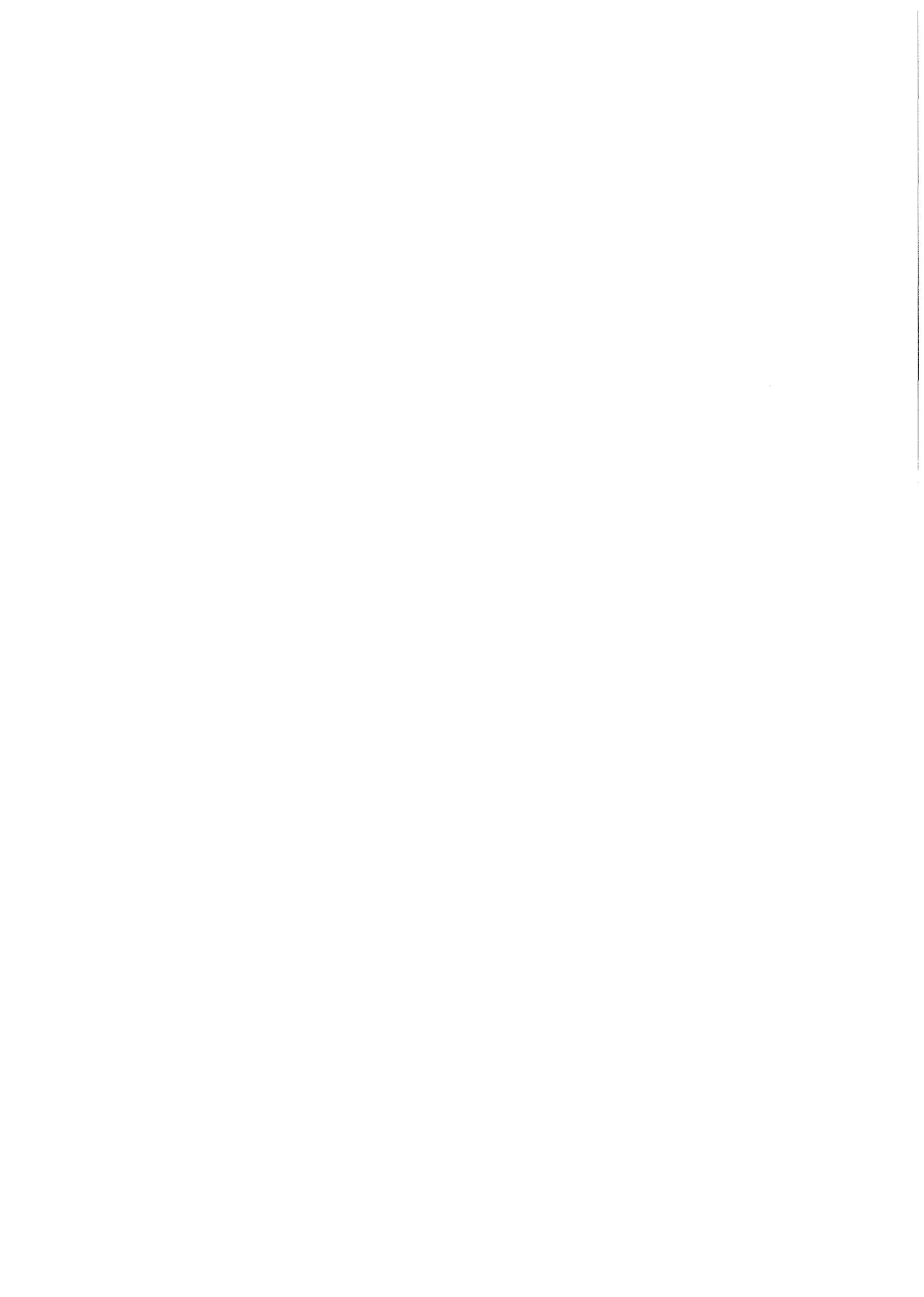


KfK 3569
Juli 1983

**Untersuchung
hadronischer Ereignisse
in hochenergetischen
 e^+e^- Annihilationen gemessen
mit dem Detektor CELLO**

H. Randoll
Institut für Kern- und Teilchenphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kern- und Teilchenphysik

KfK 3569

Untersuchung hadronischer Ereignisse in hochenergetischen
 $e^+ - e^-$ Annihilationen gemessen mit dem Detektor CELLO

Helmut Randoll

Die Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung
und Technologie gefördert.

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt experimentelle Ergebnisse der Elektron-Positron Annihilation in hadronische Endzustände. Die Reaktionen wurden mit dem Speicherring PETRA am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg bei Energien im Schwerpunktsystem von 22 GeV und 34 GeV erzeugt und mit dem Detektor CELLO nachgewiesen. CELLO ist ein Magnetspektrometer mit fast vollständiger Überdeckung des Raumwinkels durch einen Spurdetektor und ein Kalorimeter für elektromagnetische Schauer. Beide sind fein segmentiert. Damit werden die geladenen Teilchen und die elektromagnetischen Schauer mit hoher Impuls- bzw. Energieauflösung gemessen.

Mit einer Clustermethode werden die Ereignisse auf ihre Jetstruktur untersucht. Sie zeigen eine ausgeprägte Form von zwei kollinearen Jets, wie vom Quark - Parton Modell erwartet wird. Darin werden die Zwei-Jets als Erzeugung eines Quark - Antiquark Paares mit anschließender Fragmentation in Hadronen interpretiert. Schon bei 22 GeV, sehr deutlich aber bei 34 GeV hat ein Teil der Daten die Form von drei planaren Jets. Die Analyse dieser Daten zeigt sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD). Diese Theorie sagt die Beobachtung von Drei-Jet Ereignissen voraus, die durch harte Gluon-Bremsstrahlung verursacht werden.

Die Untersuchung der Winkelverteilung der Zwei-Jets relativ zur Strahlachse stimmt sehr gut mit der Erwartung für einen 2-Fermionen Endzustand überein. Die Messung einer Korrelation zwischen den Ladungen der beiden Jets ist konsistent mit der Erwartung, daß diese Teilchen entgegengesetzte Ladung haben. Die QCD betrachtet Quarks und Gluonen bei sehr hohen Energien und kleinen Abständen als quasifreie Teilchen. Die Emission hochenergetischer Gluonen kann daher mittels Störungsrechnung entwickelt werden. Aus der gemessenen Rate an Drei-Jet Ereignissen wird die starke Wechselwirkungskonstante in 1.Ordnung QCD bestimmt. Die Untersuchung der Drei-Jet Kinematik zeigt schließlich sehr gute Übereinstimmung mit der QCD, in der das Gluon ein Vektorteilchen ist, während die Hypothese eines skalaren Austauschteilchens vom Experiment ausgeschlossen wird.

Analysis of hadronic events in high energetic $e^+ - e^-$ annihilations measured with the detector CELLO

Abstract

This work describes experimental results of electron positron annihilation into hadronic final states produced at energies of 22 GeV and 34 GeV in the storage ring PETRA at the 'Deutsches Elektronensynchrotron' in Hamburg. The data were recorded by the detector CELLO. This is a magnetic spectrometer which covers almost the complete solid angle by a track-detector and an electromagnetic shower calorimeter. Both are fine segmented. This allows for the measurement of charged particles with high momentum resolution and electromagnetic showers with high energy resolution.

The events are analysed using a cluster method. They show a distinct structure of two collinear jets as expected by the Quark - Parton model. Within this model the two-jet events are interpreted as the generation of quark antiquark pairs with subsequent fragmentation into hadrons. Already at 22 GeV, clearer however at 34 GeV part of the data has the structure of three planar jets. The analysis of these data shows excellent agreement with the theory of quantum chromodynamics (QCD). This theory predicts the observation of three jet events caused by hard gluon emission.

The analysis of the angular distribution of the two-jets relative to the beam axis agrees very well with the expectation of a two fermions final state. The measurement of charge correlation between the two jets is consistent with the expectation that these particles have opposite charge. QCD considers quarks and gluons as being quasi free particles at high energies and small distance. Therefore the emission of high energetic gluons can be described by means of perturbation theory. The measured rate of three-jet events determines the strong coupling constant in first order. Finally the analysis of the three-jet kinematics shows very good agreement with the QCD where the gluon is a vector particle while the hypothesis of a scalar exchange particle is excluded by the experiment.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. EINLEITUNG	1
II. EXPERIMENT	3
II.1 Speicherring PETRA	3
II.2 Detektor CELLO	6
II.2.1 Der Innendetektor	7
II.2.2 Der zentrale Flüssigargon-Schauerdetektor	9
II.2.3 Das Triggersystem	17
II.2.4 Die Datennahme	25
III. THEORIE DER $e^+ - e^-$ ANNIHILATION IN HADRONEN	27
IV. MONTE - CARLO MODELLE	31
IV.1 Elektromagnetische Bremsstrahlung im Anfangszustand	32
IV.2 Elektromagnetische Erzeugung von Quark und Antiquark	33
IV.3 Emission eines energiereichen Gluons	33
IV.4 Fragmentation von Quarks und Gluon	35
IV.5 Simulation des Detektors	38
V. DIE DATEN	39
V.1 Die 'on line' Mustererkennung und Reduktion	39
V.2 Der Energiefilter	41
V.3 Rekonstruktion und Kalibration	42
V.3.1 Rekonstruktion geladener Spuren durch CELPAT	43
V.3.2 Verbesserung der Impulsauflösung durch CLGEOM	44
V.3.3 Rekonstruktion von Schauern durch LATRAK	45
V.4 Die Selektion hadronischer Ereignisse	45
V.5 Globale Eigenschaften von Daten und Simulation	47

VI.	DAS CLUSTER - VERFAHREN ZUR ANALYSE HADRONISCHER EREIGNISSE	52
VI.1	Das Cluster - Verfahren	52
VI.1.1	Teilchenzuordnung zu Clustern	53
VI.1.2	Auswahl der Jets	54
VI.2	Festlegung der Parameter	54
VII.	TEST DER QUANTENCHROMODYNAMIK	63
VII.1	Eigenschaften der Zwei-Jet Ereignisse	63
VII.1.1	Partoneigenschaften in den Zwei-Jets	63
VII.1.2	Anpassen von freien Modellparametern der Fragmentation	65
VII.1.3	Transversal- und Longitudinalimpuls	68
VII.1.4	Test der Strahlungskorrekturen	69
VII.1.5	Spin der Quarks	72
VII.1.6	Ladungskorrelationen	72
VII.2	Eigenschaften der Drei-Jet Ereignisse	75
VII.2.1	Selektion der Drei-Jets	76
VII.2.1.1	Rekonstruierte Energie	77
VII.2.1.2	Planarität	78
VII.2.1.3	Thrust	79
VII.2.1.4	Reduktion der Drei-Jets	79
VII.2.2	Die Bestimmung der starken Wechselwirkungskonstanten	81
VII.2.3	Der Gluonspin	85
VIII.	Vergleich und Diskussion der Ergebnisse	90
VIII.1	Vergleich mit anderen Analysen	90
VIII.2	Berechnung des Abschneideparameters Λ	92
VIII.3	Diskussion der Modellabhängigkeit der Ergebnisse	94
IX.	Ausblick	98
	LITERATURVERZEICHNIS	100

I Einleitung

Die Untersuchung von Teilchen in Hochenergiespeicherringen ist eine der modernsten Methoden bei der Jahrtausende alten Suche nach den Urbausteinen der Materie.

Anfang des 20. Jahrhunderts stießen Naturwissenschaftler zunächst in den Bereich der Atom- und bald darauf in die noch kleineren Größenordnungen der Kernphysik vor. Dabei wurden als 'elementare' Bausteine der Atomkerne die Protonen und Neutronen identifiziert und aus der Größe, Dichte und Stabilität der Kerne geschlossen, daß eine starke Kernkraft diese Kernbausteine verbindet. Alle Teilchen, die dieser starken Kernkraft unterliegen, nennt man Hadronen (*). Durch Experimente mit der Höhenstrahlung und mit Beschleunigern fanden sich immer weitere Hadronen, so daß ein ganz neuer Kosmos elementarer Teilchen erschlossen wurde. Schließlich zeigten Elektron - Proton Streuexperimente Abweichungen von dem für punktförmige Teilchen erwarteten Verhalten /101/, woraus geschlossen wurde, daß die Hadronen ihrerseits aus Bausteinen, den 'Partonen', zusammengesetzt sind.

Parallel dazu wurden die theoretischen Konzepte geschaffen, mit denen die experimentellen Befunde auf immer fundamentalere Prinzipien zurückgeführt wurden. Schon Ende des letzten Jahrhunderts gelang es, die bis dahin verschiedenen Phänomene der Elektrizität und des Magnetismus zu einer einheitlichen Theorie zusammenzufassen /102/. Mit der Entwicklung der Quantenmechanik und der Feldtheorien gibt es Prinzipien, nach denen alle bekannten Kräfte der Natur beschrieben werden können. Ein großer Erfolg auf dem Weg zu einem einheitlichen Grundprinzip der Naturkräfte gelang in der Dekade zwischen 1960 und 1970, als die bis dahin verschiedenen Theorien der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zu einer einheitlichen Theorie zusammengefaßt werden konnten /103/.

Für die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung ist eine komplexere Theorie erforderlich. Einerseits bewegen sich die Partonen bei kleinen Abständen wie freie Teilchen (z.B. innerhalb eines

(*) 'hadros' (griechisch): stark, kräftig

Nukleons), andererseits werden die Kräfte bei größeren Abständen so stark, daß es unmöglich scheint, einzelne Partonen zu isolieren. Die Beschreibung dieser scheinbar widersprüchlichen Eigenschaften in einer Eichtheorie gelang durch die Entwicklung der Quanten Chromo Dynamik (QCD) /104/. In ihr wird die starke Wechselwirkung durch den Austausch von Gluonen zwischen Quarks beschrieben. Da alle gemessenen Eigenschaften der Partonen gut mit dem Quarkmodell übereinstimmen, schließt man, daß die Partonen mit den Quarks identisch sind /105/. Damit ist es möglich, alle bekannten hadronischen Teilchen innerhalb des Quark-Parton Modells (QPM) zu erklären.

Die genaue Überprüfung dieses Modells ist eines der wichtigsten Ziele der Physik in den letzten Jahren. Die starke Wechselwirkung hat zur Folge, daß Quarks nur bei sehr kleinen Abständen als annähernd freie Teilchen betrachtet werden können. Nur in diesem Bereich ist deshalb eine Beschreibung der Wechselwirkung mittels Störungsrechnung möglich. Für Experimente bedeutet dies, daß physikalische Prozesse bei sehr hohen Energieüberträgen gemessen werden müssen.

In der vorliegenden Arbeit werden hadronische Ereignisse untersucht, die am Speicherring PETRA durch Elektron - Positron Annihilation bei den derzeit höchsten erreichbaren Energien erzeugt und mit dem Experiment CELLO gemessen wurden. In Kapitel II ist der Aufbau des Beschleunigers und des Experiments beschrieben. Es folgt in Kapitel III eine kurze Beschreibung der Theorie, innerhalb deren diese Analyse durchgeführt wird. Die Theorie wird in ein Modell umgesetzt, dessen Eigenschaften ein Rechner simuliert. Daraus erzeugte Signale lassen sich mit den gemessenen Signalen vergleichen. In Kapitel IV wird die dafür verwendete Simulation erläutert. Kapitel V stellt die Gewinnung der Daten für die Analyse dar. Ein in Kapitel VI definiertes Clusterverfahren legt die Technik der QCD Analyse fest. Die Resultate des Vergleichs zwischen Theorie und Experiment folgen in Kapitel VII. In Kapitel VIII schließen sich der Vergleich mit anderen Analysen und eine Diskussion über die Grenzen der möglichen Aussagen an. Zum Schluß folgt in Kapitel IX ein Ausblick auf möglicherweise schon in nächster Zukunft durchführbare Experimente zum Testen der QCD und zu ihrer Beschreibung im Rahmen einer allgemeinen Theorie von elektromagnetischer, schwacher und starker Kraft.

II Das Experiment

Die vorliegenden Daten wurden mit dem Detektor CELLO am Speicherring PETRA des Hamburger Forschungszentrums DESY im Jahre 1981 gemessen. Im folgenden werden Beschleunigeranlage und Detektor beschrieben.

II.1 Speicherring PETRA

Der Bau der 'Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage' PETRA wurde am 20. Oktober 1975 genehmigt und ging nach nur dreijähriger Bauzeit in Betrieb. /201/. In einem Strahlrohr werden zwei Bündel Elektronen mit zwei Bündeln Positronen in insgesamt vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Die Energie im Schwerpunktsystem beträgt dabei minimal 14 GeV, maximal wurden bis August 1981 37 GeV erreicht. Die Elektronen werden in einem Linearbeschleuniger (Linac I) erzeugt und auf 50 MeV vorbeschleunigt. Danach werden sie in DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA gespeichert. Zur Erzeugung der Positronen werden Elektronen in Linac II auf ein Target geschossen. Dabei erzeugte Positronen werden mit einer Energie von 450 MeV im 'Positron Intensitäts Akkumulator' PIA gesammelt. Nach Erreichen genügend hoher Teilchendichte wird das Bündel in entgegengesetzter Richtung zu den Elektronen in DESY ebenfalls auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA gespeichert. Dies wird solange wiederholt, bis beide Elektronen- und Positronen- Bündel genügend hohe Teilchenzahlen haben. Danach beschleunigt PETRA alle Teilchen gleichzeitig auf die Endenergie. Durch Restgas im Vakuum-Strahlrohr (ca. 2×10^{-9} Torr) werden die Elektronen und Positronen gestreut. Deshalb haben die Teilchenbündel eine Lebensdauer von nur einigen Stunden, worauf wieder neue Elektronen und Positronen injiziert werden. In Abbildung 2.1 ist die Anordnung der Beschleunigeranlage dargestellt.

Ein wichtiger Parameter für die Experimente ist die Luminosität L . Sie gibt an, welche Ereigniszählrate für einen Prozeß mit gegebenem Wirkungsquerschnitt erwartet werden kann:

$$\text{Gl 2.1} \quad N = \sigma \cdot L$$

Die Luminosität ist durch die Intensität und die Größe der

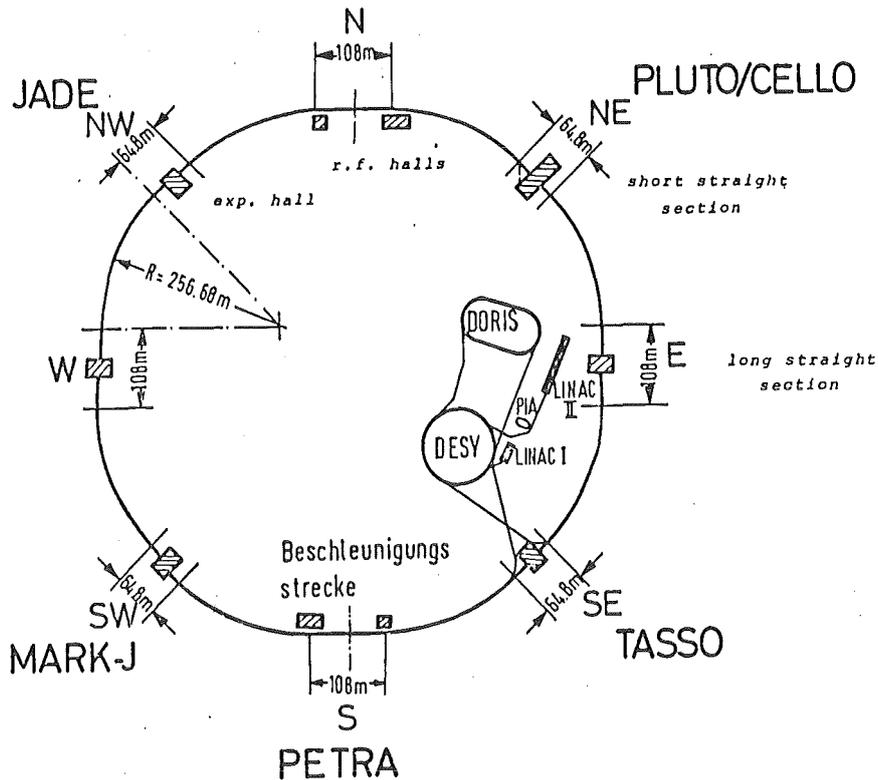


Abb 2.1 Beschleunigeranlage PETRA

Mit Ausnahme des Speicherringes DORIS werden alle Beschleuniger (Linac I, II und DESY) für die Erzeugung hochenergetischer Elektron-Positron Kollisionen in PETRA benötigt.

Teilchenbündel im Wechselwirkungspunkt vollständig festgelegt. Allerdings ist es nicht möglich, diese Parameter genau zu bestimmen. Deshalb verwendet man als Referenz für die Luminosität den elastischen Streuprozess mit bekanntem Wirkungsquerschnitt und hoher Zählrate, die sogenannte Bhabha-Streuung. Bei den Messungen für diese Arbeit waren Luminositäten von $2-7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ typisch. Die besten Werte lagen bei $1.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Dies wurde möglich durch den Einbau von zusätzlichen Quadrupolen, welche die Strahlenbündel in den Wechselwirkungspunkten stärker fokussieren. In Abbildung 2.2 wird ein Überblick über die bei PETRA erreichten Luminositäten gegeben /202/. Damit wurde etwa alle 5 bis 15 Minuten ein hadronisches Ereignis in jedem Wechselwirkungspunkt erwartet. Einige wichtige PETRA-Maschinendaten sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

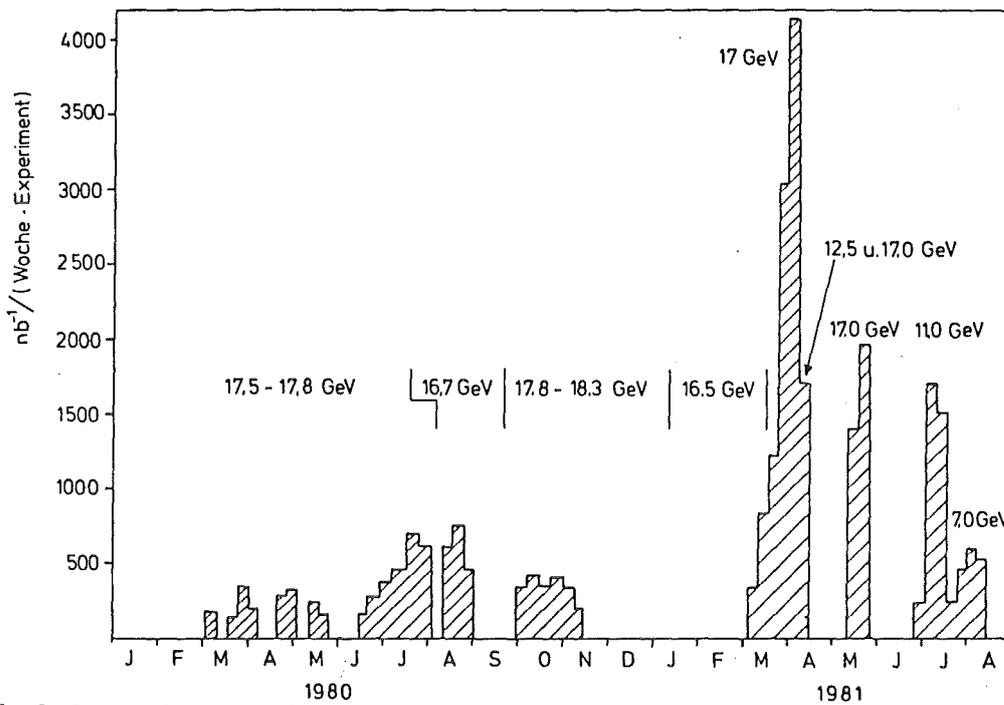


Abb 2.2 Luminosität bei PETRA

Gemessene Luminosität bei PETRA vor und nach Einbau des 'mini β' -Systems im Januar 1981. Dargestellt sind ferner die Strahlenergien der jeweiligen Meßperiode.

Tab 2.1 PETRA-Daten (1981)

Umfang	2304 m
Dipol-Krümmungsradius	192 m
Länge einer Wechselwirkungszone vor 1981	14 m
nach Einbau von 'mini β' Quadrupolen	9 m
Anzahl der Wechselwirkungszone	4
Anzahl der Klystrons	8
Hochfrequenz	500 MHz
maximale Anzahl der Beschleunigungsstrecken	64
maximale Beschleunigungsspannung	100 MV/Umlauf
Vakuum im Strahlrohr	10^{-9} mbar
	$+10^{-10}$ mbar/mA
Zahl der Elektronen-Pakete	2
Zahl der Positronen-Pakete	2
bester mittlerer Strom/Teilchenpaket	19 mA
Einschußenergie	7 GeV
maximale Energie/Strahl	18,3 GeV
Energieunschärfe $\sigma(E)$	0,1 MeV \cdot E ²
	(E in GeV)

II.2 Detektor CELLO

Mit dem CELLO Detektor wurde eine Versuchsanlage gebaut, die besonders die Messung geladener Teilchen mit guter Impulsauflösung und die Messung elektromagnetischer Schauer mit guter Energieauflösung ermöglicht. Einige für diese Arbeit wichtige Kriterien, die bei der Planung im Jahr 1976 besonders berücksichtigt wurden, prägten die Auslegung des Detektors /203/:

- Überdeckung eines sehr großen Raumwinkels. Dies dient zur Messung von Prozessen mit niedrigerer Zählrate, zur Messung von totalen Wirkungsquerschnitten mit kleinen systematischen Fehlern und zur vollständigen Erfassung der Endzustände von Zerfallsreaktionen.
- Gute Erkennung von geladenen 'Jets' (Bündeln von Spuren). Bei Ereignissen höherer Multiplizität sollen auch nahe beieinander liegende Spuren aufgelöst werden. Aus dem gleichen Grund wird eine gute Auflösung des Schauerdetektors gefordert.
- Gute Erkennung elektromagnetischer Schauer. Dazu soll der Detektor auch niederenergetische Photonen erkennen können. Deshalb darf nur so wenig absorbierendes Material zwischen Wechselwirkungspunkt und Schauerdetektor sein wie möglich.

Daneben wurde besonders die Messung von Elektronen und Myonen über den gleichen großen Raumwinkel gefordert, was für die Messung schwerer Leptonen, leptonischer Zerfälle von Hadronen sowie für Tests der Quantenelektrodynamik wichtig ist. Das Erkennen von Elektronen unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse wird für die Analyse von Zwei-Photon Reaktionen und Bhabha-Streuung benötigt. Nach diesen Kriterien wurde das Design von CELLO entwickelt, wie es in Abb.2.3 dargestellt ist /204/. Der Detektor ist ein Magnetspektrometer, dessen Hauptkomponenten der Zentraldetektor, die beiden Endkappen sowie Zähler unter sehr kleinem Winkel zum Strahl sind.

Für die vorliegende Arbeit wurden Daten analysiert, die mit dem Zentraldetektor gemessen wurden. Deshalb soll im folgenden der Innendetektor, der Flüssig Argon Schauerzähler des Zentraldetektors sowie das Triggersystem zur Steuerung der Datennahme beschrieben werden.

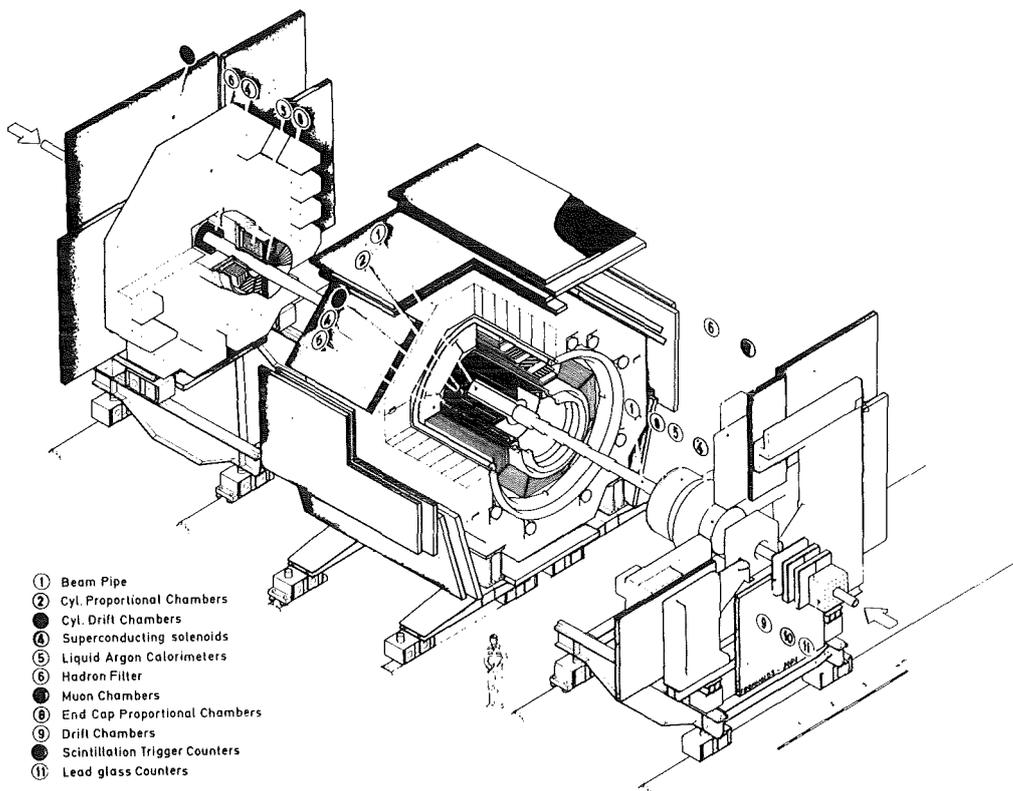


Abb 2.3 Detektor CELLO

Die Schrägprojektion des Detektors zeigt den Zentraldetektor in der Mitte mit aufgefahrenen Endkappen auf beiden Seiten. Bei der Datennahme befinden sich die Endkappen dicht am Zentraldetektor.

II.2.1 Der Innendetektor

Vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen durchlaufen unmittelbar außerhalb des PETRA Strahlrohrs einen Vieldrahtdetektor innerhalb eines starken Magnetfeldes. Damit werden der Impuls und das Ladungsvorzeichen geladener Teilchen bestimmt. Um den verschiedensten Anforderungen an einen Innendetektor gerecht zu werden (hohe Ansprechwahrscheinlichkeit, leichte dreidimensionale Spurrekonstruktion, schnelle Spurerkennung für den Trigger, gute Impulsauflösung, Bestimmung des Ladungsvorzeichens von hochenergetischen Teilchen, gute Trennung von stark gebündelten Teilchen) wurde eine Anordnung aus 5 Proportional- und 7 Driftkammern in eine dünne supraleitende Magnetspule eingebaut

/205-207/. Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau des Innendetektors sowie das Koordinatensystem von CELLO.

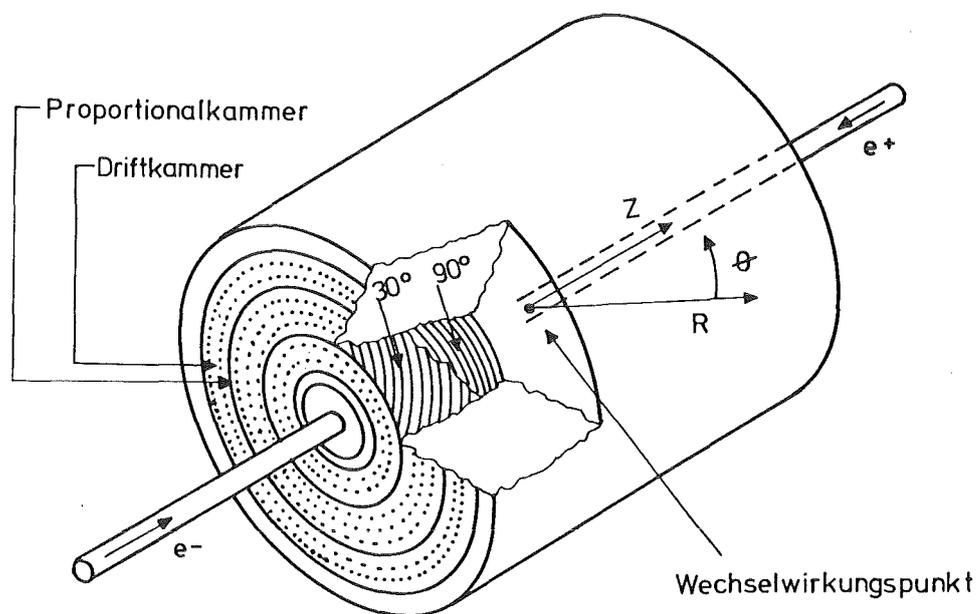


Abb 2.4 Innendetektor von CELLO

Anordnung der Proportionalkammern (Pr1-5) und Driftkammern (Dr1-7) in der Magnetspule. Erkennbar sind auch die 90° und 30° Kathodenstreifen der Proportionalkammern. Das CELLO Koordinatensystem ist ebenfalls eingezeichnet.

Der Innendetektor überdeckt 91 % des Raumwinkels mit mindestens acht Meßpunkten pro Spur. Die durch die gespannten Kammerdrähte erzeugte Kraft von etwa drei Tonnen wird durch einen 4 mm dicken Aluminiumzylinder an der Außenseite des Innendetektors innerhalb der Magnetspule aufgenommen. Im Innern des Detektors wird auf jede mechanische Versteifung verzichtet um Coulomb Streuung zu vermeiden.

Eine Besonderheit der Proportionalkammern sind die unter 30° und 90° zur Strahlachse angeordneten Kathodenstreifen, deren Signale mit der Information der Anodendrähte korreliert werden. Dadurch ist die

Rekonstruktion von Meßpunkten in allen drei Raumachsen möglich.

Die Driftkammern sind als völlig offene Driftzellen aus Signal-, Kathoden- sowie Potentialdraht aufgebaut wobei auf jegliche elektrostatische Feldformungsdrähte verzichtet wurde. Alle Drähte verlaufen parallel zur Strahlachse. Der erfolgreiche Betrieb solch einfacher Driftkammern in starken Magnetfeldern wurde in Prototypen demonstriert. Ein Test mit Bhabha Elektronen (hoher Impuls) in CELLO ergibt eine Ortsauflösung von $170\mu\text{m(r.m.s.)}$ /204/. Dadurch ist eine präzise Impulsmessung der rekonstruierten Spuren möglich.

Eine dünne supraleitende Magnetspule wurde gewählt, um ein hohes Magnetfeld bei geringer Materialstärke zu erzeugen. Die hohe Feldstärke von 1,3 T erlaubt eine gute Impulsauflösung und die Bestimmung des Ladungsvorzeichens von Teilchen mit Strahlenergie. Die dünne Bauart ist erforderlich, um elektromagnetische Schauer so wenig wie möglich vor dem Schauerdetektor zu absorbieren und damit dessen Energieauflösung nicht zu verschlechtern. Die Spule einschließlich des dazugehörigen Kryostaten ist bei senkrechtem Durchgang nur 0,49 Strahlungslängen dick.

Insgesamt erlaubt der Innendetektor geladene Spuren mit einer Ausbeute von 95 % zu rekonstruieren. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 2,9\%$ (p_T in GeV/c). Unter Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes in die Spurrekonstruktion verbessert sich diese Auflösung auf 2,0 % /208/.

Ein Überblick über die technischen Daten des Innendetektors wird in Tabelle 2.2 gegeben. Die damit erzielten Parameter der Spurerkennung sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

II.2.2 Der zentrale Flüssig-Argon Schauerdetektor

Zwischen der Magnetspule und dem Eisenjoch hat CELLO einen Schauerdetektor, der aus dünnen Bleiplatten besteht, zwischen denen mit Flüssigargon-Ionisationskammern die erzeugte Ionisationsladung nachgewiesen wird. Erst seit einigen Jahren werden solche Schauerzähler bei Großdetektoren erfolgreich eingesetzt /209/. Zusammen mit den Endkappen-Schauerzählern in gleicher Technik (siehe Punkt 5 in Abb. 2.3) überdeckt er 96 % des Raumwinkels.

Tab 2.2 Technische Daten des Innendetektors

Länge des Meßbereichs	2,20 m
Radialer Bereich	0,17-0,70 m
Material vor dem Innendetektor	0,06 X_0
Material im Innendetektor	0,01 X_0
Konstruktion	5 Proportionalkammern 7 Driftkammern

Proportionalkammern:

Anzahl Anodendrähte insgesamt	5120
Abstand der Anodendrähte	2,09 - 2,86 mm
Durchmesser der Drähte	20 μm
Anzahl der Kathodenstreifen insgesamt	4400
Breite der Kathodenstreifen	ca. 4,5 mm
Gasgemisch	80 % Ar + 20 % Isobutan + 0,2 % Freon

Driftkammern:

Anzahl der Driftzellen insgesamt	1312
Breite der Driftzellen	14,68-15,88 mm
Gasgemisch	90 % Ar + 10 % Methan

Magnetfeld:

Länge	4 m
Durchmesser	1,4 m
Dicke (einschließlich Kryotank)	0,49 X_0
Strom (Meßperiode 1981)	2950 A
Feldstärke	1,3 T
im Magnetfeld gespeicherte Energie	ca. 7 MJ
Bauart	Nb-Ti/Cu + Aluminium

Flüssigargon-Detektoren haben im Vergleich zu anderen Schauerzählern den Vorteil kompakter Bauweise, homogener Empfindlichkeit über den ganzen Detektorbereich und einer elektronischen Auslese, die eine direkte Kalibrierung der deponierten Ladung erlaubt. Außerdem sind sie gut in allen Richtungen segmentierbar, womit eine gute Winkelauflösung erreicht sowie die Entwicklung des Schauers gemessen werden kann. Aus der Schauerentwicklung kann man zwischen minimal ionisierenden Teilchen, elektromagnetischen Schauern und hadronischen Schauern unterscheiden /210-213/.

Tab 2.3 Spurerkennung im Innendetektor

überdeckter Raumwinkel (min. 8 Punkte)		0,91 %/4 π
Proportionalkammern:		
Z - Auflösung		440 μm
Winkelauflösung	$\sigma(\theta)$	2 mrad
Driftkammern:		
R ϕ Auflösung	einzelner Draht	100 μm
	Mittelwert im ganzen Detektor	200 μm
	für große Impulse	170 μm
Impulsauflösung	ohne Wechselwirkungspunkt	2,9 %
σ_{p_T}/p_T^2	mit Wechselwirkungspunkt	2,0 %
Winkelauflösung	$\sigma(\phi)$	3 mrad

Der zentrale CELLO Schauerdetektor besteht aus einem zylindrischen Kryostaten, in dem 16 Bleiplattenpakete (Stacks) in zwei in Z-Richtung hintereinander liegenden Achtecken angeordnet sind. Das inaktive Gebiet zwischen den Stacks ist kleiner als 3,5 % des Raumwinkels. Anordnung und Numerierung der Stacks sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Bis zum Sommer 1982 war Stack 7 nicht angeschlossen.

