingungen

T1 ACCEPT

- Totale Energie ETOT > 4 GeV
- Luminosität EVWZ,1 > 1 GeV
- und EVWZ,r > 1 GeV
- Vorwärtsd., neutral (EVWZ,1 > 1 GeV
- oder EVWZ,r > 1 GeV)
- und ETOT > 2 GeV

T2 ACCEPT

- Spuren NTOF > 2
- und ETOT > 1
- und NA > 0
- Kollinearitätstrigger 2 koplanare TOF Zähler
- und NTOF < 5
- und NF > 1
- Vorwärtsd., geladen (EVWZ,1 > 1 GeV
- oder EVWZ,r > 1 GeV)
- und NA > 1

T3 ACCEPT

- Myontrigger 2 koplanare TOF Zähler
- und NTOF < 5
- und NF > 0
- und 1 Myonspur

A2 Rekonstruktion der Ereignisachse

Die Rekonstruktion der Ereignisachse wird neben detektorbedingten Einflüssen vor allem durch zwei Effekte erschwert:

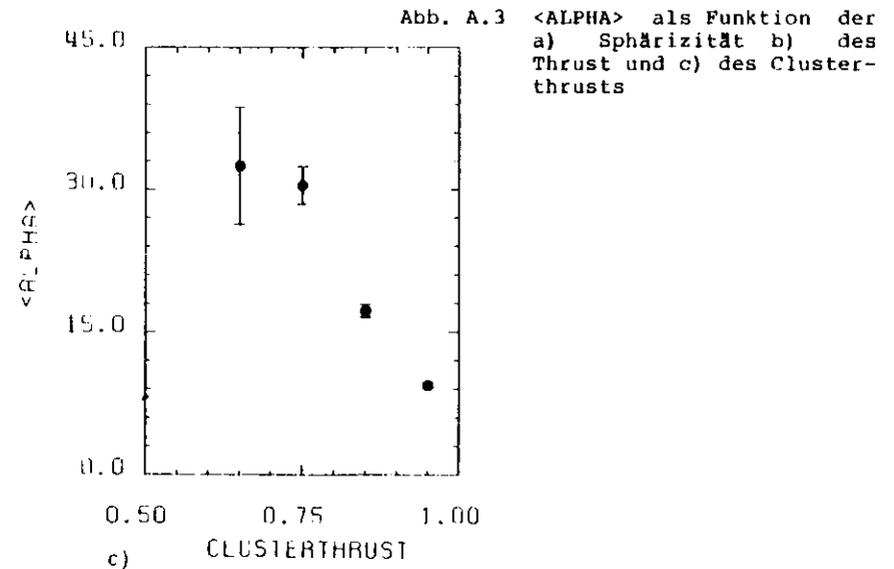
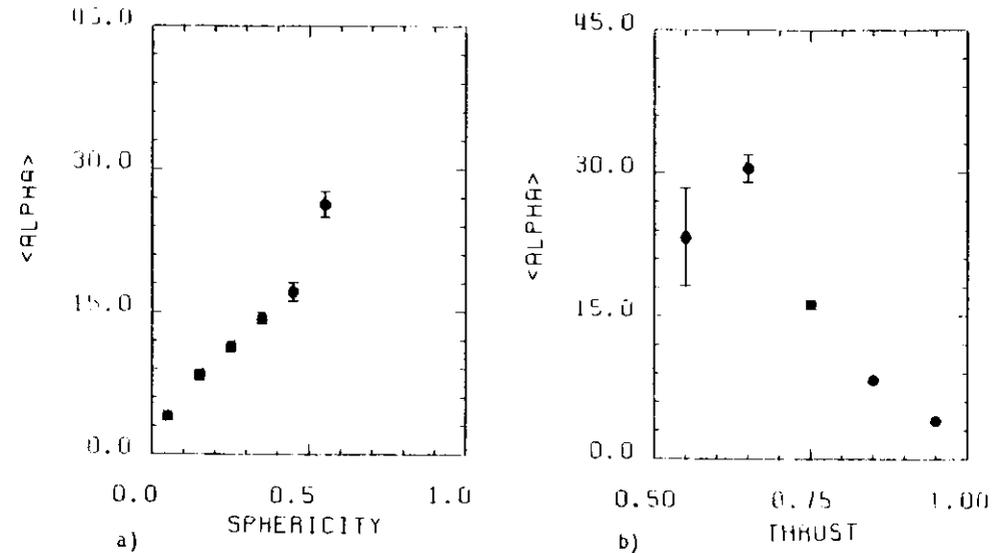
Die Abstrahlung harter Photonen im Anfangszustand erzeugt bereits für $q\bar{q}$ - und noch wirksamer für $q\bar{q}g$ -

Ereignisse Abweichungen von einer einheitlichen Ereignisrichtung.