Alle Stacks haben die gleiche Bauart:

- Bleistreifen unter 0°, 90° und 45° zur Strahlachse, die auf Hochspannung liegen und jeweils dazwischen liegenden Bleiplatten auf Erdpotential.
- Auf der Detektorinnenseite je eine Lage Kupferstreifen auf Epoxydharzträger unter 0° und 90° ebenfalls mit dazwischen liegenden Erdplatten für eine dE/dx Messung.
- Elektronische Auslese von 384 Kanälen. Dazu war es erforderlich, benachbarte Bleistreifen in Gruppen zusammenzufassen. Dies geschah so, daß der Raumwinkel pro Gruppe ungefähr gleich blieb, d.h. Bleistreifen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse werden einzeln ausgelesen, wogegen mit größerem θ immer mehr Streifen an den gleichen Verstärker angeschlossen wurden. Weitere Bündelung erfolgte durch größeres Zusammenfassen von hinter- und nebeneinander liegenden Streifen im äußeren Teil des Detektors. Hier ist eine gute Ortsauflösung wegen der Schaueraufweitung nicht

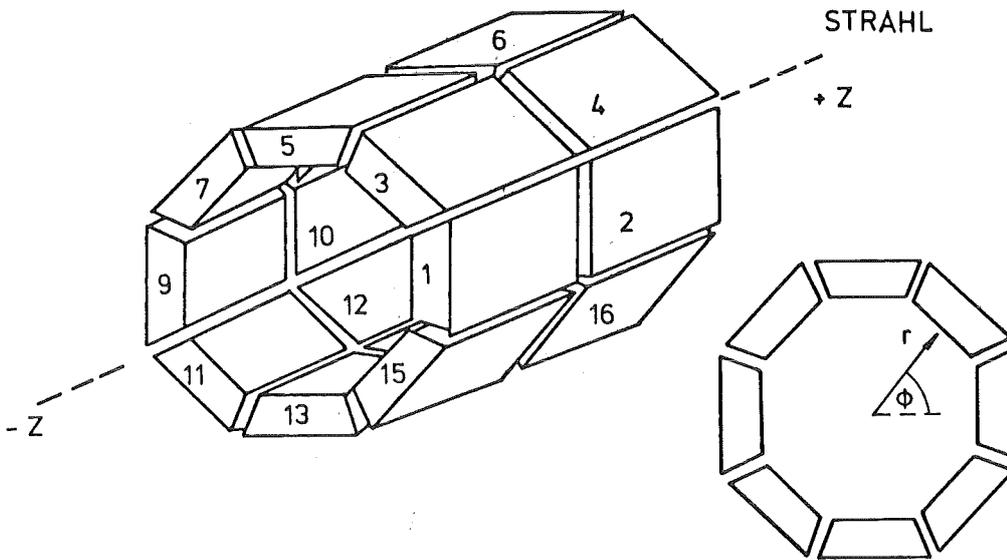


Abb 2.5 Argon-Schauerdetektor

Anordnung der Bleiplattenpakete (Stacks) innerhalb des Kryostaten und ihre Nummerierung.

mehr so wichtig. Ein Schauer durchläuft je sechsmal eine Gruppe von 0° und 90° Streifen und fünfmal Lagen von 45° Streifen. Schließlich wurden weit entfernt voneinander liegende Gruppen von Streifen innerhalb einer Ebene jedes Stacks zusammengeschaltet, um mit so wenig wie möglich elektronischen Verstärkern auszukommen (*).

- Aus den Signalen der 1., 2. und 3. Gruppen der 0° Bleistreifen wurde im Analogteil der Elektronik pro Stack eine Summe für den Trigger gebildet.

Die Geometrie eines Stacks wird in Abbildung 2.6 gezeigt. Einige technische Angaben sind in Tabelle 2.4 gelistet.

(*) Durch das Hinzufügen von 192 elektronischen Kanälen pro Stack im Frühling 1982 wurden die letztgenannten Mehrdeutigkeiten aufgelöst und der Detektor radial in eine weitere 0° und 90° Lage aufgeteilt.

Tab 2.4 Technische Daten des zentralen Argon Detektors

Gewicht		70 t
Länge (aktiver Bereich)		4 m
Radialer (aktiver) Bereich		1,07-1,52 m
Material vor dem Schauerszähler insgesamt (gemittelt über θ)		1,1 X_0
Dicke des Schauerszählers		20 X_0
Anzahl der elektronischen Auslesekanäle (für 15 Stacks)		5760
Dicke der Bleistreifen		1,2 mm
Breite der Bleistreifen	0° und 90°	2,3 cm
	45°	3,25 cm
Abstand Bleistreifen - Hochspannungsebene		3,6 mm
Winkelbereich pro Auslesekanal im Mittel		20 mrad
	$0^\circ, 90^\circ, 45^\circ$	

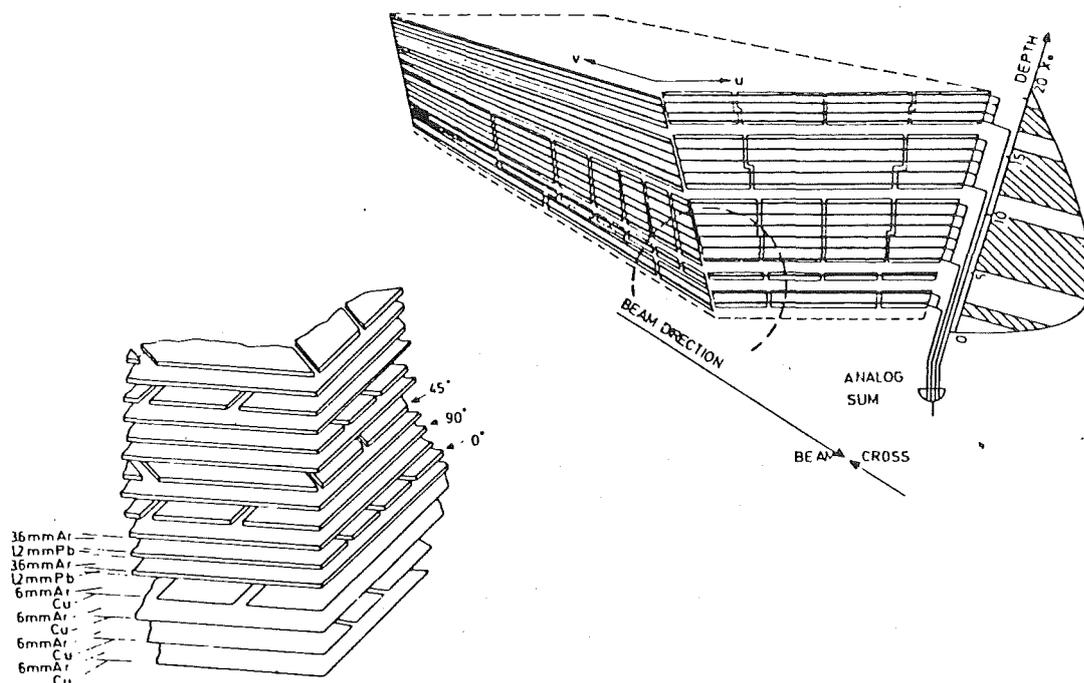


Abb 2.6 Geometrie eines Stacks

Neben dem Stack ist die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers skizziert.

Die Ladungssammlung im Argon-Detektor hängt von der angelegten Hochspannung und der Reinheit des flüssigen Argons ab /214/. Die Stacks 1-6 (im Detektor oben) wurden mit etwa 3,4 kV betrieben, die Stacks 8-16 (im Detektor unten) bei etwa 5,1 kV. Dies entspricht etwa 9,4 bzw. 14,2 kV/cm. Die dabei gemessene Ladung in jedem Stack für gestreute Elektronen (Bhabha-Streuung) ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Daraus kann man die Ausbeute der durch die Ionisierung im Argon gebildeten Elektronen bestimmen. Sie beträgt 82 % für die Stacks 9-16 (Abbildung 2.8) /215/. Aus der Abhängigkeit der Ladungssammlung von elektronegativen Verunreinigungen ergibt sich ein Sauerstoff-äquivalent von 1,3 ppm. Dieser Wert war seit der Füllung des Tanks Ende 1979 bis zum Ende der ersten Meßperiode im Sommer 1981 stabil.

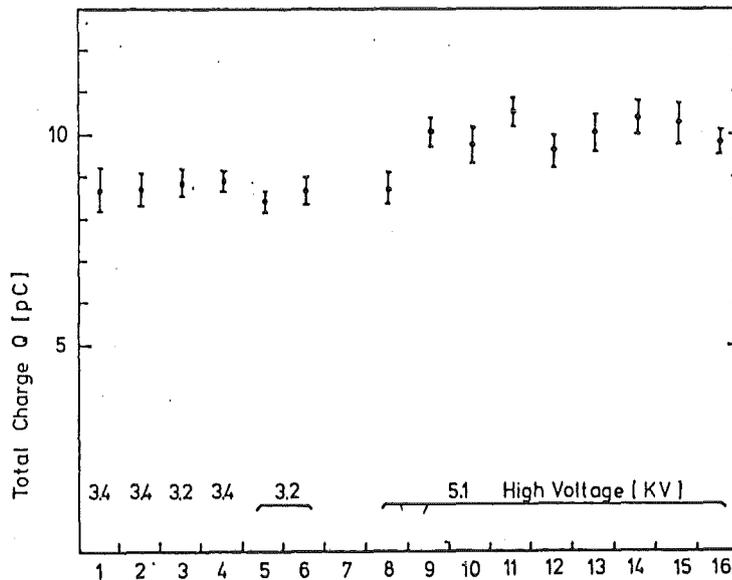


Abb 2.7 Gesammelte Ladung hochenergetischer Elektronen
 angelegte Hochspannung und die dabei erzielte Ladungssammlung sind für jedes Stack angegeben.

Die Ausleseelektronik des Schauerdetektors ist extrem rauscharm ausgelegt. In Abbildung 2.9 ist für ein Stack das Rauschsignal in Abhängigkeit von der Kapazität (Anzahl angeschlossener Bleistreifen) dargestellt /204/. Für Eingangskapazitäten von 500 pF ist das Rauschsignal kleiner als 1 fC. Insgesamt liegen die gemessenen Rauschsignale nur wenig über dem idealen Rauschverhalten der Verstärker. Dies erlaubt recht gute Rauschunterdrückung, weil minimal ionisierende

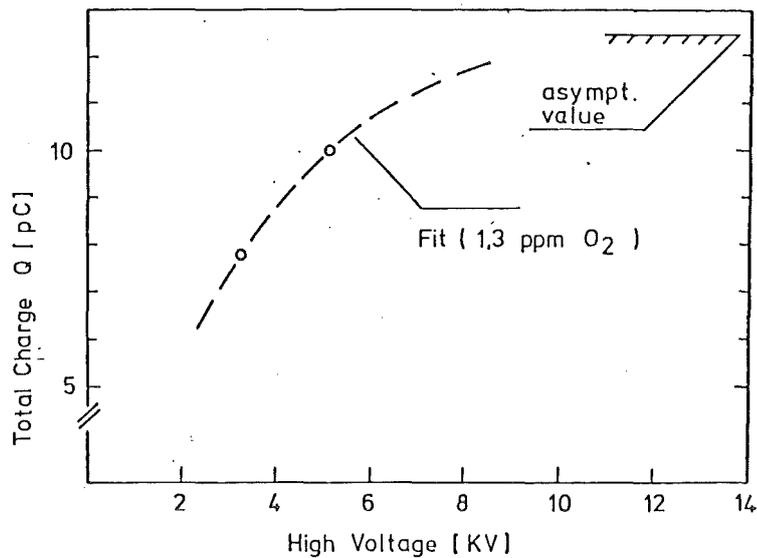


Abb 2.8 Ladungssammlung als Funktion der Hochspannung

aus Abb.2.7 werden 2 Mittelwerte bei 3,3 und 5,1 kV gebildet. die beste Anpassung der erwarteten Ladungssammlung unter Variation der Verunreinigung (Sauerstoffäquivalent) ist ebenfalls eingetragen.

Teilchen etwa 5,1 fC zwischen jeder Bleilage bilden. Da bei den Kanälen mit hohen Kapazitäten mehrere Lagen hintereinander angeschlossen sind, ist das Signal- zu Rauschverhältnis auch in diesen Kanälen nicht schlechter.

Die Stabilität der Elektronik wird durch die zeitliche Änderung der Größe des Rauschsignals, die Änderung der Verstärkungsfaktoren und die Ausfallwahrscheinlichkeit beschrieben.

Typische beobachtete Werte innerhalb eines Monats sind Schwankungen des Rauschsignals um weniger als eine Einheit des Analog-zu-Digital Converters (ADC) und Änderungen im Verstärkungsfaktor kleiner als 2 %. Während der gesamten Meßzeit funktionierten nur etwa 1 % der Auslesekanäle nicht korrekt.

Dieses stabile Detektorverhalten ermöglicht es, die zeitaufwendige und viel Speicherplatz verbrauchende Auslese aller Detektorsignale zu vermeiden. Jeder elektronische Kanal erhält in digitaler Form eine Schwelle und nur größere Signale werden ausgelesen. Bei den bisherigen

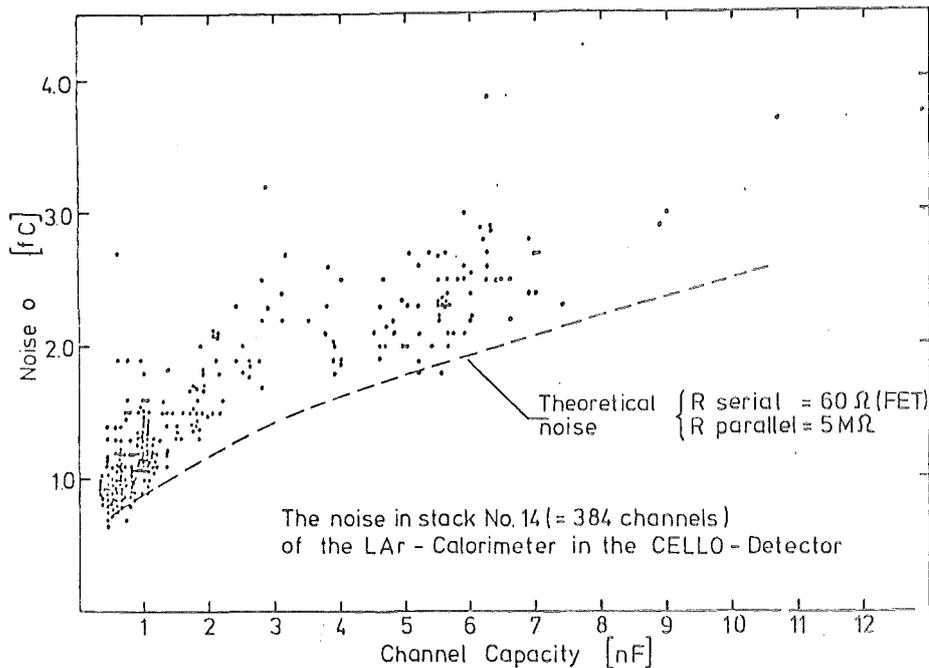


Abb 2.9 Rauschsignal von Stack 14

Dargestellt ist das gemessene Rauschsignal der 384 Kanäle als Funktion der Eingangskapazität zusammen mit dem aus den technischen Daten errechneten idealen Rauschen der Verstärker.

Messungen wurde als Schwelle das Rauschsignal + 1σ des Rauschsignals eingestellt, wodurch nur noch etwa 2000 Kanäle pro Ereignis ausgelesen werden.

Die Energieauflösung des Detektors bei Strahlenergie wird durch die Breite des Signals der Bhabha- Streuung gemessen. Dabei befinden sich im Mittel $1,26 X_0$ Material vor dem Schauertzähler (*). Gemessen wird eine Auflösung von $\sigma_E/E = 13\%/\sqrt{E}$ (E in GeV). Dies stimmt gut mit den bei niedrigen Energien gemessenen Auflösungen und dem erwarteten $1/\sqrt{E}$ Verhalten überein (Abbildung 2.10) /216/.

Die gute Trennung von räumlich benachbarten Schauern und die Energieauflösung werden auch bei der Rekonstruktion des π^0 -Zerfalls in

(*)Bhabha- Elektronen werden besonders häufig unter kleinen Winkeln zur Strahlachse gemessen, was die Fluglänge durch inaktives Material vergrößert. Durch den Einbau von Verdrängungskörpern im Sommer 1982 zwischen den Platten der Stacks und der inneren Kryostatwand verringert sich dieser Wert um etwa $0,2 X_0$.

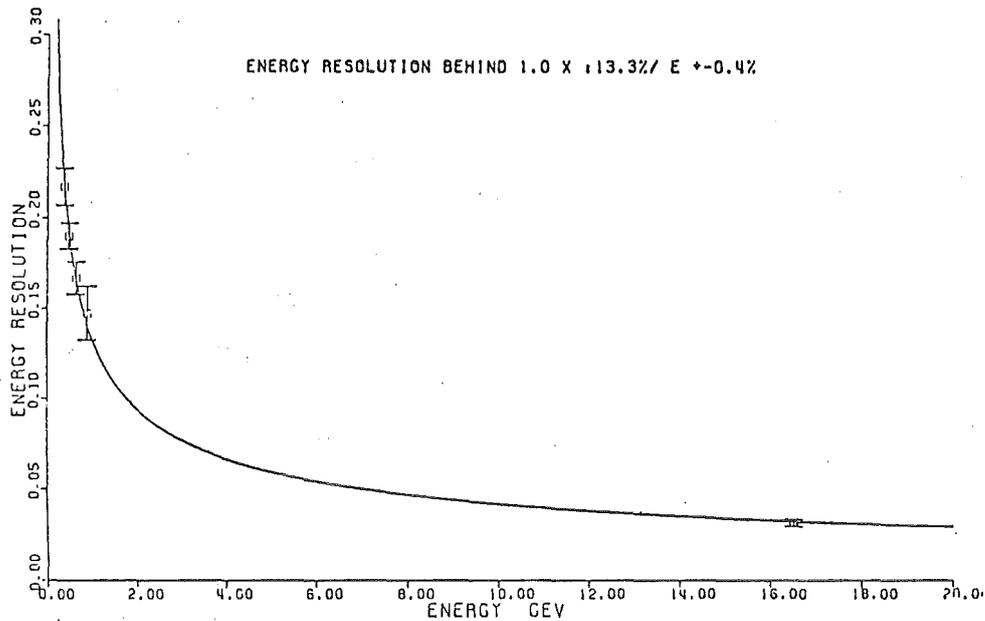


Abb 2.10 Energieauflösung als Funktion der Energie

Dargestellt sind Daten aus einem Test bei niederen Energien sowie die Auflösung der Bhabha Elektronen bei 17.5 GeV von CELLO.

zwei Photonen deutlich (Abbildung 2.11). Die Meßgenauigkeit der π^0 -Masse beträgt $\sigma = 23 \pm 5 \text{ MeV}/c^2 / 217/$.

Durch das mehrfache Erfassen eines Schauers entlang seiner Schauerachse kann aus der Form des Schauers sehr gut zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden werden. In Tests wurde gezeigt, daß Pionen mit Impulsen $> 2 \text{ GeV}$ nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 4×10^{-3} fälschlicherweise als Elektronen erkannt werden, wenn für Elektronen eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 90 % gefordert wird. In Tabelle 2.5 findet sich eine Übersicht über die Schauererkennung im Argondetektor.

II.2.3 Das Triggersystem

Das Triggersystem besteht aus einer mehrstufigen Logik: In der ersten Stufe liefern die einzelnen Detektorkomponenten (Zentraler Spur-, zentraler Schauer-, Endkappen Spur-, Endkappen Schauer- und Bleiglasdetektor am Strahlrohr) schnelle Triggersignale. Diese werden in einer zentralen Triggereinheit logisch miteinander kombiniert. Die standardmäßig gewählte Kombination ist in Abbildung 2.12 dargestellt

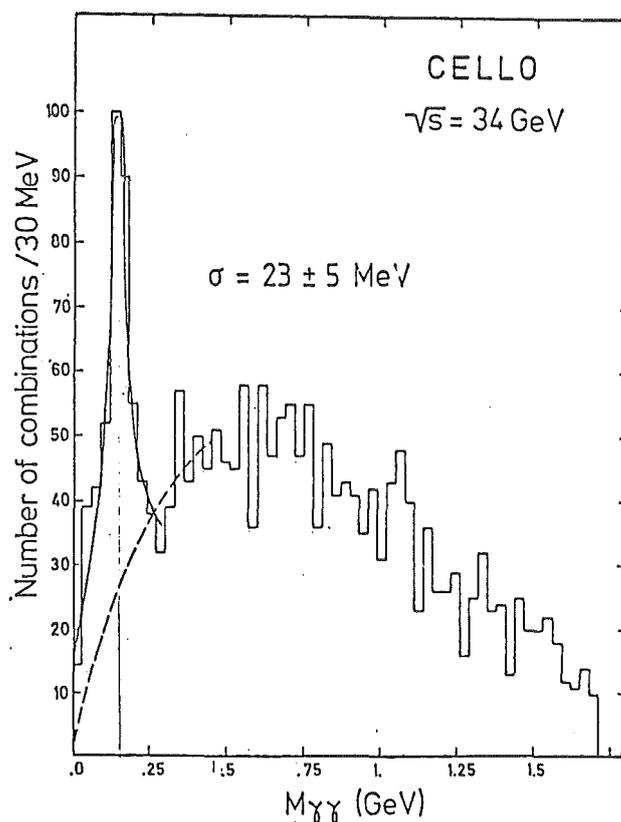


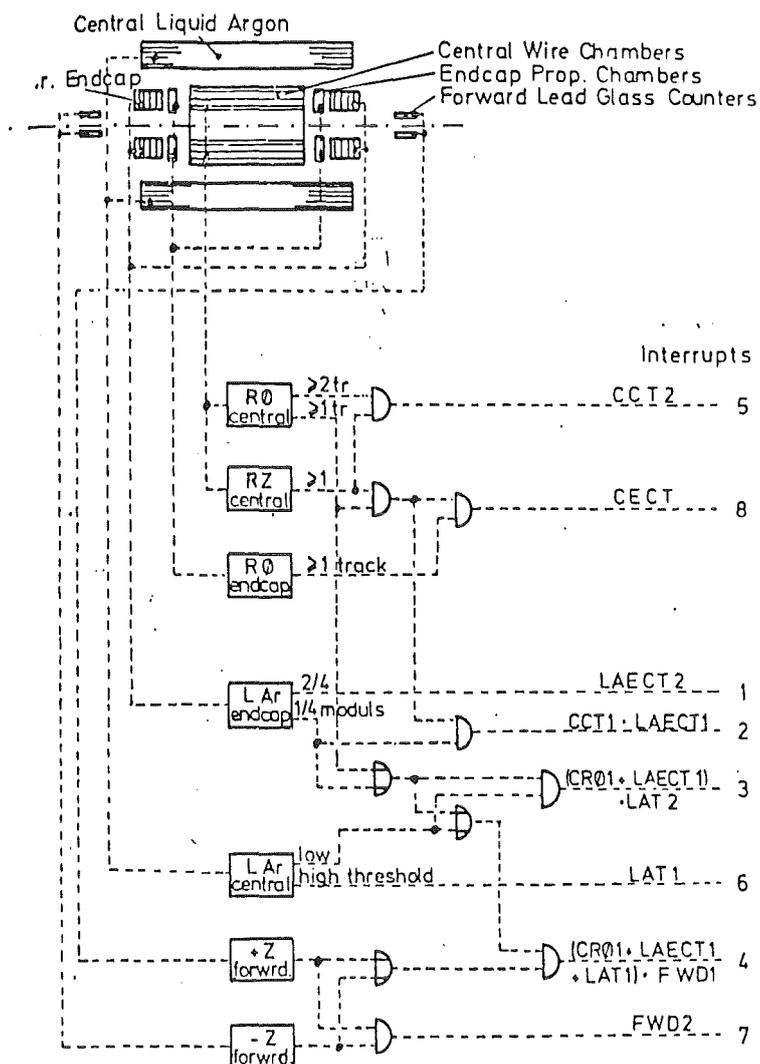
Abb 2.11 Rekonstruktion der invarianten Masse von 2 Photonen
 Ausgewertet sind gut rekonstruierte Photonen in multihadronischen Ereignissen. Deutlich ist der scharfe π^0 -Peak zu sehen.

Tab 2.5 Schauererkennung im Argon-Detektor

Energieauflösung	σ_E/E	13 %/ \sqrt{E}
Genauigkeit der Schauerachsen	$\sigma_\phi \approx \sigma_\theta$	4 mrad
E > 10 GeV		
Auflösung von 2 Photonen		50 mrad
E > 300 MeV		
Auflösung der π^0 -Masse	$\sigma = 23 \pm 5$ MeV/ c^2	
Pion / Elektron - Erkennung (Test)	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$	
Signal / Rauschen (min. ion. Teilchen)	≥ 5	

(z.B. Koinzidenz zwischen den Bleiglaszählern auf beiden Seiten des Detektors erzeugt Trigger 7). Die so erzeugten Triggersignale gehen an den zentralen Datenerfassungscomputer und veranlassen diesen, das Ereignis auszulesen.

Die Triggerbedingung der Einzelkomponenten (z.B. Definition von Masken im Spurdetektor oder Energieschwelle im Schauerdetektor) wird von dem jeder Komponente zugeordneten Microcomputer eingestellt und überwacht.



ARRANGEMENT OF CELLO TRIGGERS

Abb 2.12 Schaltung der zentralen Triggerlogik von CELLO

Die logische Schaltung erzeugt Ausgangssignale (Interrupts), die den zentralen Datenerfassungscomputer von CELLO (PDP 11/45) steuern. Die Triggernummer (rechts im Bild) wird ebenfalls auf Band protokolliert.

Ebenso wird die logische Kombination der Einzeltrigger in der zentralen Triggerlogik oder dem Datenerfassungscomputer (PDP 11/45) eingestellt. Die jeweils angesprochenen Trigger werden mit dem Ereignis auf Magnetband protokolliert, um die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger zu kontrollieren. Im Winkelbereich des Zentraldetektors arbeiten unabhängig voneinander ein reiner Spurtrigger (Trigger 5 in Abb. 2.12), ein reiner Schauertrigger

(Trigger 6) und eine Kombination aus beiden (Trigger 3). Im folgenden soll die Konzeption und Funktion dieser Trigger genauer beschrieben werden.

II.2.3a) Der Spurtrigger

Bei der Konzeption des Triggers gab es folgende Anforderungen /218/:

- **Schnelligkeit.** Nach jedem Kreuzen der Strahlbündel im Detektor soll die Triggerentscheidung in weniger als 1 μ sec vorliegen, einschließlich Driftzeiten in den Kammern und Zurücksetzen der Ausleseregister bei Verwerfen des Ereignisses. Diese kurze Zeit ist nötig, wenn PETRA mit 4 Elektronen- und 4 Positronen- Paketen läuft, weil sich dann alle 2 μ sec die Strahlen im Detektor kreuzen.
- **Reinheit.** Da vom Auslesesystem nur wenige Ereignisse pro Sekunde akzeptiert werden können, muß die Triggerrate von Untergrundeignissen klein gehalten werden. Dies wird z.B. dadurch erreicht, daß Trigger nur durch Spuren vom Wechselwirkungspunkt sowohl in $R\phi$ als auch in RZ gesetzt werden. Dies verwirft einen erheblichen Teil an kosmischen Schauern, Strahl-Restgas Streueignissen und Strahl- Strahlrohr Ereignissen.
- **Information.** Der Trigger liefert dem Datenerfassungssystem Angaben über die Anzahl gefundener Spuren, Lage, Ladungsvorzeichen und Krümmung (Impuls). Damit können von einem Rechner, der dem Datenerfassungssystem vorgeschaltet ist, diese Spuren schnell rekonstruiert werden und die Triggerentscheidung noch einmal überprüft werden. Auf diese Weise werden weitere Untergrundeignisse erkannt und verworfen. Außerdem werden dort bestimmte Ereignisse in Klassen eingeteilt und markiert (z.B. multihadronische Ereignisse, Bhabha- Streuung).
- **Flexibilität.** Ohne Eingriffe in die Elektronik sollen Änderungen des Triggers aus experimentellen Gründen (Untergrund- Zählrate, Ausfall von Bereichen des Innendetektors, Energie des Beschleunigers) schnell möglich sein.

Zur Realisierung des Spurtriggers wurde eine Schaltung konstruiert, wie sie in Abbildung 2.13 gezeigt ist /219/. Kernstück der Elektronik

ist die Maskenlogik, ein $1024 \cdot 4$ bit 'random access' Speicher (RAM). Dieser Speicher erlaubt mit Zugriffszeiten von 200 ns parallel die Informationsverarbeitung der Vieldrahtkammern. Die Triggerentscheidung steht nach etwa 600 ns zur Verfügung.

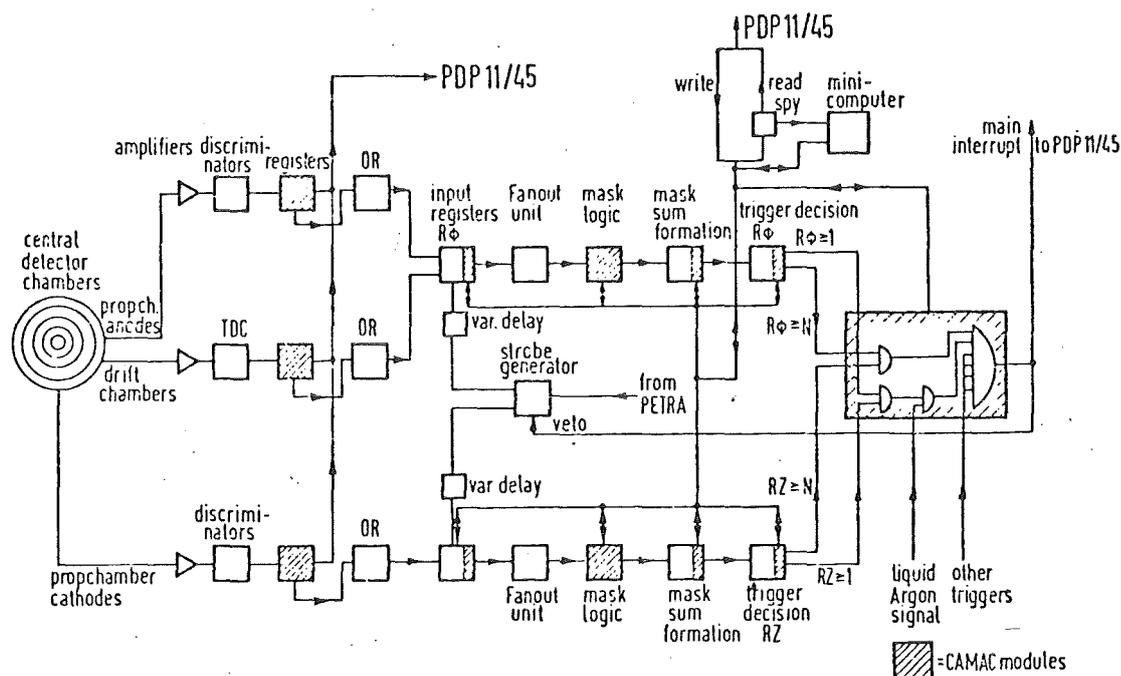


Abb 2.13 Spurtrigger des Innendetektors

Die schraffierten Bereiche sind CAMAC-Einheiten. Der Block rechts ist die zentrale Triggerlogik von Abbildung 2.12.

Die Triggerlogik für die $R\phi$ und RZ Projektion der Spuren (sowie der $R\phi$ Trigger für Spuren im Winkelbereich der Endkappen) arbeitet getrennt aber nach dem gleichen Verfahren. Es wird am Beispiel der $R\phi$ Projektion im Innendetektor beschrieben.

Der $R\phi$ Trigger gewinnt Informationen aus den Anodensignalen der 5 Proportionalkammern und aus den Signaldrähten der 4. und 6. Driftkammer. In einem logischen 'oder' werden in einer Zylinderebene benachbart liegende Drähte so zusammengefaßt, daß der Innendetektor in 64 Segmente eingeteilt ist (die RZ Projektion in 37 Segmente). In Abbildung 2.14 ist der Sektor 0 mit seinen Nachbarsegmenten

dargestellt. Diese Information wird nach Zwischenspeichern im Eingangsregister zusammen mit den Signalen der anderen Kammerebenen zu Masken zusammengesetzt und diese mit im Speicher vorprogrammierten Masken verglichen. Die Anzahl der übereinstimmenden Masken (in Submasken wird auch das Ausfallen von bis zu 2 Kammern berücksichtigt) wird gezählt und an die Triggerlogik übergeben.

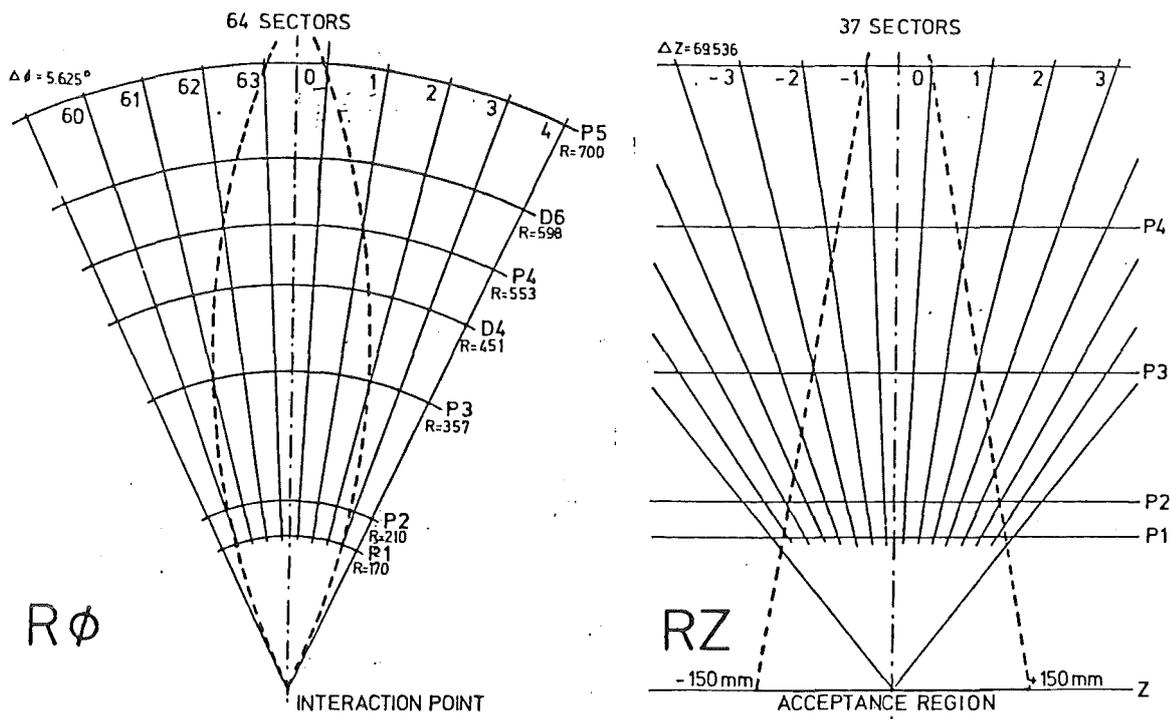


Abb 2.14 Ausschnitt des Innendetektors mit Sektorunterteilung

Eingezeichnet sind die Spuren mit minimalem Impuls, welche noch mit vorprogrammierten Masken koinzidieren.

Der Sektor, in den eine Spur fällt, wird durch die äußerste Kammer definiert. Wie aus Abbildung 2.14 ersichtlich, durchlaufen die Teilchen vorher abhängig von Impuls und Ladungsvorzeichen in den inneren Kammern verschiedene Sektoren. Die vorprogrammierten Masken sind so gewählt, daß alle vorkommenden Spuren mit Transversalimpuls $> 200 \text{ MeV}/c$, die vom Wechselwirkungspunkt einen Abstand $\leq 10 \text{ mm}$ haben, vom Trigger erkannt werden (In RZ beträgt der Abstand $\pm 150 \text{ mm}$, um Strahl- Restgas Untergrundereignisse mit zu erfassen und so den Untergrund am Wechselwirkungspunkt bei der Auswertung zu

kontrollieren). Das Laden der Masken in den 'RAM' kann vom Microcomputer und vom Datenerfassungscomputer aus erfolgen, von wo aus es auch automatisch bei jedem neuen Start der Datenerfassung gemacht wird.

Die Triggerlogik des Spurtriggers erzeugt Ausgangssignale in Abhängigkeit davon, in wievielen Sektoren Masken erkannt werden. Diese werden im CELLO Trigger logisch verknüpft. Typische Kombinationen sind: ≥ 2 Sektoren in $R\phi$ in Koinzidenz mit ≥ 1 Sektor in RZ (Trigger 5; vgl. Abb. 2.12) oder jeweils mindestens ein Sektor in $R\phi$ und RZ in Koinzidenz mit einem Energietrigger des Schauerdetektors (Trigger 3).

Alle CAMAC Einheiten des Triggersystems (schraffiert in Abb 2.13) werden wahlweise vom Datenerfassungscomputer oder vom Microcomputer (LSI 11) kontrolliert. Auch eine Überwachung der getroffenen Triggerentscheidung durch den Microcomputer während der Datennahme ist möglich. Der Microcomputer liest dann als 'Spion' die Eingabedaten des Triggers auf dem CAMAC Datenweg und vergleicht das Ausgangssignal mit einer selbst errechneten Triggerentscheidung. Während der bisherigen Datennahme war die Wahrscheinlichkeit, eine gültige Spur im Trigger zu erkennen, 99,9 % oder besser.

II.2.3b) Der Schauerdetektor-Trigger

Für diesen Trigger wird im Analogteil der Ausleseelektronik des Schauerdetektors die gesammelte Ladung der 1., 2. und 3. Bleilagen Gruppen unter 0° jeweils getrennt über Widerstandsnetzwerke aufsummiert und in einer linearen Addierstufe zur 'Energiesumme eines Stacks' addiert. Die weitere Schaltung ist in Abbildung 2.15 schematisch dargestellt. Die Energiesummen von jeweils 4 Stacks werden analog addiert. Zwei Diskriminatoren, deren Schwellen vom Microprozessor aus einstellbar sind, definieren die Mindestenergie des Triggersignals. Die höhere Schwelle liegt bei etwa 3 GeV, die tiefere Schwelle bei 2 GeV. In einer Koinzidenz wird gefordert, daß mindestens 2 der vier Gruppen von Stacks triggern. Diese Schaltung wird wiederholt, wobei das Zusammenschalten der jeweils 4 Stacks in anderer Konfiguration erfolgt (Abb. 2.15). Eine Koinzidenz aus beiden Schaltungen ergibt als Triggerbedingung, daß die Energieschwellen in

mindestens 2 Stacks, die in $R\phi$ nicht benachbart sein dürfen, überschritten werden müssen.

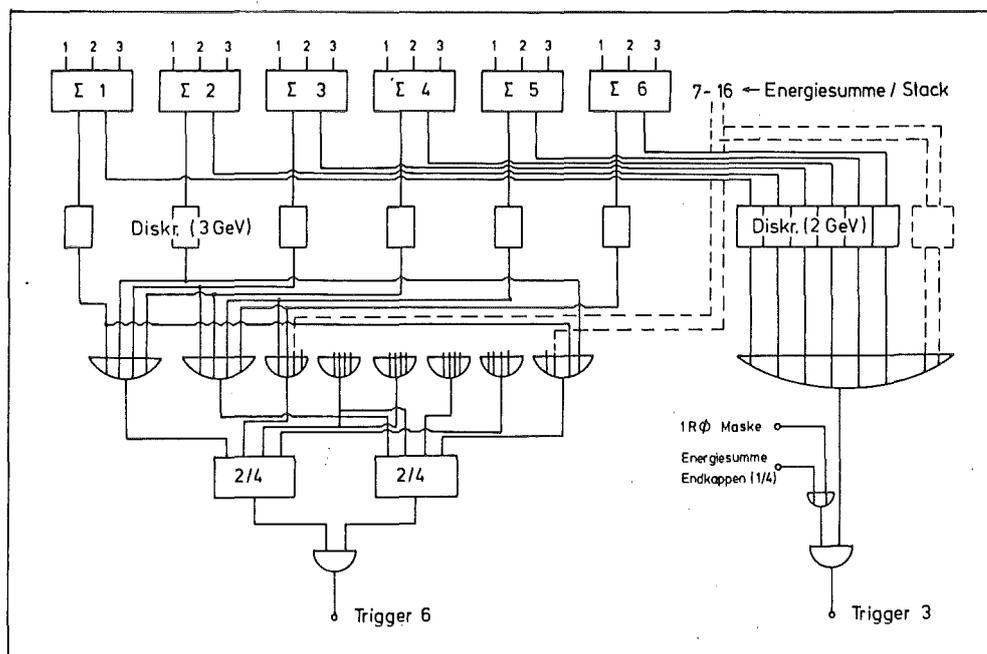


Abb 2.15 Schauerdetektor-Trigger

Das Blockdiagramm zeigt die Zusammenfassung jeweils vier benachbarter Stacks und die Koinzidenzlogik. Alle Diskriminatorschwellen werden über 'Digital zu Analog Converter' (DAC) vom Microprozessor eingestellt.

Das Signal aus den hohen Triggerschwellen arbeitet als unabhängiger Energietrigger (Trigger 6 in Abb. 2.12). Ein zweiter Energietrigger wird dadurch gebildet, daß entweder in mindestens 2 in $R\phi$ nicht benachbarten Stacks die niedere Energieschwelle überschritten wird oder in mindestens einem Stack die hohe Energieschwelle. Daraus wird eine Koinzidenz mit entweder einem Triggersignal aus dem Endkappen-Schauerdetektor oder einer Maske in $R\phi$ des zentralen Spurtriggers gebildet (Trigger 3 in Abb. 2.12).

Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Trigger 6 bei hohen Energien wurde mit Hilfe von Bhabha Streuereignissen getestet. Aus dem Vergleich mit allen durch Trigger 5 erfaßten Ereignissen ergibt sich eine Ansprechwahrscheinlichkeit bei hohen Energien von etwa 98 %. Senkrecht zur Strahlrichtung ist die Triggerwahrscheinlichkeit wegen der Lücke

zwischen den Stacks niedriger. Bei kleinen Winkeln zur Strahlachse fällt die Ansprechwahrscheinlichkeit etwas ab, weil es hier in zunehmendem Maße vorkommt, daß die beiden Elektronen durch Strahlung im Anfangszustand nicht mehr entgegengesetzt gerichtete Impulse haben und eines der beiden Teilchen außerhalb des Akzeptanzbereichs gerät. Die Ausbeute von Trigger 6 ist in Abbildung 2.16 dargestellt.

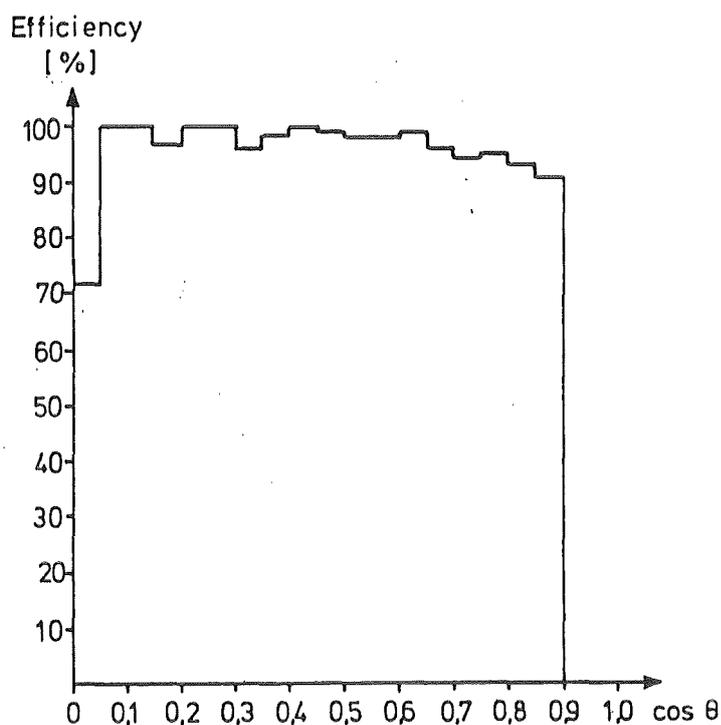


Abb 2.16 Ausbeute des Schauerdetektor-Triggers

Aufgetragen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerdetektor-Triggers (Trigger 6) als Funktion des Winkels zur Strahlachse. Verglichen wird die Ansprechhäufigkeit von Trigger 6 gegen Trigger 5 von 6500 Bhabha-Streuereignissen bei etwa 34 GeV Schwerpunktsenergie.

11.2.4 Die Datennahme

Sobald ein Triggersignal vom zentralen Datenerfassungscomputer akzeptiert wird, werden alle weiteren, von nachfolgenden Strahlkreuzungen kommenden Signale nicht berücksichtigt und das Ereignis über CAMAC Datenwege ausgelesen. Die Daten gehen über den Prozeßrechner 1 (PDP 11/45) und Prozeßrechner 2 (PDP 11/44) zum DESY Rechenzentrum (IBM 370/168), wo sie auf Magnetband gespeichert werden. Dabei dient Rechner 1 zur schnellen Rekonstruktion des Spurtriggers und zur Erkennung bestimmter 'Muster', die Ereignisklassen zugeordnet

werden. Typische Untergrundereignisse (z.B. nur Trigger 5, nur Spuren mit positivem Vorzeichen) werden verworfen. Dies reduziert die Triggerrate von 'nur Trigger 5' Ereignissen um die Hälfte. Rechner 2 steuert die Datenerfassung und unterstützt die Überwachung des Detektors. Dazu werden z.B. in Histogrammen die beobachtete Luminosität (sowohl aus Bleiglaszähler-Information als auch Rechner-1-Information aus Endkappen und Zentraldetektor) als Funktion der Zeit und die Ansprechhäufigkeit aller einzelner Detektorkanäle gespeichert. Das Ereignis wird mit allgemeiner Information versehen (Ereignisnummer, Datum, Strahlenergie u.s.w) und nach Zwischenspeichern auf einer Magnetplatte asynchron zum DESY Rechenzentrum übertragen. Vor dem Umspeichern auf Magnetband kopiert der IBM Rechner die vom Rechner 1 als 'Multihadron' und 'Bhabha' markierten Ereignisse auf Magnetplatte. Nach visueller Selektion dieser Ereignisse können so plötzlich auftretende Änderungen im hadronischen Wirkungsquerschnitt (wie sie für das 'Top'-Quark erwartet werden) schnell erkannt werden.

Die Datennahme erfolgt mit einer Rate von 1-2 Ereignissen pro Sekunde. Da der Trigger so schnell ist, daß er bei jeder Strahlkreuzung im Detektor eine Entscheidung treffen kann, hängt die Totzeit der Datennahme (d.h. der Zeitanteil, in dem Rechner 2 nicht auf Triggersignale wartet) nur von der Triggerrate und der Geschwindigkeit ab, mit der ein akzeptiertes Ereignis ausgelesen wird. Bei guten Untergrundbedingungen (gutes Vakuum und gut fokussierter Strahl) lag die Totzeit bei 2-4 %. Im praktischen Betrieb war die Triggerrate manchmal bei nicht optimal fokussiertem Strahl durch Strahl - Strahlrohr Streuereignisse höher. Die Totzeit betrug dann bis zu 15 %.

III Theorie der $e^+ - e^-$ Annihilation in Hadronen

Bei der Untersuchung von $e^+ - e^-$ Annihilationen in hadronische Endzustände macht man bei Energien im Schwerpunktsystem ($E_{cm} > 10 \text{ GeV}$) die Beobachtung, daß dabei Bündel (auch Jets genannt) von hadronischen Teilchen entstehen. Abbildung 3.1 zeigt ein solches Ereignis, wie es mit dem CELLO-Detektor gemessen wird.

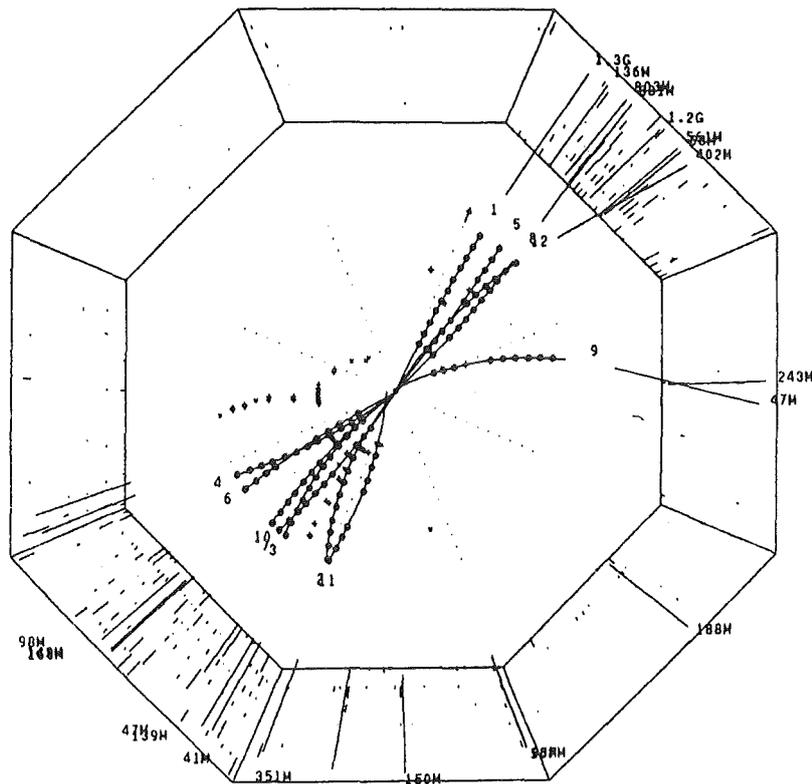


Abb 3.1 Zwei-Jet Ereignis bei $E_{cm} = 34 \text{ GeV}$

dargestellt ist die Projektion des Detektors in einer Ebene senkrecht zum Strahlrohr des Beschleunigers. Die Detektorsignale sind von einem Mustererkennungsprogramm in Teilchenspuren umgesetzt worden.

Charakteristisch für diese Teilchenbündel ist, daß fast alle Teilchen innerhalb eines Konus mit definierter Achse und Öffnungswinkel liegen und die Teilchen außerhalb nur einen geringen Teil der Gesamtenergie tragen. Bei Erhöhung der Energie im Schwerpunktsystem vergrößert sich die mittlere Anzahl hadronischer Teilchen nur logarithmisch, der mittlere Transversalimpuls der Teilchen zur Konusachse bleibt fast konstant und die Energie wird als kinetische Energie der hadronischen Teilchen übertragen. Das bedeutet, daß der mittlere Impuls der

Teilchen parallel zur Konusachse etwa linear mit der Energie ansteigt. In diesem Kapitel soll der Prozess beschrieben werden, der zur Bildung dieser Jets führt.

Schon einige Jahre bevor Hochenergiebeschleuniger diese Erzeugung der Jets ermöglichten, wurden sie durch theoretische Überlegungen /301/ vorhergesagt. Danach erwartet man Jets als Konsequenz aus einem phänomenologischen Modell, in dem die in der Natur beobachteten Hadronen aus kleineren Bausteinen, den 'Partonen' zusammengesetzt sind /302/. Davor gab es aber bereits Versuche, alle bekannten Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, dadurch zu ordnen, daß man sie als zusammengesetzte Teilchen aus wenigen einfachen Bausteinen erklärt..

Das bis heute erfolgreichste Modell ist das Quark-Modell /303/. Es erklärt alle beobachteten Hadronen als gebundene Zustände aus Quarks, die als Fermionen dem Pauli-Prinzip unterliegen. Die Bindungskräfte zwischen den Quarks werden vermittelt in Analogie zur Quantenelektrodynamik durch Austauschteilchen mit Spin 1. Genau wie bei den Leptonen scheint es auch möglich, bei höheren Energien noch schwerere Quarks zu finden.

Ungewöhnlich ist die elektrische Ladung der Quarks. Definiert man die Ladung des Elektrons als die negative 'Einheitsladung', dann wird den Quarks $-1/3$ bzw. $2/3$ der Einheitsladung zugeordnet. Ein wichtiger Unterschied zur QED ist, daß die Quarks eine weitere Quantenzahl, die 'Farbe' benötigen. Dies ist erforderlich, damit man die Grundzustände der Hadronen unter Einhaltung des Pauli-Prinzips beschreiben kann. Jedes Quark nimmt damit bei sonst identischen Quantenzahlen drei verschiedene Zustände ein (genannt z.B. grün, orange, violett). Antiquarks haben dann entsprechende 'Antifarben' (*).

Die drei Farb-Zustände sind experimentell nicht voneinander unterscheidbar. Deshalb hat jede ihrer Linearkombinationen die gleichen dynamischen Eigenschaften. Dieser Mechanismus wird

(*) Teilchen haben keine sichtbaren Farben, es handelt sich um quantenmechanische Indizes.

mathematisch durch die Gruppentheorie beschrieben. Dabei sind die möglichen Zusammensetzungen Darstellungen der Symmetriegruppe $SU(3)_c$ (spezielle unitäre Gruppe, in der jedes Teilchen in 3 Zuständen erscheinen kann, der Index c beschreibt die Quantenzahl, in der sich diese Zustände unterscheiden: 'colour'). Aus dem experimentellen Ergebnis, daß bis heute weder Farb-Ladungen noch Teile der elektrischen Einheitsladung beobachtet wurden, schließt man, daß beobachtbare Zusammensetzungen in der Symmetriegruppe nur farbneutrale Zustände sind. Physikalische Observable sind 'Farb-Singulets'. Die Zustände aus drei Quarks, bei denen jede der drei Farbladungen gleich oft vertreten ist, bilden die Teilchenklasse der Baryonen, die farbneutralen Zustände aus Quark und Antiquark mit 'Farbe' und 'Antifarbe' bilden die Mesonen.

Das Farb-Konzept der starken Wechselwirkung erhält seine große Bedeutung aber erst, wenn man die Bindungskräfte zwischen den Quarks betrachtet. Sie greifen an den Farbladungen an und werden durch Gluonen vermittelt, die aber ihrerseits auch Farbladung tragen. Die Stärke der Kopplung nimmt mit steigendem Impulsübertrag Q^2 und dem Abstand der Teilchen ab: Bei kleinen Impulsüberträgen sind die Quarks in Hadronen fest gebunden. Diese Beobachtung wird durch die Selbstkopplung der Gluonen erklärt. Sie bewirkt, daß die Bindungskräfte zwischen den Quarks mit größerem Abstand sehr stark werden. Daraus resultiert das 'Confinement'. Bei sehr hohen Impulsüberträgen und kleinen Abständen jedoch bewegen sich die Quarks fast wie freie Teilchen.

Die Wechselwirkung freier Teilchen wird in der QED wegen der kleinen Kopplungskonstanten mittels Störungsrechnung beschrieben. In Analogie dazu kann die starke Wechselwirkung bei hohem Q^2 durch eine Reihe in Potenzen der Kopplungskonstanten entwickelt werden. Die Diagramme der für die Produktion von Partonen aus $e^+ - e^-$ Annihilation bis zur ersten Ordnung QCD sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Sie ergeben im Endzustand Teilchenpaare aus Quark und Antiquark oder aus den drei Teilchen Quark, Antiquark und Gluon. Alle so gebildeten Teilchen tragen Farbe, können also nicht als freie Teilchen

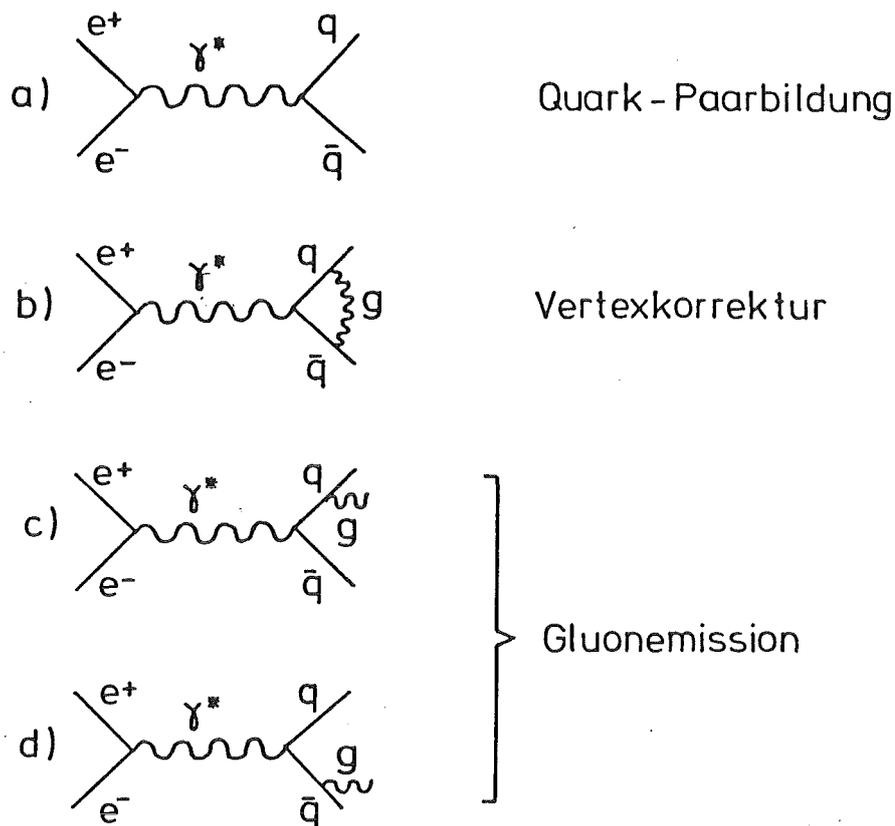


Abb 3.2 Diagramme zur Partonerzeugung

existieren. So bildet jedes Teilchen zusammen mit Quark-Antiquark Paaren aus dem Vakuum eine Kaskade, an deren Ende als beobachtbare Teilchen die Hadronen stehen. Bei kleineren Quarkmassen hat das ursprünglich gebildete Quark-Antiquark Paar einen hohen und entgegengesetzt gleichen Impuls. Dieser Impuls wird auf die Kaskade übertragen und damit die Teilchenjets erzeugt, die in der $e^+ - e^-$ Annihilation bei hohen Energien beobachtet werden.

Auch das Gluon bildet einen solchen Teilchenjet. Deshalb wird die Beobachtung von drei-Jet Ereignissen als Bestätigung für die Emission von Gluonen im Endzustand interpretiert. Abbildung 3.3 zeigt ein derartiges Ereignis.

Da der Prozess der Kaskadenbildung aus den Quarks bzw. Gluonen in seinen Einzelheiten unverstanden ist, muß man ihn, um die Daten mit den QCD-Voraussagen vergleichen zu können, durch eine phänomenologische Beschreibung ersetzen. Das dafür verwendete Modell ist in Kapitel IV beschrieben.

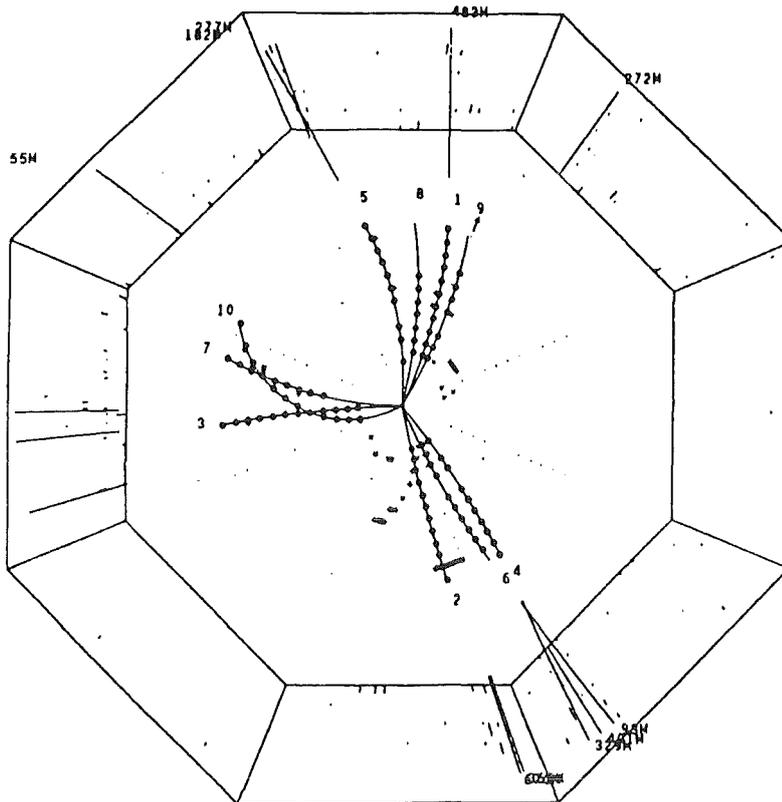


Abb 3.3 Drei-Jet Ereignis
in gleicher Weise dargestellt wie Abb. 3.1

IV Monte Carlo Modelle

Bei der Annihilation von $e^+ - e^-$ in Hadronen finden neben der elektromagnetischen Erzeugung von Quarks und der Emission von hochenergetischer Gluon-Bremsstrahlung weitere Prozesse statt, die alle das in einem Detektor meßbare Endprodukt der Reaktion, den hadronischen Schauer, beeinflussen. Um aus den gemessenen Signalen auf die Eigenschaften der ursprünglich erzeugten Quarks und Gluonen rückschließen zu können, müssen deshalb die Daten um den Einfluß dieser Prozesse korrigiert werden. Danach erst kann die Gültigkeit der QCD überprüft werden. Da eine Entfaltung aller Effekte wegen der Vielzahl und Komplexität der Prozesse und der Struktur des Detektors zu einem praktisch unüberwindbaren Problem wird, verwendet man statt dessen als Technik die 'Monte Carlo'-Simulation. Dabei werden ausgehend von physikalischen Modellen 'Ereignisse' mittels Rechner simuliert, die

alle wichtigen vorkommenden Prozesse nachahmen und schließlich in gleicher Weise wie die Daten auf Magnetband speichert. Der Vergleich zwischen Daten und Simulation erlaubt dann Rückschlüsse auf die zugrunde gelegten Modelle (*).

Folgende Reaktionen werden berücksichtigt:

- Elektromagnetische Bremsstrahlung im Anfangszustand
- Elektromagnetische Erzeugung von Quark-Antiquark Paaren
- Emission eines Gluons im Endzustand durch die starke Wechselwirkung
- Fragmentation von Quarks und Gluonen
- Darstellung der so erhaltenen Ereignisse in einem Modell des Detektors

In den folgenden Abschnitten wird die Simulation dieser Reaktionen beschrieben.

IV.1 Elektromagnetische Bremsstrahlung im Anfangszustand

Durch elektromagnetische Abstrahlung von Photonen ändern sich Energie und Impuls des für die hadronische Reaktion zur Verfügung stehenden Restsystems. Aus dem Vergleich mit der Myon-Paarproduktion erwartet man, daß für die Untersuchungen der QCD-Struktur der hadronischen Ereignisse die Abstrahlung im Anfangszustand einen sehr viel größeren Einfluß hat als die elektromagnetische Strahlung im Endzustand /401/. Da die elektromagnetische Kopplung verglichen mit der starken Kopplung sehr viel schwächer ist, wird ihr Einfluß vernachlässigt. (Außerdem wäre ein Modell für elektromagnetische Strahlung im Endzustand stark abhängig von dem verwendeten QCD-Modell und existiert nicht.) Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand für $e^+ - e^-$ -Vernichtung in irgendeinen Endzustand (außer $e^+ - e^-$) ist bis zur dritten Ordnung Störungsrechnung analytisch berechnet /402/. Diese Rechnung wird

(*) Viele Reaktionen laufen nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit ab. Sie werden im Rechner mittels Zufallsgenerator entsprechend 'gewürfelt', daher der Name 'Monte Carlo'.

ergänzt um die Graphen der hadronischen Vakuumpolarisation /403/. Damit wird die elektromagnetische Bremsstrahlung im Anfangszustand durch Emission eines Photons und einen entsprechenden Rückstoß des Restsystems beschrieben. Ein Monte Carlo Modell zur Beschreibung dieser Strahlung erzeugt also Vierervektoren von Photon und Restsystem, wobei die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung bestimmter Viererimpulse durch obige QED-Rechnung festgelegt wird /404/.

IV.2 Elektromagnetische Erzeugung von Quark und Antiquark

Die elektromagnetische Paarbildung erzeugt die verschiedenen Quark-Sorten proportional zum Quadrat ihrer elektrischen Ladung. Bei den in diesem Experiment zur Verfügung stehenden Energien im Schwerpunktsystem ist die Bildung von fünf Quark-Antiquark-Sorten möglich, deren relative Erzeugungsrate somit festgelegt wird zu:

$$\text{Gl 4.1} \quad u : d : s : c : b = 4 : 1 : 1 : 4 : 1$$

Diese Quarkpaare werden entsprechend der Erwartung für masselose Fermionenpaare mit der Häufigkeitsverteilungsfunktion $W(\theta) \sim 1 + \cos^2\theta$ zur Strahlachse emittiert. In der Projektion senkrecht zur Strahlachse sind sie bei unpolarisiert einlaufendem Elektron und Positron gleich verteilt.

Ihr Wirkungsquerschnitt wird oft in Relation zum Myon-Wirkungsquerschnitt angegeben. Er unterscheidet sich von ihm durch die Erzeugung verschiedener Quark-Sorten (n_f), ihre elektrische Ladung (e_q) und dadurch, daß jedes Quark drei Farb-Ladungen hat.

$$\text{Gl 4.2} \quad \sigma_0 = 3 \cdot \sum_{i=1}^{n_f} (e_{qi}^2 \cdot \sigma_{\mu\mu})$$

IV.3 Die Emission eines energiereichen Gluons

Die so erzeugten Quarks können nach den Gesetzen der QCD in einem Elementarprozeß Gluonen abstrahlen. Solche Ereignisse werden im folgenden auch qqg-Ereignisse genannt. Der Wirkungsquerschnitt für ihre Produktion unter der Annahme von masselosen Quarks beträgt in

1. Ordnung /405/ (d.h. Graphen aus Abb. 3.2 c),d)):

$$\text{GI 4.3} \quad \frac{d\sigma}{dX_1 dX_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s \cdot 2}{\pi \cdot 3} \cdot \frac{X_1^2 + X_2^2}{(1-X_1) \cdot (1-X_2)}$$

Dabei ist $X_i = 2 \cdot E_i / E_{\text{cm}}$ die normierte Energie von Quark und Antiquark und σ_0 der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 4.2. α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Dieser differentielle Wirkungsquerschnitt steigt für große X_i stark an und divergiert bei $X_i = 1$. Diese Divergenzen entsprechen physikalisch der Gluonemission parallel einer Quarkrichtung und dem Fall der Gluonemission, bei der dessen Energie sehr klein ist. Ein weiterer Prozess in 1. Ordnung α_s ist der Interferenzterm der Vertexkorrektur (Abb.3.2 b)) mit der Quark-Paarbildung (Abb.3.2 a)), der die gleichen Divergenzen im Wirkungsquerschnitt mit umgekehrten Vorzeichen hat. Die Summe aller Terme hat somit einen endlichen Wirkungsquerschnitt. Für den Gesamtwirkungsquerschnitt gilt:

$$\text{GI 4.4} \quad \sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{qq}} + \sigma_{\text{qqg}} = \sigma_0 \cdot (1 + \alpha/\pi)$$

Die Simulation der qqg Ereignisse erfolgt nach einem Gluon-Bremsstrahlungsmodell /406/. Die dabei auftretenden Singularitäten aus Gleichung 4.3 werden bei der Generation von Modellereignissen durch Beschränkung des Energieintervalls für X_1 und X_2 vermieden. Für die in dieser Arbeit verwendete Simulation gilt:

$$\begin{aligned} \text{GI 4.5} \quad & 0,18 \leq X_i \leq 0,94 && (E_{\text{cm}} = 22\text{GeV}) \\ & 0,12 \leq X_i \leq 0,97 && (E_{\text{cm}} = 34\text{GeV}) \\ & i = 1,3 \end{aligned}$$

Diese Grenzen sind so festgelegt, daß die untere Grenze der minimalen Energie der Jets bei der Analyse entspricht. Die obere Grenze liegt ebenfalls in einem Bereich, in dem die Analysemethode (wegen des festen Clusterwinkels; Vgl. Abb.6.7) die Drei-Jet-Ereignisse nicht mehr von den Zwei-Jet-Ereignissen unterscheiden kann. Für die Wahrscheinlichkeit von Gluonemission gilt:

$$\begin{aligned}
 \text{Gl 4.6 } P(\text{qqg}) &= \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_{X_1, X_2} \frac{d\sigma}{dX_1 dX_2} dX_1 dX_2 \\
 &= \frac{\alpha_s/\pi}{1 + \alpha_s/\pi} \cdot \frac{2}{3} \int_{X_1, X_2} \frac{X_1^2 + X_2^2}{(1-X_1) \cdot (1-X_2)} \cdot dX_1 dX_2
 \end{aligned}$$

Mit den angegebenen Integrationsgrenzen ergibt das Integral den Wert 6,3 bei 22 GeV bzw. 10,8 bei 34 GeV.

Die geringere Wahrscheinlichkeit für Emission von Gluonen bei schweren Quarks wird dadurch berücksichtigt, daß Gluon-Emission erst möglich wird wenn gilt:

$$\text{Gl 4.7} \quad 8 \cdot m_q < E_{\text{cm}}$$

Bei Energien kleiner als 40 GeV ist also keine Gluon-Emission von b Quarks im Modell möglich. Die zu geringe Gluon-Emission dadurch wird zum größten Teil kompensiert, indem die Gluon-Emission des c Quarks gleich groß gesetzt wird wie die der leichten Quarks, obwohl sie wegen der größeren Masse kleiner sein sollte.

IV.4 Fragmentation von Quarks und Gluon

Für den Übergang von quasifreien Quarks und Gluonen zu hadronischen Schauern gibt es kein physikalisches Modell. Dieser Prozess kann nur durch eine phänomenologische Beschreibung parametrisiert werden. In dieser Arbeit wird das Verfahren von Feynmann und Field verwendet /407/. Ausgehend vom primären Quark wird mittels immer neuer Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum eine Kaskade entwickelt. Abbildung 4.1 zeigt das Fragmentationsschema.

Das einlaufende Quark bildet mit dem Antiquark aus dem Vakuum ein Meson und das Quark aus dem Vakuum läuft weiter. Dieser Prozess wird so lange wiederholt, bis das Quark eine Minimalenergie unterschreitet. Dann rekombiniert das letzte Quark mit dem letzten Antiquark des anderen Quark-Jets. Dieses Modell wird durch die Festlegung von vier Parametern bestimmt.

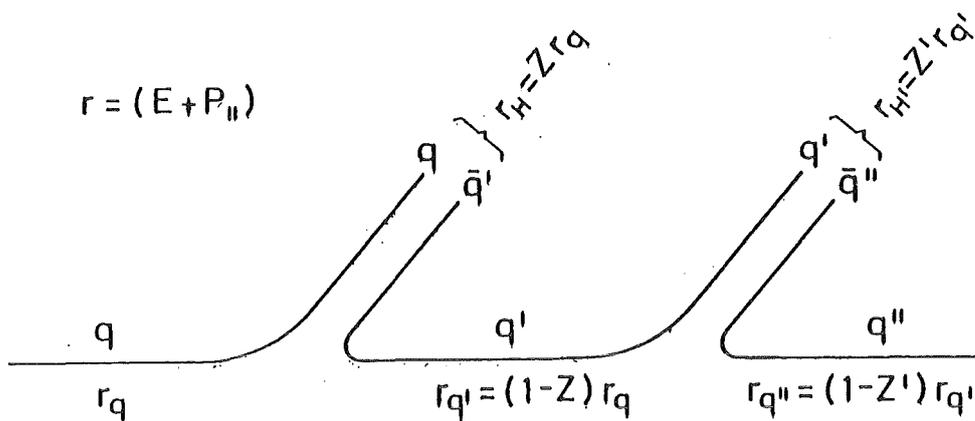


Abb 4.1 Fragmentationsschema der Quarks

Ausschnitt aus der Kaskade: Aus einem einlaufenden Quark q entwickeln sich zwei Mesonen und ein energiearmes Quark q'' läuft aus.

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $f(z)$ legt fest, wie die Größe $E + p_L$ zwischen dem erzeugten Meson und dem weiterlaufenden Quark aufgeteilt wird. Sie bestimmt also das Longitudinalimpulsspektrum des Jets (longitudinal ist bezogen auf den Impuls des primären Quarks).

$$\text{Gl 4.8} \quad f(z) = 1 - a_f + 3 \cdot a_f \cdot (1-z)^2$$

$$z = \frac{(E+p_L)_{\text{hadron}}}{(E+p_L)_{\text{quark}}}$$

Der Wert der Konstanten wird festgelegt auf $a_f = 0,77$.

Die Verteilung des Transversalimpulses k_{T_i} des i -ten Quarks in der Kaskade wird durch eine Gauss-förmige Wahrscheinlichkeitsfunktion der Form

$$\text{Gl 4.9} \quad g(k_{T_i}) d^2k_{T_i} = (1/2\pi\sigma_q^2) \cdot \exp(-k_{T_i}^2 / 2\sigma_q^2) d^2k_{T_i}$$

beschrieben. die Größe σ_q ist stark mit der mittleren Breite der hadronischen Jets korreliert und wird zu $\sigma_q = 300 \text{ MeV}/c$ bestimmt (siehe Kapitel VII.1.2).

Bei der Erzeugung der Kaskade können nur die drei leichtesten Quarks u, d und s und ihre Antiteilchen aus dem Vakuum gebildet werden. Ihre relative Produktionsrate wird durch das Verhältnis

$$\text{Gl 4.10} \quad u : d : s = 2 : 2 : 1$$

festgelegt, d.h. es wird angenommen, daß das schwerere s -Quark seltener vorkommt.

In dem Modell werden nur Mesonen erzeugt. Die Spineinstellung dieser Teilchen erlaubt die Bildung von pseudoskalaren (P) und Vektormesonen (V). Ihr relatives Erzeugungsverhältnis im Modell beträgt:

$$\text{Gl 4.11} \quad \frac{P}{P+V} = 0,5$$

Die Fragmentation des Gluons verläuft in ähnlicher Weise. Am Anfang der Kaskade wird ein Quark-Antiquark-Paar gebildet, der Gluon-Impuls auf das eine Teilchen übertragen und nach dem oben beschriebenen Verfahren eine Meson-Kaskade entwickelt. Das zweite Teilchen rekombiniert mit einem Teilchen am Ende der Kaskade. Der Anfang der Kaskade ist etwas unterschiedlich zur Quark-Kaskade. Das erste Quarkpaar kann nur aus den drei leichtesten Quarksorten gebildet werden, deren Erzeugungswahrscheinlichkeit wiederum gleich groß ist.

Am Anfang des Quark-Zerfalls in eine Mesonkaskade bilden sich in den Fällen, in denen c - und b -Quarks generiert wurden, Mesonen, die durch die schwache Wechselwirkung in leichte Quarks bzw. in Leptonen zerfallen. Diese schwachen Zerfälle werden in der Fragmentation berücksichtigt /408/. In dem Modell zerfallen b -Quarks in c -Quarks, leichte Quarks sowie Leptonen. Der Zerfall der c -Quarks wiederum wird durch die Verzweigungsverhältnisse vieler gemessener Reaktionen beschrieben /409/.

Kennzeichnend für dieses Fragmentationsmodell ist, daß Quark- und Gluon-Jet unabhängig voneinander zerfallen. Energie- und Impulserhaltung werden am Ende des Zerfalls etwa erfüllt, indem die Vierervektoren aller Teilchen im Endzustand etwas geändert werden.

IV.5 Simulation des Detektors

Alle generierten hadronischen Ereignisse durchlaufen ein Detektorsimulationsprogramm, welches Geometrie und Zustand des Detektors in vielen Einzelheiten beschreibt. Danach wird das Resultat formal genauso auf Magnetband gespeichert wie die Daten.

Geladene Teilchen werden durch ein realistisches (inhomogenes) Magnetfeld transportiert. Streuprozesse sind entsprechend der Masseverteilung im Strahlrohr und im Detektor möglich. Die Ansprechwahrscheinlichkeit und der Ausfall einiger Drähte werden entsprechend dem Zustand des Detektors bei der Datennahme simuliert. Die Impulsauflösung des Detektors geht in die Simulation so ein, daß für jeden Signaldraht eine Gauss-Verteilung mit der Breite der gemessenen mittleren Ortsauflösung überlagert wird.

Für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wird im Argon-Detektor eine Schauerkaskade durch das EGS-Programm entwickelt /410/. Dabei erscheint die Schauerrichtung in Verlängerung der Trajektorie durch den Innendetektor am Durchstoßpunkt durch die Magnetspule. Photonen kommen vom Wechselwirkungspunkt. Hadronische Schauer werden nicht simuliert. Dies muß in der Analyse dadurch berücksichtigt werden, daß durch geeignete Selektionsschritte hadronische Schauer verworfen werden. Die Geometrie einschließlich der exakten Verdrahtung wird ebenso simuliert wie die Ansprechwahrscheinlichkeit und der Ausfall von Kanälen entsprechend dem realen Detektor. Auch hier wird kanalweise eine Gauss-förmige Rauschverteilung überlagert, deren Breite jeweils die gemessene Rauschverteilung wiedergibt.

Die Ausbeute der verschiedenen Trigger für hadronische Ereignisse ist sehr hoch. Verluste durch den Trigger sind nur bei solchen Ereignissen zu erwarten, die die Selektionskriterien ohnehin nicht erfüllt hätten. Deshalb wird auf eine Simulation des Triggers verzichtet. Ebenfalls nicht korrigiert sind die simulierten Ereignisse auf das Rauschen oder externe Einstreuung von Signalen. Solche zusätzlichen Signale führen jedoch fast nie dazu, daß die Rekonstruktion weitere oder andere Spuren findet und haben praktisch keinen Einfluß auf die Analyse.