Die $q\bar{q}g$ -Konfiguration, in der die drei Partonen annähernd gleiche Energie haben, erlaubt prinzipiell nicht die Definition einer Hauptrichtung des Ereignisses.

Die Auflösungen der drei in Kap. 6.3 diskutierten Rekonstruktionsmethoden ist in Abb. A.3 zusammengestellt. Der mittlere Winkel $\langle\text{ALPHA}\rangle$ zwischen Ereignisrichtung und Partonrichtung ist als Funktion des Thrust bzw. der Sphärizität aufgeführt. Für 2-Jet-Topologien ($T > 1$, $S > 0$) lässt sich die Partonrichtung innerhalb von typisch 6° bestimmen.

Bei Selektion von 3-Jet-Topologien (kleiner Thrust, grosse Sphärizität) steigt die mittlere Abweichung bis auf 30° an. Dabei ist für die Sphärizität der Fehler der Achsenrekonstruktion wegen der anderen Impulsrichtung geringfügig kleiner als beim Thrust. Die Analyse nach dem Clusterverfahren liefert vergleichbare Werte. Hier ist jedoch zu berücksichtigen, dass eine stärkere Selektion auf $q\bar{q}g$ -Ereignisse erfolgt. Die Rate der verbleibenden Ereignisse als Funktion des Schnitts in S oder T ist in Tab. 6.1 aufgeführt.



Literaturverzeichnis

- ALI79/1 A. Ali, J.G. Körner, G. Kramer, J. Willrodt;
Z. Phys. C1(1979),203
- ALI79/2 A. Ali, E. Pietarinen, J. Willrodt;
Phys. Lett. 93B(1980),155
- ALI80/1 A. Ali, E. Pietarinen, J. Willrodt;
Int. Bericht DESY T-80/01
- ALI80/2 A. Ali, Invited Talk at XXth International
Conference on High Energy Physics, Madison,
Wisconsin, July 1980
und DESY 80/103
- ALL77 G. Altarelli, G. Parisi; Nucl. Phys. B126(1977),298
- AND80 B. Anderson, G. Gustafson, T. Sjöstrand;
Z. Phys. C6(1980),235
und Phys. Lett. 94B(1980),211
- APP75 T. Appelquist, A. De Rujula;
Phys. Rev. Lett. 34(1975),43 und
T. Appelquist, H.D. Politzer;
Phys. Rev. Lett. 34(1975),365
- AUB74 J.J. Aubert et al.; Phys. Rev. Lett. 33(1974),1404
- AUG74 J.E. Augustin et al.; Phys. Rev. Lett. 33(1974),1406
- BAR77 D.P. Barber et al.;
Nucl. Instr. Meth. 145(1977),453
- BER76 F.A. Berends, G.J. Komen; Phys. Lett. 63B(1976),432
- BER80 F.A. Berends, R. Kleiss; DESY 80/66
und F.A. Berends, R. Kleiss; DESY 80/73
- BÖH78 Für einen guten Überblick zur QCD:
M. Böhm, H. Joos; DESY 78/27
- BON71 G. Bonneau, F. Martin;
Nucl. Phys. B27(1971),381
- BRA79 S. Brandt, H. Dahmen; Z. Phys. C1(1979),61
- BRO70 J.D. Bjorken, S. Brodsky; Phys. Rev. D1(1970),1416
- CEL79 W. Celmaster, R.J. Gonsalves;
Phys. Rev. Lett. 44(1979),560
- CHA80 T. Chandramohan, L. Clavelli; Bonn HE 80-22
- CHE79 K.G. Chetyrkin, A.L. Kataev, F.V. Tchakev;
Phys. Lett. 85B(1979),277
- CLA80 L. Clavelli, H.P. Nilles;
Phys. Rev. D21(1980),1242
- CLA81 L. Clavelli, D. Wyler; Bonn HE 81-3
- COR80 D. Cords; Invited Talk at XXth International
Conference on High Energy Physics, Madison,
Wisconsin, July 1980
und DESY 80/92
- DAU80 H.J. Daum, H. Meyer, J. Bürger;
Z. Phys. C8(1981),167
- DEG79 Degele et al.; DESY 80/10
- DES76 A Proposal for extending the Storage Ring
facilities at DESY to higher energies;
DESY Nov. 1974
- DIN79 M. Dine, J. Sapirstein;
Phys. Rev. Lett. 43(1979),668
- DRU79 H. Drumm et al.;
IEEE Trans Nucl. Sci. 26.1,81(1979)
- ELI80 R.K. Ellis, D.A. Ross, A.E. Terrano;
Physics Lett. 45(1980),1226
- ELL76 J. Ellis, M.K. Gailard, G.G. Ross;
Nucl. Phys. B11(1976),253
- ELL79 J. Ellis, I. Karliner;
Nucl. Phys. B148(1979),141
- ELS78 E. Elsen; "Untersuchungen zur Massenauflösung
des JADE-Detektors"; Int. Bericht DESY F22-78/02
- FAB80 K. Fabricius, I. Schmitt, G. Schierholz, G. Kramer;
Phys. Lett. 97B(1980),431
- FAH77 E. Fahri; Phys. Rev. Lett. 39(1977),1587
- FAR78 W. Farr et al.; Nucl. Instr. Meth. 154(1978),175
- FEY72 R.P. Feynman; "Photon Hadron Interactions",
Benjamin, Inc. (1972), Reading (Mass.)
- FIE78 R.D. Field, R.P. Feynman; Nucl. Phys. B136(1978),1
- FRI73 H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler;
Phys. Lett. 47B(1973),365
- GEL62 M. Gell-Mann; Phys. Rev. 125(1962), 1067
- GRO73 O.J. Gross, F. Wilczek; Phys. Rev. D8(1973),3633
- HER77 S.W. Herb et al.; Phys. Rev. Lett. 39(1977),252

HOY79	P. Hoyer, P. Osland, H.E. Sander, T.F. Walsh, P.M. Zerwas; Nucl. Phys. B161(1979),349	University of Tokyo
INN77	W.R. Innes et al.; Phys. Rev. Lett. 39(1977),1240	
JAD76	R. Felst et. al.; JADE, Proposal for a Compact Magnetic Detector at PETRA Die Mitglieder der JADE-Kollaboration (Februar 1981) W. Bartel, D. Cords, P. Dittmann, R. Eichler, R. Felst, D. Haidt, H. Krehbiel, B. Naroska, L.H. O'Neill, H. Wenninger, Y. Zhang; Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg E. Elsen, M. Helm, A. Petersen, P. Warming, G. Weber II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg S. Bethke, H. Drumm, J. Heintze, G. Heinzelmann, K.H. Hellenbrand, R.D. Heuer, J. von Krogh, P. Lennert, S. Kawabata, H. Matsumura, T. Nozaki, J. Olsson, H. Rieseberg, A. Wagner Physikalisches Institut der Universität Heidelberg A. Bell, F. Foster, G. Hughes, H. Wriedt University of Lancaster J. Allison, A.H. Ball, G. Bamford, R. Barlow, C. Bowdery, I.P. Duerdoth, J.F. Hassard, B.T. King, F.K. Loebinger, A.A. Macbeth, H.E. Mills, P.G. Murphy, H.B. Prosper, K. Stephens University of Manchester D. Clarke, M.C. Goddard, R. Marshall, G.F. Pearce Rutherford Laboratory M. Imori, T. Kobayashi, S. Komamiya, M. Koshihara, M. Minowa, M. Nozaki, S. Orito, A. Sato, T. Suda, H. Takeda, Y. Totsuka, Y. Watanabe, S. Yamada, C. Yanagisawa Lab. of Int. Coll. on Elementary Particle Physics and Department of Physics, University of Tokyo	
JAD80/1	JADE Kollaboration, W. Bartel et al.; Phys. Lett. 91B(1980),142	
JAD80/2	JADE Kollaboration, W. Bartel et al.; Z. Phys. C6(1980),295	
JAD81	JADE Kollaboration, W. Bartel et al.; Phys. Lett. 101B(1981),129	
KOB80	T. Kobayashi; Thesis; UTLICEPP-81-01,	
KOL79	K. Koller, H.G. Sander, T.F. Walsh, P.M. Zerwas; DESY 79/87	
KUN81	Z. Kunszt; Phys. Lett. 99B(1981),429	
LAN80	K.L. Lanius; DESY 80/36	
MAJ79/1	MARK-J Kollaboration, D.P. Barber et al.; Phys. Rev. Lett. 43(1979),830	
MAJ79/2	MARK-J Kollaboration, D.P. Barber et al.; Phys. Lett. 89B(1979),139	
MEY79	Schwere Quarks wurden von Dr. T. Meyer im Modell Ref. HOY79 berücksichtigt.	
MIN81	Die Werte der einzelnen Messpunkte wurden freundlicherweise von Dr. M. Minowa zur Verfügung gestellt.	
MON79	I. Montvay; Phys. Lett. 84B(1979),331	
OLS80	J. Olsson et al.; Nucl. Instr. Meth. 176(1980),403	
PLU79	PLUTO Kollaboration, Ch. Berger et al.; Phys. Lett. 86b(1979),418	
PLU80	PLUTO Kollaboration, Ch. Berger et al.; Phys. Lett. 97B(1980),459	
RAN79	J. Randa; Phys. Rev. Lett. 43(1979),602	
REY79	Für einen guten Überblick zur QCD: E. Reya; DESY 79/80	
RUJ75	A. de Rujula, S.L. Glashow; Phys. Rev. Lett. 34(1975),46	
RUJ78	A. de Rujula, J. Ellis, E.G. Floratos, M.K. Gaillard; Nucl. Phys. B138(1978),387	
SCH81	G. Schierholz; private Mitteilung Die Wahl der Stermann-Weinberg-Variablen (ϵ, δ) = (0.2, 45°) ist auf die Parameter des Clusterverfahrens abgestimmt.	
SHI78	K. Shizuya, S.H.H. Tye; Phys. Rev. Lett. 41(1978),787	
SJO80	T. Sjöstrand; LU TP 80-3, April 1980 und Errata zu LU TP 80-3	
STE77	G. Sterman, S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 39(1977),1436	