V Die Daten

Alle multihadronischen Ereignisse dieser Arbeit wurden mit dem Zentraldetektor gemessen. Als Trigger für die Datennahme dienten die in Kapitel II.2.3 beschriebenen Trigger 3, 5 und 6. Diese Daten durchlaufen direkt bei der Datennahme ('on line') einen 'Schnellen Filter' in Rechner 1 und eine 'Schnelle Selektion' im DESY-Rechenzentrum bevor sie als Rohdaten auf Magnetband gespeichert werden. Danach passieren die Daten entkoppelt von der Datennahme ('off line') einen zweiten Filter, der überprüft, ob die Energiesignale für den Trigger in einem physikalisch sinnvollen Bereich liegen ('Energiefilter'). Nach der Rekonstruktion der geladenen Spuren und der Schauer einschließlich Umrechnung in Impuls bzw. Energie unter Verwendung von Kalibrationskonstanten, werden die Daten mittels eines Organisationsystems für Datenbanken (BOS)/501/ als 'data summary tape' (DST) auf Magnetband gespeichert.

Von dort selektieren spezielle Programme die multihadronischen Ereignisse. Durch visuelle Inspektion der Daten auf einem Graphik-Bildschirm werden verbleibende nicht multihadronische Ereignisse erkannt und verworfen. Bei den so erhaltenen Daten muß schließlich der noch mögliche Untergrund von anderen Ereignissen abgeschätzt werden. In den folgenden Abschnitten wird diese Datenreduktion im einzelnen beschrieben.

V.1 Die 'on line' Mustererkennung und Reduktion

Die erste Mustererkennung eines Ereignisses erfolgt 'on line' in Rechner 1 und im DESY-Rechenzentrum vor dem Speichern auf Magnetband. Verwendet wird in beiden Fällen die Information der Triggermasken des Innendetektors und die Energiesumme/Stack des Argon-Detektors.

In Rechner 1 werden zunächst Untergrundereignisse unterdrückt. Dies sind 'Ereignisse', bei denen ausschließlich Trigger 5 ansprach und deren sämtliche Masken in zueinander benachbarten Sektoren liegen. Sie werden durch Fehlfunktion des Innendetektors verursacht. Die übrigen Ereignisse werden mit verschiedenen 'flags' markiert, sobald sie Mindestbedingungen für physikalisch mögliche Ereignisse erfüllen. Die angegebenen Energieschwellen im Argon-Detektor gelten für die

Messungen bei 34 GeV Energie im Schwerpunktsystem. Bei geringeren Strahlenergien wurden auch die Schwellen entsprechend angepasst. Die für die Selektion der vorliegenden Daten benutzten Kriterien sind:

flag 2: Mindestens 2 'Spuren', die in $R\phi$ einen Winkel von $180^\circ \pm 20^\circ$ einschließen. Dabei sind 'Spuren' Triggermasken, bei denen mindestens 8 der 12 Kammern des Innendetektors angesprochen haben und deren Anpassung in $R\phi$ weniger als 1-1,5 cm (abhängig davon, welche Kammern angesprochen haben) am Wechselwirkungspunkt vorbei führt. Zumindest eine Spur muß darüber hinaus einen Transversalimpuls zur Strahlachse größer als 1,5 GeV haben.

flag 4: Zwei gegenüberliegende Stacks der Endkappen haben Energiesignale größer als jeweils $6 \text{ GeV}/c^2$.

Für die 'schnelle Selektion' werden Auswahlkriterien so selektiv definiert, daß jeweils nur ein bestimmter physikalischer Prozess mit hoher Wahrscheinlichkeit mit der betreffenden Markierung versehen wird. Dies geschieht unabhängig von Rechner 1. (Der nachfolgende Energiefilter benutzt 'flag 3' und 'flag 5'.)

flag 3: Verlangt werden 2-5 Masken in $R\phi$ und mindestens 1 Maske in RZ. Der maximal mögliche Impuls dieser Masken muß zusammen $5 \text{ GeV}/c$ überschreiten. Außerdem müssen die Energiesignale der beiden in RZ hintereinanderliegenden Stacks in gleicher oder entgegengesetzter $R\phi$ Richtung wie der Sektor mit der größten Anzahl Masken zusammen größer als $6 \text{ GeV}/c^2$ sein.

flag 5: Gefordert werden mindestens 2 Masken in $R\phi$ und 1 in RZ. Die Summe aller Energiesignale der 15 Stacks des Zentraldetektors muß $16 \text{ GeV}/c^2$ überschreiten.

Damit markiert 'flag 3' vor allem Bhabha-Streuereignisse während 'flag 5' radiative Bhabhastreueung, Bhabhastreueung an der Akzeptanzgrenze sowie radiative multihadronische Ereignisse kennzeichnet. Die übrigen 'flags' in beiden Programmen indizieren andere Prozesse, wie z.B. schwere Leptonen (nicht kollineare Ereignisse mit niederer Multiplizität), Zwei-Photon-Ereignisse (Signal im Vorwärtsdetektor in Koinzidenz mit Spuren oder Energie im Zentraldetektor) oder multihadronische Ereignisse (mehrere Masken in $R\phi$ und RZ in sich gegenüber

liegenden Bereichen des Detektors), aber auch kosmische Ereignisse und Untergrund. Zur weiteren Selektion wird jedoch nicht die dafür vorgesehene Markierung sondern ein trennschärferes Programm, der Energiefilter, verwendet. Zu den von diesem Programm selektierten Ereignissen können durch die oben angegebenen 'flags' aber noch einige multihadronische Ereignisse zusätzlich gefunden werden.

V.2 Der Energiefilter

Die auf Magnetband gespeicherten Rohdaten durchlaufen ein schnelles Filterprogramm zur Abtrennung von Untergrundereignissen. Es basiert darauf, daß viele dieser Ereignisse durch elektronische Fehlfunktion oder kohärentes Einstreuen von Signalen getriggert werden. Solche Ereignisse haben sehr hohe Triggersignale in vielen Stacks. Dies ermöglicht eine Erkennung als Untergrund. Andererseits haben physikalische Ereignisse im allgemeinen nur in einigen Stacks ein Energiesignal deutlich über dem Rauschen, was ein Auswahlkriterium ergibt. Die Entscheidungslogik ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Die Definition der Untergrund- und Auswahlkriterien ist in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Als Eingangsdaten dienen die auch für den Trigger benutzten Masken in $R\phi$ bzw. die summierten Energiesignale der Schauerdetektor-Stacks. Diese werden mit drei Energieschwellen

$$\begin{aligned} E_{\text{low}} &\approx 0,3 \text{ GeV} \\ E_{\text{med}} &\approx 0,7 \text{ GeV} \\ E_{\text{hig}} &\approx 1,3 \text{ GeV} \end{aligned}$$

verglichen, wobei bereits E_{low} 2σ über der Breite des Rauschsignals von ± 140 MeV liegt. Eingestreute Signale, die nicht im richtigen Zeitintervall liegen (z.B. kosmische Strahlung) können als negativer Wert ausgelesen werden, deshalb wird mit einer Energieschwelle

$$E_{\text{neg}} \approx -0,7 \text{ GeV}$$

dieser Untergrund abgetrennt. Gezählt wird jeweils die Anzahl (#) Stacks, deren Energie (E) über (bei E_{neg} unter) den Schwellen liegen. Für die Auswahl wird zusätzlich zwischen Stacks aus dem Zentraldetektor (E^{CY}) und Stacks aus den Endkappen (E^{ec}) unterschieden. Das Zeichen \cdot bedeutet die Konjunktion, $+$ die algebraische Summe aus den

jeweiligen Einzelhäufigkeiten.

Tab 5.1 Untergrund- und Auswahlkriterien des Energiefilters

Untergrund

- 1.) $(\#(E < E_{neg}) \geq 3) \cdot (\#(E \geq E_{med}) \geq 3)$
- 2.) $(\#(E < E_{neg}) + \#(E > E_{med})) \geq 12$
- 3.) $((\#(E < E_{neg}) + \#(E > E_{med})) \geq 10) \cdot (\#(Masken) = 0)$

Auswahl

- 1.) $\#(E^{cy} \geq E_{hig}) \geq 2$
- 2.) $(\#(E^{cy} \geq E_{hig}) \geq 1) \cdot (\#(Masken) \geq 1)$
- 3.) $(\#(E^{cy} \geq E_{med}) \geq 1) \cdot (\#(E^{cy} \geq E_{low}) \geq 2) \cdot (\#(Masken) \geq 1)$
- 4.) $(\#(E^{ec} \geq E_{hig}) \geq 1) \cdot (\#(E^{cy} \geq E_{hig}) \geq 1)$
- 5.) $(\#(E^{ec} \geq E_{hig}) \geq 1) \cdot (\#(E^{cy} \geq E_{med}) \geq 2)$

Durch die Untergrundkriterien 1-3 werden etwa 6% der Rohdaten verworfen. Von den nach den Auswahlkriterien 1-5 verbleibenden Ereignissen bilden 5-7% die 'gefilterten Rohdaten', zu denen noch weniger als 1% zusätzliche Ereignisse wegen ihrer 'flags' aus den 'on line'-Programmen kommen.

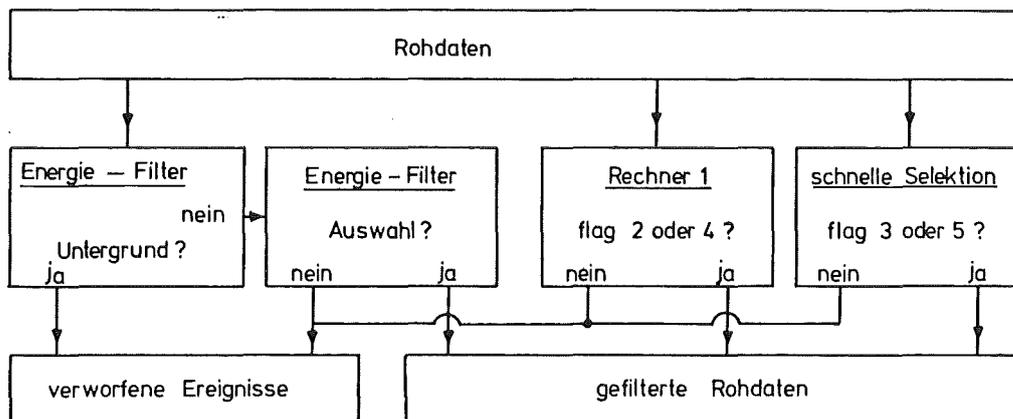


Abb 5.1 Blockdiagramm des Energiefilters

Ereignisse werden ausgefiltert, die bestimmten Energiekriterien genügen oder die bereits bei der Datennahme als Kandidaten für physikalische Prozesse markiert wurden.

V.3 Die Rekonstruktion und Kalibration

Alle gefilterten Daten durchlaufen das Rahmenprogramm 'OFFRAM', in dem mehrere Prozessoren zur Rekonstruktion von Spuren und Schauern aufge-

rufen werden. Dieses Rahmenprogramm enthält eine Programm-Matrix (PROM) die festlegt, welche Prozessoren einschließlich ihrer jeweils wählbaren Parameter verwendet werden.

Die Daten dieser Arbeit durchliefen zunächst einen Prozessor zur Rekonstruktion von geladenen Spuren im Innendetektor (CELPAT). Alle so gefundenen Spuren werden in einer Fit-Prozedur darauf überprüft, ob sie vom Wechselwirkungspunkt kommen (CLGEOM). Ist dies der Fall, so wird die CELPAT-Information durch diesen Fit ergänzt. Ein weiterer Prozessor rekonstruiert Schauer im Argon-Detektor (LATRAK).

Die rekonstruierten Daten sind in Form von BOS-Bänken auf Magnetband gespeichert. Neben der Rohdatenbank (die die vollständige Information vor der Rekonstruktion enthält) wird für alle rekonstruierten Spuren bzw. Schauer eine Bank angelegt. Dabei ist in den Schauerbänken markiert, ob sie in Verlängerung einer Spur aus dem Innendetektor erscheinen. Die Funktion dieser drei Prozessoren soll im folgenden Abschnitt kurz beschrieben werden.

V.3.1 Rekonstruktion geladener Spuren durch CELPAT

Die Mustererkennung läuft in drei Schritten ab:

- 1.) Rekonstruktion dreidimensionaler Punkte. Dazu werden die Signale aus den Proportionalkammern benötigt. Durch gleichzeitige räumliche Korrelation der Anodensignale mit den Signalen auf den 30° und den 90° Kathodenstreifen werden Meßpunkte in allen drei Raumkoordinaten festgelegt.
- 2.) Dreidimensionale Spurerkennung. Mittels dreier Meßpunkte, die möglichst in Proportionalkammern liegen sollten, wird ein Kreisbogen definiert. Erscheinen Radius und Abstand vom Wechselwirkungspunkt physikalisch sinnvoll, wird ein Helixfit durchgeführt und daran entlang in einer 'Straße' der nächste Punkt gesucht. Sobald ein Punkt in einer Proportionalkammer gefunden wurde, wird der Helixfit und damit die 'Straße' zur Weitersuche verbessert. Wird ein Driftkammerpunkt gefunden und in der nächsten Kammer kein geeigneter Punkt, so wird die 'Straße' entsprechend durch einen Kreisfit neu festgelegt. Nach jedem Fit legt ein χ^2 Test bei Mehrdeutigkeiten fest, welcher Punkt innerhalb der 'Straße' verwendet wird und ob einzelne Meßpunkte nicht zu der Spur

gehören. Alle zugeordneten Meßpunkte werden für die weitere Spursuche nicht mehr verwendet. Dieser Schritt wird viermal durchlaufen, wobei die Mindestkriterien für die Spur jeweils weniger hart sind. In einem fünften Durchgang werden auch Spuren ohne Rekonstruktion in RZ erkannt.

- 3.) Erfüllung von Mindestkriterien. Die so angepaßten Spuren müssen u.a. mindestens 6 Meßpunkte (aus insgesamt 12 Kammern) und einen Impuls größer als 117 MeV/c haben. Zur Rekonstruktion einer Spur in der RZ Projektion werden zwei oder mehr Meßpunkte aus den Proportionalkammern benötigt. In den ersten drei Durchläufen des zweiten Schrittes wird als maximaler Abstand vom Wechselwirkungspunkt 2 cm in $R\phi$ bzw. 3 cm in RZ erlaubt. Im vierten Durchgang wird diese Bedingung auf 20 cm in $R\phi$ und 30 cm in RZ gelockert.

Jede gefundene Spur wird in einer 'SPUR'-Bank gespeichert. Ihr Impuls ist durch den Helixfit definiert. Durch Simulation von hadronischen Ereignissen wird die Ausbeute an korrekt rekonstruierten Spuren getestet. Danach werden bei Impulsen größer als 200 MeV/c 95 % aller Spuren in $R\phi$ und 87 % in beiden Projektionen rekonstruiert /502/.

V.3.2 Verbesserung der Impulsauflösung durch CLGEOM

Die von CELPAT jeder Spur zugeordneten Meßpunkte mit ihren jeweiligen Fehlern verwendet das Programm CLGEOM zur Berechnung einer mathematisch korrekten Trajektorie (Lösung der Lorentzkraft-Gleichung). Unter Einbeziehung der Inhomogenitäten des Magnetfeldes wird dazu der Betrag und die Richtung des Impulses angepaßt. Dabei wird in dieser Analyse der Wechselwirkungspunkt wie ein weiterer Spurpunkt in der $R\phi$ Projektion verwendet. Die Position und die Genauigkeit des Wechselwirkungspunktes werden durch die Analyse von Bhabha-Streueignissen ermittelt. Ein χ^2 Test ergibt in vielen Fällen eine deutliche Verbesserung der Darstellung der Teilchenspur. In solchen Fällen wird die Information der SPUR-Bank durch den CLGEOM-Fit ergänzt. 'SPUR-Bänke', bei denen die Fitqualität durch diese Anpassung zu schlecht würde, werden von CLGEOM nicht verändert.

V.3.3 Rekonstruktion von Schauern durch LATRAK

Der LATRAK Prozessor sucht aus den 0° , 90° und 45° -Streifen innerhalb einer Ebene der Stacks durch Ladungskorrelation zweidimensionale 'Schauerzellen'. Dabei werden überlappende Schauer an der Breite dieser Zellen erkannt. Danach werden in Flugrichtung des Teilchens hintereinander liegende Zellen zu einem 'Schauercluster' vereinigt. Schließlich wird durch eine Anpassung die Schauerachse und Schauerbreite festgelegt. Diese Anpassung verwendet als zusätzliche Randbedingung entweder die Verlängerung einer dazu passenden Spur aus dem Innendetektor oder den Wechselwirkungspunkt.

V.4 Die Selektion hadronischer Ereignisse

Die rekonstruierten Rohdaten bestehen zum größten Teil aus Untergrundeignissen und nur wenigen Ereignissen aus den verschiedenen $e^+ - e^-$ Reaktionen. Um eine Datenmenge zu erhalten, in der hadronische Ereignisse besonders häufig vorkommen, werden härtere Schnitte zur Datenselektion angewendet.

Nach einer Beschreibung dieser Schnitte folgt die genaue Definition der Selektionskriterien in Tabelle 5.2. Dabei wird die für manche Schnitte benötigte Ereignisachse durch Maximierung aller Longitudinalimpulse zu dieser Achse (Thrust) bestimmt.

Zunächst wird Untergrund aus Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohr-Streuung und kosmischer Strahlung durch Bedingungen in der gemessenen, auf Schwerpunktsenergie normierten Energie X_{vis} entfernt. Diese Schnitte werden sowohl für die Energie aller geladenen Teilchen (ch) als auch für alle gemessenen Teilchen (tot) definiert. Bei solchen Elektron-Atomkern-Streuungen bilden die freiwerdenden Protonen häufig Bündel von Teilchen, die hadronischen Jets nicht unähnlich sind. Während aber bei Annihilationsereignissen im Mittel die gesamte Ladung aller Sekundärteilchen neutral ist, haben die Untergrundeignisse einen großen Überschuss an positiver Ladung. Ein Schnitt, der diese Summe aller Ladungen pro Event (Σch) abhängig von der gemessenen Multiplizität der geladenen Teilchen (N_{ch}) für positive Ladungen begrenzt, entfernt diesen Untergrund.

Die Forderung nach einer Mindestzahl an geladenen Teilchen (N_{ch}) wird so hoch gesetzt, daß möglichst alle quantenelektrodynamischen Prozesse unter diesem Kriterium liegen. Weil einige der am häufigsten vorkommenden Ereignisse der Bhabha-Streuung z.B. durch zweifache Paarbildung auch dieses Kriterium passieren, wird noch ein vierter Schnitt zur Datenreduktion angewendet. Er verwirft Ereignisse, bei denen hohe Schauerenergien in einem jeweils sehr engen Konus um die Ereignishalbachsen liegen.

Tab 5.2 Bedingungen der Selektion hadronischer Ereignisse

- 1.) $X_{vis}(ch) > 0.25$ oder $X_{vis}(tot) > 0.375$
 Deutet die Ereignisachse in Richtung Stack 7 gilt:
 $X_{vis}(tot) > 0.312$
- 2.) $\Sigma ch \leq +6$ für $N_{ch} > 6$
 $\Sigma ch \leq +4$ für $N_{ch} \leq 6$
- 3.) $N_{ch} > 4$
- 4.) Halbierung des Ereignisses durch eine Ebene senkrecht zu seiner Achse. Berechnung von Ereignisachsen getrennt für beide Hälften. Befindet sich in beiden Hälften jeweils mehr als $1/6$ der Strahlenenergie als Schauerenergie innerhalb eines Konus von 5° um diese Ereignishalbachsen, so wird das Ereignis verworfen.

Selektiert werden nur diejenigen Rohdaten, welche nicht durch eines der vier Kriterien in Tab 5.2 verworfen werden. Die Reduktionrate der Datenmenge durch diese Hadronenselektion ist abhängig von den Untergrundbedingungen bei der Datennahme. Von den bei 34 GeV gemessenen 'gefilterten Rohdaten' (vgl. V.2) werden 4-5 % als Kandidaten für hadronische Ereignisse akzeptiert.

Durch optische Inspektion der so erhaltenen Daten am Bildschirm können 'nicht hadronische Ereignisse' aussortiert werden. Das sind weniger als 5 % der Datenmenge. Kriterium für diese manuelle Selektion ist, daß ein anderer Prozess, also Strahl-Restgas-Streuung, kosmische

Strahlung, Zwei-Photon-Streuung oder leptonischer Prozess erkannt wird.

Eine Abschätzung der darin noch verbleibenden Untergrundereignisse ist möglich, indem die Überprüfung der Ereignisse am Bildschirm von mehreren Personen unabhängig durchgeführt wird. Daraus wird geschlossen, daß weniger als 0.2 % QED Ereignisse höherer Ordnung und weniger als 2 % $\gamma\gamma$ Streueignisse übrigbleiben.

V.5 Globale Eigenschaften von Daten und Simulation

Vor der Analyse der Daten muß zunächst überprüft werden, ob die Verteilungsfunktionen wichtiger physikalischer Größen von Daten und simulierten Ereignissen übereinstimmen. Dieser Vergleich wird für das Modell ohne Gluon-Bremsstrahlung (qq) und für das Modell mit Emission eines Gluons (qqg) durchgeführt. Vor dem Studium der rekonstruierten Teilchen werden dazu Kriterien zur Definition von Teilchen festgelegt, die dann für die ganze folgende Analyse gelten sollen:

- Spuren müssen in $R\phi$ und RZ rekonstruiert sein und vom Wechselwirkungspunkt weniger als 5 mm in $R\phi$ bzw. 50 mm in RZ vorbeiführen. Ein Impuls von mindestens 200 MeV/c wird ebenfalls gefordert. Spuren mit rekonstruierten Impulsen größer als die Strahlenergie wird diese zugeordnet. Dies betrifft aber nur 0,2 % aller rekonstruierter Spuren. Allen akzeptierten Spuren wird die Pionenmasse zugeordnet.
- Schauer werden akzeptiert, wenn sie mehr als 200 MeV Energie haben und nicht im Rekonstruktionsprogramm als Verlängerung einer Spur erscheinen. Schließlich sollen sie keine Energie in der hintersten Bleilage deponiert haben. Diese Forderung unterdrückt hadronische Schauer. Alle akzeptierten Schauer gelten als Photonen.
- Die Wiederholung des Schnitts in X_{vis} (siehe Tab. 5.2) mit den so definierten Spuren führt zu den in Tabelle 5.3 angegebenen Anzahlen hadronischer Ereignisse bei den beiden gemessenen Energien.

Mit den so definierten Spuren und Schauern kann man testen, ob die Simulation der Daten wichtige Größen wie die Teilchenmultiplizität,

Tab 5.3 Selektierte hadronische Ereignisse

Energie im Schwerpunktsystem	Anzahl selektierter Ereignisse
34 GeV	2504
22 GeV	1732

Winkelverteilung und die rekonstruierte Energie pro Ereignis gut beschreiben.

Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen die Verteilungsfunktionen der Multiplizität für geladene und neutrale Teilchen bei 34 GeV und 22 GeV Energie im Schwerpunktsystem für Simulation und Daten. Wichtig ist vor allem eine gute Übereinstimmung der Spektren der geladenen Teilchen, weil diese den größten Teil der Energie übernehmen und damit die Form der Ereignisse im Impulsraum am meisten beeinflussen. Bei 22 GeV stimmt die Multiplizität der Daten gut mit dem qq-Modell überein, der Beitrag von qqq-Ereignissen ist bei dieser Energie gering. Er gewinnt erst bei höheren Energien an Bedeutung und muß in Abhängigkeit von der Größe der Wechselwirkungskonstante berücksichtigt werden. Dagegen hat bei 34 GeV die Simulation im Mittel etwas mehr geladene Teilchen als die Daten. Dies ist auf eine etwas zu optimistische Annahme über die Ansprechwahrscheinlichkeit der Drahtkammern des Innendetektors während dieser Periode der Datennahme zurückzuführen. Um dies zu korrigieren wurde in der Simulation bei 34 GeV ein Anteil von 1/10 aller geladenen Teilchen verworfen. Danach stimmt auch dieses Spektrum der Simulation mit den Daten überein.

Die Winkelverteilung aller Teilchen als Funktion des Winkels zur Strahlachse θ zeigen Abbildung 5.4 und 5.5. Lediglich bei kleinen Winkeln zur Strahlachse an der Akzeptanzgrenze des Innendetektors unterschätzt die Simulation etwas die gemessene Verteilung.

Eine weitere wichtige Größe ist der rekonstruierte Energieanteil an der Energie im Schwerpunktsystem. Er ist in Abbildung 5.6 und 5.7 dargestellt. Man sieht, daß ein recht hoher Anteil von 63 % (34GeV) bzw. 70 % (22GeV) rekonstruiert wird. Hauptursache für die vorhandenen Verluste ist die geometrische Akzeptanz des Detektors.

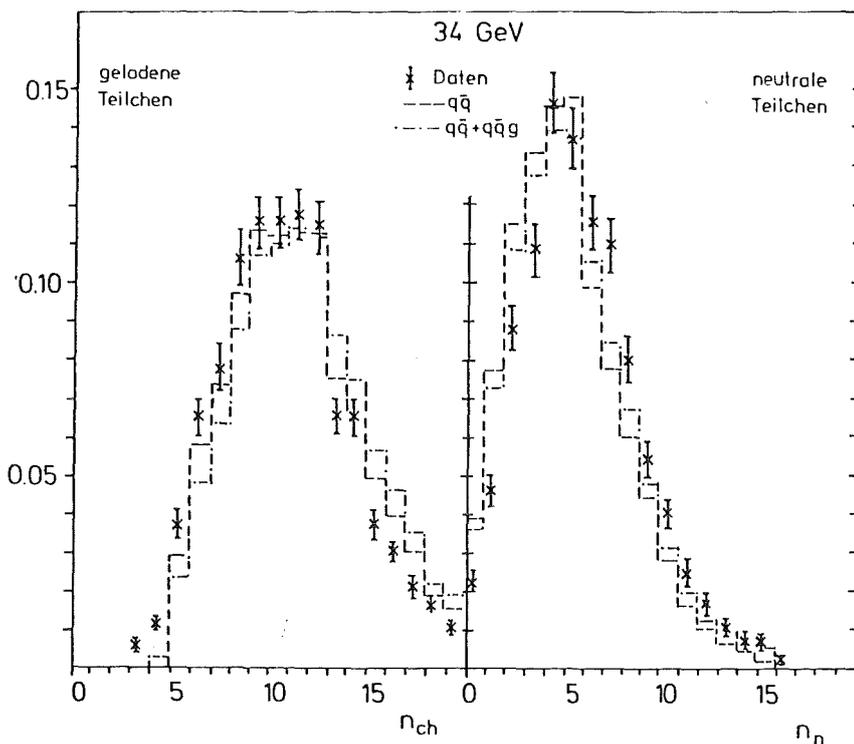


Abb 5.2 Teilchenmultiplizität geladener und neutraler Teilchen
Die Anzahl rekonstruierter Teilchen pro Ereignis ist zusammen mit dem Vergleich der Simulation des $q\bar{q}$ und des $q\bar{q}g$ Modells wiedergegeben.

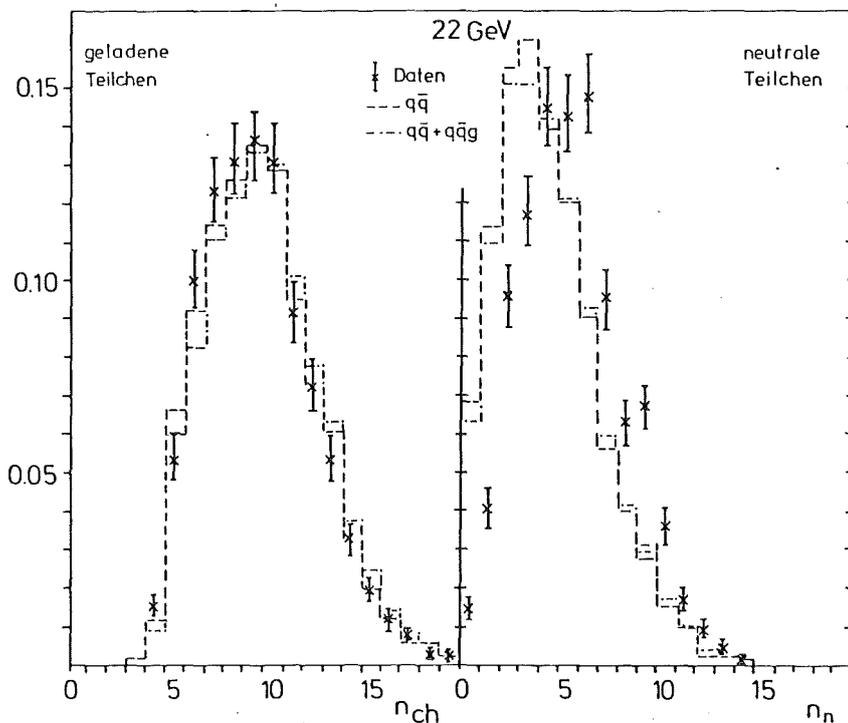


Abb 5.3 Teilchenmultiplizität geladener und neutraler Teilchen

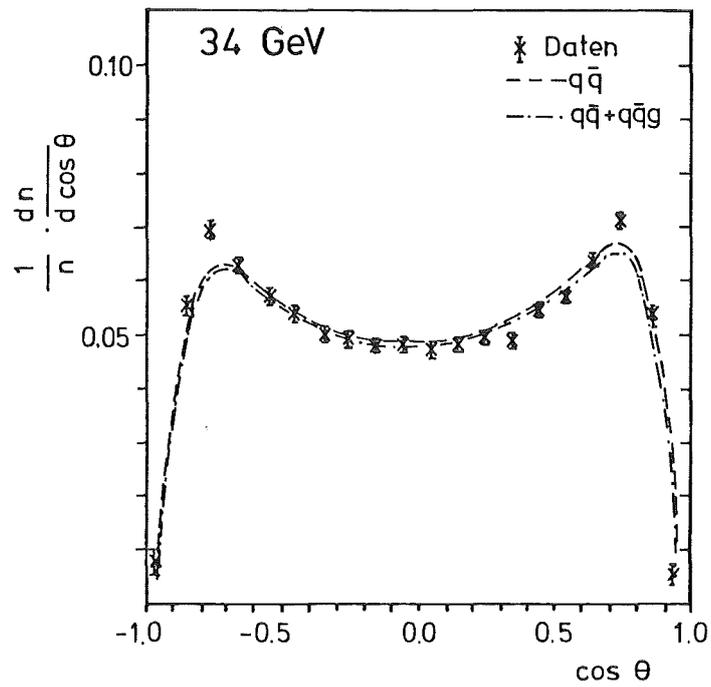


Abb 5.4 Winkelverteilung aller Teilchen

Die Winkelverteilung aller Teilchen als Funktion des Winkels zur Strahlachse wird mit der Simulation des $q\bar{q}$ und des $q\bar{q}g$ Modells verglichen.

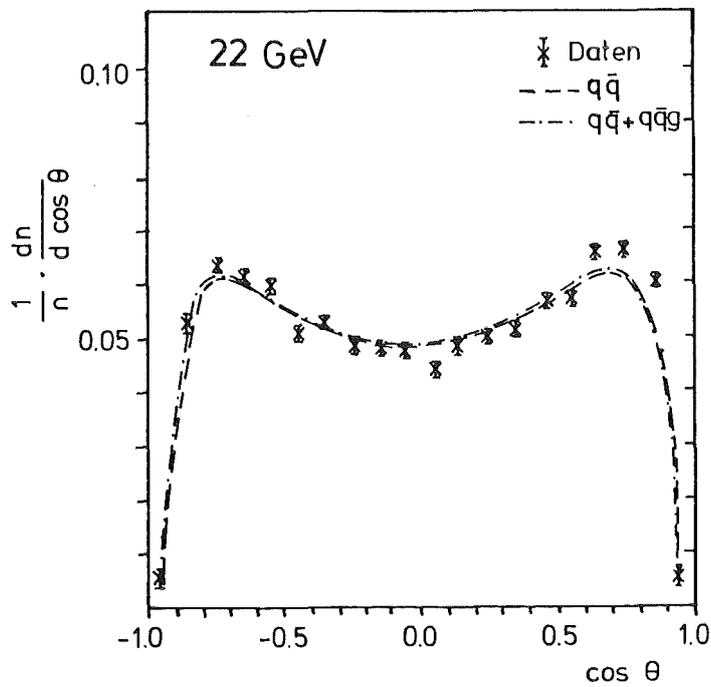


Abb 5.5 Winkelverteilung aller Teilchen

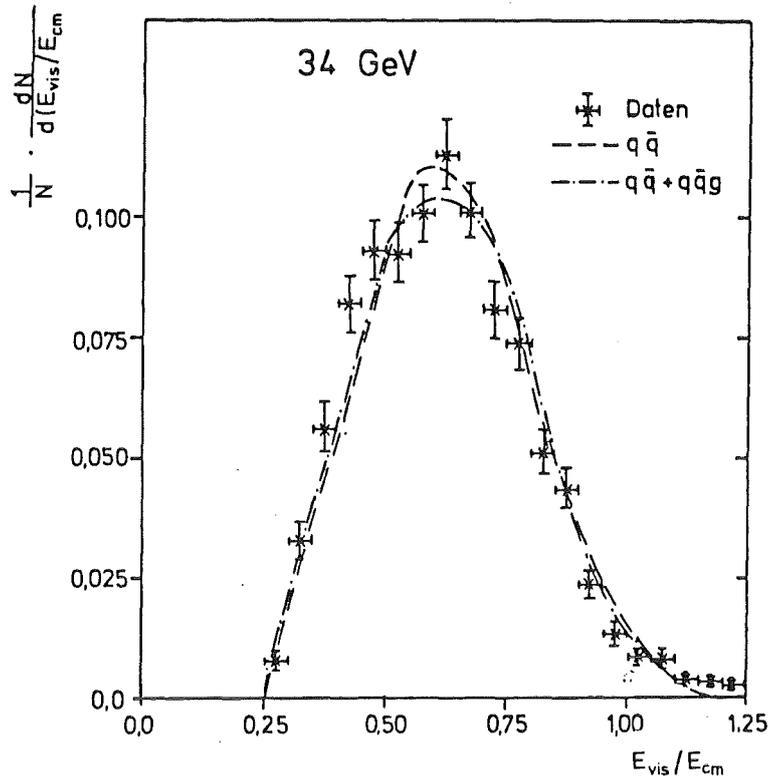


Abb 5.6 Rekonstruierter Energieanteil pro Ereignis

Der Anteil der rekonstruierten Energie an der Energie im Schwerpunktsystem wird mit der Simulation des qq Modells einschließlich der Beiträge von qqg verglichen.

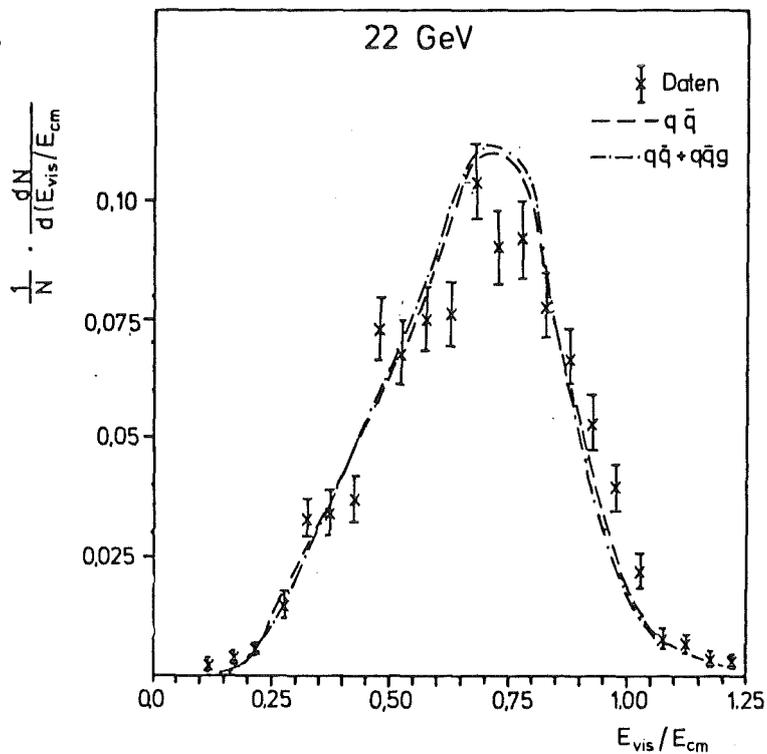


Abb 5.7 Rekonstruierter Energieanteil pro Ereignis

VI Das Clusterverfahren zur Analyse hadronischer Ereignisse

Ziel der Analyse hadronischer Ereignisse ist es, aus den kinematischen und topologischen Eigenschaften der im Detektor gemessenen Teilchen Rückschlüsse auf die bei der Anihilation primär entstehenden Teilchen (Quarks und Gluonen) zu gewinnen. Dazu werden die hadronischen Ereignisse durch Verteilungsfunktionen geeigneter Parameter beschrieben, die Kinematik und Topologie der Ereignisse charakterisieren. Aus den in Kapitel IV beschriebenen Modellen werden in Simulationsprogrammen Modellereignisse erzeugt. Durch den Vergleich der gewählten Parameter zwischen den Meßdaten und den Modellereignissen ergeben sich qualitative und quantitative Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden quantenchromodynamischen Prozesse.

Derartige Parameter sind z.B. Spherizität /601/, Thrust /602/, und Oblateness /603/ oder Triplicity /604/, Tripodity /605/ oder auch Zweiteilchenkorrelationen /606/. Viele dieser Größen entstanden aus der Beschreibung von Zwei-Jet-Ereignissen (Thrust, Spherizität) oder gehen von einer bestimmten Anzahl von Jets aus (Tripodity, Triplicity). Im Falle der Zweiteilchenkorrelationen dagegen werden statistische Aussagen über eine große Anzahl Ereignisse gemacht.

Andere Analysen benutzen zwar ebenfalls die Jet-Eigenschaften der Teilchen, bestimmen aber für jedes Ereignis, in wieviele Jets es eingeteilt werden soll. Dabei geht die Annahme über die Fragmentation einer endlichen Zahl 'primärer' Quarks und Gluonen in eine gleichgroße Zahl Jets von Sekundärteilchen ein. Es wurden mehrere solcher Clusterverfahren vorgeschlagen und benutzt /607/. In diesem Kapitel wird das für die vorliegende Arbeit verwendete Clusterverfahren, die dabei verwendeten Parameter sowie die damit in Modellrechnungen erzielbare Jet-Erkennung dargestellt.

VI.1 Das Cluster - Verfahren

Das Cluster-Verfahren geht davon aus, daß bei der $e^+ - e^-$ Anihilation in Hadronen zunächst eine kleine Anzahl Partonen (Quarks und Gluonen) entstehen. Diese fragmentieren jeweils so, daß die dabei erzeugten Sekundärteilchen Bündel (Jets) von Teilchen bilden, deren Gesamtenergie und Gesamtimpuls die entsprechenden Größen der Quarks bzw.

Gluonen beschreiben. In der Analyse werden nun umgekehrt aus Teilchen, die innerhalb eines eng begrenzten Raumwinkels vom Wechselwirkungspunkt kommen, deren integrale Eigenschaften (Impuls, Richtung, Energie) berechnet. Solche Bündel von Teilchen nennt man Cluster. Aus ihrer Anzahl, Kinematik und Topologie wird auf den zugrunde liegenden Prozeß der Quantenchromodynamik geschlossen. Dabei läßt man sich von einem Fragmentationsmodell leiten, nach dem die energiereichsten Teilchen mit höherer Wahrscheinlichkeit die Richtung des Partons wiedergeben als energieärmere Teilchen.