TAS79 TASSO Kollaboration, R. Brandelik et al.;
Phys. Lett. 86B(1979),243

TAS80/1 TASSO Kollaboration, R. Brandelik et al.;
Phys. Lett. 94B(1980),437

TAS80/2 TASSO Kollaboration, R. Brandelik et al.;
Phys. Lett. 97B(1980),453

VER80 J. Vermaseren, K. Gaemers, S. Oldham;
CERN Report TH-3002(1980)

WAG80 A. Wagner; DESY 80/83

WAL80 T.F. Walsh; DESY 80/45

WEI73 S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 31(1975),46

YAM80 S. Yamada, Invited Talk at XXth International
Conference on High Energy Physics, Madison,
Wisconsin, July 1980

ZWE64 G. Zweig, CERN Preprint TH401 (1964)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der JADE-Kollaboration. Allen Mitgliedern der Kollaboration danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre und für die vielfältigen Hilfen und Anregungen während der Messungen und der Auswertung.

Herr Prof. Dr. G. Weber ermöglichte die Arbeit. Er stellte zusammen mit Herrn Prof. Dr. R. Felst, der mit kritischen Anregungen und durch seine stets fördernde Beratung zum Gelingen der Arbeit beitrug, das Thema. Beiden bin ich zu Dank verpflichtet.

Herr Dr. A. Petersen half mir bei vielen Fragen zu Einzelheiten der Auswertung, insbesondere der Monte Carlo Rechnungen und beim Verständnis der Fragmentationseinflüsse. Bei ihm bedanke ich mich für die angenehme Zusammenarbeit.

Darüberhinaus verdienen Herr P. Warming wegen seiner steten Bereitschaft zur Diskussion, Herr Dr. H. Krehbiel wegen seiner Erläuterungen zum Trigger und Herr Prof. Dr. S. Orito wegen seiner klaren und hilfreichen Hinweise vor allem in der Anfangsphase der Arbeit besondere Erwähnung.

Frl. C. Hildebrand übernahm freundlicherweise die Anfertigung einiger Zeichnungen.

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Hamburg, im August 1981

Lebenslauf

19.6.1955 Geboren in Oldenburg/Ol.

April 1962-66 Besuch der Grundschule im Bürgerfelde in Oldenburg

April 1966-73 Besuch des Gymnasiums Bismarckschule in Hannover

Mai 1973 Abitur

Oktober 1973 Beginn des Physikstudiums an der TU-Hannover

Oktober 1975 Diplom-Vorprüfung in Physik

Oktober 1975 Fortsetzung des Studiums an der Universität Hamburg

Januar 1977 Beginn der Diplomarbeit mit dem Thema:
"Untersuchungen zur Massenauflösung des JADE-Detektors"

Mai 1978 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Juli 1978 Beginn der Doktorarbeit:
"Multihadronerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung bei PETRA-Energien und Vergleich mit Aussagen der Quantenchromodynamik"

seit Juli 1978 Wissenschaftlicher Angestellter der Universität Hamburg