Die technische Durchführung des Verfahrens verläuft in zwei Schritten:

- Eindeutiges Zuordnen aller Teilchen zu Clustern in zwei aufeinanderfolgenden Schritten.
- Verwerfen von Clustern nach Qualitätskriterien.

Alle akzeptierten Cluster werden 'Jets' genannt. Die Analyse der Eigenschaften derjenigen Ereignisse, die in zwei oder drei Jets eingeteilt werden, folgt im Kapitel VII. Zunächst wird aber das Clusterverfahren genauer erläutert.

VI.1.1 Teilchenzuordnung zu Clustern

Im ersten Schritt werden die Teilchen nach fallender Energie geordnet. Sodann sucht der Algorithmus, ob zum höchstenergetischen Teilchen ein weiteres Teilchen innerhalb eines vorgegebenen Winkelbereichs δ liegt. Ist dies der Fall, werden beide zu einem Cluster vereinigt und aus den Impulsen und Energien die entsprechenden Größen des Clusters, also Impuls und Energie des Clusters bestimmt. Der Impuls definiert gleichzeitig die Clusterachse, welche für die weitere Suche verwendet wird. Ist im Umkreis δ um den ersten Cluster kein Teilchen mehr zu finden, so versucht der Algorithmus das gleiche beginnend mit dem höchstenergetischen Teilchen, welches nicht in Cluster 1 eingeordnet ist. Dieses Verfahren wird fortgesetzt, bis alle Teilchen in Cluster eingeordnet sind. Teilchen, in deren Nachbarschaft sich kein weiteres befindet, bilden also selbst einen Cluster.

Im zweiten Schritt sucht der Algorithmus jeweils die beiden Cluster aus, die miteinander den kleinsten Raumwinkel einschließen. Ist dieser Winkel kleiner als ein vorgegebener Grenzwinkel Δ , so werden beide

Cluster zusammengefaßt und aus den Impulsen die neue Clusterachse bestimmt. Dies wird wiederholt, bis keine zwei Cluster mehr einen Winkel kleiner Δ einschließen. Damit sind alle akzeptierten Teilchen eines Ereignisses in wenige Cluster eingeteilt.

Dieses Suchen in zwei Schritten optimiert die benötigte Rechenzeit mit einem Kriterium, das die Cluster unabhängig von der Reihenfolge bildet, in der die Information abgefragt wird. Solange der Suchwinkel δ deutlich kleiner als der Winkel Δ im zweiten Schritt ist, hat sein genauer Wert sehr geringen Einfluß auf das Verfahren.

VI.1.2 Auswahl der Jets

Die so definierten Cluster müssen mehr als eine Mindestenergie E_{\min} enthalten. Schließlich wird gefordert, daß Cluster mindestens zwei Teilchen enthalten sollen. Da es neutrale Zerfälle und Überlappungsprobleme bei der Rekonstruktion gibt, müssen Cluster, die nur aus neutralen Teilchen bestehen, mindestens drei Teilchen enthalten.

Cluster, die diesen Bedingungen genügen, werden Jets genannt. Somit ist jedes Ereignis in eine Anzahl Jets eingeteilt. Der Cluster-Formalismus ist also durch die Angabe des Clusterwinkels Δ und der Mindestenergie E_{\min} eindeutig festgelegt. Der Einfluß dieser Größen wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

VI.2 Festlegung der Parameter

Die Parameter Δ und E_{\min} der Cluster-Routine sollen so gewählt werden, daß die tatsächlichen Hadron-Jets möglichst gut erkannt werden. Bei zu großem Suchwinkel klassifiziert das Verfahren zu viele der in drei Teilchenbündel zerfallenden qqg-Ereignisse als Zwei-Jets während bei zu kleinem Winkel aus qq-Ereignissen Drei-Jets werden.

Erschwerend ist, daß der mittlere Transversalimpuls der Sekundärteilchen bei der Fragmentation nicht genau bekannt ist. Das Clusterverfahren sollte also innerhalb eines physikalisch sinnvollen p_T -Bereichs stabile Ausbeuten liefern. In Abbildung 6.1 ist die Anzahl der rekonstruierten Jets in Abhängigkeit vom mittleren Transversalimpuls für qq-Ereignisse aufgetragen. Man sieht, daß mit steigendem Transversalimpuls in der Fragmentation die Zahl der Jets pro Ereignis wächst.

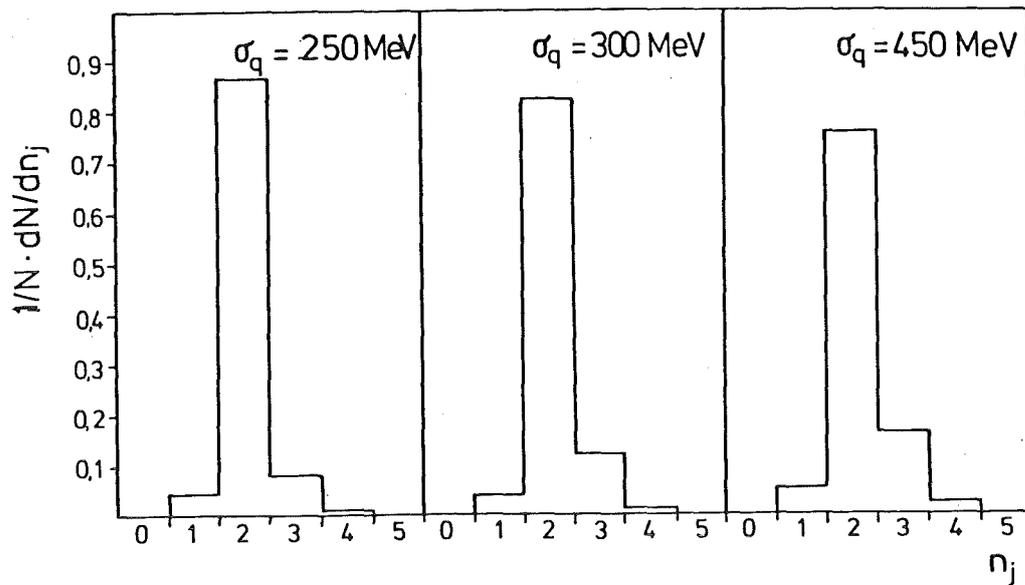


Abb 6.1 Anzahl Jets als Funktion des Transversalimpulses

Aufgetragen ist die Anzahl der Jets, in die ein Ereignis eingeteilt wird als Funktion des mittleren Transversalimpulses für qq Ereignisse bei 34 GeV. Der Clusterwinkel Δ beträgt 45° .

Für den optimalen Clusterwinkel Δ wird gefordert, daß qq -Ereignisse mit hoher Ausbeute als Zwei-Jets und gleichzeitig qqg -Ereignisse als Drei-Jets erkannt werden. In Abbildung 6.2 ist die Abhängigkeit der Zwei-Jet-Ausbeute für qq -Ereignisse und der Drei-Jet-Ausbeute für qqg -Ereignisse bei 34 GeV vom Clusterwinkel Δ dargestellt. Außerdem ist abgebildet, wie häufig qq -Ereignisse als Drei-Jets und qqg -Ereignisse als Zwei-Jets klassifiziert werden bei Variation von Δ . Abbildung 6.3 zeigt die entsprechenden Ausbeuten für simulierte Ereignisse bei 22 GeV.

Man sieht, daß sich die Ausbeute an Zwei-Jets für qq -Ereignisse verbessert und die Ausbeute an Drei-Jets für qqg -Ereignisse sich nicht stark ändert bei Vergrößerung des Winkels Δ . Um den Anteil an qq - bzw. qqg -Ereignissen in den Zwei-Jet-Ereignissen bzw. Drei-Jet-Ereignissen angeben zu können, muß man diese Ausbeuten in das Verhältnis zueinander setzen, in dem qqg - und qq -Ereignisse gebildet werden. Zum Studium dieser Systematik wird dazu die starke Wechselwirkungskonstante variiert, die allein das Mischungsverhältnis bestimmt. Als Anteil an qq -Ereignissen in den Zwei-Jets bzw. qqg -Ereignissen in den Drei-Jets wird definiert:

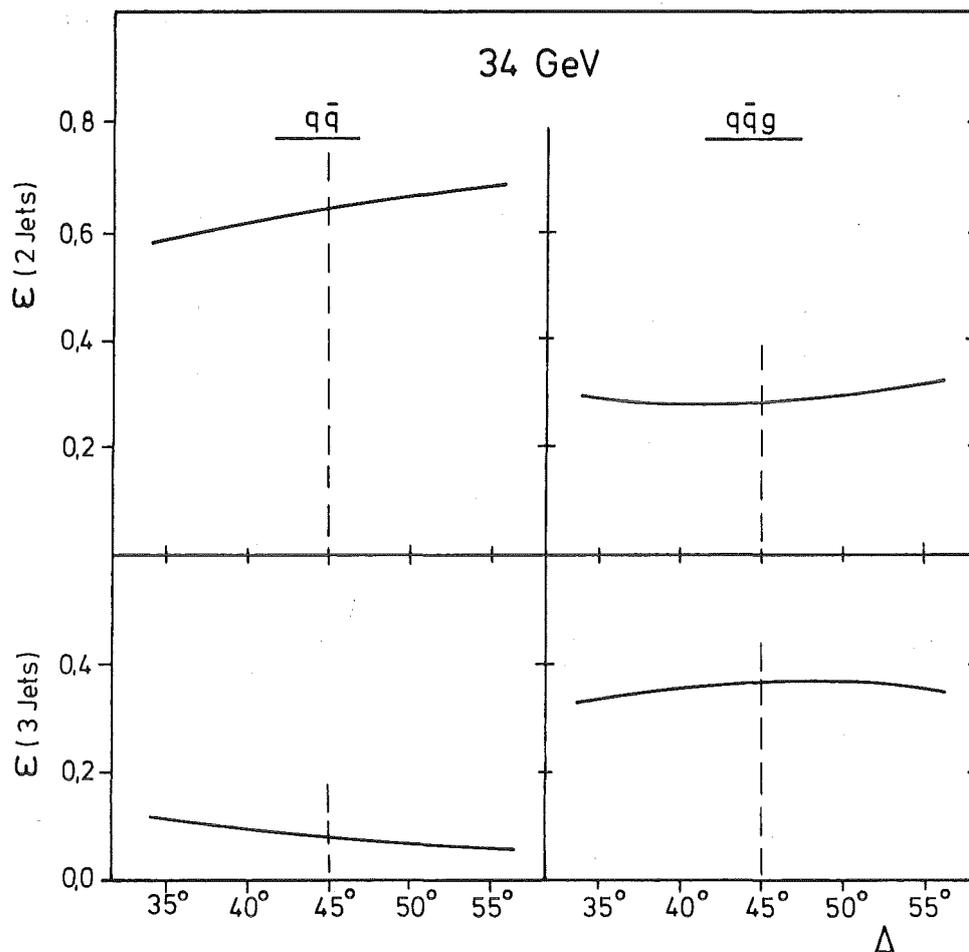


Abb 6.2 Ausbeute an Zwei-Jets bzw. Drei-Jets bei 34 GeV

Mit simulierten Ereignissen wird die Abhängigkeit der Ausbeute, mit der ein $q\bar{q}$ - bzw. $q\bar{q}g$ -Ereignis als Zwei-Jet oder Drei-Jet analysiert wird, als Funktion des Clusterwinkels angegeben. Zur weiteren Analyse wird $\Delta = 45^\circ$ gewählt.

$$\text{Gl 6.1} \quad A_{q\bar{q}}(\alpha_s, \sqrt{s}, \Delta) = \frac{\# \text{ 2-Jets } (q\bar{q})}{\# \text{ 2-Jets } (q\bar{q} + q\bar{q}g)}$$

$$\text{Gl 6.2} \quad A_{q\bar{q}g}(\alpha_s, \sqrt{s}, \Delta) = \frac{\# \text{ 3-Jets } (q\bar{q}g)}{\# \text{ 3-Jets } (q\bar{q} + q\bar{q}g)}$$

Diese Anteile sind in Abbildung 6.4 und 6.5 für die Energien 34 GeV und 22 GeV angegeben.

Man sieht, daß der Anteil an $q\bar{q}$ -Ereignissen in den Zwei-Jets über einen großen Bereich von Δ sehr hoch ist und sich kaum ändert. Der Anteil an $q\bar{q}g$ -Ereignissen wird dagegen mit größerem Clusterwinkel deutlich besser.

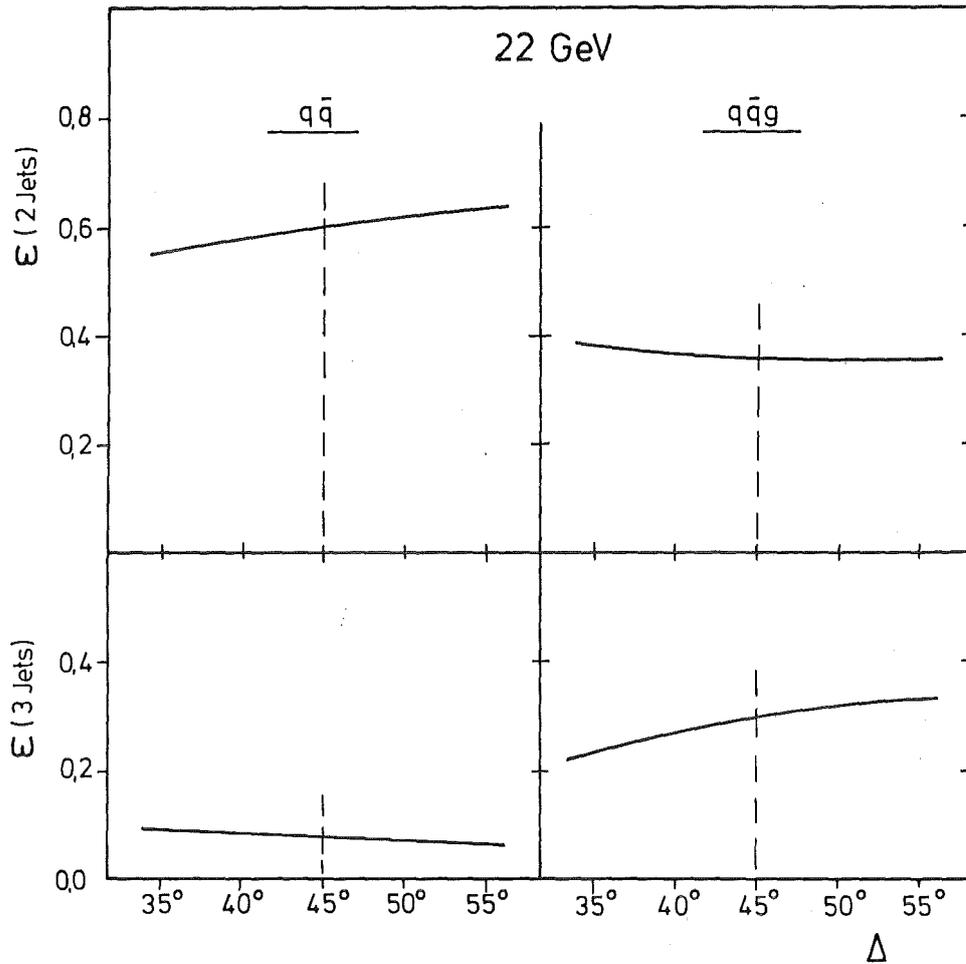


Abb 6.3 Ausbeute an Zwei-Jets bzw. Drei-Jets bei 22 GeV

Mit simulierten Ereignissen wird die Abhängigkeit der Ausbeute, mit der ein qq - bzw. qqg -Ereignis als Zwei-Jet oder Drei-Jet analysiert wird, als Funktion des Clusterwinkels angegeben. Zur weiteren Analyse wird $\Delta = 45^\circ$ gewählt.

Dem entgegen steht der Wunsch, die Datenmenge nicht durch einen Schnitt im Phasenraum zu verringern. Insbesondere die Daten bei großem X_1 sind wichtig für eine spätere Analyse (vgl.: Kapitel VII.2.3).

Die für eine einfache Drei-Teilchen-Reaktion definierten Energien X und die entsprechenden Impulse P sind in Abbildung 6.6 und Gleichungen 6.3-6.5 definiert.

Der für diese Reaktion zur Verfügung stehende Phasenraum wird in Abbildung 6.7 gezeigt. Dabei ist die Energie des niederenergetischsten Teilchens gegen den kleinsten Winkel zwischen den drei Teilchen aufgetragen. Man sieht, daß der Winkel ϕ und die Energie des

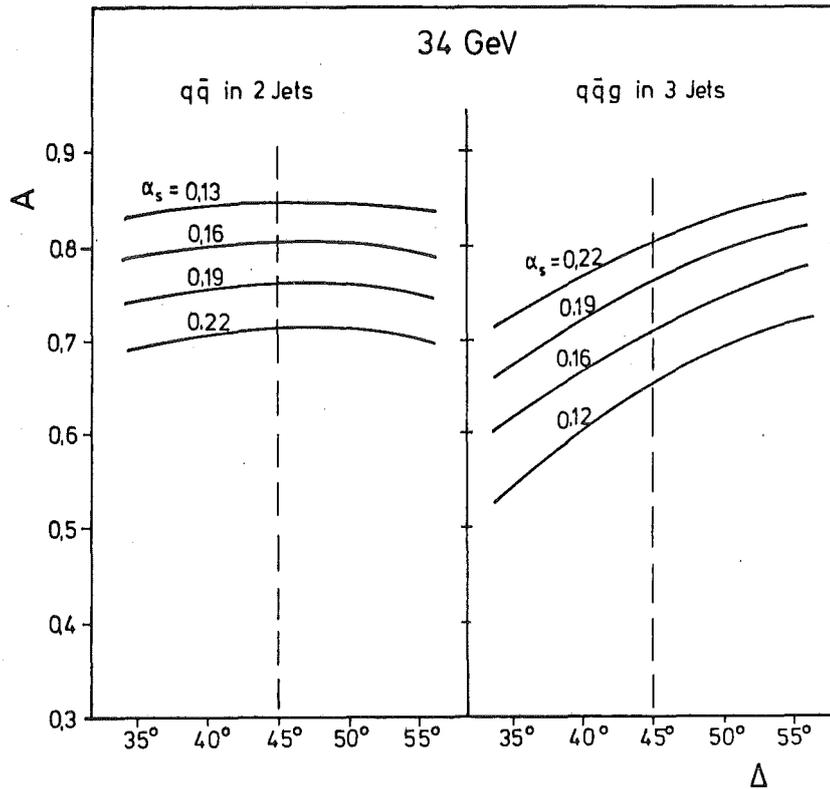


Abb 6.4 Anteil an qq und qqq bei 34 GeV

Für vier verschiedene Werte der starken Wechselwirkungskonstanten ist der Anteil an qq -Ereignissen in den Zwei-Jets bzw qqq -Ereignissen in den Drei-Jets dargestellt.

energiereichsten Teilchens X_1 stark miteinander korreliert sind. Da der Clusterwinkel Δ gleichzeitig der kleinste Winkel ist, unter dem zwei Cluster getrennt werden können, wird der Phasenraum durch die Wahl eines zu großen Winkels im Bereich mit großem X_1 eingeschränkt. Wie in Kapitel IV (Gl.4.6) gezeigt wird, steigt der Wirkungsquerschnitt für qqq -Ereignisse bei großem X_1 stark an. In diesem Bereich ist auch der Unterschied in dem Modell des Gluons als skalaren Teilchens und der Hypothese als vektoriellen Teilchens am größten.

Für die folgende Analyse wird als guter Kompromiß zwischen hohem Anteil an qqq -Ereignissen in Drei-Jets und großem Phasenraum ein Clusterwinkel von 45° für beide Energien verwendet.

Der Suchwinkel δ für das erste Zusammenfassen wird mit 29 Grad deutlich kleiner als Δ eingestellt, so daß er keinen Einfluß auf die Clusterbildung hat.

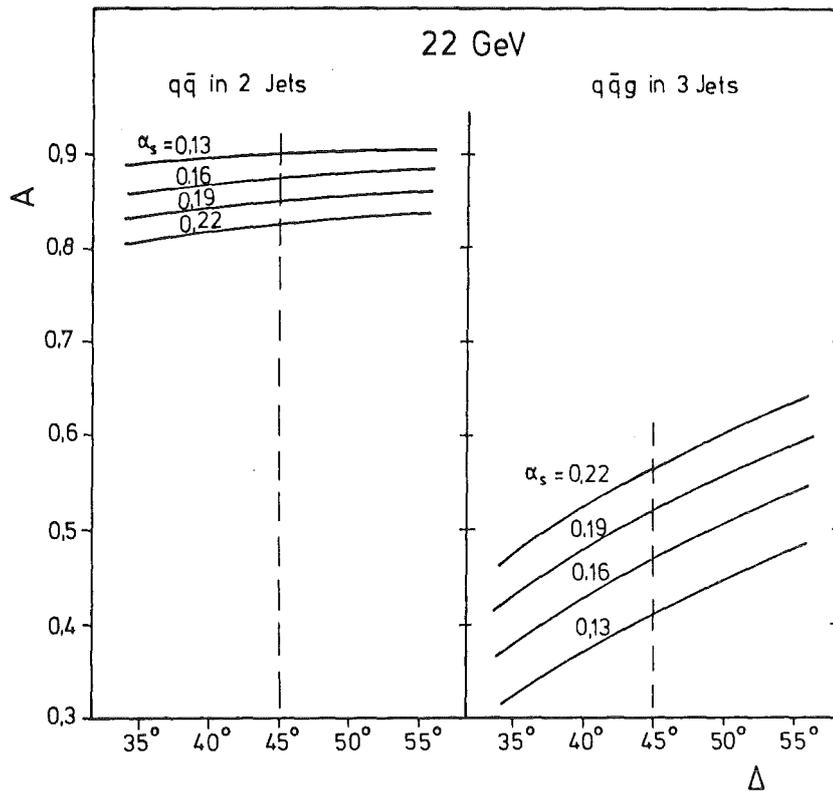


Abb 6.5 Anteil an qq und qqq bei 22 GeV

Für vier verschiedene Werte der starken Wechselwirkungskonstanten ist der Anteil an qq-Ereignissen in den Zwei-Jets bzw qqq-Ereignissen in den Drei-Jets dargestellt.

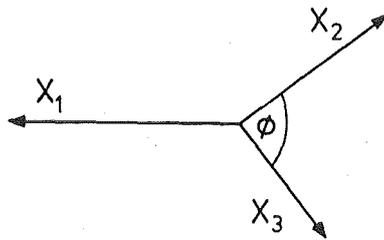


Abb 6.6 Definition der Drei-Teilchen Kinematik

Gl 6.3 $X_1 > X_2 > X_3$

Gl 6.4 $\vec{P}(X_1) + \vec{P}(X_2) + \vec{P}(X_3) = 0$

Gl 6.5 $X_1 + X_2 + X_3 = 2$

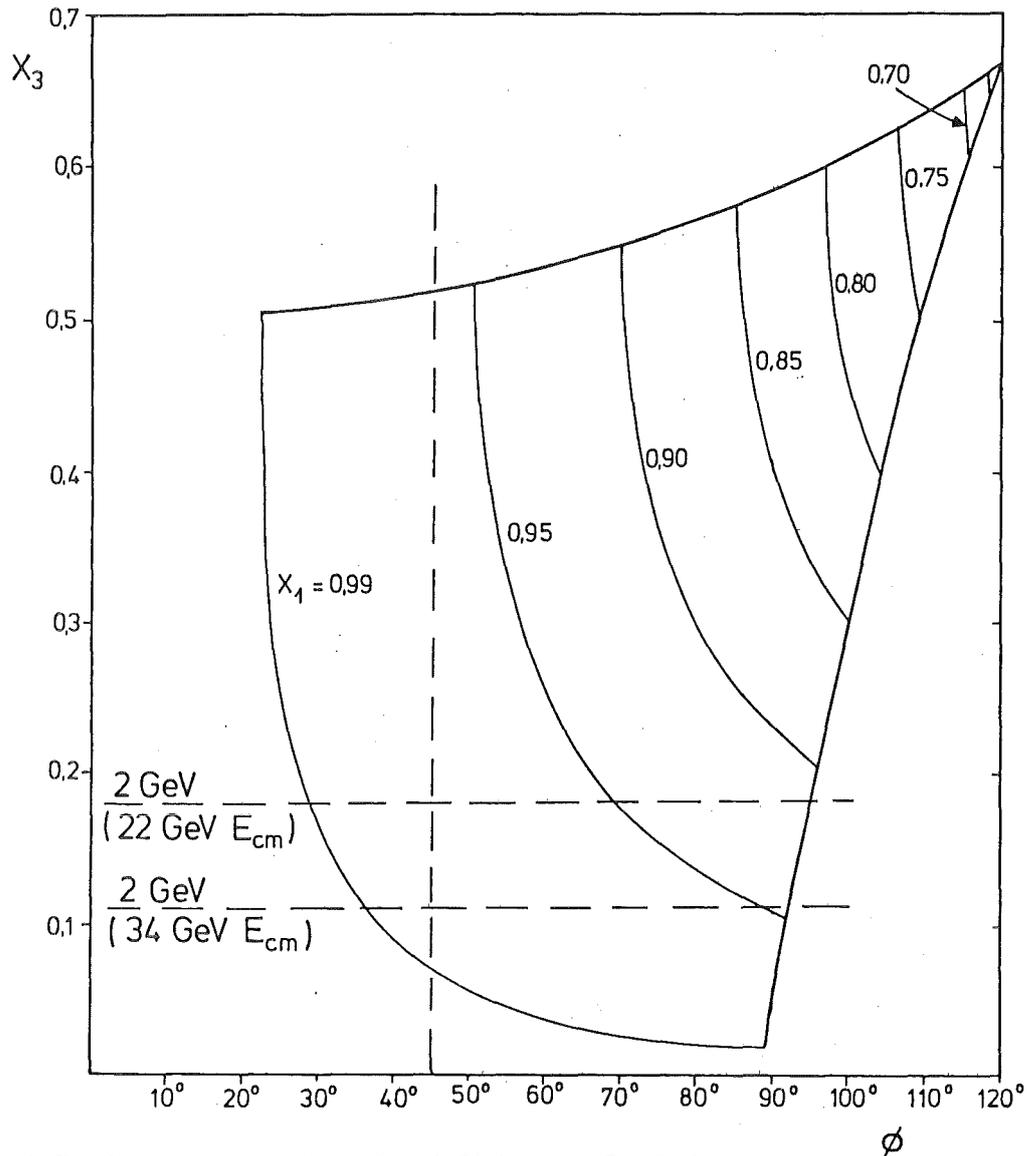


Abb 6.7 Phasenraum einer Drei-Teilchen-Reaktion

dargestellt ist die Energie des energieärmsten Teilchens als Funktion des kleinsten Winkels zwischen den Teilchen. Die gestrichelten Linien zeigen, welcher Teil des Phasenraums durch Δ und E_{\min} nicht analysierbar ist.

Da Teilchen unter großen Winkeln zu den Jets eigene Cluster bilden, ist die Anzahl Cluster, in die jedes Ereignis eingeteilt wird, recht hoch. Abbildung 6.8 zeigt diese Einteilung sowohl für die 34 GeV als auch die 22 GeV Daten.

Zur Festlegung der Mindestenergie E_{\min} müssen zwei Argumente beachtet werden:

- 1.) Vollständige Beschreibung aller physikalischer Ereignisse. Bei Ereignissen mit mehreren Jets ist die mittlere Energie pro Jet geringer. Trotzdem sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht

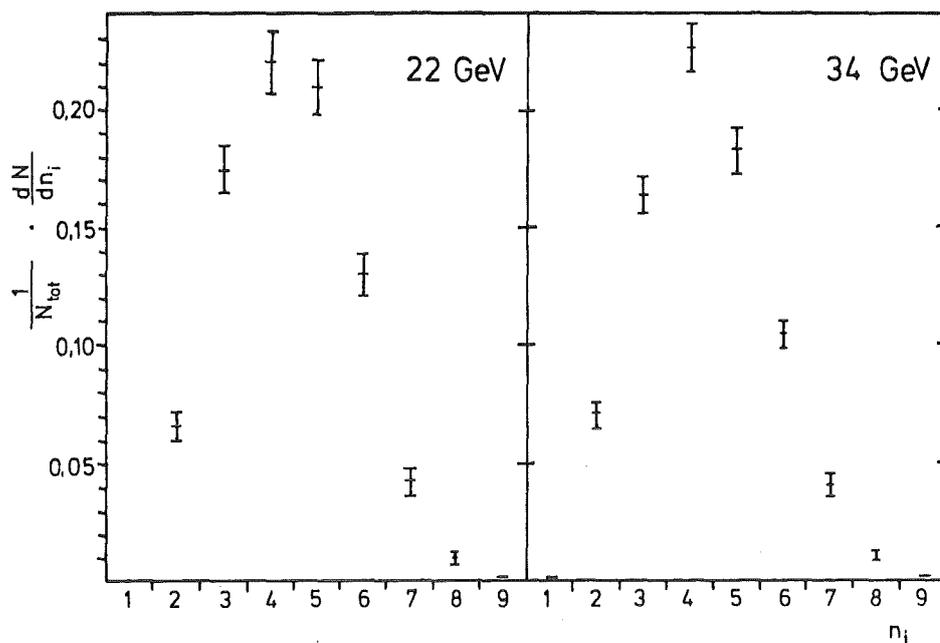


Abb 6.8 Anzahl Cluster pro Ereignis

Die Einteilung in Cluster ist für 34 GeV und 22 GeV dargestellt. Der Clusterwinkel beträgt 45° .

kleiner werden. Daraus resultiert der Wunsch nach einer möglichst niedrigen Schwelle.

- 2.) Simulierbarkeit von QCD-Jets in Monte-Carlo-Rechnungen. Diese Programme beschreiben die Fragmentation von Teilchen nur oberhalb einer Mindestenergie. Diese Schwelle liegt bei den vorliegenden Rechnungen auf 2 GeV.

Das Spektrum der gemessenen Energie pro Cluster wird für die 34 GeV Daten in Abbildung 6.9 und für die 22 GeV Daten in Abbildung 6.10 gezeigt. Man sieht, daß es in beiden Spektren eine große Anzahl Cluster mit sehr wenig Energie gibt. Diese werden durch einzelne niederenergetische Teilchen weit außerhalb der Jetachsen gebildet. Durch Festlegen der Mindestenergie E_{min} bei 2 GeV pro Cluster werden diese für die weitere Analyse nicht mehr verwendet.

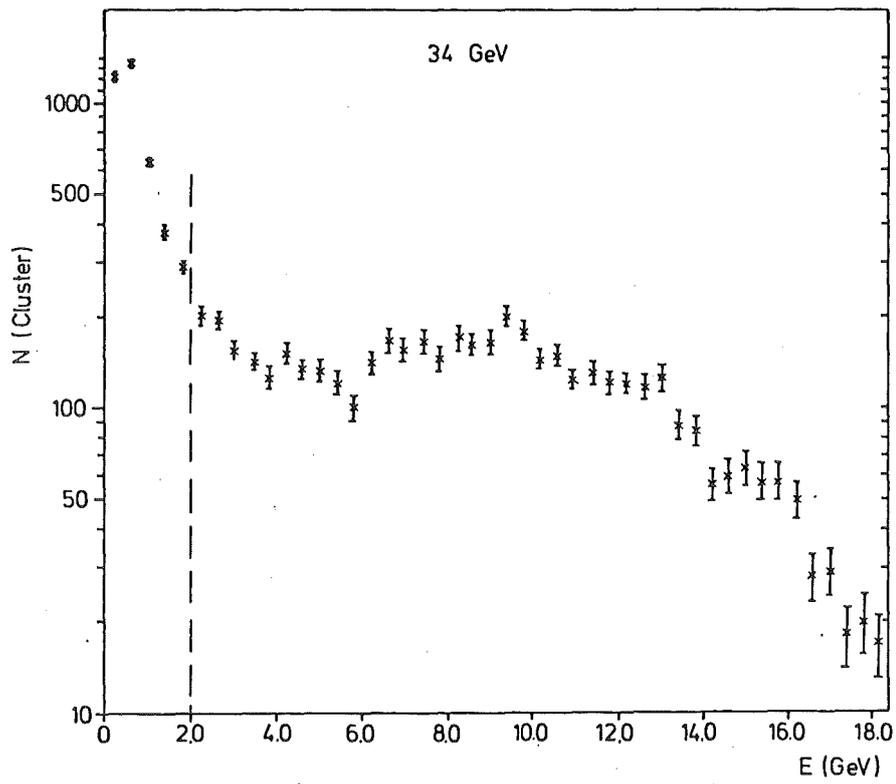


Abb 6.9 Energie pro Cluster bei 34 GeV

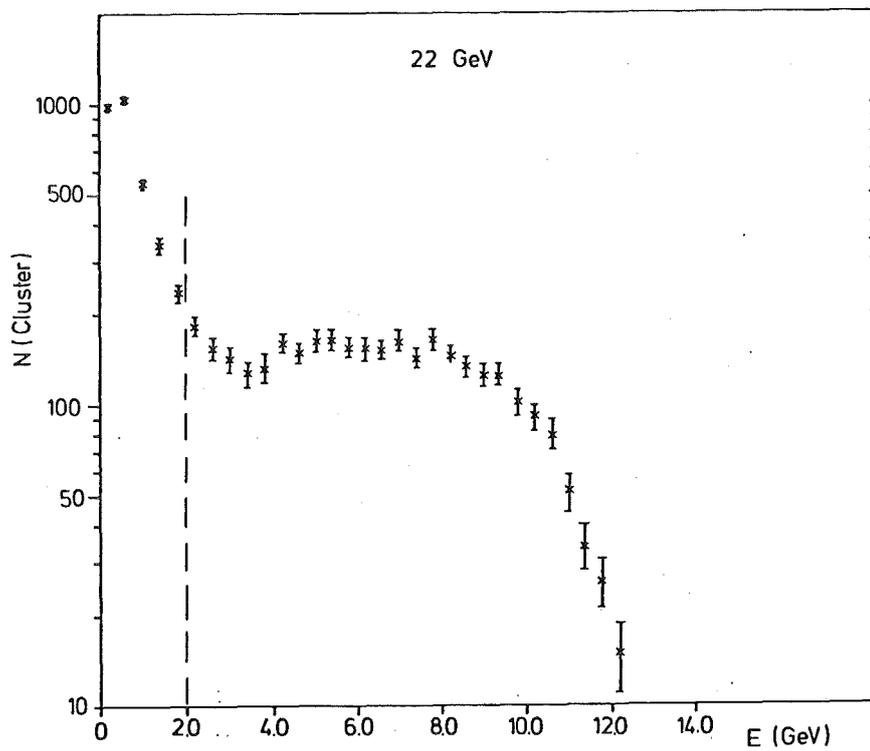


Abb 6.10 Energie pro Cluster bei 22 GeV

VII Test der Quantenchromodynamik

Mit dem in Kapitel VI beschriebenen Cluster-Verfahren werden die hadronischen Ereignisse mit dem Ziel analysiert, Partoneigenschaften aus den rekonstruierten Jets zu bestimmen. Deshalb muß zunächst überprüft werden, ob die Eigenschaften der Partonen in den simulierten Ereignissen durch die Jets beschrieben werden. Ein weiterer Test sollte feststellen, wie die simulierten Ereignisse mit den Daten übereinstimmen, d.h. ob Fragmentation und Detektorsimulation gut beschrieben werden. Dazu werden Longitudinal- und Transversalimpulsverteilung der Teilchen von Daten und Simulation miteinander verglichen.

Damit ist es möglich, das Modell über physikalische Eigenschaften der Partonen wie die Fermionentheorie von Quarks, die Emission von Gluon - Bremsstrahlung und den Spin der Gluonen zu überprüfen.

VII.1 Eigenschaften der Zwei-Jet Ereignisse

In Kapitel VI.2 wurde gezeigt, daß simulierte qq-Ereignisse mit hoher Wahrscheinlichkeit als Zwei-Jets analysiert werden. In diesem Abschnitt wird zunächst festgestellt, wie gut die Partoneigenschaften durch die Zwei-Jets wiedergegeben werden. Danach werden freie Parameter in der Fragmentation an die Daten angepaßt. Auch die korrekte Berücksichtigung von elektromagnetischer Abstrahlung im Anfangszustand wird geprüft, bevor schließlich das Modell von Quarks als Fermionen und die Theorie von Quarks als geladene Teilchen experimentell bestätigt wird.

VII.1.1 Partoneigenschaften in den Zwei-Jets

Hier sei wiederholt, daß das Clusterverfahren auf der Annahme beruht, daß die Fragmentation Energie und Impuls der Partonen auf mehrere Teilchen überträgt, welche innerhalb eines begrenzten Raumwinkels vom Wechselwirkungspunkt kommen. Ein Test für die Qualität des Clusterverfahrens ist also, wie gut Energie und Richtung der Zwei-Jets die entsprechenden Größen der Partonen wiedergeben. In Abbildung 7.1 ist die Ausbeute an rekonstruierter Energie in den Zwei-Jets für simulierte qq-Ereignisse bei 22 GeV und 34 GeV dargestellt.

Die Verluste entstehen durch die Akzeptanz des Clusterverfahrens. Sie

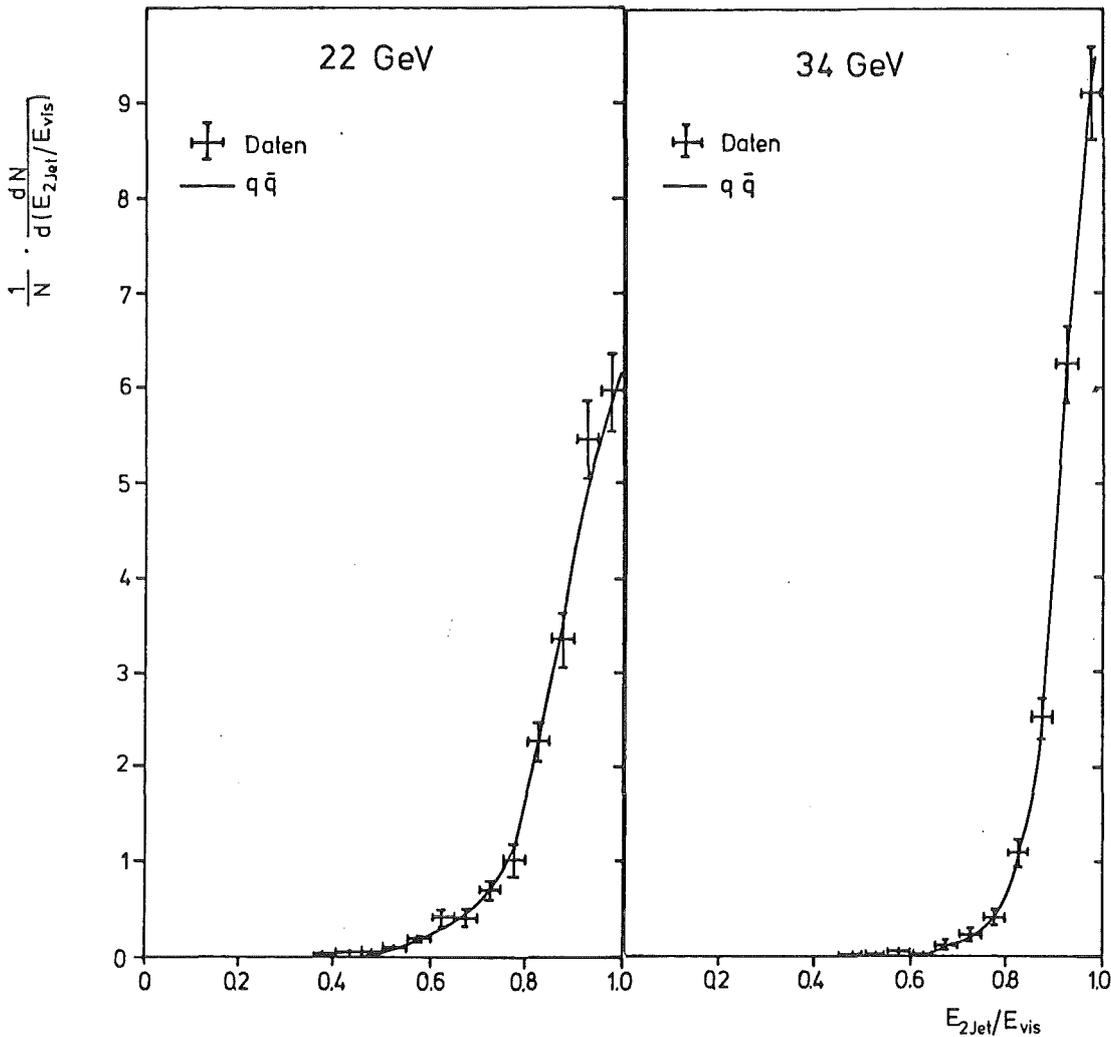


Abb 7.1 Ausbeute an rekonstruierter Energie in den Zwei-Jets

Für die 34 GeV und 22 GeV Simulation des $q\bar{q}$ -Modells ist dargestellt, welche Ausbeute an rekonstruierter Energie in den Zwei-Jets wiedergefunden wird. Ebenfalls eingetragen ist die entsprechende Ausbeute der Daten.

betragen etwa 10 % (34 GeV) bzw. 14 % (22 GeV) und werden durch die Simulation korrekt beschrieben.

In der Modellvorstellung sollen die Jetachsen die Richtung der Partonen näherungsweise wiedergeben. Zur Prüfung dieses Jetmaßes wird die Verteilung des Winkels zwischen simulierten Partonrichtungen und den aus den Fragmentationsprodukten rekonstruierten Jetachsen für $q\bar{q}$ -Ereignisse gezeigt. Bei beiden Energien wird die Partonrichtung durch die rekonstruierte Jetachse sehr gut angenähert (Abb. 7.2). Im Mittel ist die Abweichung kleiner als $5,6^\circ$ (34GeV) bzw. $7,8^\circ$ (22GeV).

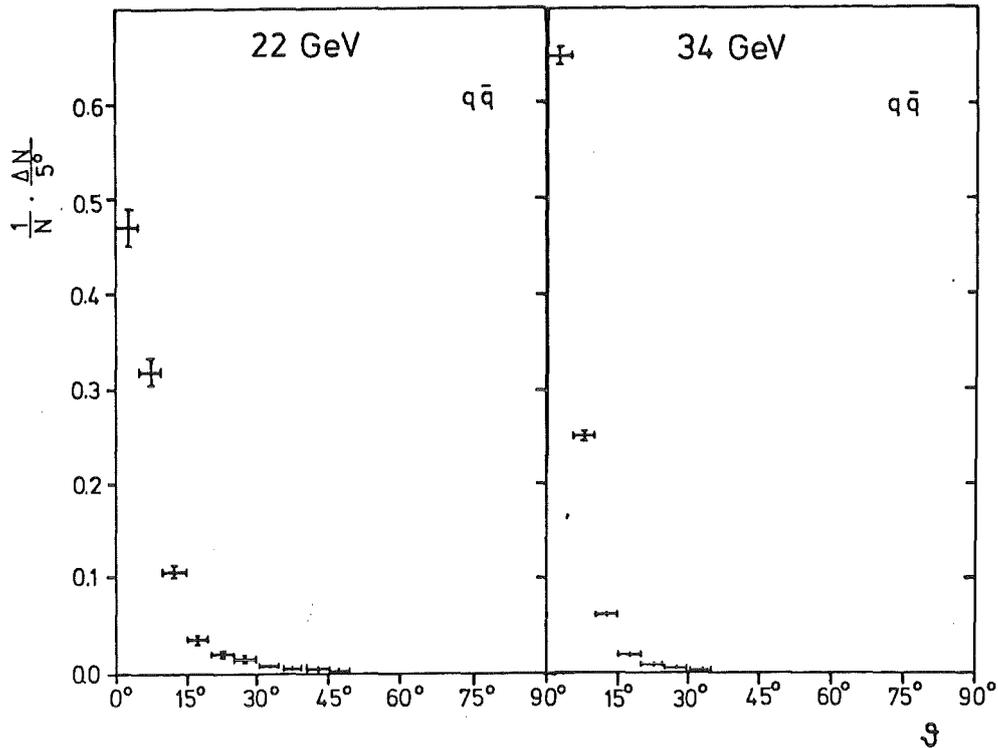


Abb 7.2 Rekonstruktion der Partonachsen in den Zwei-Jets

Gezeigt wird der Winkel zwischen generiertem Parton und rekonstruiertem Jet im qq Modell.

VII.1.2 Anpassen von freien Modellparametern der Fragmentation

In dem Modell von Hoyer et al. gibt es verschiedene phänomenologische Parameter, über die die QCD keine Aussagen macht. Physikalisch sinnvolle Werte für diese Parameter müssen durch Anpassung an die Daten gefunden werden. Ferner muß untersucht werden, wie stark die Resultate der Analyse von diesen Parametern abhängen. Solche Studien wurden sehr ausführlich durchgeführt /701/. Dabei zeigt sich, daß für die meisten Parameter die Standardwerte eine gute Beschreibung der Daten liefern und daß die im weiteren Teil dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse nur sehr wenig von den genauen Werten abhängen.

Ein kritischer Parameter für die Bestimmung der Rate an Drei-Jet-Ereignissen ist die korrekte Beschreibung des Modells der statistischen Fluktuation des Transversalimpulses der Teilchen eines Jets relativ zur Jet-Achse.

Bei einer etwas breiteren Verteilungsfunktion des Transversalimpulses werden vom Clusterverfahren mehr qq -Ereignisse als Drei-Jets

analysiert und entsprechend wird der Anteil an qqg-Ereignissen in den Drei-Jets kleiner, was zu einer Verkleinerung der starken Wechselwirkungskonstanten α_s führen würde.

Es muß also sowohl die Form als auch die Breite dieser Verteilungsfunktion an den Daten überprüft werden. Weiter ist zu klären, ob durch eine geeignete Wahl der Parameter auch die Zahl der Drei-Jet Ereignisse innerhalb eines reinen qq-Modells wiedergegeben werden kann /702/. Zum Test dieser Hypothese wird dem Standardmodell einer Normalverteilung (Gl. 7.1) ein Modell mit exponentieller Verteilungsfunktion (Gl. 7.2) gegenübergestellt.

$$\text{Gl. 7.1} \quad F(p_T) \sim p_T \cdot e^{(-p_T^2/\sigma_q)}$$

$$\text{Gl. 7.2} \quad F(p_T) \sim e^{(-p_T/\sigma_e)}$$

Die beiden freien Parameter σ_q und σ_e der jeweiligen Modelle werden mittels Anpassung an die Transversalimpulsverteilung für geladene Teilchen in den Zwei-Jet-Ereignissen bestimmt (Abb.7.3).

Gute Übereinstimmung des Verlaufs der Transversalimpulsverteilung werden für folgende Werte gefunden:

$$\begin{aligned} \sigma_q &= 300 \text{ MeV/c} \\ \sigma_e &= 420 \text{ MeV/c} \end{aligned}$$

Dabei ist es aber beiden Modellen nicht möglich, die gemessene Drei-Jet-Rate durch Variation der qq Fragmentationsparameter wiederzugeben (Abb. 7.4).

Als nächstes werden Größen untersucht, die auf Variation des Fragmentationsparameters σ_q empfindlich sind. Solche Größen sind $\langle p_T \rangle$ und $\langle p_T^2 \rangle$ der Zwei-Jet Ereignisse. Ihre Abhängigkeit von σ_q wird mit dem qq-Modell in Abbildung 7.5 und Abbildung 7.6 dargestellt.

Man sieht, daß die Observablen sich etwa linear mit dem Fragmentationsparameter ändern, dadurch ist eine Festlegung dieser Größe mit dem Cluster-Algorithmus möglich. Die Beiträge 1.Ordnung QCD, für die $\alpha_s = 0,15$ angenommen wird, sind in diesen Verteilungen gering, so daß die Bestimmung der Fragmentationsparameter nicht wesentlich durch den noch vorhandenen Untergrund an qqg-Ereignissen beeinflusst wird.

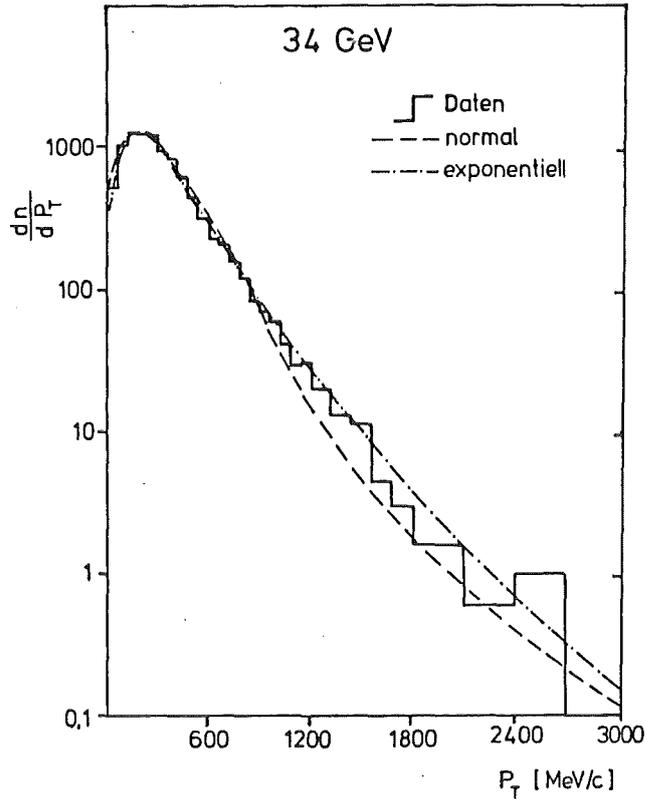


Abb 7.3 Transversalimpulsverteilung der Zwei-Jets
 Die Transversalimpulsverteilung für geladene Teilchen der 34 GeV Daten wird mit normal und exponentiell verteilten Fragmentationssimulationen verglichen.

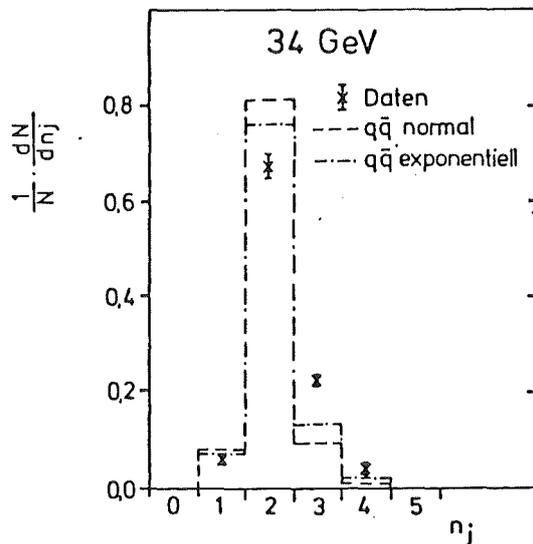


Abb 7.4 Anzahl Jets pro Ereignis verschiedener Fragmentationen
 Für normale und exponentielle Transversalimpulsverteilungen rekonstruierte Jets im qq-Modell und Vergleich mit den Daten.

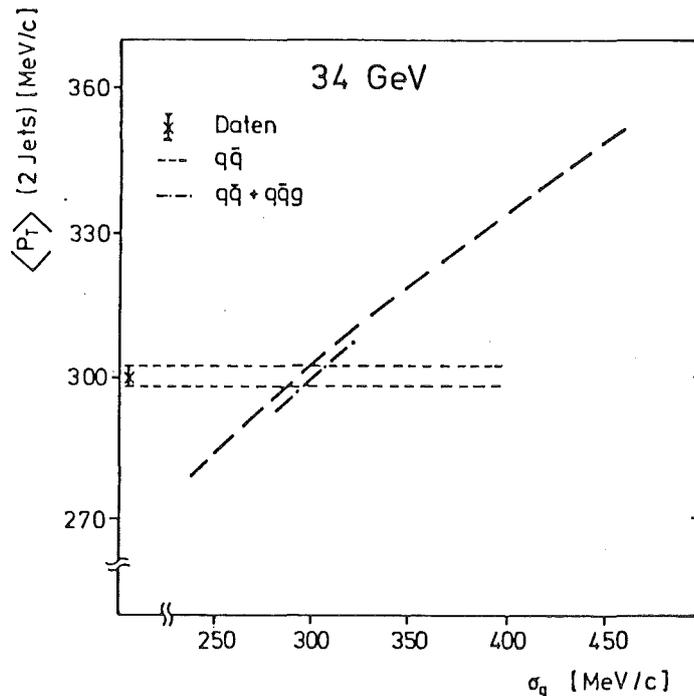


Abb 7.5 Mittlerer Transversalimpuls der Zwei-Jets

Der rekonstruierte Transversalimpuls bei Variation der Breite der Transversalimpulsverteilung wird für das $q\bar{q}$ Modell dargestellt. Der Einfluß der 1. Ordnung QCD ist gering.

Aus der $\langle p_T \rangle$ Verteilung ergibt der Vergleich mit den Daten $\sigma_q = 302 \pm 8$ MeV/c; der $\langle p_T^2 \rangle$ Wert reproduziert die Daten bei $\sigma_q = 300 \pm 7$ MeV/c. Angegeben sind lediglich die statistischen Fehler. Die systematischen Fehler durch andere, nicht optimal angepaßte Parameter in der Simulation werden abgeschätzt. Da der mittlere Transversalimpuls sich innerhalb eines großen Energieintervalls nur wenig ändert (vgl. VII.1.3), kann z.B. durch die nicht perfekte Simulation der Energie E_{vis} der Parameter σ_q nur wenig beeinflusst werden. Dieser Fehler sowie die zu geringe Multiplizität der Daten werden mit einem systematischen Fehler von ± 20 MeV/c in der weiteren Analyse berücksichtigt.

VII.1.3 Transversal- und Longitudinalimpuls

Eine wesentliche Voraussage der QCD ist, daß der mittlere Transversalimpuls der Teilchen im Endzustand bei steigender Energie limitiert bleibt und mehr Teilchen mit höherem Longitudinalimpuls zur Jetachse emittiert werden. Auf dieser Eigenschaft beruht nicht zuletzt das Clusterverfahren. Abbildung 7.7 zeigt die gemessenen mittleren Transversalimpulse der Zwei-Jets und den Vergleich zur Simulation mit

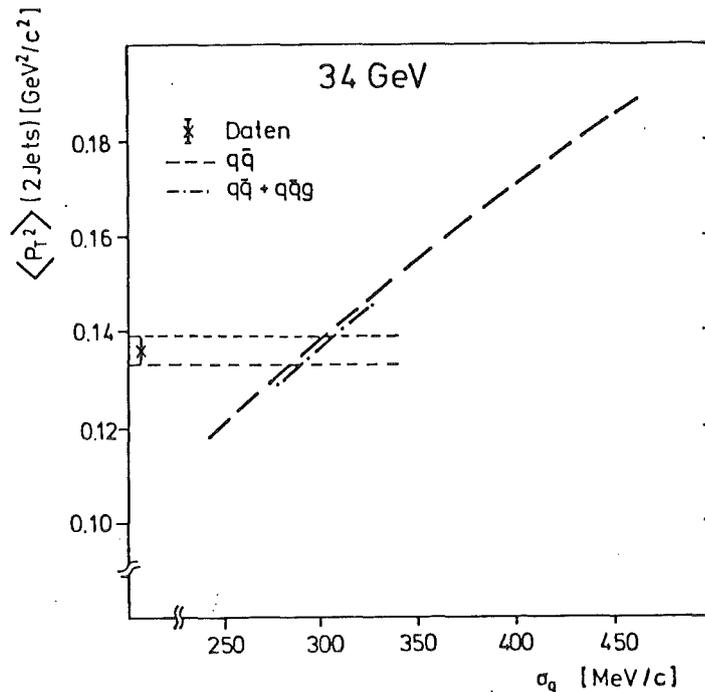


Abb 7.6 Mittlerer quadratischer Transversalimpuls der Zwei-Jets

Diese Verteilung gewichtet die größeren Impulse stärker als Abbildung 7.5

und ohne Berücksichtigung der Beiträge 1. Ordnung QCD, wobei $\alpha_s = 0,15$ angenommen wird.

Deutlich ist der Anstieg des Longitudinalimpulses als Funktion der Energie zu sehen, wie er auch vom Modell beschrieben wird. Während für das $\langle p_T \rangle$ Verhalten gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten gefunden wird, liegt die Simulation von $\langle p_L \rangle$ etwa 1σ über den experimentellen Daten. Dies deutet darauf hin, daß der Parameter a_f der Simulation nicht optimal angepaßt ist. Mit dem Anstieg des mittleren Longitudinalimpulses bei gleichzeitig begrenztem Transversalimpuls wird gezeigt, daß die Klasse der Zwei-Jet Ereignisse das typische jetartige Verhalten zeigt, welches von der QCD vorausgesagt wird.

VII.1.4 Test der Strahlungskorrekturen

Bei der Annihilation von $e^+ - e^-$ in Quarkpaare wird die Energie- und Impulsbilanz durch Abstrahlung sowohl im Eingangs- als auch im Ausgangskanal gestört. Dabei tritt im Eingangskanal die Photon - Bremsstrahlung auf, während im Ausgangskanal Photon- und Gluon- Brems-

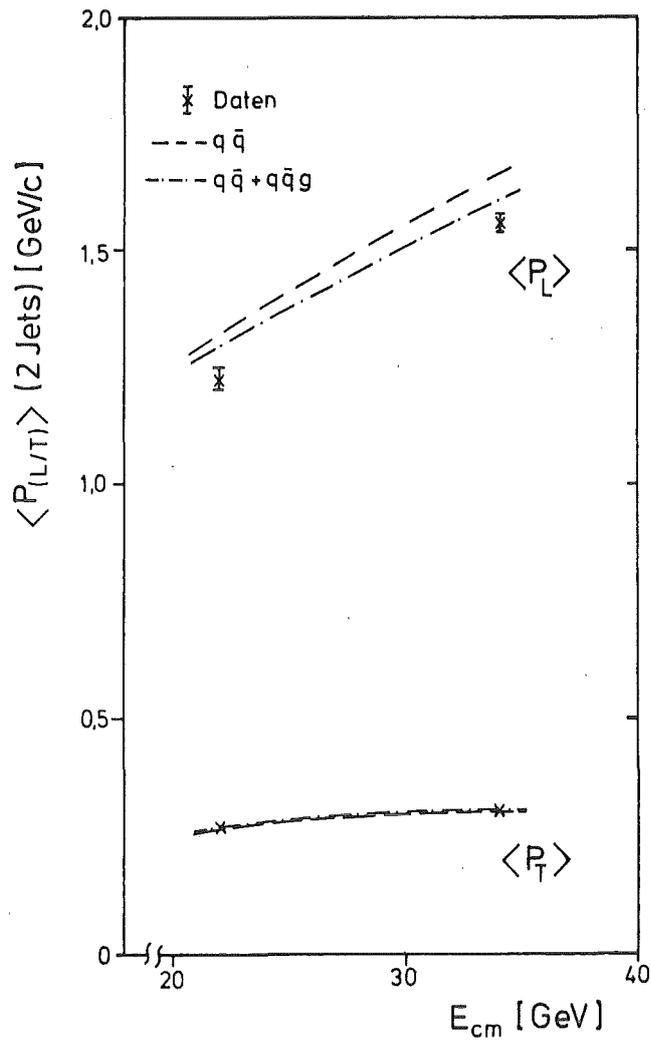


Abb 7.7 $\langle p_L \rangle$ und $\langle p_T \rangle$

Die Energieabhängigkeit des mittleren Transversal- und Longitudinalimpulses werden mit den Daten verglichen. Man sieht, daß die Daten das dem Modell zugrunde liegende jetartige Verhalten zeigen.

strahlung möglich sind. In niedrigster Ordnung sind dies die Graphen aus Abbildung 7.8.

Ein quantitativer Vergleich der Graphen b) und c) zeigt, daß die Photonemission im Endzustand gegenüber der Gluonemission vernachlässigbar klein ist. Dieser Graph c) ist in den Modellrechnungen als Beitrag 1.Ordnung QCD berücksichtigt. Der Einfluß des Graphen a) wurde von Bonneau und Martin berechnet und bei der Simulation berücksichtigt/703/.

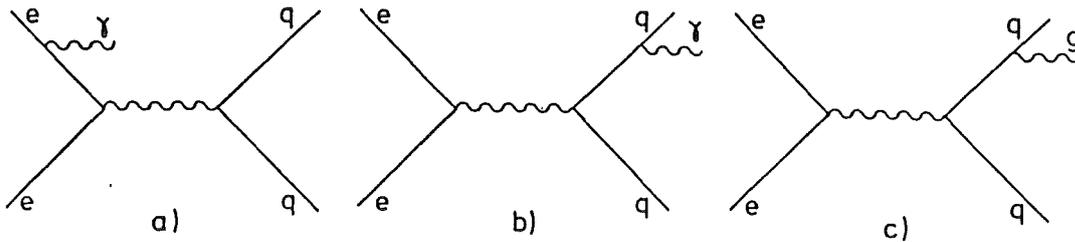


Abb 7.8 Bremsstrahlungsgraphen niedrigster Ordnung

- a) Photonemission im Eingangskanal
- b) Photonemission im Ausgangskanal
- c) Gluonemission im Ausgangskanal

Einen Test für diese Korrektur bietet die Akollinearitätswinkelverteilung der Zwei-Jets, wobei als Akollinearitätswinkel der Winkel zwischen den beiden Jetachsen definiert wird. In Abbildung 7.9 ist der Vergleich der Simulation in 0. und 1.Ordnung QCD mit den Daten dargestellt. Man sieht, daß schon die Akollinearität im qq Modell die Daten gut beschreibt. Die Beiträge 1. Ordnung beeinflussen die Verteilung wenig, weil sie als unabhängiger Jet erkannt werden.

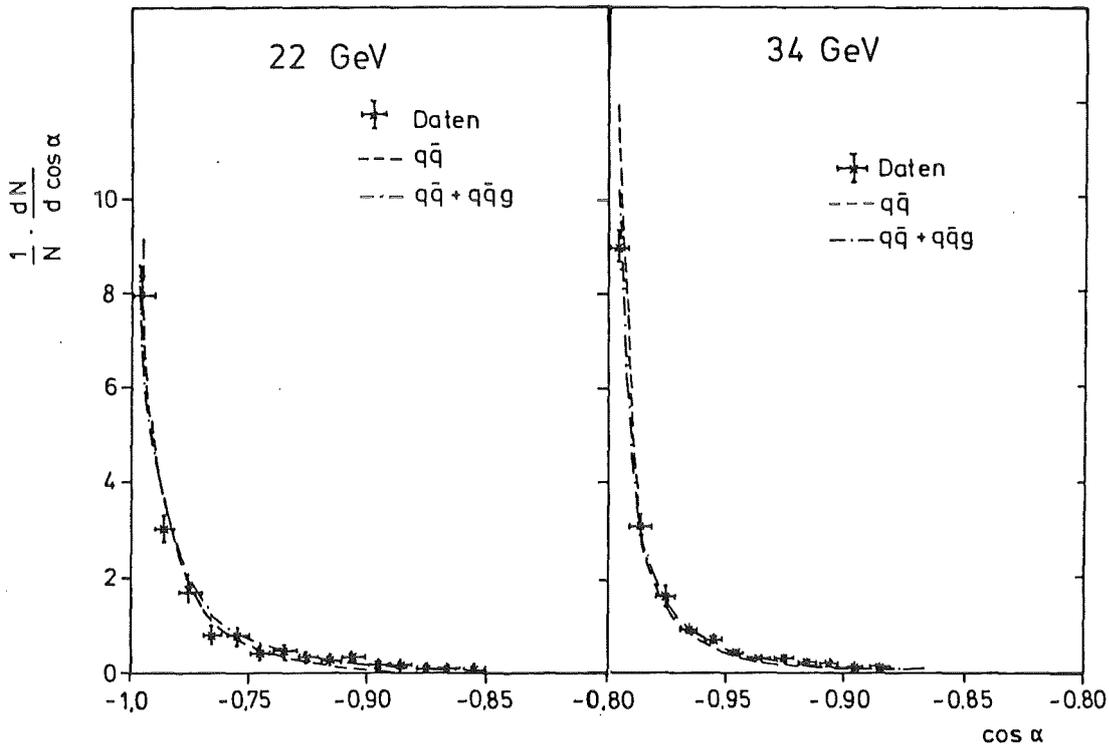


Abb 7.9 Akollinearitätswinkelverteilung der Zwei-Jets

Aus der guten Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation kann auch geschlossen werden, daß der Untergrund an nicht kollinearen

Ereignissen (z.B. Tau-Paare, Zwei-Photon-Ereignisse) klein sein muß.

Eine weitere Technik, die Strahlungskorrekturen zu überprüfen, analysiert Photonen, die räumlich gut separiert außerhalb der hadronischen Jets liegen. Damit kann quantitativ das Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen bestimmt werden. Auch diese Analyse der vorliegenden Daten ergibt, daß die Strahlungskorrekturen richtig berücksichtigt werden /704/.

VII.1.5 Spin der Quarks

Das einfache Quark-Parton-Modell beschreibt die Entstehung von hadronischen Ereignissen in Elektron-Positron-Annihilationen, indem ein virtuelles Photon ein Fermionenpaar aus Quark und Antiquark bildet. Dieser Prozess der Paarbildung verläuft nach den Gesetzen der Quantenelektrodynamik, wobei das virtuelle Photon an die elektrische Ladung der Quarks koppelt. Der Wirkungsquerschnitt für Fermionen ohne Masse bei unpolarisierten Teilchen im Anfangszustand ist:

$$\text{Gl. 7.3} \quad d\sigma/d\Omega \sim 1 + \cos^2 \theta$$

Diese Winkelverteilung wurde erstmals am Speicherring SPEAR beobachtet/705/. Abbildung 7.10 zeigt die Winkelverteilung der Zwei-Jet-Ereignisse, wobei jeweils der Mittelwert der Winkel aus beiden Jets eines Ereignisses gebildet wird. Die Winkelverteilung ist korrigiert auf Beiträge der 1.Ordnung QCD und auf die Detektorakzeptanz. Die Daten sind in guter Übereinstimmung mit der $1+\cos^2$ Vorhersage, das heißt, Quarks sind Fermionen.

VII.1.6 Ladungskorrelationen

Das Standard-Modell der QCD beschreibt Quarks als Teilchen mit $1/3$ bzw. $2/3$ der Elektronenladung. Eine Messung der Quarkladung würde also die Existenz freier Quarks beweisen und das jeweilige Quark einer Generation (Kap.III) identifizieren. Inspiriert wird diese Suche durch das Millikan - Experiment zur Ladungsbestimmung von Elektronen /706/, bei dem bereits ein entsprechendes Signal beobachtet und als Untergrund interpretiert wurde. Ein ähnliches Experiment aus heutiger Zeit findet ebenfalls $1/3$ Ladungen /707/, wird aber nicht bestätigt

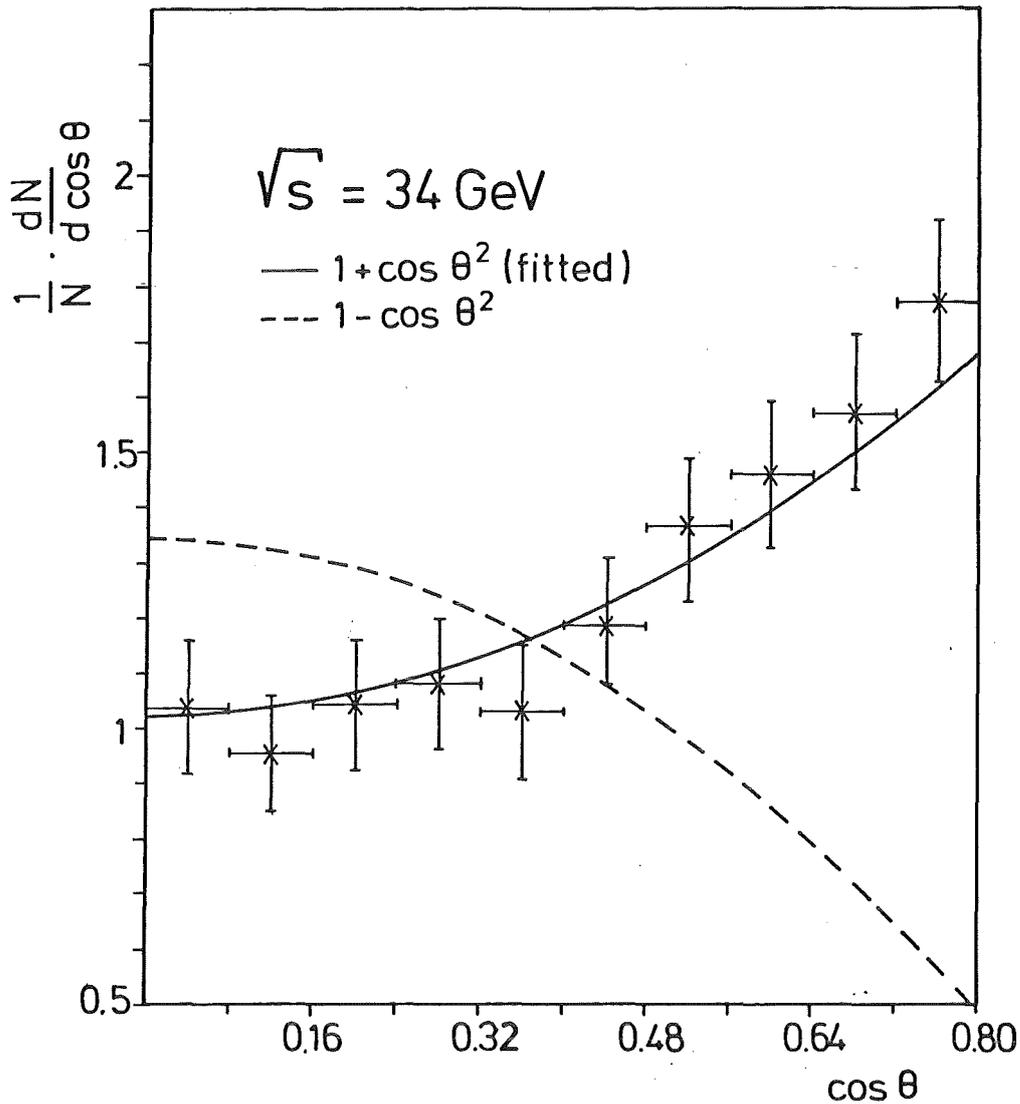


Abb 7.10 Winkelverteilung der Zwei-Jets

Die Winkelverteilung der Zwei-Jets zur Strahlachse, als durchgezogene Linie eingezeichnet ist die erwartete Verteilung für masselose Fermionen. Die gestrichelte Linie stellt die Verteilung unter der Hypothese skalarer Teilchen dar.

/708/. Vorwiegend nimmt man an, daß Quarks nicht als freie Teilchen existieren.

Obwohl also die Quark-Ladung bisher nicht meßbar und damit eine Quark - Erkennung so nicht möglich ist, wurde schon früh von Field und Feynman /709/ ein prinzipieller Weg zur Quark - Identifizierung gewiesen. Die zugrunde liegende Idee ist, daß ein Quark bei der Fragmentation (elektrisch neutrale) Gluonen abstrahlt, welche weitere Quark-Antiquark Paare bilden. All diese so gebildeten Ladungen ergeben

zusammen die Ladung Null, so daß bei Mittelung über alle geladenen Teilchen eines Jets das Ladungsvorzeichen des ursprünglichen Quarks identifizierbar sein sollte. Eine solche Messung scheitert in der Praxis, weil es nicht möglich ist, alle Teilchen eines Jets zu erfassen.

Ein praktischer Weg zur Ladungsmessung wird von Maxwell & Tepper vorgeschlagen /710/. Hier wird berücksichtigt, daß in dem Standardmodell der Fragmentation Mesonen, die am Anfang der Kaskade gebildet werden, mit hoher Wahrscheinlichkeit das ursprüngliche Quark enthalten. Diese Mesonen sind durch den hohen Impuls parallel zur Jet-Achse im Endzustand identifizierbar. Deshalb schlagen die Autoren vor, die Ladung des Jets als gewichtetes Mittel der Einzelteilchen zu bestimmen, wobei die Teilchen innerhalb eines Jets jeweils nach fallender Rapidität geordnet werden. Die gewichtete Ladung eines Jets berechnet sich danach aus den Ladungen der Einzelteilchen Q_j :

$$\text{Gl. 7.4} \quad Q_{\text{jet}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N Q_j \approx q + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{q}_j$$

Dabei ist q die Ladung des primären Quarks und q_j die Ladung des j -ten Teilchens in der Kaskade. Leider reichen die verfügbaren Daten noch nicht für eine derartige Identifizierung aus. Die einfachste Aussage des Modells, daß die beiden aus der qq -Fragmentation gebildeten Jets im Mittel entgegengesetzte Ladung haben, falls Quarks geladene Teilchen sind, ist dagegen experimentell überprüfbar. Dazu wird das Produkt aus den gewichteten Jet-Ladungen definiert:

$$\text{Gl. 7.5} \quad \langle P \rangle = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K [Q_{\text{jet}}(1) \cdot Q_{\text{jet}}(2)]$$

k = Anzahl Ereignisse

Für die Analyse werden die Zwei-Jet-Ereignisse der 34 GeV Daten verwendet. Da hochenergetische Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit die Quarkladung enthalten, wird verlangt, daß jedes Ereignis mindestens eine Spur mit einer Energie von $E/E_{\text{cm}} > 0.13$ hat.

Das Verfahren wird getestet, indem vor der Clusteranalyse die gemessenen Ladungen jedes Ereignisses zufällig den gemessenen Spuren zugeordnet werden. In diesem Fall ist das Produkt der Jet-Ladungen tatsächlich im Mittel Null.

Um triviale Ladungskorrelationen durch Ladungserhaltung von der Messung auszuschließen, wird für beide Jets getrennt gefordert, daß die Summe der Ladungen Null ergibt. Von den Daten verbleiben nach allen Schnitten 59 Ereignisse (der letzte Schnitt impliziert, daß beide Jets geradzahlige Anzahl Spuren haben müssen). Das gemittelte Produkt aus den gewichteten Ladungen beträgt:

$$\text{Gl. 7.6} \quad \langle P \rangle = - 0,118 \pm 0,053$$

Dieser Effekt liegt also 2.2 Standardabweichungen außerhalb der Hypothese einer unkorrelierten Ladungsverteilung in den Jets und entspricht der Aussage eines anderen Experiments /711/, welches den gleichen Effekt mit 3.8 Standardabweichungen beobachtet. Er ist verträglich mit der Annahme, daß Quarks geladene Teilchen sind. Durch dieses Meßergebnis wird allerdings nicht die Möglichkeit von ganzzahligen Quarkladungen oder von zusätzlichen neutralen Quarks ausgeschlossen.

VII.2 Eigenschaften der Drei-Jet Ereignisse

Bei der Analyse der Zwei-Jet-Ereignisse im vorigen Abschnitt wurde festgestellt, daß die hohe Anzahl an Drei-Jet-Ereignissen nicht konsistent durch qq-Ereignisse mit breiter Verteilungsfunktion der fragmentierten Teilchen erklärt werden kann. Eine natürliche Erklärung dafür bietet dagegen die QCD mit dem Modell von Gluonemission im Endzustand der Wechselwirkung. Ereignisse nach diesem Modell werden im Folgenden qqq-Ereignisse genannt. Die Wahrscheinlichkeit zur Beobachtung dieser Gluonemission nimmt mit steigender Energie stark zu, weil immer mehr Gluonen oberhalb der für die Jet-Definition erforderlichen Mindestenergie entstehen (vgl. Gl. 4.6). Um diese Zunahme zu untersuchen, wird das Verhältnis der Anzahlen rekonstruierter Drei-Jets zu Zwei-Jets bei den verschiedenen Energien gebildet (Abb 7.11).

Man sieht, daß das qq-Modell weder die Größe noch die beobachtete Zunahme dieses Verhältnisses erklären kann. Auch extreme Variation des Parameters σ_q im Modell kann die hohe Drei-Jet-Rate bei 34 GeV nicht erklären. Dagegen zeigt die perturbative erste Ordnung QCD (qqg) ein sehr großes Drei-zu-Zwei-Jet-Verhältnis und einen sehr starken Anstieg

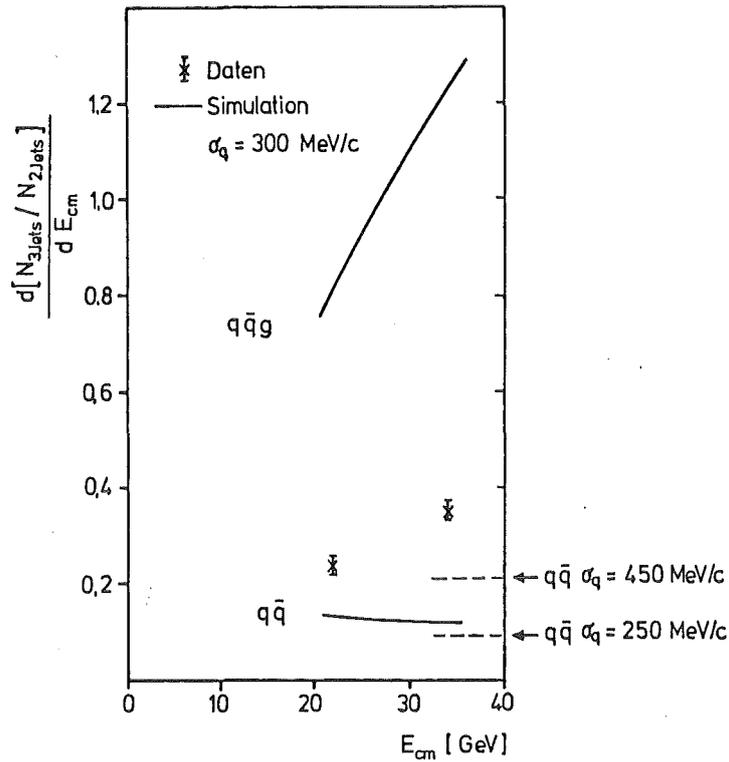


Abb 7.11 Relation Drei-Jets zu Zwei-Jets als Funktion der Energie

Die rekonstruierten Jet-Anzahlen zeigen bei Daten und dem $q\bar{q}$ Modell signifikant unterschiedliche Energieabhängigkeiten, die auch nicht durch Variation von σ erklärt werden. Ebenfalls angegeben ist das Verhalten der 1. Ordnung QCD ($q\bar{q}g$).

mit der Energie im Schwerpunktsystem.

In den nächsten Abschnitten soll gezeigt werden, daß die Daten gut durch einen störungstheoretischen Ansatz erster Ordnung, das heißt einen geeigneten Beitrag von $q\bar{q}g$ -Ereignissen zum $q\bar{q}$ -Modell beschrieben werden. Danach wird die Thrust-Verteilung dieser Ereignisse untersucht und Aussagen über den Gluonspin gewonnen. Als erstes müssen aber die Drei-Jets durch eine weitere Selektion ausgewählt werden.

VII.2.1 Selektion der Drei-Jets

Zur genaueren Analyse der Drei-Jet-Ereignisse werden weitere Selektionskriterien definiert, welche vom Clusterverfahren schlecht rekonstruierte Ereignisse verwerfen. Kriterien dafür sind der rekonstruierte Energieanteil und die Planarität. Dabei ist allerdings sorgfältig darauf zu achten, daß diese Selektionsschnitte deutlich

außerhalb des Bereichs gut rekonstruierter Ereignisse liegen, damit nicht etwaige geringfügige Unterschiede in den Spektren von Daten und Simulation die quantitative Analyse beeinflussen. Ein weiterer Schnitt in der Größe Thrust ist erforderlich, weil der kinematische Bereich der Simulation für qqg -Ereignisse begrenzt ist. Dieser Schnitt erlaubt gleichzeitig eine gute Abtrennung des qq -Untergrundes in den Drei-Jets.

VII.2.1.1 Rekonstruierte Energie

Durch Begrenzen der geometrischen Akzeptanz und Verwerfen von räumlich isolierten Spuren sowie Clustern mit weniger als 2 GeV Energie kommt es in wenigen Fällen vor, daß ein größerer Anteil an rekonstruierter Energie nicht einem der 3 Jets zugeordnet wird. Ein Schnitt bei $E_{3\text{-Jets}}/E_{\text{vis}} > 0,75$ (34GeV) (bzw 0,70 bei 22 GeV) verwirft diese Ereignisse (Abb.7.12).

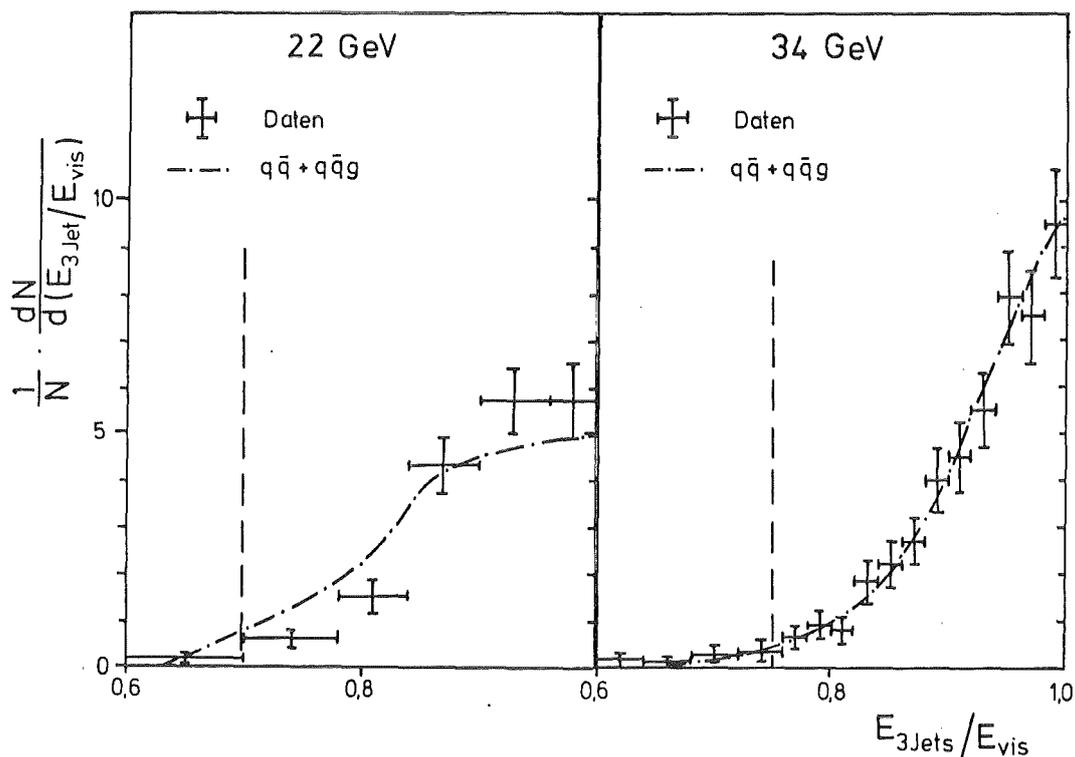


Abb 7.12 Rekonstruierte Energie der Drei-Jets

Der rekonstruierte Energieanteil der Drei-Jets der Daten verglichen mit der Simulation.

VII.2.1.2 Planarität

Ein zweiter Schnitt nützt aus, daß bei Emission eines energiereichen Gluons im Endzustand die Impulse aller drei Teichen (Quarks und Gluon) aus kinematischen Gründen in einer Ebene liegen. Ein Schnitt auf die Planarität entfernt also Ereignisse mit Strahlung im Anfangszustand und Ereignisse, bei denen ein Jet nicht entlang der Partonachse rekonstruiert wird. Zur Bestimmung dieser Größe konstruiert man die beiden Ebenen zwischen den drei Jets, bei denen die Jets miteinander die beiden kleineren Winkel einschließen. Der Winkel c zwischen diesen beiden Ebenen ergibt das Maß für die Planarität. Abbildung 7.13 zeigt diese Winkelverteilung. Im Mittel haben die Daten eine Aplanarität von 18° (34 GeV) bzw. 20° (22 GeV). Der Schnitt bei 45° trennt wenige besonders aplanare Ereignisse ab (Abb.7.13).

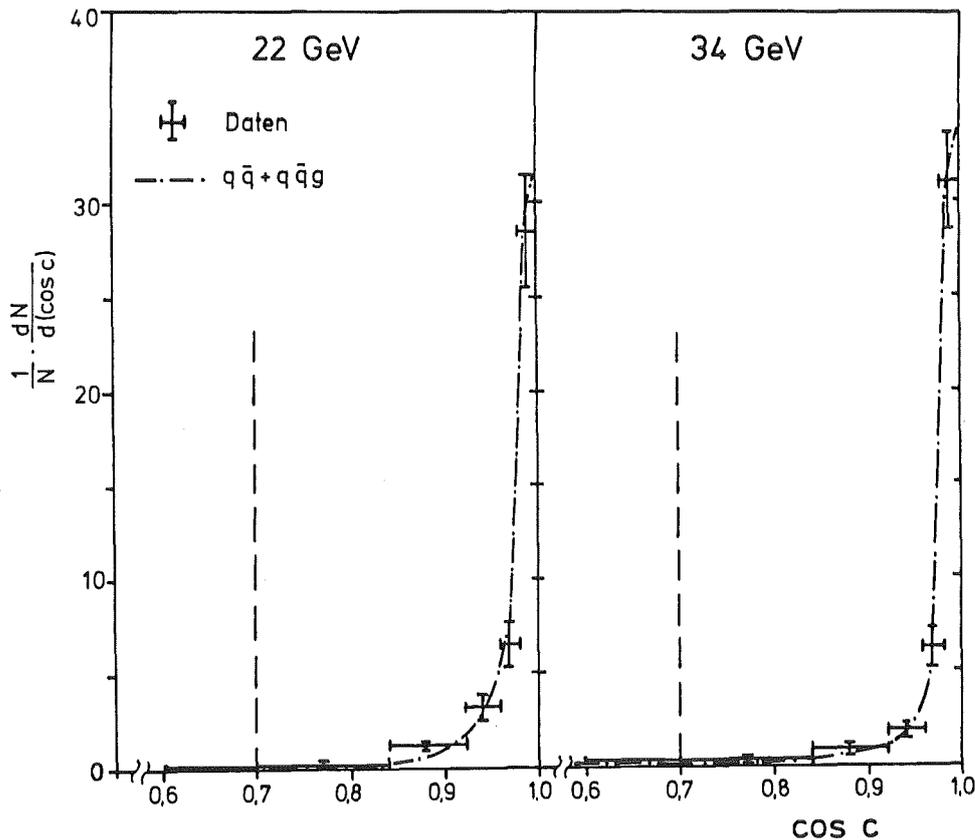


Abb 7.13 Planarität der Drei-Jets

Die Planarität der Drei-Jets von Daten und Simulation Ereignisse dargestellt.

VII.2.1.3 Thrust

Als Thrust für drei Jets wird definiert:

$$\text{GI 7.7} \quad T = \max \frac{\sum_{i=1}^3 |P_i''|}{\sum_{i=1}^3 |P_i|}$$

Eine entsprechende Definition gilt für den Thrust der Partonen, wobei anstelle der Jet-Impulse die Partonimpulse eingesetzt werden. Da der 3-Parton Wirkungsquerschnitt für $T \rightarrow 1$ divergiert, ist die Simulation von Ereignissen mit Gluon-Bremsstrahlung auf solche Ereignisse beschränkt, für die $T < T_0$ gilt. In der vorliegenden Simulation wurde für $T_0 = 0,97$ (34 GeV) bzw. $T_0 = 0,93$ (22 GeV) eingesetzt. Dies bedeutet, daß wegen fehlender Simulation eine Analyse der Drei-Jets mit höheren T-Werten nicht möglich ist. Da durch die Fragmentation der T-Wert der Partonen nur mit endlicher Auflösung durch die Drei-Jets reproduziert wird, führt dies in der Nähe von T_0 zu Verlusten, die nicht simuliert werden. Die Größe dieses systematischen Fehlers läßt sich durch Variation von T_{\max} kontrollieren, bis zu dem die Drei-Jets untersucht werden.

Schließlich zeigt die Thrust-Verteilung der Drei-Jets einen signifikanten Unterschied zwischen der als Drei-Jet identifizierten qq-Simulation und der qqq-Simulation: Die qq-Simulation liegt bei den größten T-Werten und hat einen steil abfallenden Wirkungsquerschnitt für kleineres T, wogegen der Wirkungsquerschnitt der qqq-Simulation einen deutlich flacheren Verlauf mit kleinerem T zeigt. Durch Festlegung eines Schnittes in T (im Folgenden T_{\max} genannt) wird also die Kontamination von qq-Ereignissen deutlich verringert (Abb.7.14). Der starke Abfall der Spektren bei größten Thrust-Werten ist durch das Clusterverfahren bedingt, welches Jets nicht erkennen kann, die zu nahe beieinander liegen oder zu wenig Energie haben.

VII.2.1.4 Reduktion der Drei-Jets

Die Reduktion der Drei-Jets für jeden einzelnen Selektionsschnitt ist in Tabelle 7.1 zusammengestellt, wobei für den Schnitt in Thrust exemplarisch mehrere Werte angegeben wurden.

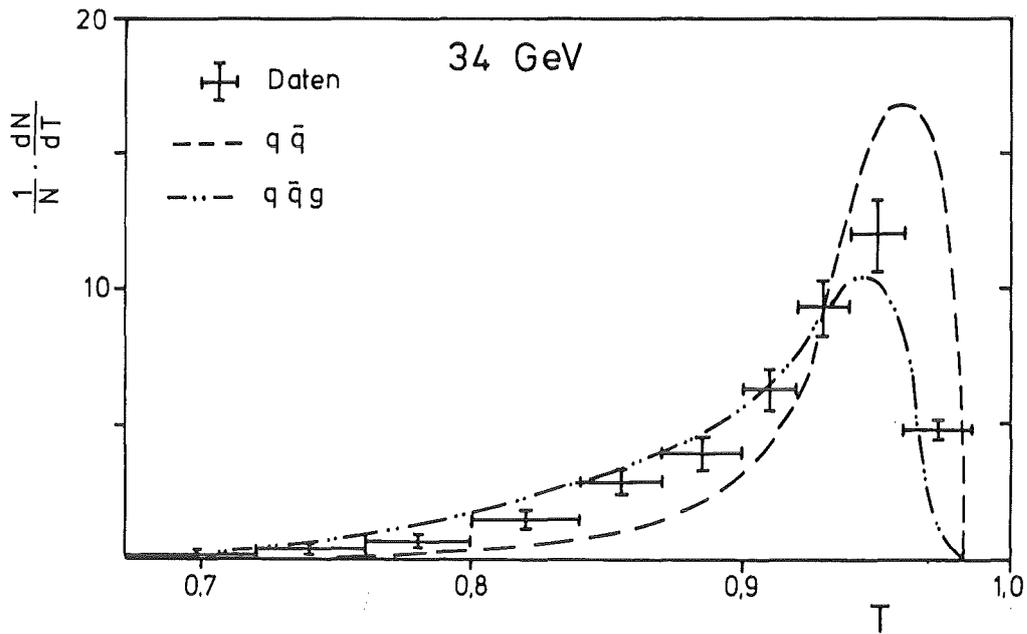


Abb 7.14 Thrust der Drei-Jets

Der Thrust der Drei-Jets ist für $q\bar{q}$ und $q\bar{q}g$ Simulation und die Daten dargestellt.

Tab 7.1 Reduktion der Drei-Jets

Schnitt	Anzahl Ereignisse	
	22 GeV	34 GeV
Hadronische Ereignisse	1732	2504
Drei-Jets	237	429
$E_{3\text{-jet}}/E_{\text{vis}} > 0,7$	232	417
Koplanarität $\cos c > 0,7$	220	403
Thrust $T_{\text{max}} < 0,97$	-	390
$< 0,95$	-	301
$< 0,93$	133	215
$< 0,90$	91	131
$< 0,88$	66	95

VII.2.2 Die Bestimmung der starken Wechselwirkungskonstanten

Die Bestimmung von α_s in erster Ordnung ist mit der Selektion einer Untermenge aus reinen q $\bar{q}g$ -Ereignissen in den Daten im Prinzip einfach. Es gilt:

$$\text{Gl 7.8} \quad \frac{\sigma_{q\bar{q}g}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\alpha_s}{\pi} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha_s}{\pi}} \cdot \int_{x_1, x_2} dx_1 \cdot dx_2 \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)}$$

Das Integral in Gleichung 7.8 nimmt bei Festlegung der Modellgrenzen für die Mindestenergie eines Partons und den maximalen Thrust der Partonen (hier $E_{\text{min}} = 2 \text{ GeV}$; T_0) einen festen Wert an. Die Anzahl gemessener Drei-Jets wird mittels Simulation auf die totale Anzahl generierter q $\bar{q}g$ -Ereignisse korrigiert und das Verhältnis zu den gemessenen hadronischen Ereignissen gebildet. Der Quotient ergibt die starke Wechselwirkungskonstante. In der Praxis ergeben sich neben der immer unvollständigen Simulation vor allem zwei Probleme:

- Es muß gezeigt werden, daß die Bestimmung von α_s nicht von den Parametern zur Selektion der q $\bar{q}g$ -Ereignisse abhängt.
- Jede selektierte Menge von Drei-Jets enthält auch qq-Ereignisse, die statistisch subtrahiert werden müssen. Diese Subtraktion erfordert aber Kenntnis der starken Wechselwirkungskonstanten.

Der für die Selektion der Drei-Jets empfindlichste Schnitt zur Bestimmung von α_s ist die Begrenzung des Thrust-Bereichs T_{max} . Aus diesem Grunde wird die Änderung von α_s als Funktion dieses Schnitts untersucht. Der qq-Untergrund wird folgendermaßen berücksichtigt: Durch ein Anpassungsverfahren (maximum likelihood) wird der Verlauf der Thrustverteilung der Daten durch die Simulation beschrieben. Dabei gilt die Randbedingung, daß die Anzahl hadronischer Ereignisse der Simulation entspricht. In den Abbildungen 7.15 und 7.16 sind die so angepaßten Werte der starken Kopplungskonstanten als Funktion von T_{max} aufgetragen. Der schraffierte Bereich gibt an, bei welchem Wert von α_s die Wahrscheinlichkeit der Anpassung auf 68% der Wahrscheinlichkeit im Maximum abgefallen ist, wobei lediglich statistische Fehler berücksichtigt werden.

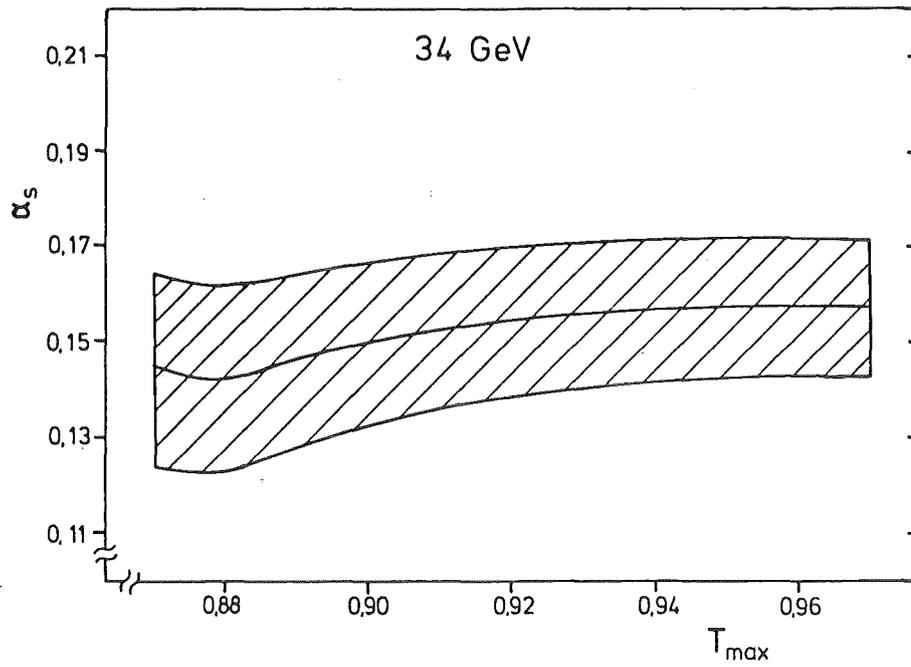


Abb 7.15 α_s als Funktion des Schnitts in Thrust

Abhängigkeit der starken Wechselwirkungskonstanten als Funktion des Schnitts in Thrust.

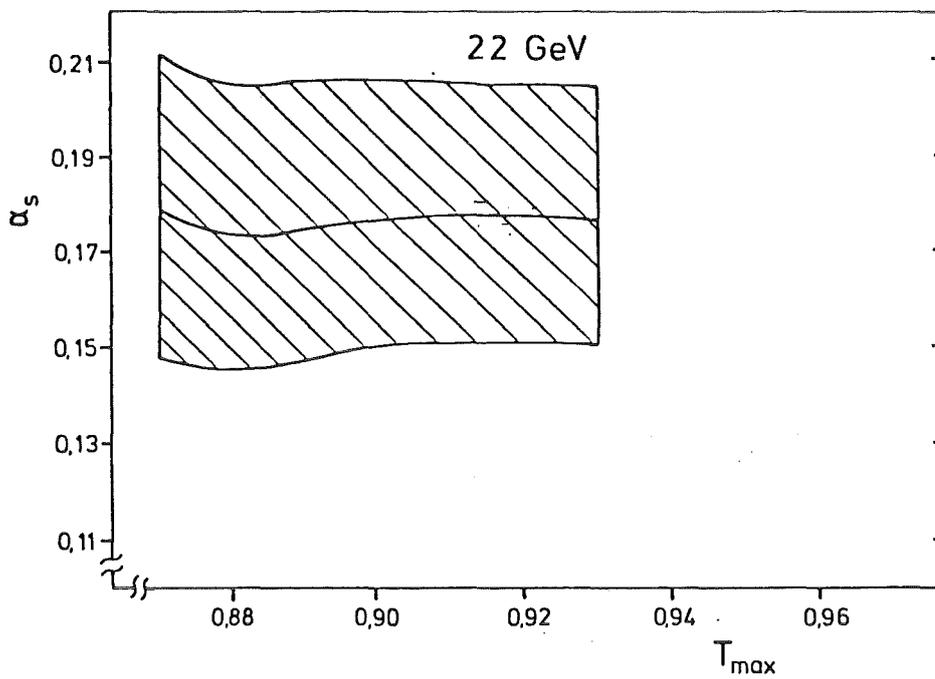


Abb 7.16 α_s als Funktion des Schnitts in Thrust

Abhängigkeit der starken Wechselwirkungskonstanten als Funktion des Schnitts in Thrust.

Man sieht, daß dieses Verfahren auch bei Variation von T_{\max} über einen großen Bereich zu einem stabilen Resultat von α_s führt, obwohl bei niedrigem T_{\max} die Statistik sehr begrenzt ist, während bei den größten T_{\max} -Werten die Korrekturen und damit das Risiko von systematischen Fehlern stark anwachsen. Damit ergibt sich $\alpha_s = 0,15 \pm 0,015$ bei 34 GeV und $\alpha_s = 0,17 \pm 0,02$ bei 22 GeV. Die angegebenen Fehler beinhalten lediglich statistische Fehler der begrenzten Datenmenge. Die systematischen Fehler durch Variation von T_{\max} sind 0,008 (34GeV) und 0,010 (22GeV).

Da bei dieser Anpassung die Gesamtzahl hadronischer Ereignisse der Simulation entsprechen muß und gleichzeitig die Thrustverteilung der gemessenen Drei-Jets, ist es zwingend erforderlich, daß bei der Selektion der Drei-Jets alle Schnitte in Daten und Simulation genau den gleichen Reduktionsfaktor ergeben. Zur Illustration wird das gemessene T-Spektrum mit einem Faktor f multipliziert und die Änderung von α_s in Abbildung 7.17 b) gezeigt. Der horizontale Fehlerbalken gibt die Genauigkeit der Normierung durch die endliche Statistik der Daten an.

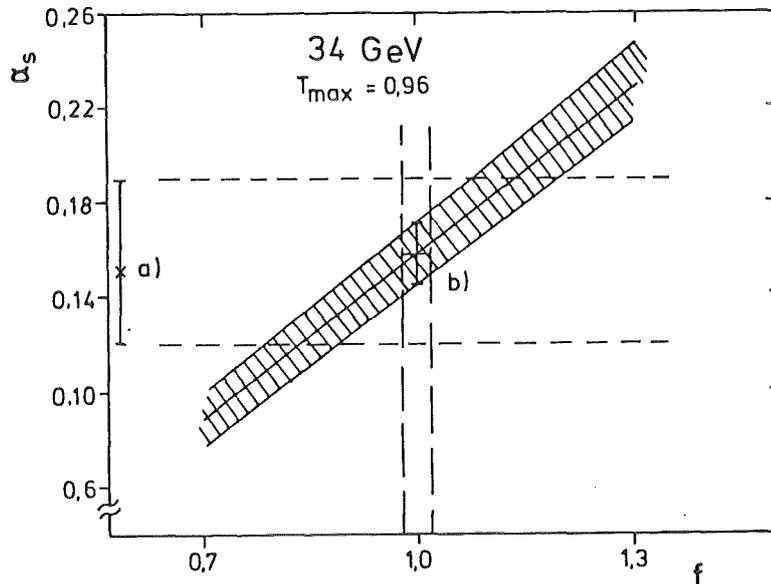


Abb 7.17 α_s bei verschiedener Normierung

a) die T -Verteilung in sich selbst normiert b) T -Verteilung auf die Anzahl hadronischer Ereignisse normiert. f ist ein künstlicher Faktor, der die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten von der Normierung zeigt.

Ein anderes Verfahren führt die Anpassung so durch, daß die totale Anzahl Drei-Jets $< T_{\max}$ der Simulation entspricht. Dies führt naturgemäß zu einem sehr viel größeren statistischen Fehler (Abb 7.17 a)). Dieses Verfahren ist jedoch nicht so empfindlich darauf, daß die Simulation den Daten in allen Verteilungen exakt entspricht, die zur Selektion der Drei-Jets verwendet werden. Aus der guten Übereinstimmung wird geschlossen, daß kein Schnitt zur Drei-Jet Selektion die α_s Analyse verfälscht.

Bei der Festlegung der Parameter für das Clusterverfahren wurde festgestellt (vgl. VI.2), daß sich der Anteil an qqq-Ereignissen in den Drei-Jets stark mit dem Clusterwinkel Δ ändert. Es muß also untersucht werden, wie die Bestimmung von α_s dadurch beeinflusst wird. Abbildung 7.18 zeigt den Zusammenhang. Innerhalb eines Variationsbereiches des Clusterwinkels Δ von $\pm 10^\circ$ ändert sich α_s um $-0,004$ bzw. $+0,007$.

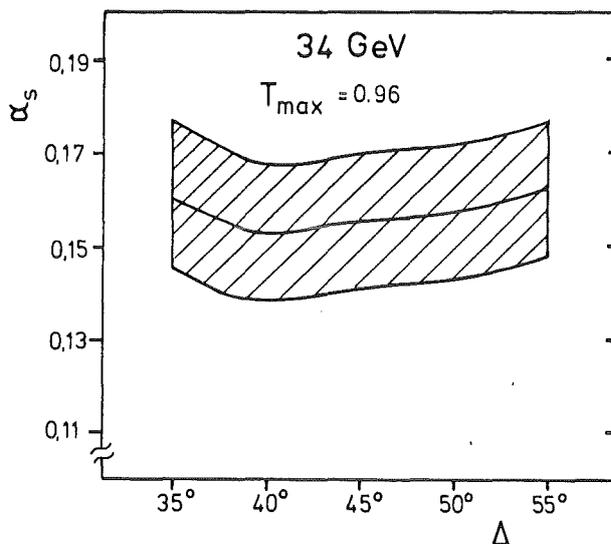


Abb 7.18 α_s als Funktion des Clusterwinkels

Die für die α_s -Bestimmung empfindlichste Variable der Simulation ist der Fragmentationsparameter σ_q . Bei einem kleineren σ_q -Wert werden auch weniger breite Jets als 2 getrennte Jets erkannt, d.h. α_s wird größer. Zur quantitativen Bestimmung dieses systematischen Fehlers wird die Analyse mit dem Wert $\sigma_q = 250\text{MeV}$ durchgeführt (der mit 6 Standardabweichungen ausgeschlossen werden kann). Abbildung 7.19 zeigt das Ergebnis wieder als Funktion von T_{\max} .

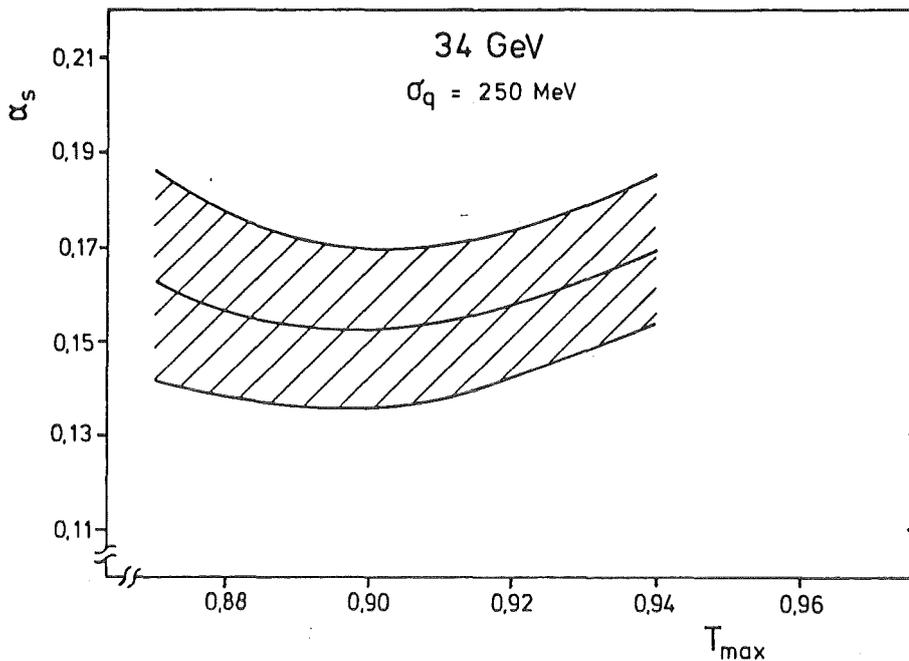


Abb 7.19 α_s bei anderem Fragmentationsparameter

Da bei dieser Simulation $T_0 = 0.95$ verwendet wurde, hat die α_s -Bestimmung bei den höheren T_{\max} -Werten systematische Fehler, die α_s vergrößern. Im Bereich $0,89 < T_{\max} < 0,93$ wird α_s im Mittel um 0,004 gegenüber dem bei $\sigma_q = 300 \text{ MeV}$ analysierten Wert vergrößert.

Auch systematische Fehler, die sich durch die Analysemethode sowie die freien Parameter der Simulation ergeben, wirken sich somit nur wenig auf α_s aus. Eine konservative Addition der möglichen systematischen Fehler ändert α_s somit um weniger als 0,02 (34 GeV) bzw. 0,04 (22 GeV). Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist damit bestimmt zu:

$$\begin{aligned} \alpha_s &= 0,15 \pm 0,015_{\text{st}} \pm 0,02_{\text{sys}} && (34 \text{ GeV}) \\ \alpha_s &= 0,17 \pm 0,020_{\text{st}} \pm 0,04_{\text{sys}} && (22 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

VII.2.3 Der Gluonspin

Nachdem im letzten Kapitel gezeigt wurde, daß die gemessene Drei-Jet Rate durch harte Gluon - Bremsstrahlung erzeugt wird, soll in diesem Kapitel eine weitere Untersuchung dieser Ereignisse durchgeführt werden.

Bald nach den ersten experimentellen Ergebnissen zur Zwei-Jet Struktur des hadronischen Endzustands in $e^+ - e^-$ wurde der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion in erster Ordnung QCD berechnet [712]. Er beträgt,

differenziert nach der Energie des energiereichsten Partons:

$$\text{Gl. 7.9} \quad \frac{1}{\sigma_0} \cdot \frac{d\sigma}{dx_1} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha_s}{\pi} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha_s}{\pi}} \cdot \frac{1}{1-x_1} \cdot \left[\frac{2(3x_1^2 - 3x_1 + 2)}{x_1} \cdot \ln \frac{2x_1 - 1}{1-x_1} + 3(3x_1 - 2)(2-x_1) \right]$$

Dabei wird angenommen, daß das Gluon ein Vektorteilchen ist und die Quantenzahl Farbe trägt. Alle Teilchen werden als masselos betrachtet. Einen entsprechenden Wirkungsquerschnitt kann man unter der Annahme berechnen, daß ein skalares (farbiges) Teilchen an die Farbladung der Quarks koppelt/712/:

$$\text{Gl. 7.10} \quad \frac{1}{\sigma_0} \cdot \frac{d\sigma}{dx_1} = \frac{\alpha_s^0}{3\pi} \cdot \left[2 \ln \frac{2x_1 - 1}{1-x_1} + \frac{(4-3x_1) \cdot (3x_1 - 2)}{1-x_1} \right]$$

Die experimentelle Überprüfung des Gluonspins ist also durch Messung des nach X_1 differenzierten Wirkungsquerschnitts möglich. Die Größe X_1 ist jedoch experimentell nicht direkt meßbar, weil durch die Fragmentation die Energien der Partonen dissipieren und der Clusteralgorithmus diese nicht mehr vollständig rekonstruiert. Man kann jedoch in der Simulation zeigen, daß der gemessene Drei-Jet-Thrust der qqq-Ereignisse mit dem Drei-Parton-Thrust korreliert ist. (Abb 7.20;7.21). Dieser wiederum entspricht bis auf Strahlungskorrekturen im Anfangszustand dem Energieanteil X_1 des energiereichsten Partons.

Diese Korrelation erlaubt es, die Größe X_1 auf ± 0.02 durch Messung des Drei-Jet-Thrusts zu bestimmen.

Um aus der gemessenen Thrust-Verteilung die korrigierte X_1 Verteilung zu errechnen, muß die Ausbeute ermittelt werden, mit der Ereignisse mit generiertem X_1 als Drei-Jets mit gemessenem Thrust T rekonstruiert werden. Sie ist in Abbildung 7.22 mit Hilfe simulierter qqq-Ereignisse ermittelt. Die Ausbeute in 7.22a) beschreibt die Korrektur der Strahlung im Anfangszustand während 7.22b) die Korrekturfunktion für den Übergang vom Drei-Jet-Thrust zum Drei-Parton-Thrust (beide im Laborsystem) beschreibt. Bei kleineren T Werten fällt sie ab, weil die Ereignisse einen größeren Bereich im Raum einnehmen, so daß größere Verluste durch die geometrische Akzeptanz entstehen. Bei den größten

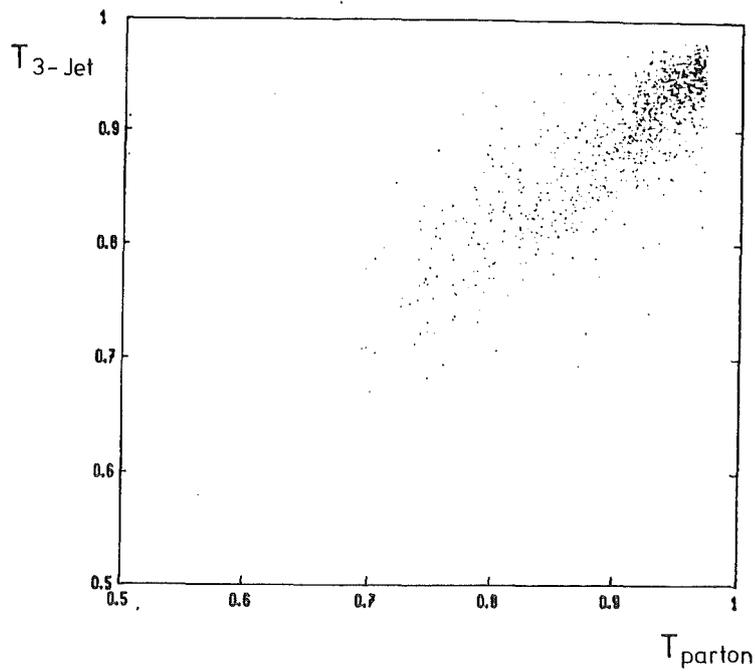


Abb 7.20 Korrelation zwischen Parton- und Drei-Jet-Thrust
Die Simulation erzeugt nur 'Ereignisse' mit $X_1 < 0.97$.

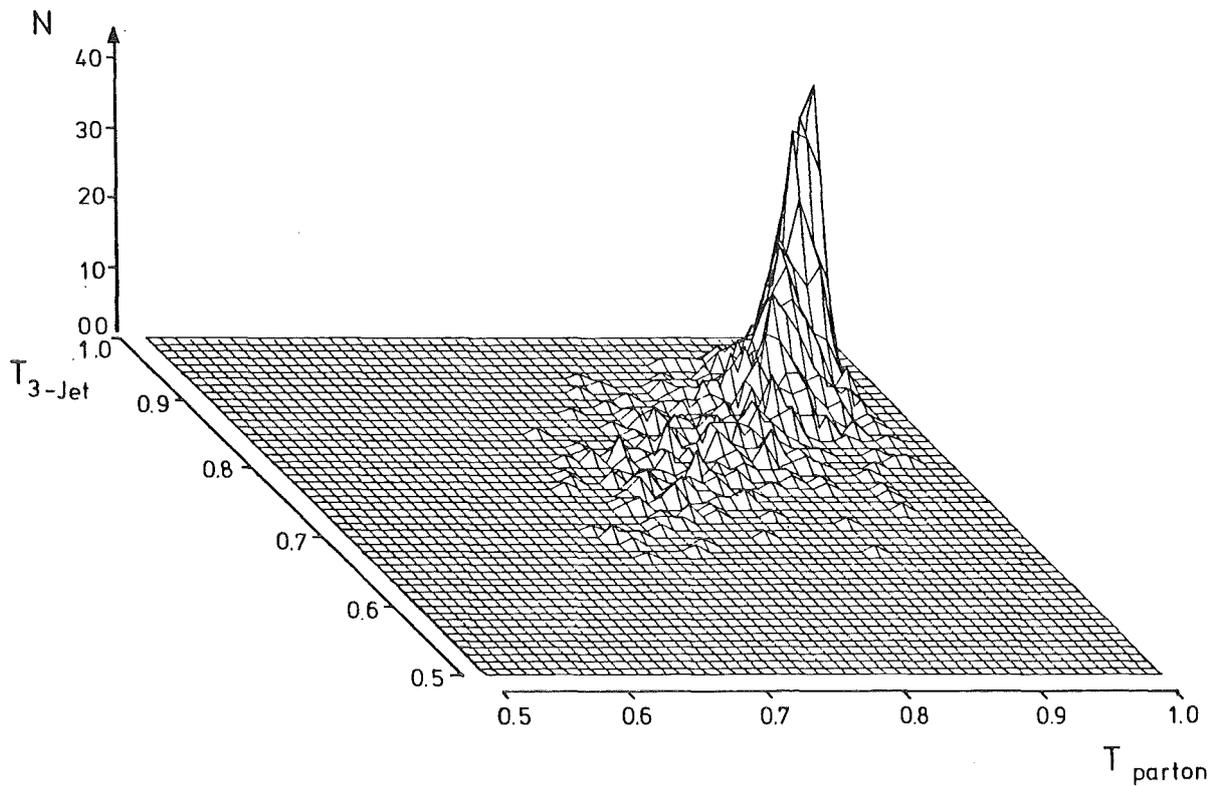


Abb 7.21 Korrelation zwischen Parton- und Drei-Jet-Thrust
In der isometrischen Darstellung ist der Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu großem X_1 zu erkennen.

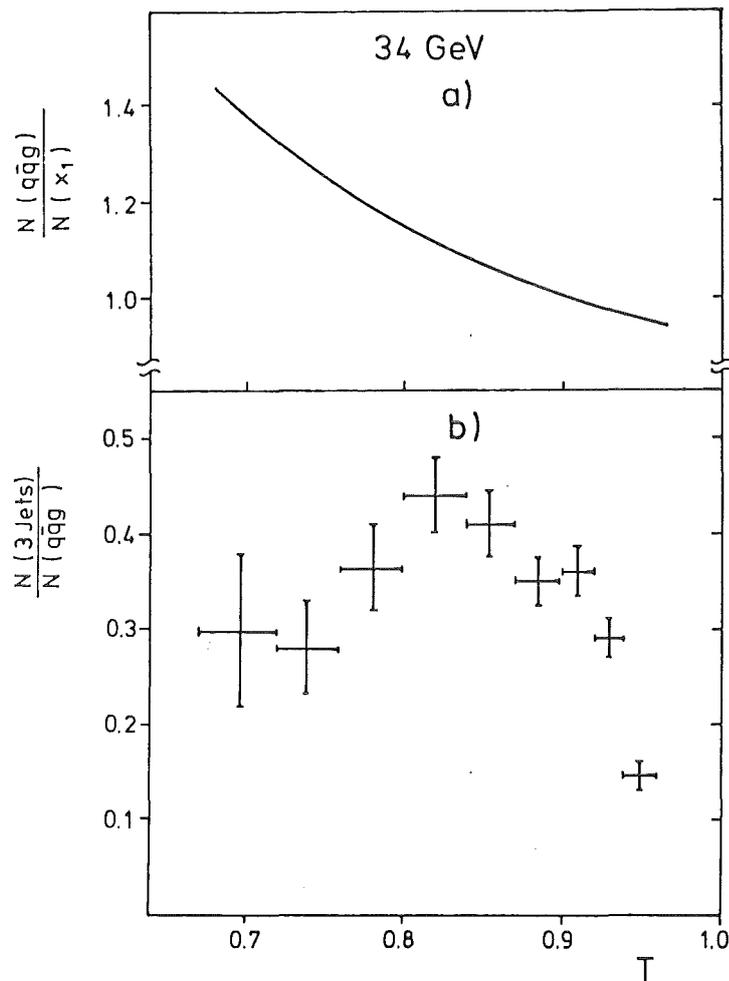


Abb 7.22 Ausbeute an selektierten Drei-Jets

Abbildung a) zeigt die Korrekturfunktion von X_1 zum Thrust der Partonen, Abbildung b) die Ausbeute an Drei-Jets.

T-Werten ist der Abfall durch den Cluster - Öffnungswinkel und die Mindestenergie für Jets bedingt, die den dritten Jet in diesem Bereich nicht mehr als unabhängigen Jet erkennen.

Zur Analyse der Daten wird zunächst der Beitrag an Drei-Jets aus der Thrust-Verteilung subtrahiert, den man durch das qq-Modell erwartet. Danach wird mit der Ausbeute korrigiert. Das Ergebnis ist die 'gemessene' X_1 - Verteilung. Diese und der Vergleich mit den vorhergesagten Wirkungsquerschnitten finden sich in Abbildung 7.23.

Die Divergenzen der Wirkungsquerschnitte für $T \rightarrow 1$ werden durch Festlegung eines Schnittes bei $X_1 = 0,97$ in der Generierung der simulierten Ereignisse abgeschnitten. Um Randeffekte zu vermeiden,

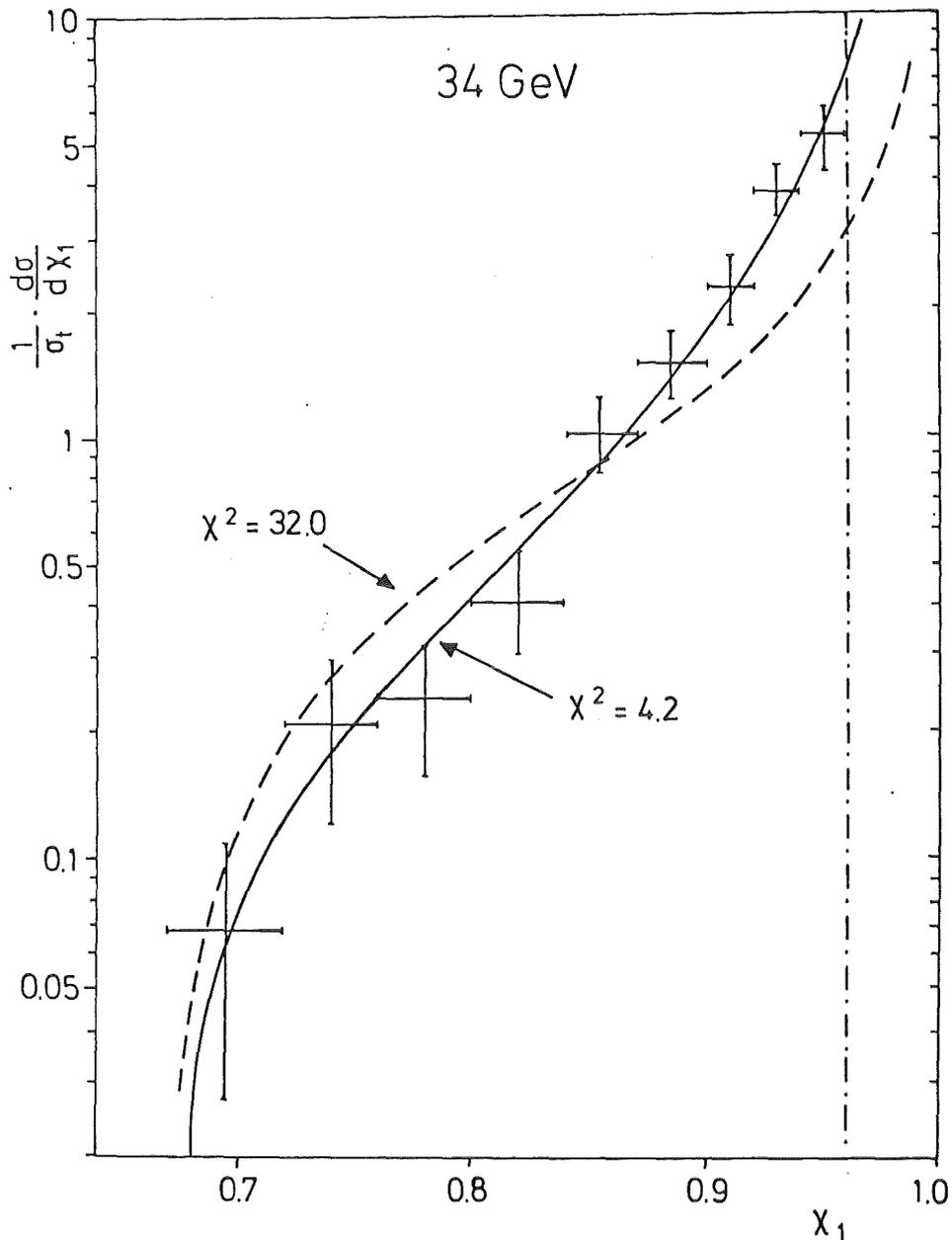


Abb 7.23 Korrigierte X_1 - Verteilung

Der Vergleich der vollständig korrigierten Daten mit den vorhergesagten Wirkungsquerschnitten bevorzugt deutlich das QCD Modell des Gluons als Vektorteilchen.

wird die Anpassung der korrigierten experimentellen X_1 Verteilung für $X_1 < 0,96$ durchgeführt. Man sieht, daß das Modell des Gluons als Vektorteilchen die Daten gut beschreibt, während die Hypothese eines skalaren Teilchens vom Experiment ausgeschlossen wird.

VIII Vergleich und Diskussion der Ergebnisse

Die Untersuchung hadronischer Ereignisse in hochenergetischen e^+e^- -Annihilationen ist ein Arbeitsgebiet, auf dem alle Experimente an Elektron-Positron-Speicherringen intensiv forschen. In einem zu PETRA vergleichbaren Energiebereich läuft lediglich der Speicherring PEP (Stanford) (E_{cm} z.Zt.: 29 GeV), deshalb werden die vorliegenden Ergebnisse in Abschnitt VIII.1 mit Resultaten verglichen, die an diesen beiden Beschleunigerzentren gemessen wurden. Eine übersichtliche Zusammenstellung dieses Forschungsbereichs findet sich in Referenz /801/.

Die vorliegende Analyse erfolgt unter zwei wichtigen Annahmen, welche die störungstheoretische Entwicklung der QCD und die Beschreibung der Fragmentation betreffen:

1. Die Drei-Jets der QCD (vor der Fragmentation) werden im wesentlichen durch die Emission eines einzelnen Gluons erzeugt. Beiträge höherer Ordnungen spielen dafür nur eine untergeordnete Rolle.
2. Die Fragmentation wird durch die Simulation hinreichend gut beschrieben, so daß aus den gemessenen Jets von Hadronen die Kinematik der QCD-Teilchen gewonnen werden kann.

Eine Diskussion dieser Annahmen folgt in den Abschnitten VIII.2 und VIII.3.

VIII.1 Vergleich mit anderen Analysen

Über die in Kapitel VII beschriebenen Analysen zur Winkelverteilung und Ladungskorrelation der Zwei-Jets sowie der α_s Bestimmung und der Prüfung des Gluonspins aus den Drei-Jet-Ereignissen liegt umfangreiches Datenmaterial vor. Im Folgenden sind Ergebnisse anderer Analysen aus e^+e^- Hochenergieexperimenten zu diesen vier Resultaten zusammengestellt.

Ladungskorrelationen

Neuere Untersuchungen zu Ladungskorrelationen innerhalb und zwischen den Jets liegen von zwei Experimenten vor. Beim Vergleich der Ergebnisse ist zu beachten, daß unterschiedliche Definitionen für die

Korrelation verwendet wurden.

- Das Experiment PLUTO beobachtet kleine mittlere Jet-Ladungen und schließt daraus, daß der Verlust an Ladung durch Fluß über die Jetgrenzen klein ist. Als Ladungskorrelation zwischen den zwei-Jets wird ein um drei Standardabweichungen von null (Erwartung für unkorrelierte Jetladung) verschiedener Wert gemessen /802/.
- Am Experiment TASSO werden Korrelationen innerhalb und zwischen den Jets gemessen. Die Ladungskorrelation innerhalb eines Jets hat eine geringe Gesamtladung des Jets als Konsequenz, während die Korrelation zwischen den Teilchen mit dem größten Parallelimpuls zur Jetachse das Modell von Quarks als geladenen Teilchen bestätigt. Die beobachtete Korrelation beträgt 3,8 Standardabweichungen von der für unkorrelierte Teilchen erwarteten Zufallsverteilung /803/.

Winkelverteilung der zwei-Jets

Die Winkelabhängigkeit der zwei-Jets relativ zum einfallenden Strahl ($\sim 1 + \cos^2 \theta$) wird von anderen Experimenten ebenfalls gemessen/804/. Die Abtrennung der Effekte der 1. Ordnung QCD und die Definition der Jetachsen erfolgt dabei durch Sphärizität, Thrust oder Clusteranalyse. Dabei wird häufig die Abweichung von der erwarteten Verteilung parametrisiert mit $d\sigma/d\theta \sim (1 + \alpha \times \cos^2 \theta)$. Eine Analyse mit guter Genauigkeit /805/ ergibt $\alpha = 1,03 \pm 0,17$.

Bestimmung der starken Wechselwirkungskonstanten

Zur Messung der starken Wechselwirkungskonstanten verwenden alle Experimente den Zusammenhang zwischen dem Anteil an drei-Jet Ereignissen und dem hadronischen Wirkungsquerschnitt. Unterschiede in den Analysen ergeben sich somit vor allem aus der Definition der Drei-Jet-Ereignisse und der Bestimmung der Korrekturen für die Jet-Definition und Fragmentation. Viele Analysen bestimmen die Drei-Jet-Rate aus dem Impulstensor der hadronischen Ereignisse /806/. Andere definieren die Drei-Jet Rate durch Schnitte in der Größe 'Oblateness'/807/ oder ebenfalls durch Clusterbildung /808/. Eine weitere Methode ist die Messung der Energie-Energie Korrelation /809/,

die in 1. Ordnung QCD unter Vernachlässigung der Hadronisierung berechnet werden kann. Da bei Analyse der Asymmetrie zwischen Teilchen, die unter Winkeln kleiner 90° und Winkeln größer 90° miteinander korreliert sind, die Fragmentationseffekte sich in 0. Ordnung QCD gegenseitig aufheben, resultiert eine Asymmetrie, die auf Gluon-Bremsstrahlung zurückzuführen ist und durch deren Größe α_s bestimmt wird /810/.

Alle diese Analysen ergeben Werte für α_s zwischen 0,15 und 0,21, die statistischen Fehler sind besser als 0,03 und die systematischen Fehler liegen ebenfalls in diesem Bereich. Das Ergebnis dieser Arbeit stimmt also sehr gut damit überein.

Der Gluonspin

Die Analysen über den Gluonspin basieren auf Untersuchungen der relativen Jetenergien X_i der Drei-Jets. Die Verteilung des Drei-Jet Wirkungsquerschnitts differenziert nach der relativen Energie X_1 des energiereichsten Partons ist auch bei einem anderen Experiment /811/ gut verträglich mit dem Modell des Gluons als Vektorteilchen, während die Gegenhypothese eines skalaren Teilchens ausgeschlossen werden kann.

Da Effekte durch Beiträge höherer Ordnung in QCD bei den Messungen im Bereich großer X_1 und im steil abfallenden Wirkungsquerschnitt durch die Fragmentation das Ergebnis beeinflussen könnten, gibt es einen zweiten Vorschlag zur Spin-Analyse, in dem der Winkel zwischen dem energiereichsten Parton und der Achse untersucht wird, die sich durch die beiden übrigen Partonen nach Transformation in ihr Ruhssystem ergibt /812/. Diese Technik wurde von den Experimenten TASSO und JADE angewandt /813/. Das Resultat bevorzugt deutlich das QCD-Modell eines Vektorteilchens vor der Annahme eines skalaren Teilchens.

VIII.2 Berechnung des Abschneideparameters Λ

Im vorangegangenen Kapitel wurde festgestellt, daß die Topologie der beobachteten Ereignisse durch Graphen der 1. Ordnung QCD (Emission eines Gluons) erklärt werden kann. Um dieses Ergebnis quantitativ beurteilen zu können, muß in der Analyse berücksichtigt werden, wie

sehr es durch Gluonemission höherer Ordnung beeinflusst wird. Erst nach Korrektur mindestens der Beiträge der Ordnung α_s^2 ist eine sinnvolle Interpretation von α_s und damit eine Bestimmung des QCD Skalenparameters Λ möglich /814/. Λ definiert dabei diejenige Energie, bei welcher der störungstheoretische Ansatz der Theorie zusammenbricht. Zwischen α_s und Λ gilt der Zusammenhang:

$$\text{Gl 8.1} \quad \alpha_s = \frac{12\pi}{(11N_c - N_f) \cdot \ln((Q/\Lambda)^2)}$$

$$Q = E_{\text{cm}}$$

$$N_c = \text{Anzahl der Farb - Ladungen} \quad (= 3)$$

$$N_f = \text{Anzahl der Quark - Sorten} \quad (= 5)$$

Solche Berechnungen der höheren Ordnungen gibt es für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt /815/. Da dieser jedoch experimentell nicht genau genug gemessen werden kann, versucht man, den Anteil der höheren Ordnungen aus den gemessenen Raten an Zwei-Jets, Drei-Jets und höheren Jet-Multiplizitäten der hadronischen Ereignisse zu bestimmen. Die Multi-Jets enthalten Beiträge in α_s , α_s^2 und höher und erlauben deshalb im Prinzip direkt eine Messung der störungstheoretischen Reihenentwicklung der starken Wechselwirkung.

Dazu sind bis jetzt die Beiträge der Ordnung α_s^2 analytisch berechnet worden /816,817/. Diese Rechnungen unterscheiden sich durch die Methode, mit der die Infrarotsingularität der Thrust-Verteilung behandelt wird. Ein Vergleich mit dem Experiment ist problematisch, weil dabei die Definition der Jets und damit die Festlegung der Abschneideparameter, um zu endlichen Wirkungsquerschnitten im infraroten Bereich zu kommen, von entscheidender Bedeutung ist /818/ (dazu kommen alle Probleme durch die Fragmentation der Partonen in Hadronen). Dies kann die Größe der Korrektur erheblich ändern. Eine Abschätzung der Korrektur der Ordnung α_s^2 bietet /817/. Aus der Relation σ (Drei-Jets) / σ (total) der vorliegenden Arbeit ergibt sich danach:

$$\alpha_s(Q^2) \approx 0,11 \pm 0,01$$

Dies entspricht einem QCD-Skalenparameter von

$$\Lambda_{\overline{MS}} \approx 0,04 (+0,03 -0,02) \text{ GeV}$$

Dieser Wert ist vor allem auch deshalb interessant, weil er durch ein Modell vorhergesagt werden kann. Er stimmt überraschend gut damit überein /819/.

Die angegebenen Fehler enthalten lediglich den statistischen Fehler der Daten. Die Größe der Korrektur von α_s^2 wird von verschiedenen Autoren unterschiedlich angegeben /816/. Danach ist diese Korrektur für Jets, die durch das Clusterverfahren mittels festen Jet-Öffnungswinkels und festen Energie-Schnitts definiert sind, klein.

VIII.3 Diskussion der Modellabhängigkeit der Ergebnisse

Die Analyse der Drei-Jet Ereignisse wird mit einem Fragmentationsmodell beschrieben, in dem die Partonen unabhängig voneinander in einen Jet von Hadronen zerfallen. Der Gluonjet fragmentiert dabei in gleicher Weise wie ein Quarkjet. Dieses Modell enthält nur wenige freie Parameter und kann nach deren Festlegung die QCD-Eigenschaften des vorangegangenen Kapitels gut beschreiben.

Wie stark die Bestimmung der starken Wechselwirkungskonstanten aber vom zugrunde gelegten Fragmentationsmodell abhängt, zeigt der Vergleich mit einem anderen Modell, in dem die Hadronen entlang der Feldkräfte zwischen den Partonen ('string') erzeugt werden /820/. Wichtiger Unterschied ist unter anderem, daß der Gluon-Jet in diesem Modell aus den Fragmentationsprodukten zweier 'strings' gebildet wird, die beide in ihrem eigenen Ruhssystem unabhängig voneinander fragmentieren. Die Lorentztransformation dieser Ereignisse in das Laborsystem ändert deshalb die Richtung der Hadron-Jets relativ zu den ursprünglichen Parton-Jets. Diese Richtungsänderung bewirkt, daß ein generiertes Drei-Jet-Ereignis nach der Fragmentation etwas mehr der Topologie eines Zwei-Jet-Ereignisses ähnlich sieht. Für die Größe Thrust bedeutet dies, daß die Verteilung der qqq-Ereignisse zu höheren T-Werten verschoben wird und schließlich der Gluonjet nicht mehr als unabhängiger Jet erkannt wird.

Ohne die Abhängigkeit der Analyse von den übrigen freien Parametern

der beiden Modelle zu untersuchen, soll dieser Unterschied zwischen 'unabhängiger' und 'string' Fragmentation qualitativ dargestellt werden, wobei für beide mit dem gleichen Wert von $\alpha_s = 0,17$ (1.Ordnung) simulierten Modelle die in Tabelle 8.1 angegebenen Parameter verwendet werden.

Tab 8.1 Parameter der beiden Simulationen

unabhängige - string - Fragmentation

Abschneideparameter des divergenten Drei-Parton

Wirkungsquerschnitts:

$$0,12 \leq X_i \leq 0,97 \\ i=1,3$$

$$2\chi \leq X_i \leq 1-2\chi \\ i=1,2$$

$$\frac{(1-X_1) \cdot (1-X_2)}{(1-X_3)} \geq \chi$$

$$\chi = (8m_e^2)/Q^2$$

m_e = mittlere Mesonmasse, hier 1 GeV

Fragmentationsparameter:

Fragmentationsfunktion

$$a_f(H) = 0,77$$

$$a_f(L) = 0,59$$

Breite der Fragmentationsfunktion (in beiden Simulationen):

$$\sigma_q = 300 \text{ MeV}$$

Anteil an pseudoskalaren Teilchen (in beiden Simulationen):

$$P/(P+V) = 0,5$$

Verhältnis der 'Strange'-Quark zu 'Up'-Quark Produktion:

$$(s/u)_H = 0,5$$

$$(s/u)_L = 0,3$$

Die Unterschiede in den Fragmentationsfunktionen der beiden Modelle erscheinen nicht besonders groß, dagegen wirkt sich die unterschiedliche Art der Behandlung der Divergenzen im Drei-Parton-Wirkungsquerschnitt auf die Thrust-Verteilung der Partonen aus (Abb.8.1).

Im Bereich $T < 0,93$ stimmen die beiden Modelle überein, divergieren dagegen stark bei höheren Thrustwerten. Den Einfluß der Änderung der Jet-Richtung relativ zur Parton-Richtung sieht man bei der

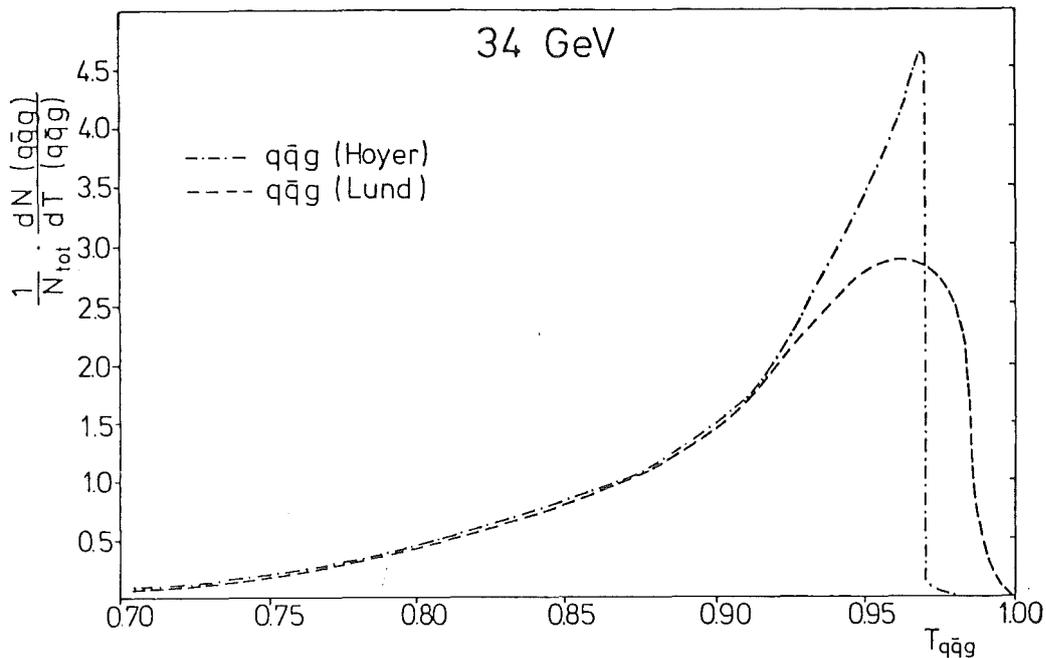


Abb 8.1 Thrust-Verteilung der Partonen

Für die 'unabhängige' und die 'string' Fragmentation ist die unterschiedliche Thrust-Verteilung der Partonen dargestellt.

Clusteranalyse der hadronischen Teilchen im Endzustand. Abbildung 8.2 zeigt die Thrustverteilung der Drei-Jets nach der Fragmentation (ohne Simulation des Detektors).

Im gesamten Bereich der T-Verteilung liegt die Simulation mit dem 'String'-Formalismus signifikant unter der Simulation mit 'unabhängiger' Fragmentation. Eine Anpassung an die Daten würde bedeuten, daß der Beitrag der 1. Ordnung in dem 'String' Modell entsprechend höher sein muß. Die quantitative Analyse ergibt für α_s in 1. Ordnung einen um den Faktor 1,5 größeren Wert gegenüber der Analyse in Kapitel VII /821/. Ähnliche Schlußfolgerungen ergeben sich auch aus anderen Untersuchungen /822/.

Da zur Zeit keines der beiden Modelle die Daten deutlich besser beschreibt als das andere, muß daraus geschlossen werden, daß die Bestimmung der starken Wechselwirkungskonstanten einen erheblichen systematischen Fehler hat.

Eine genaue Bestimmung von α_s scheitert also an der weitgehenden

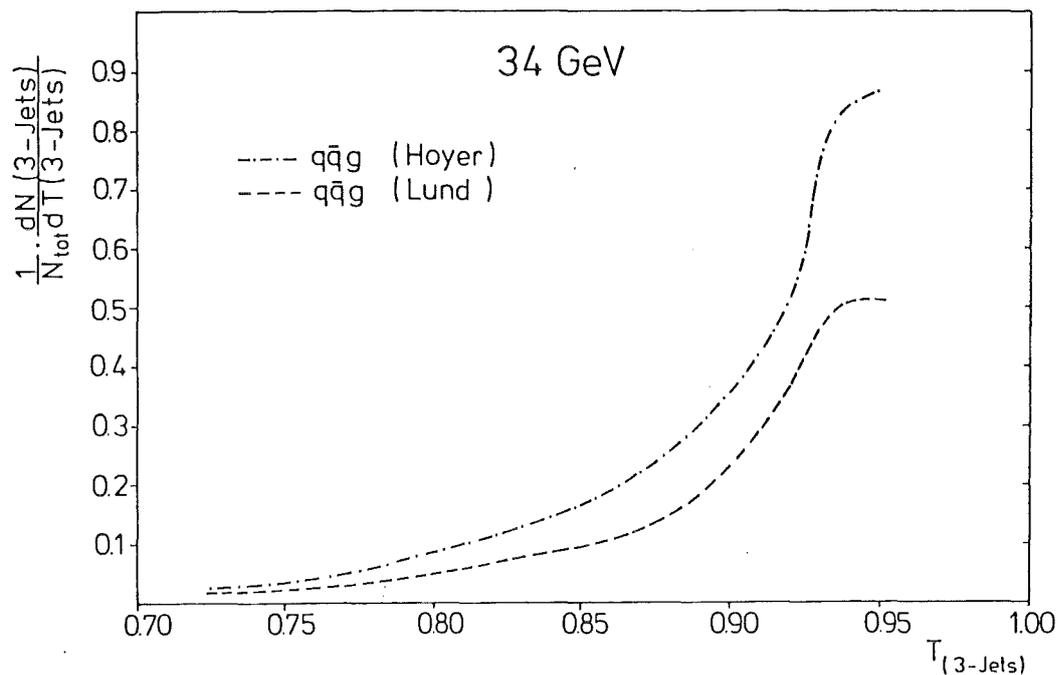


Abb 8.2 Thrust-Verteilung der Hadronen nach der Fragmentation

Durch die Änderung der Jetrichtung relativ zur Partonrichtung ist der Wirkungsquerschnitt auch für den Bereich $T < 0,93$ im 'string' Modell kleiner als bei der 'unabhängigen' Fragmentation.

Unkenntnis des Fragmentationsprozesses. Einige Fragestellungen für weitere Untersuchungen sind:

- Verhalten sich Gluon-Jets hinsichtlich Energie und Multiplizität wie Quark-Jets oder stark verschieden?
- Welchen Einfluß haben die höheren Ordnungen der QCD-Störungstheorie?
- Welche Randbedingung ergibt die Lorentz-Invarianz der Jet-Fragmentation für die Modelle?

Bis zur Klärung dieser Fragen muß die Modellabhängigkeit durch einen großen systematischen Fehler in α_s berücksichtigt werden.

IX Ausblick

In letzter Zeit ergaben experimentelle Resultate immer deutlicher, daß die QCD als nicht-abelsche Eichtheorie eine Feldtheorie ist, mit der die beobachteten Eigenschaften der starken Wechselwirkung sehr gut erklärt werden können. Auch alle in der vorliegenden Arbeit gemessenen Resultate stimmen ausgezeichnet mit dieser Theorie überein. Damit ist die Teilchenphysik in der bemerkenswerten Situation, daß sie mit dem etwa 50 Jahre alten Konzept der Quantentheorie Phänomene beschreibt, die in den Dimensionen bis an die Grenze des heute experimentell Zugänglichen reichen. Derzeit gibt es auch keine Anzeichen dafür, daß in naher Zukunft radikal andere Modelle zur Beschreibung der elementaren Naturkräfte eingeführt werden müssen.

Dabei darf nicht übersehen werden, daß die vorliegenden experimentellen Resultate aus e^+e^- Reaktionen es nicht erlauben, die QCD von abelschen Vektor-Feldtheorien zu unterscheiden, weil beide Theorien in 1.Ordnung ununterscheidbar sind /901/. Ein fundamentaler Unterschied dieser Theorie zu allen anderen Eichtheorien ist die Aussage, daß das Feldquant der QCD (das Gluon) selbst auch Träger der Ladungen ist, an die es koppelt. Während das Austauscheteilchen der QED, das Photon, zwar an die elektrische Ladung koppelt, selbst aber elektrisch neutral ist, koppelt in der QCD das Gluon an die Quantenzahl 'Farbe' und ist gleichzeitig selbst 'farbig'. Damit haben Gluonen die Fähigkeit, gebundene Zustände (Gluonium) aus sich selbst zu bilden.

Eine direkte Konsequenz daraus ist die Abhängigkeit der Stärke der Wechselwirkung vom Energieübertrag in der Reaktion. Während in der QED der Einfluß der Vakuumpolarisation mit steigendem Energieübertrag kleiner und damit die Wechselwirkungskonstante größer wird, macht die QCD die umgekehrte Aussage, daß die effektive Kopplungskonstante α_s mit größerem Energieübertrag kleiner wird. Eine Überprüfung dieser Eigenschaft der QCD sollte möglich sein, indem die Größe von α_s im gesamten Energiebereich von PETRA ($14 \text{ GeV} < E_{\text{cm}} < 38 \text{ GeV}$) mit noch größerer statistischer und systematischer Genauigkeit gemessen wird.

Eine weitere Möglichkeit zur Analyse der Gluon-Selbstkopplung bieten die Vier-Jet-Ereignisse. Sie können entstehen, indem das Gluon eines

qqg-Ereignisses an zwei weitere Gluonen koppelt. Bei den gegenwärtig erreichten Energien im Schwerpunktsystem und der heute verfügbaren Datenmenge ist es möglich, die Existenz solcher vier-Jets nachzuweisen /902/. Die Identifikation der Gluon-Selbstkopplung ist jedoch auch hier noch nicht geglückt.

Ein weiteres Ziel aktueller Forschung ist die Suche nach einem 6. Quark ('Top'). Motiviert wird diese Suche dadurch, daß die Existenz dieses Quarks mit den erwarteten Eigenschaften (Ladung $2/3 e$) eine Symmetrie zwischen den Teilchenfamilien der Leptonen und der Quarks herstellen würde. Die totale elektrische Ladung pro Teilchengeneration von Quarks und Leptonen ergibt nämlich, nach Summierung über die Farbladungen der Quarks, genau Null. Damit ist eine wesentliche Voraussetzung für eine renormalisierbare Theorie geschaffen/903/. Somit wäre dieses 6. Quark ein Hinweis darauf, daß elektroschwache und starke Wechselwirkung den Gesetzen einer einheitlichen Feldtheorie folgen.

Literaturverzeichnis

(die erste Zahl der Referenznummer entspricht dem Kapitel, die beiden folgenden Zahlen sind die laufende Numerierung innerhalb des Kapitels)

- 101 W. Kendall, W. Panofsky; Sci. Amer. 224 (1971) 60
- 102 J.C. Maxwell; A Treatise on Electricity and Magnetism; 3.ed.;
Oxford University Press (1904)
- 103 S.L. Glashow; Nucl. Phys. 22 (1961) 579
A. Salam, J.C. Ward; Phys. Lett. 13 (1964) 168
S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- 104 Y. Nambu; Preludes in theoretical physics; Amsterdam (1966) 133
H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler;
Phys. Lett. 47B (1973) 365
D.J. Gross, F. Wilczek; Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343
Phys. Rev. D8 (1973) 3633
- 105 R.P. Feynmann; Photon Hadron Interactions;
Benjamin, Reading, Mass. (1972)
- 201 PETRA-Proposal, Hamburg, DESY Nov. 1974
neue Version:
G.A. Voss, PETRA Proposal, Interner Bericht, DESY M-76/16 (1976)
- 202 DESY Journal 82-1 (1982)
- 203 PETRA-(CELLO) Proposal, Hamburg, 76/13 (1976)
- 204 CELLO-Kollaboration, H.-J. Behrend et al.;
Phys. Scripta 23 (1981) 610
- 205 H. Desportes et al.; Construction and Test of the CELLO thin wall
solenoid; Contribution to the 21st Cryogenic
Engineering Conference; Madison, Wisconsin, August, 1981
- 206 M. Cohen; Etude des performances des chambres proportionnelles
du détecteur central de CELLO; Thèse 3ème cycle;
LAL-80/10 (unpublished) 1980
- 207 W. de Boer et al.; Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 249
- 208 H.-J. Behrend et al.; Physics Letters 103B (1981) 148

- 209 TASSO Coll., R. Brandelik et al.;
DESY-report 81-069 (1981)
MARK II Coll., G.S. Abrams et al.;
IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS27** (1980) 59
- 210 W.J. Willis, V. Radeka; Nucl. Instr. and Meth. **120**(1974) 221
- 211 J.H. Cobb et al.; Nucl. Instr. and Meth. **158**(1979) 93
- 212 A. Babaev et al.; Nucl. Instr. and Meth. **160**(1979) 427
- 213 K. Rauschnabel; Kernforschungszentrum Karlsruhe
KfK-Ext.3/78-5 (1978)
- 214 J. Engler et al.; Nucl. Instr. and Meth. **120**(1974) 157
- 215 H. Keim et al.; Kernforschungszentrum Karlsruhe,
unveröffentlichter Bericht (1981)
- 216 G. Flügge; Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 3286 (1982)
- 217 CELLO Collaboration; DESY report 82-018 (1982)
- 218 CELLO Collaboration; V. Schröder, Vortrag auf der 'topical
conference on the application of microprocessors to
high-energy physics experiments'; bei CERN ; Mai 1981
- 219 H.-J. Behrend;
Computer Physics Communications **22** (1981) 365
- 301 J. D. Bjorken, S. Brodsky; Phys. Rev. **D1** (1970) 1417
- 302 J. D. Bjorken, E. A. Paschos; Phys. Rev. **185** (1969) 1975
- 303 M. Gell-Mann; Phys. Lett. **8** (1964) 214
C. Zweig, CERN Report TH 401 (1964) 404
- 401 F.A. Berends, R. Kleiss; DESY 80/66 (1980)
- 402 G. Bonneau, F. Martin; Nucl. Phys. **B27** (1971) 381
- 403 F.A. Berends, G.J. Komen; Phys. Lett. **63B** (1976) 432
- 404 F.A. Berends, R. Kleiss; DESY 80/73 (1980)
- 405 J. Ellis, M.K. Gaillard and G.G. Ross;
Nucl. Phys. **B111** (1976) 253
+ erratum Nucl. Phys. **B130** (1977) 516

- 406 P.Hoyer et al.; Nucl. Phys. **B161** (1979) 349
- 407 R.D. Field, R.P. Feynman; Nucl. Phys. **B136** (1978) 1
- 408 A. Ali et al.; Z.Physik **C1** (1979) 203
- 409 Particle Data Group; Phys. Lett. **75B** (1978) 1
- 410 R.L. Ford, W.R.Nelson; SLAC-210 UC-32 (1978)
- 501 V. Blobel; DESY internal report F14-79/02 (1979)
- 502 J.F. Grivaz, private Mitteilung (1981)
- 601 J.D. Bjorken, S.D. Brodsky; Phys. Rev. **D1** (1970) 1416
- 602 S.Brandt et al.; Phys. Lett. **12** (1964) 57
E. Fahri; Phys. Rev. Lett **39** (1977) 1587
und Phys. Rev. Lett **44** (1980) 1722
- 603 MARK-J Coll.; D. P. Barber et al;
MIT-LNS Report 115(1981)
- 604 S. Brandt, H. Dahmen; Z. Physik **C1** (1969) 61
- 605 O. Nachtmann, A. Reiter; Heidelberg HD-ThEP-82-1
- 606 C.L. Basham et al.; Phys. Rev. Lett **41** (1978) 1585
- 607 J. Dorfan; SLAC-Pub 2623 (1980)
(zur Veröffentlichung in Z. Phys. C)
H.J. Daum, H. Meyer; DESY 80/101 (1980)
PLUTO Coll., Ch. Berger et al.;
Phys. Lett **97B** (1980) 459
- 701 J.F. Freeman; Thesis, University of Wisconsin (1981)
- 702 C. K. Chen; Purdue university preprint
- 703 siehe /402/
- 704 J. Knapp; KfK 3405 B (1982)
M. Makowsky; KfK 3406 B (1982)
- 705 G. Hanson et al.; Phys. Rev. Lett **35** (1975) 1609
- 706 Millikan; Phys. Rev. **32** (1911) 349
Phys. Rev. **2** (1913) 109

- 707 G. La Rue, W. Fairbank, A. Hebard;
Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1011
G. La Rue, W. Fairbank, J. Phillip;
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 142
- 708 JADE Coll.; W. Bartel et al.; DESY 80/71 (1980)
- 709 siehe /407/
- 710 M.J. Teper ; Phys. Lett. **90B** (1980) 443
- 711 TASSO Coll., R. Brandelik et al.; DESY 81-005 (1981)
- 712 siehe /405/
- 801 K.H. Mess, B.H. Wiik; DESY 82-011 (1982)
- 802 PLUTO Coll. ; DESY 82-058 (1982)
- 803 TASSO Coll. ; Phys. Lett. **100B** (1981) 357
- 804 R.f. Schwitters et al.; Phys. Rev. Lett. **35**(1975) 1320
E. Elsen; DESY F22-81/02 (1981)
O. Achterberg; DESY PLUTO-81/09 (1981)
- 805 siehe /701/
- 806 CELLO Coll., H. J. Behrend et al.;
Phys. Lett. **110B** (1982) 329
TASSO Coll., R. Brandelik et al.;
Phys. Lett. **94B** (1980) 437
JADE Coll.; W. Bartel et al.;
Phys. Lett. **91B** (1980) 142
- 807 CELLO Coll. ; Phys. Lett. **113B** (1982) 427
MARK-J Coll., D. P. Barber et al.;
Phys. Lett. **89B** (1979) 139
- 808 PLUTO Coll., CH. Berger et al.;
Phys. Lett. **97B** 1980 459
- 809 C.L. Basham, L.S. Brown, S.D. Ellis, S.T. Love:
Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1585
Phys. Rev. **D19** (1979) 2018
- 810 CELLO Coll., H.J. Behrend et al.;

- Z. Phys. C 14 (1982) 95
- 811 PLUTO Coll., Ch. Berger et al.;
Phys. Lett. 97B (1980) 459
- 812 J. Ellis, J. Karliner; Nucl. Phys. B148 (1979) 141
- 813 TASSO Coll., R. Brandelik et al.;
Phys. Lett. 97B(1980) 453
E. Elsen ; DESY F22-81/02 (1981)
- 814 W. Celmaster, R.J. Gonsalves; Phys. Rev. D20 (1979) 1420
- 815 M. Dine, J. Sapirstein; Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668
K. G. Chetyrkin et al.; Phys. Lett. 85b (1979) 277
W. Celmaster, R.J. Gonsalves; Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 560
Phys. Rev. D21 (1980) 3112
- 816 K. Fabricius et al.; DESY 81-035 (1981)
- 817 A. Ali; DESY 81-059 (1981)
- 818 G. Kramer; DESY 82-029 (1982)
- 819 A. and P. Hasenfratz; CERN preprint CERN-TH 2827 (1980)
- 820 B. Anderson, G. Gustavson, T. Sjöstrand;
Z. Phys. C6 (1980) 235
Nucl. Phys. B197 (1982) 45
- 821 CELLO coll., H.J. Behrend et al.; DESY 82-061
- 822 R.D. Field, Konferenzbeitrag zur 'Conference on perturbative QCD'
Brookhaven 1981 Proceedings, Isabelle Vol.1,11-73
S.D. Ellis, Konferenzbeitrag zur 'Conference on High Energy
Physics', Paris, July 1982
- 901 K.J.F. Gaemers, J.A.M. Vermaseren; CERN preprint TH.2816
- 902 JADE Collaboration, W. Bartel et al.;
DESY 82-016 (1982)
- 903 E. Reya; DESY 79/88 (1979)